

Untersuchung des Verhaltens des Übergangsstrahlungsdetektors und des elektromagnetischen Kalorimeters von AMS-02 anhand der ersten Flugdaten

Bachelorarbeit
von

Christian Buntin

An der Fakultät für Physik
Institut für Experimentelle Kernphysik

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

Bearbeitungszeit: 18. Juli 2011 – 17. Oktober 2011

Inhaltsverzeichnis

1. Einführung	1
1.1. Der AMS-02-Detektor	2
1.1.1. Übergangsstrahlungsdetektor (TRD)	2
1.1.2. Spurdetektor (Tracker)	3
1.1.3. Ringabbildender Čerenkov-Detektor (RICH)	4
1.1.4. Elektromagnetisches Kalorimeter (ECAL)	4
1.1.5. Flugzeitdetektor (TOF)	5
1.1.6. Antikoinzidenzzähler (ACC)	5
1.1.7. Zusammenfassung	6
1.2. Nachweis von Teilchen	6
1.2.1. Elektron und Positron	6
1.2.2. Proton	7
1.2.3. Anti-Helium	7
1.2.4. Photon	9
1.3. Kosmische Strahlung	9
1.4. Dunkle Materie	12
1.4.1. Existenz	12
1.4.2. Kandidaten	13
1.4.3. Indirekter Nachweis	14
2. AMS-Monitor	17
2.1. Ermittlung des neuesten ROOT-Datei	17
2.2. Angepasstes Event-Display	17
2.3. Skript	17
2.4. Webseite	18
3. AMS Software	21
3.1. ROOT-Grundlagen	21
3.2. Event-Verarbeitung	22
3.3. Dateiliste	23
3.4. Ausführen des Programms	23
4. Event-Selektion	25
4.1. Vorselektion	25
4.2. Eigene Studien zu Kriterien der Event-Selektion	26
4.2.1. Elektronen	26
4.2.1.1. Erste Selektion	26
4.2.1.2. Schauermaximum im ECAL in Abhängigkeit der Energie	26
4.2.1.3. Impuls über Energie	27
4.2.1.4. Zusammenfassung	29
4.2.2. Positronen	29
4.2.3. Protonen	30

4.3.	Vorgegebene Event-Selektion	30
4.3.1.	Elektronen	30
4.3.2.	Positronen	31
4.3.3.	Protonen	31
4.4.	Vergleich	31
4.4.1.	Vergleich der Selektionen	31
4.4.2.	Vergleich der Teilchenzahlen	31
4.4.3.	TRD Hit-Amplituden	32
4.4.4.	Kalorimeterschauer	33
4.5.	Fazit	34
5.	Kosmische Strahlung im Erdmagnetfeld	35
5.1.	Erdmagnetfeld	35
5.1.1.	Südatlantische Anomalie	36
5.1.2.	Van-Allen-Strahlungsgürtel	36
5.1.3.	Geomagnetic Cutoff	36
5.2.	Verteilungen	38
5.2.1.	Normierung	38
5.2.2.	Verteilung aller Events	38
5.2.3.	Verteilung verschiedener Teilchen	38
5.3.	Impulsspektren	41
5.3.1.	Definition der Regionen	41
5.3.2.	Spektren	41
6.	TRD Tracking-Effizienz	45
6.1.	TRD Tracking-Algorithmen	45
6.2.	Definition	45
6.3.	Im Erdmagnetfeld	45
6.4.	Vergleich der Algorithmen	46
6.5.	Ergebnis	48
7.	Zusammenfassung und Fazit	49
	Abbildungsverzeichnis	51
	Literaturverzeichnis	53
	Anhang	55
A.	Vergleich der Selektionsmethoden	55
A.1.	Energieabhängige Lage des Schauermaximums	55
A.2.	Energie über Impuls	56
A.3.	Form des Kalorimeterschauers	58
A.3.1.	Hit RMS	58
A.3.2.	Seltsames Verhalten in Layer 6	58
A.3.3.	Histogramme	59

1. Einführung

Kosmische Strahlung wurde zuerst im Jahre 1912 von Victor Hess bei Ballonfahrten als ionisierende Strahlung nachgewiesen. Auch heute noch werden zur Messung dieser Teilchenstrahlung Ballondetektoren eingesetzt, aber da sich das Spektrum der kosmischen Strahlung bis hin zu Energien im Bereich von 10^{21} eV erstreckt, werden noch zahlreiche weitere Methoden zur Detektion verwendet.

Da geladene Teilchen hoher Energie beim Eintreten in die Erdatmosphäre einen ganzen Schauer an Sekundärteilchen erzeugen, kann man diesen auf der Erde mittels großflächiger Detektoren nachweisen und damit Hinweise auf das ursprüngliche Teilchen und dessen Herkunft erlangen. Man kann die Teilchen der kosmischen Strahlung aber auch mit einem Detektor möglichst weit außerhalb der Atmosphäre direkt nachweisen. Dies wurde zum einen mittels zahlreicher Satelliten bewerkstelligt, zum anderen befindet sich seit Mai 2011 mit dem AMS-02-Experiment ein komplexer Teilchendetektor auf der internationalen Raumstation ISS.

AMS steht hierbei für „Alpha Magnetic Spectrometer“, was ein magnetisches Spektrometer als Teilchendetektor auf der ISS, die bei der NASA früher noch „Alpha“ hieß, beschreibt. Mit AMS-01 wurde 1998 ein Prototyp dieses Detektors für zehn Tage in einem Space-Shuttle im All eingesetzt. Da diese Mission ein voller Erfolg war, wurde daraufhin der AMS-02-Detektor zum stationären Betrieb auf der ISS entwickelt. Daran waren und sind etwa 600 Physiker von 56 Instituten aus 16 Ländern beteiligt.

Heute ist der AMS-02-Detektor in ca. 400 km Höhe über dem Meeresspiegel auf der ISS in Betrieb und sammelt seit dem 19. Mai 2011 Daten von Teilchen der kosmischen Strahlung. Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Analyse dieser ersten Daten, indem die Selektion von Ereignissen, die Verteilungen dieser Ereignisse über der Erdoberfläche sowie das Verhalten des Übergangsstrahlungsdetektors und dessen Software untersucht wird.

In diesem ersten Kapitel wird dabei der AMS-02-Detektor beschrieben, sowie einige physikalische Hintergründe erklärt. Weiter wurde zur Demonstrationszwecken ein Monitor im Foyer des EKP aufgestellt, welcher aktuelle AMS-02-Ereignisse zeigt, was in Kapitel 2 beschrieben wird. Kapitel 3 liefert dann einen Einblick in die Analysesoftware, mit der in Kapitel 4 verschiedene Selektionen entwickelt und untersucht werden. Diese werden schließlich in Kapitel 5 und 6 angewendet. Zum einen, indem Teilchenhäufigkeiten und Impulsspektren im Erdmagnetfeld untersucht werden und zum anderen, indem verschiedene Algorithmen zur Spurrekonstruktion im Übergangsstrahlungsdetektor des AMS-02-

Experimentes verglichen werden. Die Ergebnisse dieser Arbeit sind letztendlich in Kapitel 7 zusammengefasst.

1.1. Der AMS-02-Detektor

Der AMS-02-Detektor ist aus mehreren verschiedenen Subdetektoren aufgebaut, um möglichst viele Informationen über eintreffende Teilchen zu erhalten. Diese wären – von oben nach unten – der Übergangsstrahlungsdetektor (Transition Radiation Detector, TRD), der Spurdetektor (Tracker) mit einem Permanentmagneten, der ringabbildende Čerenkov-Detektor (Ring Imaging Cherenkov Detector, RICH) und das elektromagnetische Kalorimeter (Electromagnetic Calorimeter, ECAL). Darüber hinaus befindet sich noch ein Flugzeitdetektor (Time of Flight, TOF) sowie ein Antikoinzidenzzähler (Anti-Coincidence Counter, ACC) im Detektor. Der Aufbau von AMS-02, mit den vielen zusätzlich benötigten Vorrichtungen, ist in Abbildung 1.1 zu sehen.

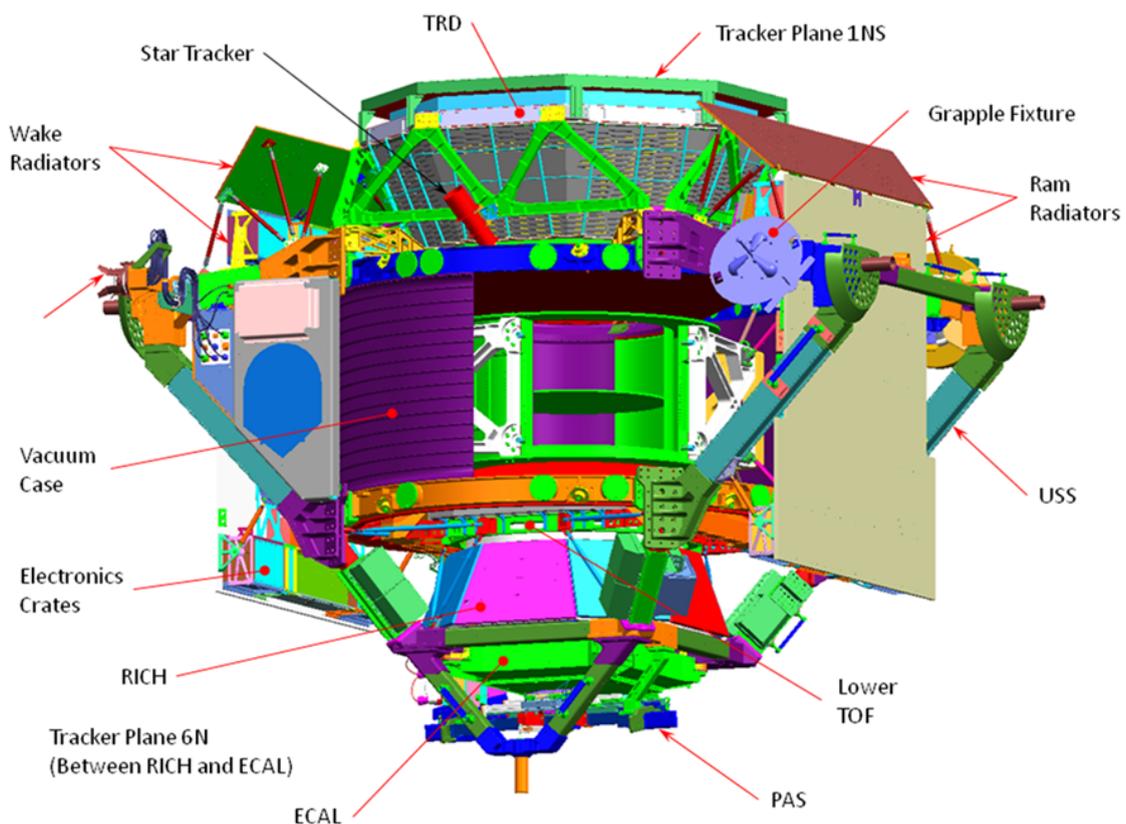


Abbildung 1.1.: Aufbau des AMS-02-Detektors [1].

1.1.1. Übergangsstrahlungsdetektor (TRD)

Der Übergangsstrahlungsdetektor des AMS-02-Detektors besteht aus 20 Lagen eines Vlies-Materials aus Polypropylen und Polyethylen, jeweils mit einer Dicke von 20 mm. Zwischen diesen Lagen befinden sich ebenfalls insgesamt 20 Lagen von mit Xe/CO₂ gefüllten Proportionalzählrohren, wobei die mittleren 12 Lagen rechtwinklig zu den oberen und unteren vier Lagen angeordnet sind, um eine räumliche Auflösung zu erhalten [2, Seite 2-29 f.].

Wenn nun ein Teilchen vom Vakuum in das Vlies-Material, welche eine andere Dielektrizitätskonstante besitzt, übergeht, so wird Übergangsstrahlung im Bereich von Röntgenstrahlung freigesetzt (Abbildung 1.2). Die Wahrscheinlichkeit hierfür wird durch die

vielen Übergänge im Vlies-Material noch deutlich erhöht. Der Grund für diese Übergangsstrahlung ist der zeitlich veränderliche Dipol, welchen das geladene Teilchen mit seiner Spiegelladung aufgrund der Teilchenbewegung bildet. Diese so emittierte Strahlung ist proportional zum Lorentzfaktor γ des Teilchens und wird in den Proportionalzählrohren durch Ionisierung des Gases nachgewiesen. In diesen ionisieren aber auch einlaufende geladene Teilchen das Gas direkt, was auch als Signal messbar ist. Aber nur bei leichten Teilchen wie Elektronen und Positronen kommt dabei – eben aufgrund deren geringer Ruhemasse – noch der Beitrag der Übergangsstrahlung dazu, welche bei schweren Teilchen, wie Protonen, vernachlässigbar ist [3, Seite 146 ff.].

Somit lässt sich mit dem TRD der Lorentzfaktor γ bestimmen und ein Hinweis auf die Teilchenidentität gewinnen. Zusätzlich kann der TRD auch die Teilchenspur bestimmen, damit nachfolgende Detektoren dieses Teilchen von anderen unterscheiden können.

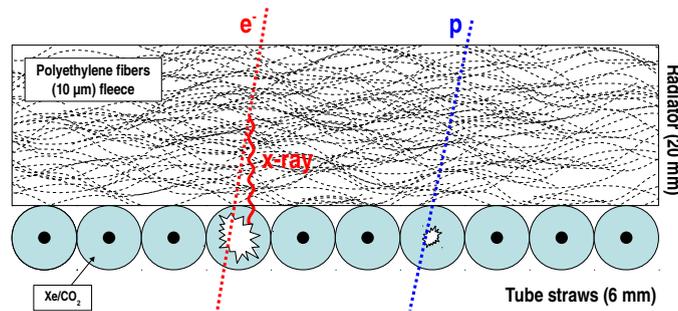


Abbildung 1.2.: Übergangsstrahlung im TRD. Mithilfe dieser ist eine Unterscheidung von Elektronen/Positronen und Protonen möglich [nach 1].

1.1.2. Spurdetektor (Tracker)

Der Tracker des AMS-02-Detektors besteht aus 8 Lagen mit Silizium-Streifendetektoren, wovon sich sechs in einem konstanten Magnetfeld der Feldstärke $B = 0,15$ T befinden [2, Seite 2-57]. Von den beiden anderen Lagen befindet sich eine über dem TRD und eine zwischen RICH und ECAL.

Ursprünglich war für das Magnetfeld ein supraleitender Elektromagnet vorgesehen. Da die Laufzeit der ISS aber bis mindestens 2020 verlängert wurde, hätte der zum Kühlen notwendige Vorrat an Helium nicht ausgereicht. Daher wurde stattdessen der Neodym-Permanentmagnet von AMS-01 verwendet. Dieser besitzt zwar eine geringere Magnetfeldstärke, aber dafür erhält man aufgrund der längeren Laufzeit eine deutlich bessere Statistik.

Trifft nun ein geladenes Teilchen auf solch einen Streifendetektor, so werden in diesem Elektronen-Loch-Paare erzeugt, welche zu den jeweiligen Polen driften und dort als Signal messbar sind. Damit ist die Spur des Teilchens mit Signalen in mehreren Lagen rekonstruierbar. Da die Intensität des Signals zusätzlich von der Ladung q des Teilchens abhängt, kann auch diese bestimmt werden.

Da sich der Tracker in einem konstanten Magnetfeld befindet, beschreibt die Bahn geladener Teilchen eine Kreisbahn, deren Krümmungsradius r rekonstruiert werden kann. Durch Gleichsetzen von Zentrifugalkraft und Lorentzkraft erhält man so den Zusammenhang:

$$\frac{mv^2}{r} = qvB \quad \Leftrightarrow \quad Br = \frac{mv}{q} = \frac{p}{q} = R \quad (1.1)$$

Mit der Messung der Bahnkrümmung r ist also die Rigidity R (auch magnetische Steifigkeit genannt) bekannt, welcher den Quotienten aus Teilchenimpuls p und dessen Ladung

q darstellt und eine Unterscheidung von Teilchen und ihren Antiteilchen ermöglicht. Mit der rekonstruierten Ladung des Tracker-Signals ist damit auch der Teilchenimpuls selbst gegeben.

1.1.3. Ringabbildender Čerenkov-Detektor (RICH)

Čerenkov-Strahlung entsteht, wenn ein Teilchen mit einer Geschwindigkeit v in ein Medium mit Brechindex n trifft, in dem die Lichtgeschwindigkeit $\frac{c}{n}$ niedriger als die Teilchengeschwindigkeit v ist. Dabei werden Photonen entlang der Teilchenbahn in einem Kegel mit einem Öffnungswinkel von

$$\theta = \arccos \frac{1}{\beta n} \quad (1.2)$$

abgestrahlt, wobei $\beta = \frac{v}{c}$ ist. [4, Seite 371]. Zusätzlich hängt die Intensität der Čerenkov-Strahlung von der Ladung des Teilchens ab. [2, Seite 2-102].

Der Radiator des Čerenkov-Detektors des AMS-02 besteht größtenteils aus einem Aerogel, welches eine Zusammensetzung aus SiO_2 und H_2O ist und einen Brechindex von 1,03 bis 1,05 hat. In der Mitte allerdings wird NaF verwendet, was einen deutlich höheren Brechungsindex von 1,336 hat und somit auch einen größeren Čerenkov-Kegel erzeugt. Dies ist notwendig, da sich direkt unter dem NaF-Radiator keine Detektoren für das Čerenkov-Licht befinden, damit die Teilchen dort das darunter liegende Kalorimeter treffen können [2, Seite 2-103 f.].

Unter dem restlichen Radiatormaterial befinden sich dagegen insgesamt 680 Photomultiplier, die das Čerenkov-Licht der Radiatoren nachweisen und die Lichtkegel rekonstruieren können (Abbildung 1.3). Somit erhält man hier die Teilchengeschwindigkeit β und über die Intensität die Ladung q des Teilchens.

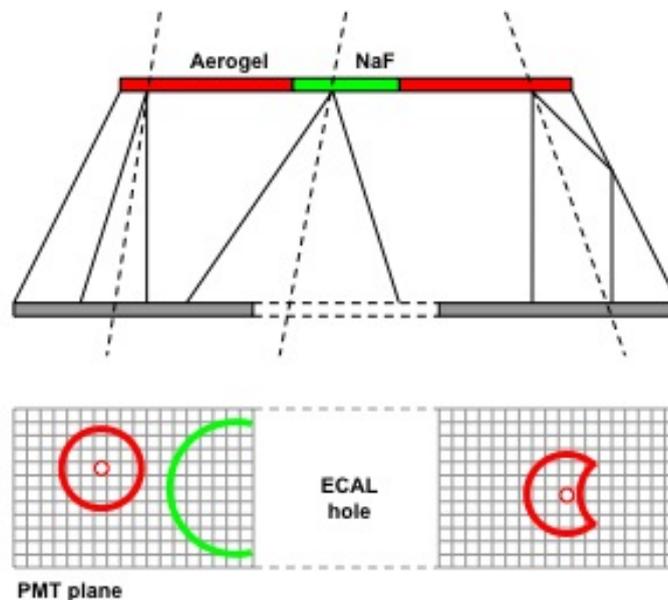


Abbildung 1.3.: Čerenkov-Kegel im RICH. Deren Öffnungswinkel hängt von β und deren Intensität von der Ladung q ab [1].

1.1.4. Elektromagnetisches Kalorimeter (ECAL)

Das ECAL des AMS-02 besteht aus neun Lagen, die jeweils 18,5 mm dick sind und aus 11 Bleilagern bestehen, welche mit Szintillatorfasern durchzogen sind. Über diese Szintillatorfasern können frei werdenden Photonen durch Photomultiplier nachgewiesen werden.

Diese neun Lagen sind dabei immer um 90° versetzt angeordnet, um ein räumliches Auslesen des resultierenden Photonschauers in den Szintillatorfasern zu ermöglichen. Damit ist das Kalorimeter insgesamt 16,65 cm dick, was etwa 17 Strahlungslängen entspricht [2, Seite 2-116 f.]. Eine Strahlungslänge entspricht dabei der Weglänge, ab der sich die Energie eines Elektrons durch Bremsstrahlung um den Faktor e reduziert hat [4, Seite 369].

Tritt nun ein Lepton oder ein Photon in das Kalorimeter ein, so wird über elektromagnetische Wechselwirkungen ein Schauer an Leptonen und Photonen erzeugt (Abbildung 1.4). Dieser kommt zum Erliegen, wenn die gesamte Energie des Teilchenschauers durch das Blei absorbiert wurde. Die Energie der dabei entstandenen Photonen, welche ausgelesen werden können, ist dann proportional zur Energie des einfallenden Teilchens.

Wenn hingegen ein Proton eintrifft, so tritt ein Schauer von Hadronen auf, welcher wesentlich länger und breiter gefächert ist. Im Gegensatz zu den Leptonen oder Photonen tritt dieser Schauer daher wieder aus dem Kalorimeter aus und nur ein kleiner Teil der Energie wird dort deponiert.

Damit erhalten wir aus dem ECAL also die Unterscheidung, ob ein Teilchen ein Hadron oder ein Lepton bzw. Photon gewesen ist und gegebenenfalls dessen ursprüngliche Energie.

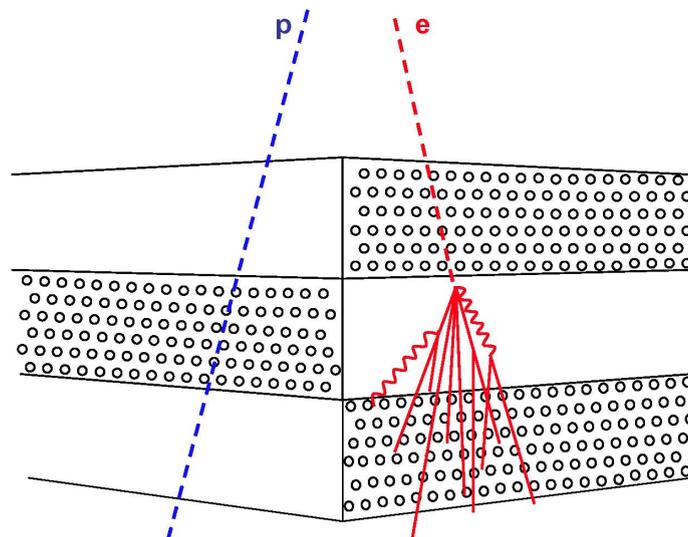


Abbildung 1.4.: Schauerformen im ECAL. Anhand der Schauerform lässt sich auf die Identität eines Teilchens schließen [1].

1.1.5. Flugzeitdetektor (TOF)

Der Flugzeitdetektor besteht aus zwei Teilen, einem über dem Magneten und einem darunter. Diese bestehen jeweils aus zwei rechtwinklig angeordneten Szintillator-Lagen, welche mit Photomultipliern ausgelesen werden.

Fliegt ein Teilchen durch solch eine Lage, so gibt es ein Signal. Aus der Zeitdifferenz zwischen dem Durchqueren der oberen und der unteren Detektorlage kann sowohl Geschwindigkeit, als auch die Richtung des Durchflugs des Teilchens bestimmt werden.

Zusätzlich dient der Flugzeitdetektor als Trigger für die anderen Detektoren. Registriert dieser einen Teilchendurchflug, so werden die Daten aller Subdetektoren ausgelesen, zu einem Event zusammengefasst und zur späteren Auswertung gespeichert.

1.1.6. Antikoinzidenzzähler (ACC)

Der Antikoinzidenzzähler besteht aus Szintillatorlagen, welche um den Magneten herum angeordnet sind. Diese geben über Photomultiplier ein Signal, wenn Teilchen von der

Seite durch den Magneten kommen. Da dies einen großen unnützen Teilchenschauer im Spurdetektor erzeugt, gibt der Antikoinzidenzzähler ein Veto-Signal und das Ereignis wird verworfen.

1.1.7. Zusammenfassung

Somit erhält man aus den einzelnen Subdetektoren

- den Lorentz-Faktor $\gamma = \sqrt{\frac{1}{1-\beta^2}}$ und die Teilchenart durch den TRD,
- die Rigidität $R = \frac{p}{q}$ und die Ladung q , damit auch den Impuls p aus dem Tracker,
- $\beta = \frac{v}{c}$ und die Ladung q aus dem RICH,
- sowie die Energie und nochmals die Teilchenart aus dem ECAL.

Damit ist es nun möglich, die Identitäten der einfallenden Teilchen zu bestimmen.

1.2. Nachweis von Teilchen

Im folgenden soll erläutert werden, wie sich verschiedene Teilchenarten im AMS-02-Detektor verhalten. Eine Übersicht darüber ist in Abbildung 1.5 gegeben.

300 GeV	e^-	e^+	P	$\bar{\text{He}}$	γ	γ
TRD						
TOF						
Tracker						
RICH						
Calorimeter						

Abbildung 1.5.: Verhalten verschiedener Teilchen mit einer Energie von 300 GeV in den verschiedenen Subdetektoren [5, S. 18].

1.2.1. Elektron und Positron

Elektronen und Positronen erzeugen im TRD ein Signal sowohl durch Ionisierung, als auch durch Übergangsstrahlung. Im Tracker wird eine Bahn zu sehen sein, deren Krümmungsrichtung vom Ladungsvorzeichen und deren Krümmungsradius vom Impuls des Teilchens abhängt. Der RICH wird Čerenkov-Lichtkegel in Abhängigkeit von β sehen und im ECAL wird ein elektromagnetischer Teilchenschauer zu sehen sein.

In Abbildung 1.6 ist ein Positron-Event zu sehen. Im Vergleich zum Proton tritt dabei im TRD Übergangsstrahlung auf. Im Tracker ist eine starke Krümmung entsprechend der positiven Ladung zu erkennen. Der RICH zeigt ein Signal und im ECAL ist ein Teilchenschauer aus Photonen und Elektronen zu sehen. Möglicherweise sind hier im Detektor noch weitere Teilchen aufgetreten, da auch noch andere ECAL-Schauer, RICH- und TOF-Signale vorhanden sind.

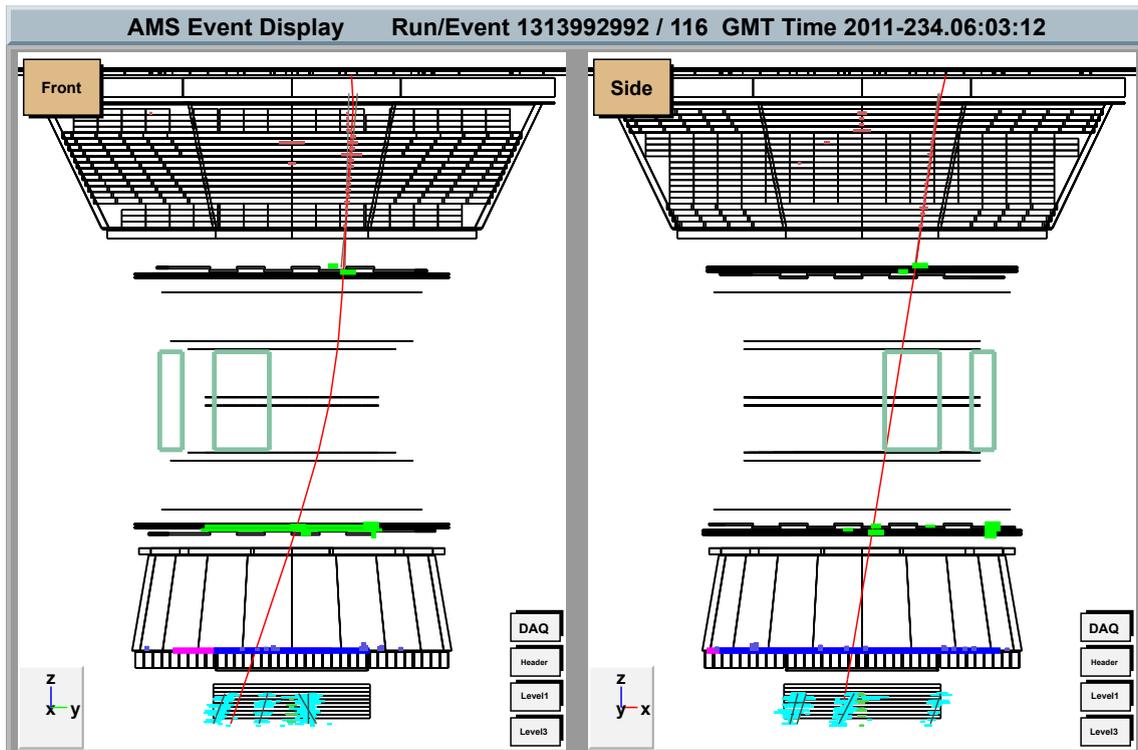


Abbildung 1.6.: Positron im AMS-02-Detektor.

1.2.2. Proton

Ein Proton wird im TRD nur ionisierende Wirkung in den Driftröhren haben, wodurch dessen Spur dort sichtbar wird. Im Tracker wird eine Bahn mit einer leichten Krümmung entsprechend des positiven Ladungsvorzeichens zu sehen sein. Im RICH wird ein Lichtkegel mit einem größeren Öffnungswinkel, als bei Elektronen gleicher Energie erwartet, da Protonen eine höhere Ruhemasse besitzen. Im ECAL wird eventuell noch ein kleiner Hadronenschauer zu sehen sein.

In Abbildung 1.7 ist ein solches Ereignis zu sehen. Im TRD wird nur eine Ionisationsspur und keine Übergangsstrahlung erzeugt. Im Tracker beschreibt das Proton eine leicht gekrümmte Bahn, wie sie für eine positive Ladung erwartet wird. Im RICH werden Lichtkegel beobachtet, die auf die Geschwindigkeit schließen lassen und im ECAL ist ein Schauer zu sehen, welcher einen Hadronenschauer darstellt.

1.2.3. Anti-Helium

Ein Anti-Helium-Kern würde im TRD wie Protonen auch nur eine ionisierende Wirkung in den Driftröhren haben. Der TOF würde aufgrund der schweren Ruhemasse im Vergleich zu anderen Teilchen eine deutlich längere Durchflugzeit messen. Im Tracker dagegen würde eine Bahn mit einer leichten Krümmung entsprechend dem negativen Ladungsvorzeichen zu sehen sein, wobei die Signale aufgrund der zweifachen Ladung intensiver wären. Im RICH würde ein noch größerer Lichtkegel, als bei Protonen gleicher Energie, erwartet werden, da Anti-Helium-Kerne eine noch höhere Ruhemasse und damit ein noch kleineres β haben. Im ECAL würde schließlich wieder ein Hadronenschauer zu sehen sein.

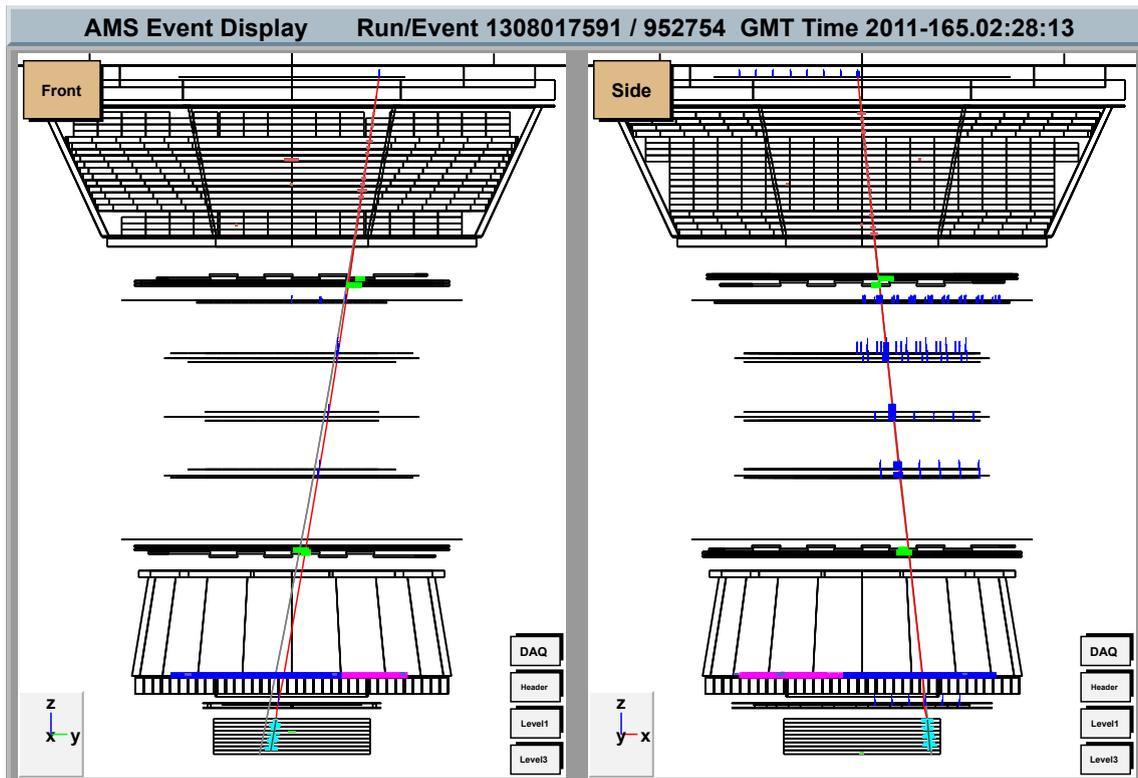


Abbildung 1.7.: Proton im AMS-02-Detektor.

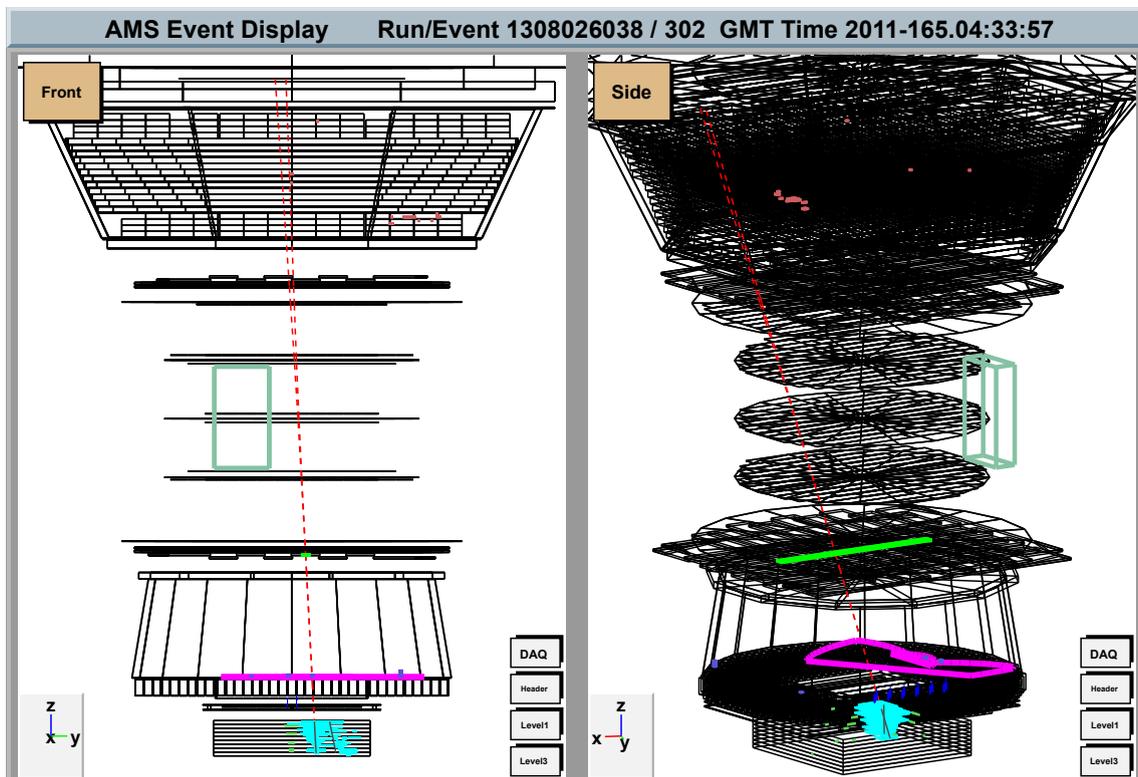


Abbildung 1.8.: Photon im AMS-02-Detektor.

Da alle bekannten Sterne und Galaxien im Universum aus Materie bestehen, aber man davon ausgeht, dass beim Urknall gleichviel Materie und Antimaterie entstanden ist, wäre der Fund eines solchen Anti-Helium-Kerns ein Hinweis auf Sterne und Galaxien aus Antimaterie. Allerdings ist es wahrscheinlicher, dass die Antimaterie bereits kurz nach dem Urknall wieder mit der Materie annihilerte und die heute bekannte Materie aufgrund einer Symmetrieverletzung übrig blieb.

1.2.4. Photon

Da Photonen ungeladen sind, sind keine Wechselwirkungen im TRD, Tracker und RICH zu erwarten, sodass nur im Kalorimeter ein Teilchenschauer zu sehen ist (Abbildung 1.8).

Ein Photon kann im Detektor allerdings auch in ein Elektron-Positron-Paar zerfallen (Paarbildung). Wenn dies auftritt, so sind die Wechselwirkungen der beiden Teilchen, wie oben beschrieben, gleichzeitig zu beobachten. So etwas ist möglicherweise auch im oben angegebenen Event zu sehen, da im ECAL schon mehrere Schauer zu erkennen sind, die untere TOF-Lage ein Signal gegeben hat und auch im RICH etwas detektiert wurde.

1.3. Kosmische Strahlung

Die Teilchen, die AMS-02 untersuchen soll, entstammen der kosmischen Strahlung. Dies ist eine Teilchenstrahlung aus dem All, welche zu ca. 2% aus Elektronen, zu 85% aus Protonen, zu 12% aus α -Teilchen und zu 1% aus sonstigen schwereren Kernen besteht. Dabei deckt sie einen Bereich von etwa 15 Größenordnungen bis hin zu Teilchenenergien von 10^{21} eV ab, wobei die Flüsse für höhere Energien exponentiell abnehmen [6, S. 229 ff.].

In Abbildung 1.9 ist das Energiespektrum der kosmischen Strahlung dargestellt. Darin ist gut der Ursprung ebendieser zu erkennen: Die Teilchen mit niedriger Energie im gelben Bereich stellen die Solarstrahlung dar, welche aus der Sonne stammt. Die Teilchen mit höheren Energien, bis zum sogenannten Knie im blauen Bereich, stammen höchstwahrscheinlich aus Sternexplosionen in unserer Galaxis und gehören damit zur galaktischen Strahlung. Die Teilchen mit höheren Energien rechts des Knies dagegen, hier violett gekennzeichnet, stammen nicht aus unserer Galaxie, sondern möglicherweise von Jets aktiver Galaxien oder von Zerfällen von bisher unentdeckten schweren Teilchen [7, S. 80].

Die Häufigkeiten, mit denen die Elemente in der kosmischen Strahlung vorkommen, sind in Abbildung 1.10 dargestellt und entsprechen – bis auf einige Ausnahmen – den Häufigkeiten der Elemente in unserem Sonnensystem, was mit dem möglichen Ursprung in Sternexplosionen zusammenhängt. Die Ausnahmen, wie z. B. der höhere Anteil an Lithium, Beryllium und Bor in der kosmischen Strahlung, lassen sich dadurch erklären, dass sie Bruchstücke von schwereren Kernen wie Kohlenstoff oder Sauerstoff darstellen, die durch Wechselwirkungen dieser Kerne mit dem Gas der Galaxie entstanden [7, S. 78].

Bei ihrem Flug durchs All werden die Teilchen durch interstellare Magnetfelder abgelenkt und durchfliegen Wolken aus anderer Materie. Deshalb können nur hochenergetische Teilchen oder Photonen einen Hinweis auf den Ursprung dieser geben. Tritt nun ein solches Teilchen der kosmischen Strahlung in die Erdatmosphäre ein, so erzeugt dieses einen Teilchenschauer mit zahlreichen Kaskaden, deren Sekundärteilchen an der Erdoberfläche nachgewiesen werden können. Beispiele für solche Kaskaden mit elektromagnetischen, Hadronen-, Myonen- und Neutrino-Komponenten sind in Abbildung 1.11 gezeigt. Da AMS-02 aber am äußersten Rand der Atmosphäre die Erde umkreist, entstehen dort kaum Teilchenschauer, womit die Teilchen der kosmischen Strahlung direkt detektiert werden können [7, S. 142 ff.].

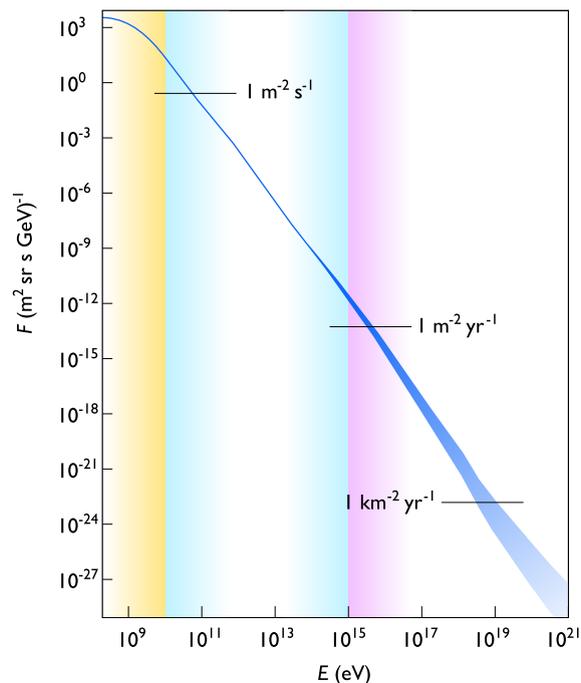


Abbildung 1.9.: Energiespektrum der kosmischen Strahlung. Deutlich zu erkennen ist das „Knie“ bei etwa 10^{15} eV. Zusätzlich sind die Solarstrahlung (gelb), die galaktische Strahlung (blau), sowie die extragalaktische Strahlung (violett) dargestellt [8].

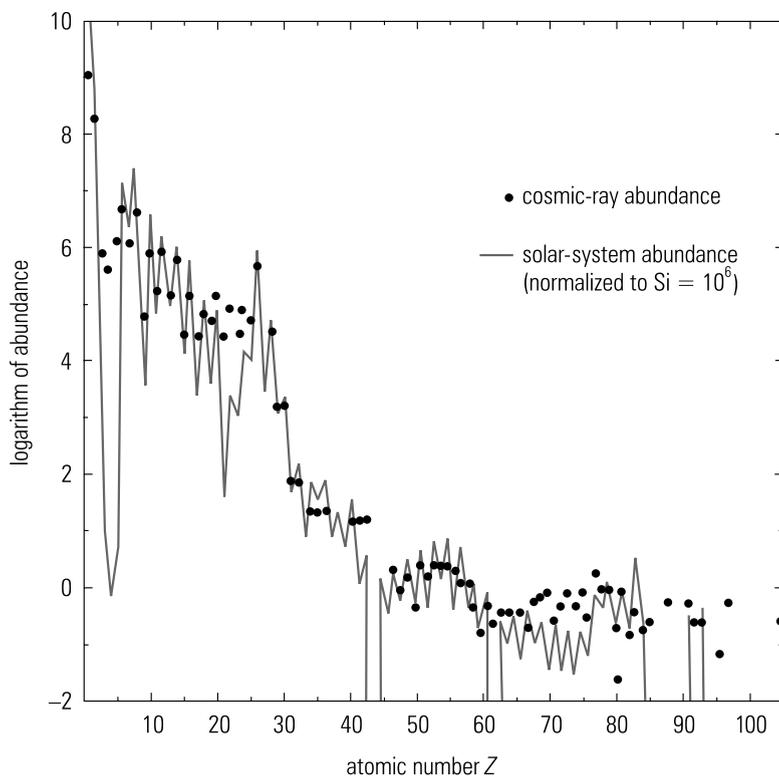


Abbildung 1.10.: Elementhäufigkeiten in der kosmischen Strahlung, verglichen mit den Häufigkeiten im Sonnensystem. Die grobe Übereinstimmung ist dabei gut zu erkennen [7, S. 78].

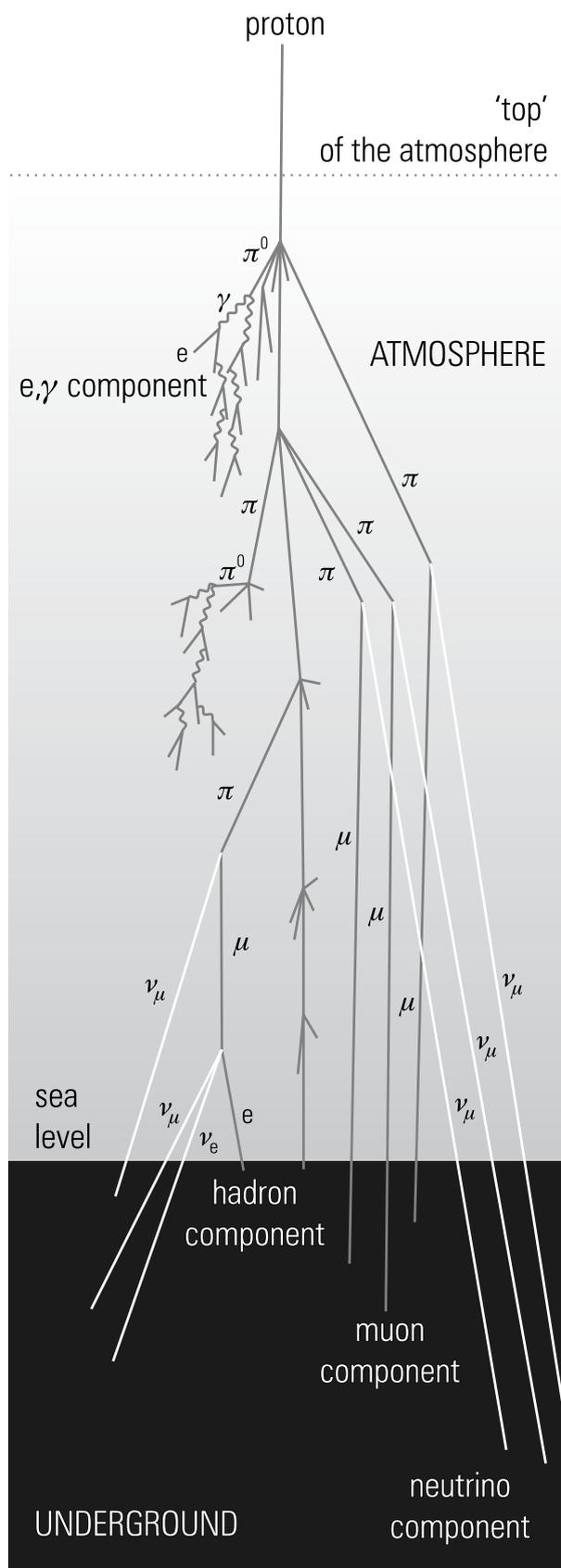


Abbildung 1.11.: Mögliche Prozesse in einem Luftschauer, welcher von einem Teilchen der kosmischen Strahlung erzeugt wurde [7, S. 144].

1.4. Dunkle Materie

Eines der wichtigsten Ziele von AMS-02 ist die Suche nach sogenannter dunkler Materie. Dies ist Materie, deren Existenz aufgrund verschiedener Beobachtungen gefordert wird, die aber selbst dunkel ist und damit bisher noch nicht zu beobachten war.

1.4.1. Existenz

Einen Hinweis auf dunkle Materie geben Rotationskurven von Spiralgalaxien. Mit der Newtonschen Gravitationskraft und der Zentripetalkraft erhält man durch Gleichsetzen:

$$G \frac{mM}{r} = \frac{mv^2}{r}, \quad (1.3)$$

wobei G die Gravitationskonstante, m die Masse des rotierenden Sterns und M die Masse innerhalb des Radius r ist. Damit wird also eine Proportionalität der Rotationskurve, zumindest in einiger Entfernung vom Zentrum der Galaxie, von $v(r) \propto r^{-\frac{1}{2}}$ erwartet. Messungen zeigen aber, wie in Abbildung 1.12 dargestellt, dass $v(r) = \text{const.}$ ist. Um dies zu erklären, muss es innerhalb des galaktischen Halos, also innerhalb der Kugel, in welcher die Galaxie eingebettet ist, deutlich mehr Masse geben, als dort zu beobachten ist [6, S. 273 ff.].

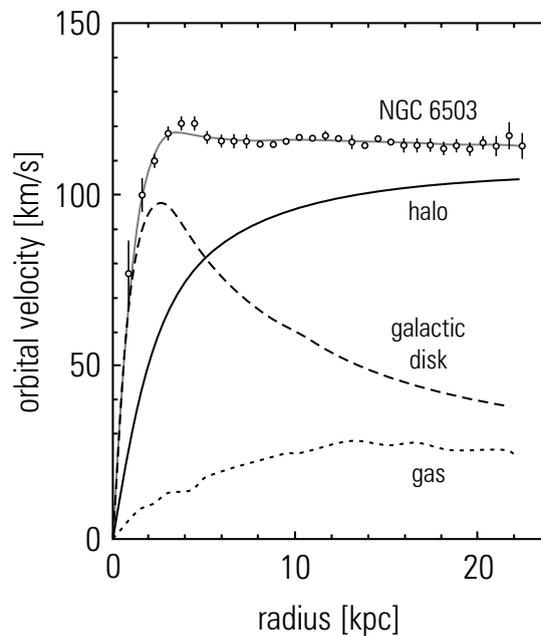


Abbildung 1.12.: Rotationskurve der Spiralgalaxie NGC 6503 (Punkte) mit den Modellen der Beiträge der galaktischen Scheibe ($\propto r^{-\frac{1}{2}}$ für $r \gg 0$), dem Halo und dem Gas [7, S. 267].

Einen anderen Hinweis auf dunkle Materie liefert der Gravitationslinseneffekt. Große Massen krümmen nach Einsteins allgemeiner Relativitätstheorie den Raum, wodurch auch das Licht ferner Galaxien abgelenkt wird. Durch Himmelsbeobachtungen wurden eben solche Phänomene, wie sie beispielsweise in Abbildung 1.13 zu sehen sind, entdeckt. Allerdings ist für solche beobachtete Gravitationslinseneffekte deutlich mehr Masse erforderlich, als zu sehen ist [6, S. 281 ff.].

Auch Untersuchungen der kosmischen Hintergrundstrahlung und der kosmologischen Strukturformation unseres Universums liefern Hinweise auf die Existenz einer zusätzlichen Materieform.

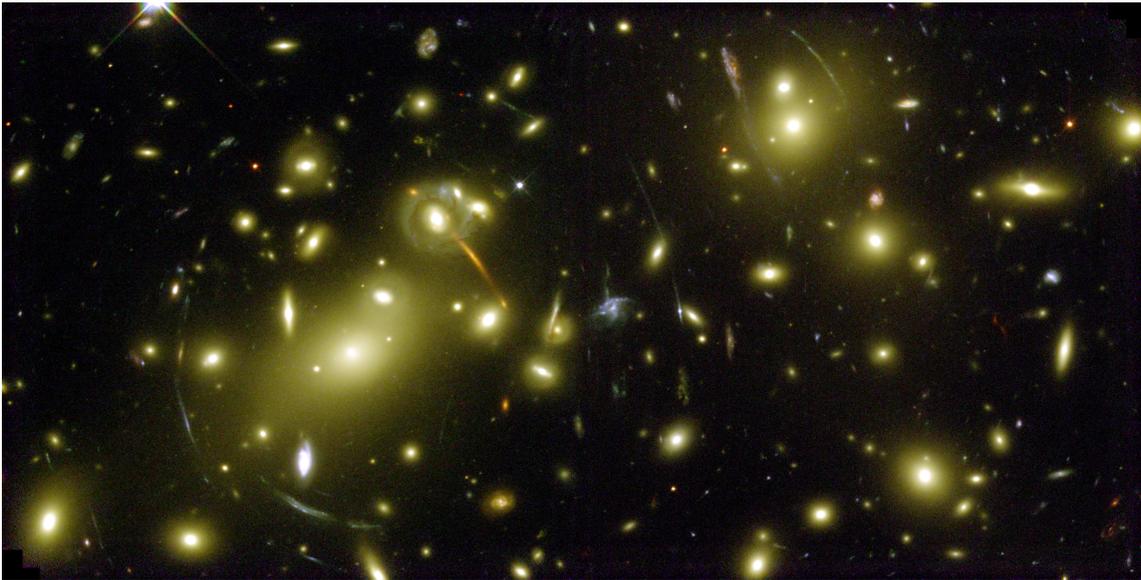


Abbildung 1.13.: Bild des Galaxienclusters Abell 2218, aufgenommen vom Hubble Space Telescope. Deutlich zu sehen sind die zahlreichen Verzerrungen aufgrund des Gravitationslinseneffekts [9].

Somit wird durch zahlreiche Beobachtungen gezeigt, dass die vorhandene sichtbare Masse nicht ausreicht, um die Eigenschaften des Universums und die Vorgänge in diesem zu beschreiben. Daher liegt es nahe, dass noch weitere, nicht sichtbare, dunkle Materie vorhanden sein muss.

1.4.2. Kandidaten

Es gibt zahlreiche Ansätze, um die fehlende Materie zu erklären. Einer davon modifiziert die Newtonschen Gesetze (sog. Modified Newtonian Dynamics, MOND), was zu einem Zusatzterm im Gravitationsgesetz führt, mit welchem sich die gemessenen Rotationskurven erklären lassen [6, S. 280 f.].

Ein anderer Ansatz beschreibt baryonische dunkle Materie, welche massive Körper darstellen (sog. Massive Compact Halo Objects, MACHOs). Solche Körper könnten beispielsweise Himmelskörper sein, bei denen, aufgrund deren geringer Masse, keine Kernfusion zündete. Nach diesen wird mittels des Gravitationslinseneffekts gesucht [6, S. 281 ff.].

Aufgrund kosmologischer Beobachtungen ist allerdings nichtbaryonische Materie der vorrangige Kandidat für die dunkle Materie. Dabei unterscheidet man zwischen heißer und kalter dunkler Materie. Teilchen der heißen dunklen Materie könnten beispielsweise μ - und τ -Neutrinos sein. Für Teilchen der kalten dunklen Materie, die aufgrund der Strukturformationen des Universums am wahrscheinlichsten sind, sucht man dagegen nach schwach wechselwirkenden, schweren Teilchen (sog. Weakly Interacting Massive Particles, WIMPs) [6, S. 288 f.].

Kandidaten für diese WIMPs sind die supersymmetrischen Teilchen. Im Modell der Supersymmetrie wird jedem Teilchen des Standardmodells ein weiteres supersymmetrisches Teilchen zugeordnet. Das leichteste supersymmetrische Teilchen (sog. Lightest Supersymmetric Particle, LSP) ist dabei der aussichtsreichste Kandidat, da es nicht weiter zerfallen, sondern nur mit sich selbst annihilieren kann [7, S. 276].

Somit gibt es zahlreiche Ansätze, um das Phänomen der dunklen Materie zu erklären. Um zu entscheiden, welches Modell am ehesten den Vorgängen im Universum entspricht, ist

allerdings ein Nachweis der Teilchen der dunklen Materie erforderlich. Dabei wird zwischen dem direkten Nachweis, bei welchem dunkle Materie durch Wechselwirkungen im Labor-experiment nachgewiesen wird, und dem indirekten Nachweis, bei dem Reaktionsprodukte von Wechselwirkungen dunkler Materie gesucht werden, unterschieden.

1.4.3. Indirekter Nachweis

Da AMS-02 die Spektren der Teilchen der kosmischen Strahlung analysiert, wird hier nur der indirekte Nachweis von dunkler Materie weiter vertieft. Bei diesem wird nach Reaktionsprodukten einer möglichen Anihilation von Dunkle-Materie-Teilchen gesucht.

Bei der Anihilation zweier Neutralinos beispielsweise, einem Kandidaten für das leichteste supersymmetrische Teilchen, können dabei Teilchen des Standardmodells, wie sie in Abbildung 1.14 dargestellt sind, entstehen. Die Spektren der dabei erzeugten Teilchen in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie ist dabei von verschiedenen Beschleunigerexperimenten mit Teilchen des Standardmodells auf der Erde bekannt.

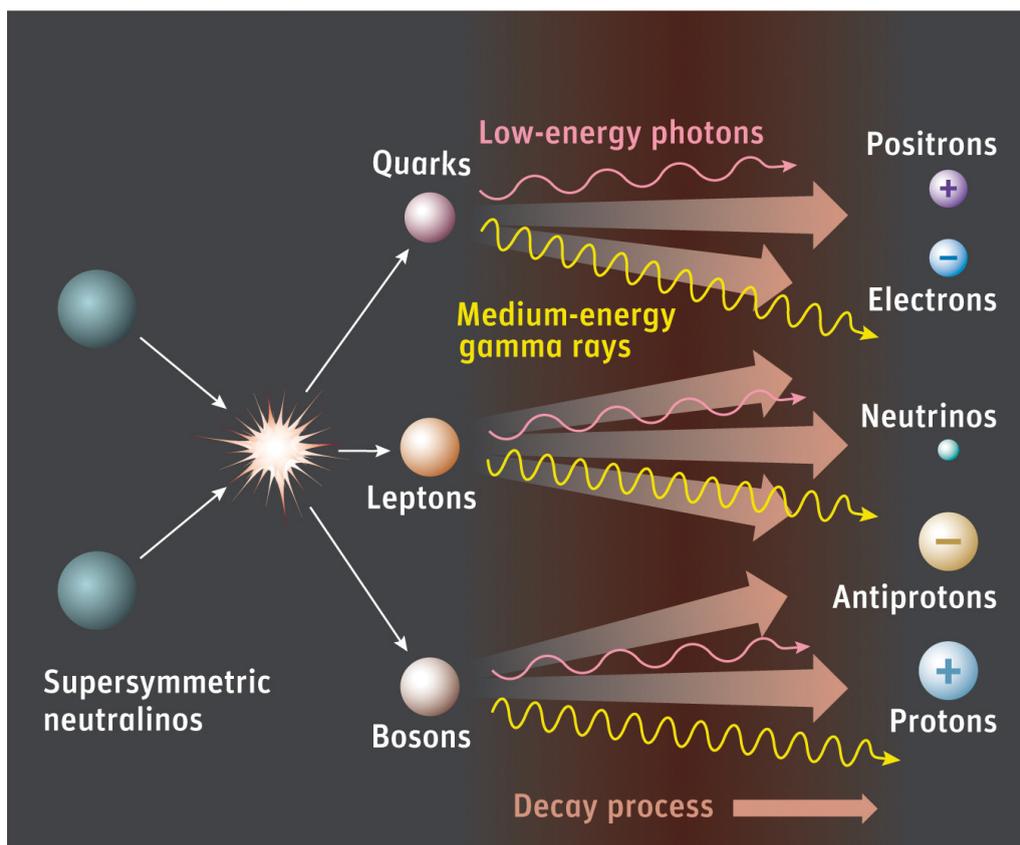


Abbildung 1.14.: Mögliche Produkte einer Neutralino-Anihilation. Besonders im Spektrum der Positronen, Antiprotonen und Photonen wird nach Signalen dieser Anihilation gesucht [10].

Da in der kosmischen Strahlung keine primären Antiteilchen vorkommen, sondern diese erst durch sekundäre Wechselwirkungen im Gas erzeugt werden, sind die erwarteten Flüsse an Positronen und Antiprotonen vergleichsweise niedrig. Daher werden vor allem die Spektren dieser Teilchen, aber auch die von Photonen auf Abweichungen von den vorhandenen Modellen hin untersucht, um auf eine Dunkle-Materie-Anihilation wie oben genannt zu schließen. Messungen vergangener Satelliten-Experimente zeigen bereits, dass in der kosmischen Strahlung mehr Positronen als erwartet vorhanden sind. Möglicherweise könnte dies bereits einen Hinweis auf dunkle Materie darstellen. Ein solches Positronenspektrum

mit der Modellierung eines Neutralinos χ der Masse 238 GeV ist in Abbildung 1.15 zu sehen.

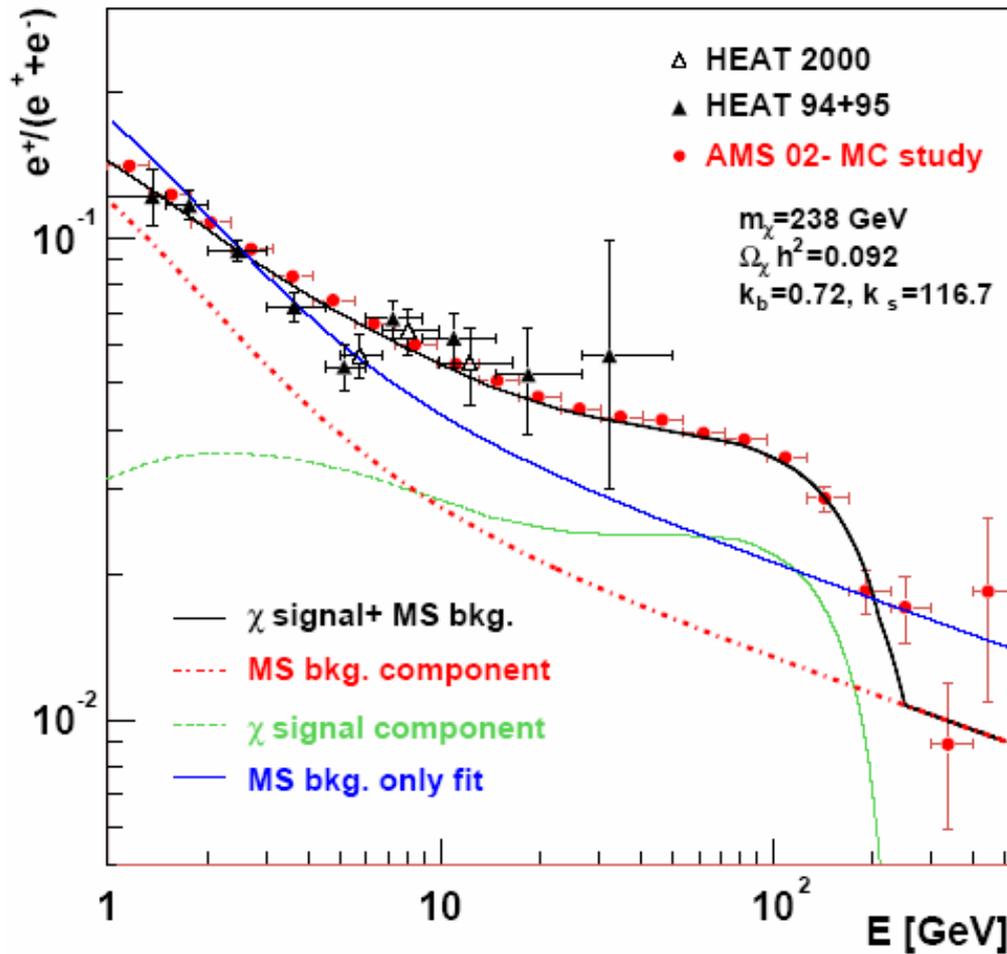


Abbildung 1.15.: Positronenspektrum mit Messdaten vorhergehender Experimente (schwarze Dreiecke), modellierten AMS-02-Daten (rote Punkte), dem modellierten erwarteten Hintergrund (rote Linie), welcher mit einem linearen Faktor an die Messdaten gefittet wurde (blaue Linie), dem möglichen Signal einer Neutralino-Annihilation (grüne Linie) und dem daraus resultierenden Gesamtsignal (schwarze Linie) [11].

2. AMS-Monitor

Zu Demonstrationszwecken wurde im 9. Stock des Physikhochhauses ein Monitor mit aktuellen Daten des AMS-02-Experimentes aufgestellt.

Dafür war es notwendig, die ROOT-Datei mit den aktuellsten AMS-Daten zu ermitteln. Diese wurde dann mittels eines angepassten Event-Displays durchlaufen und die grafische Darstellung der Events als Bilder exportiert. Zuletzt wurden diese Bilder zusammen mit anderen Informationen zum AMS-02-Experiment auf einer Webseite dargestellt, welche auf dem Monitor zu sehen ist.

2.1. Ermittlung des neuesten ROOT-Datei

Um die Datei mit den aktuellsten AMS-Daten zu erhalten, werden jeweils die beiden neuesten Dateien aus allen Verzeichnissen, in denen diese Dateien abgelegt werden, ermittelt und diese dann nach dem letzten Änderungsdatum sortiert. Da es bei der neuesten Datei der Fall sein kann, dass diese beim Zugriff gerade noch erstellt wird, wird die zweitneueste Datei für das Event-Display verwendet.

2.2. Angepasstes Event-Display

Es wurde ein angepasstes Event-Display verwendet, das statt zwei Ansichten des Detektors vier zeigt (Abbildung 2.1). Darüber hinaus wurde es so umprogrammiert, dass es automatisch die übergebene Datei mit den AMS-Daten durchläuft, diese als Bilder abspeichert und dann per scp auf den Institutswebserver kopiert. Um das Durchlaufen zu beschleunigen, wird allerdings nur jedes zehnte Ereignis durchlaufen. Nach Durchlaufen der Datei beendet sich das Programm selbstständig.

2.3. Skript

Mittels eines Skriptes, welches auf dem AMS-Cluster läuft, werden die beiden oben genannten Teile in einer Endlosschleife ausgeführt: Es wird die zweitneueste Datei mit den AMS-02-Daten bestimmt. Diese wird daraufhin als Parameter für das AMS Event-Display verwendet, welche die Ereignisse nacheinander durchläuft und ein Bild dieser auf den Institutswebserver kopiert. Nach dem Durchlaufen aller Ereignisse beendet das Event-Display schließlich und das Skript beginnt von neuem, die zweitneueste Datei zu ermitteln. Da ein Durchlauf durch eine Datei aufgrund der großen Zahl an Ereignissen pro Datei einige Zeit

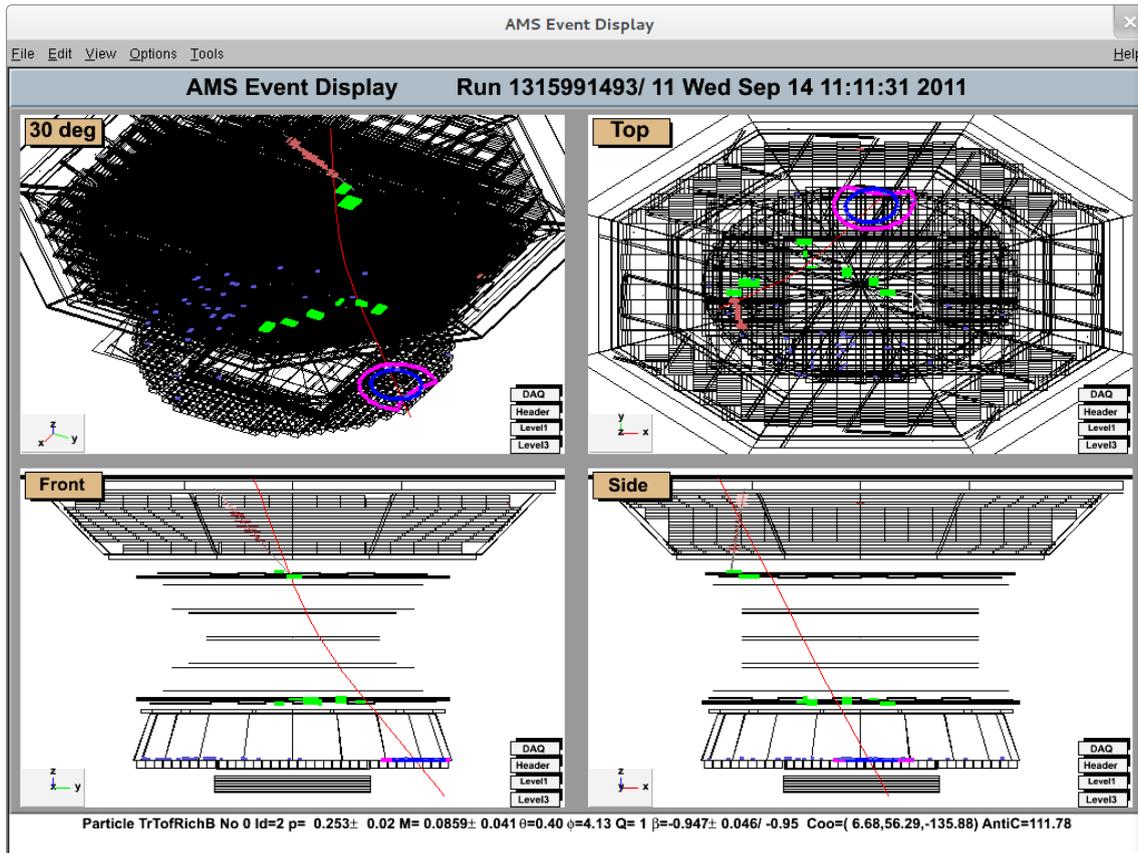


Abbildung 2.1.: Bildschirmfoto des angepassten AMS02-Event-Displays.

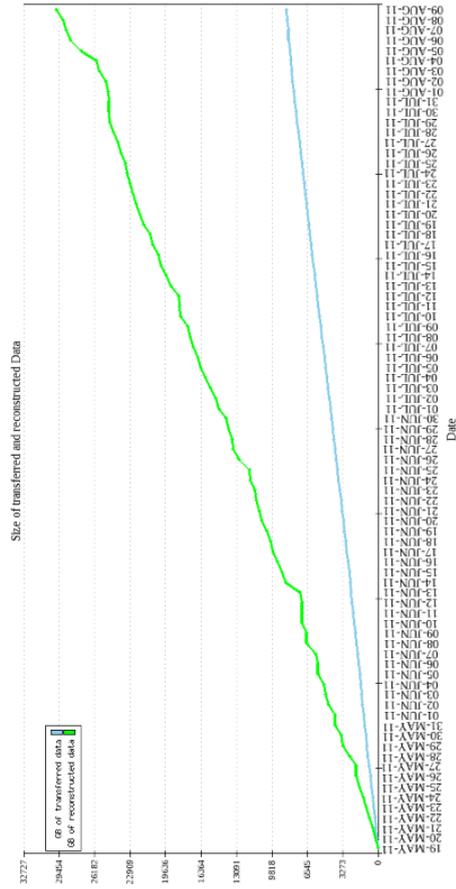
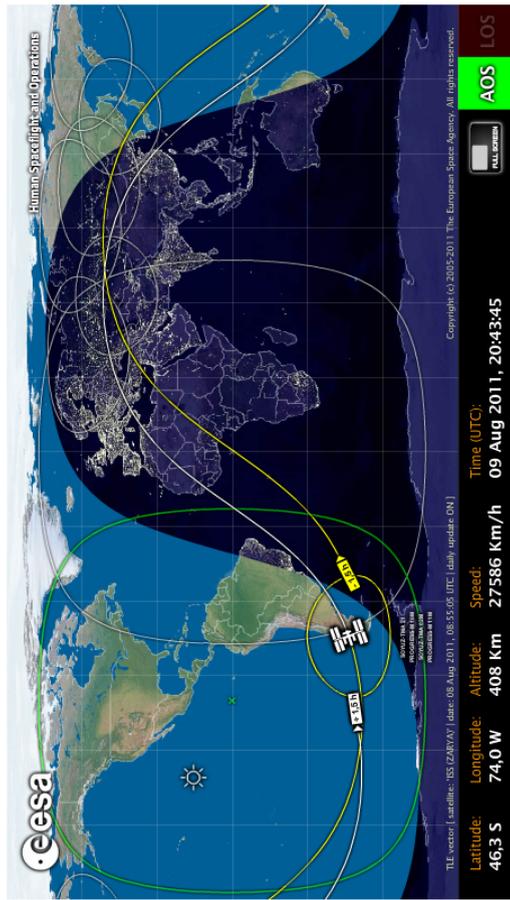
dauert, sind danach mit hoher Wahrscheinlichkeit bereits neuere Dateien vorhanden, mit denen fortgefahren werden kann.

Da dabei die AMS-Software mit dem Event-Display momentan nur auf dem AMS-Cluster am CERN installiert ist, muss zunächst eine ssh-Verbindung dorthin aufgebaut werden, damit das Skript dort gestartet werden kann. Dies muss etwa alle 24 Stunden wiederholt werden, da die Verbindung nach dieser Zeit automatisch getrennt wird.

2.4. Webseite

Zur Darstellung der Events wurde schließlich, aufbauend auf die CMS-Monitoring-Webseite¹, eine HTML-Seite entwickelt, welche per Javascript dynamisch die generierten Events anzeigt. Zusätzlich wird noch live die momentane Position der ISS, Bilder vom Status, vom Detektor oder von anderen Motiven um das AMS02-Experiment sowie Videos, wie der letzte Start der Endeavour und die Montage des Detektors auf der ISS gezeigt. Diese Webseite ist im Foyer des EKP im Physikhochhaus und in Abbildung 2.2 zu sehen und kann auch unter <http://www-ekp.physik.uni-karlsruhe.de/~cbuntin/AMSMonPage/AMSframe.html> abgerufen werden.

¹<http://www-ekp.physik.uni-karlsruhe.de/CMSMonPage/default1440x900.php>



AMS-02 Monitoring Page

Di 09 Aug 2011 22:43:48 CEST

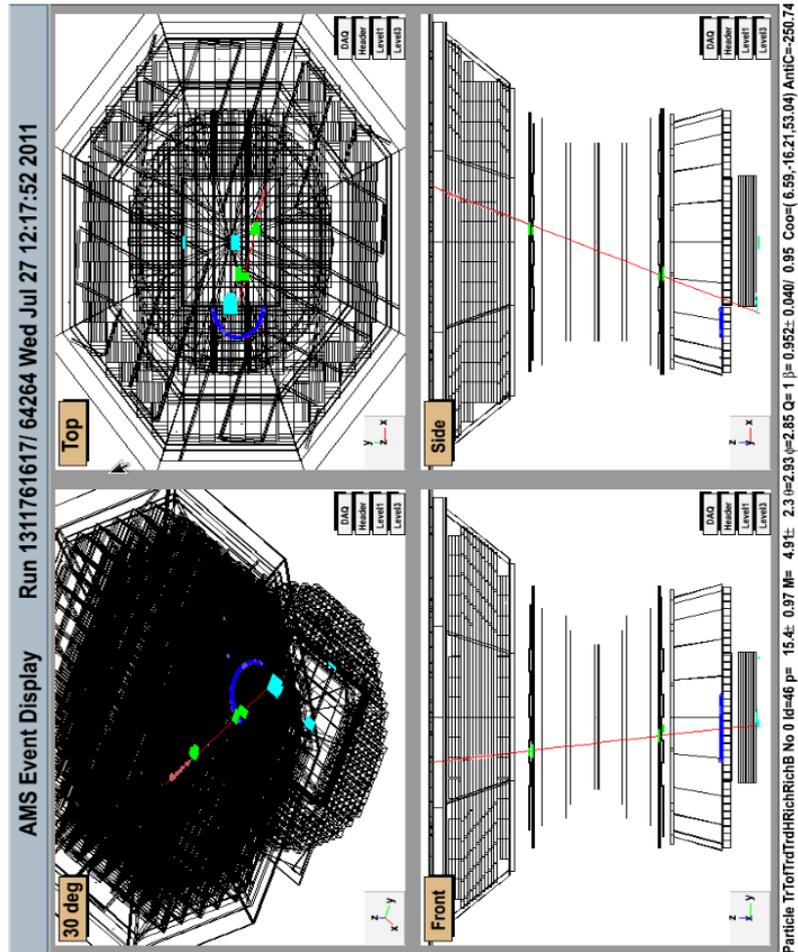


Abbildung 2.2.: Bildschirmfoto der AMS-02 Monitoring Page.

3. AMS Software

Die verwendete AMS-Software stellt eine Erweiterung des ROOT-Frameworks dar, um mit den detektorspezifischen Daten arbeiten zu können. Dabei ist ROOT eine am CERN entwickelte Software zur Analyse von Daten. Diese ist in C++ geschrieben und ist komplett objektorientiert aufgebaut. ROOT stellt Funktionen, wie z. B. zum Arbeiten mit Histogrammen, welche auch mehrere Dimensionen haben können, zum Zeichnen von Graphen und zum Fitten von Funktionen zur Verfügung. Auch benutzt es ein eigenes Dateiformat, was besonders zum Speichern der AMS-02-Daten von Nutzen ist und die Analyse dieser Daten vereinfacht.

Im Folgenden werden anhand eines kleinen Beispiels ein paar wichtige ROOT-Funktionen vorgestellt, weiter wird dann der Aufbau des Programms erklärt, welches für die nachfolgenden Analysen verwendet wurde. Danach wird die Liste der Dateien mit den AMS-02-Daten beschrieben und zuletzt wird erläutert, wie ein solches Analyseprogramm ausgeführt wird.

3.1. ROOT-Grundlagen

Da ROOT auf C++ aufbaut, werden im Folgenden nur einige wenige ausgewählte ROOT-Klassen mit ihren Methoden vorgestellt. Dabei wird anhand des Beispiels der Hit-Amplituden des TRD gezeigt, wie diese als Histogramm dargestellt werden können und wie eine Landau-Verteilung daran gefittet werden kann.

Um mit einem Histogramm zu arbeiten, muss dieses zunächst als Objekt erstellt werden. Wie eben im objektorientierten Programmieren mit C++, bewerkstelligt das der `new`-Befehl. Dabei ist `TH1F` die ROOT-Klasse (daher das „T“) für ein Histogramm (daher das „H“) in einer Dimension (daher die „1“) mit float-Genauigkeit (daher das „F“). Als Parameter werden der ROOT-interne Name des Histogramms, der Titel mit Achsenbeschriftungen (durch Semikolons getrennt), sowie die Anzahl der Bins und die Unter- und Obergrenze des Histogramms gefordert. Für ein Histogramm mit dem Namen `h_nTrd_hit_amp`, in das die Amplituden der Hits im TRD eingetragen werden sollen, könnte eine solche Codezeile wie folgt aussehen:

```
TH1F *h_nTrd_hit_amp = new TH1F("h_nTrd_hit_amp", \  
    "TRD Amplitudes;ADC-Channel;Number of Entries", 500,0,2000);
```

Dieses Histogramm kann nun mit den Hit-Amplituden gefüllt werden. Dazu wird in einer Schleife über alle Hits die jeweilige Amplitude mit der `Fill`-Methode des Histogramms in dieses gefüllt:

```
h_nTrd_hit_amp->Fill(Amplitude);
```

Um das so gefüllte Histogramm darzustellen, wird noch eine Zeichenfläche, ein sogenanntes „Canvas“ benötigt. Dabei sind die ersten beiden Parameter wieder der interne Name und der Titel der Zeichenfläche:

```
TCanvas *Canvas = new TCanvas("Canvas", "Canvas");
```

Damit kann nun das Histogramm mit seine `Draw`-Methode gezeichnet werden:

```
h_nTrd_hit_amp->Draw("");
```

Um daran nun eine Funktion zu fitten, muss diese zunächst definiert werden. Dies geschieht hier mit der `TF1`-Klasse, wobei „F“ für „Funktion“ und die „1“ für die Eindimensionalität der Funktion steht. Der erste Parameter ist wieder der interne Name, der zweite gibt den funktionalen Zusammenhang an. Danach folgen die Unter- und Obergrenzen der Funktion. Da für die Verteilung in diesem Histogramm der TRD-Hit-Amplituden eine Landau-Verteilung erwartet wird, wird für den funktionalen Zusammenhang der Funktion eben diese gewählt. Diese ist als `TMath::Landau`, wie unzählige andere Funktionen und Verteilungen auch, bereits in ROOT implementiert. Zusätzlich werden drei Parameter, [0], [1] und [2], verwendet, welche durch Fitten bestimmt werden sollen:

```
TF1 f_landaufit("f_landaufit", "[0]*TMath::Landau(x, [1], [2])", 0, 500);
```

Damit kann nun die eben definierte Funktion mit der `Fit`-Methode des Histogramms an dieses gefittet werden. Mit der `Draw`-Methode der Funktion mit dem Parameter "same" wird diese in das Histogramm eingezeichnet:

```
h_nTrd_hit_amp->Fit(&f_landaufit);
f_landaufit->Draw("same");
```

Schließlich kann das gesamte Canvas, welche das Histogramm und die gefittete Funktion enthält, als Grafikdatei exportiert werden, welche in Abbildung 3.1 zu sehen ist:

```
Canvas->Print("histogram with fitted landau distribution.pdf");
```

Nach diesem Prinzip können weitere Histogramme, auch mit mehreren Dimensionen, erstellt, mit beliebigen Daten gefüllt und anschließend ausgegeben werden.

3.2. Event-Verarbeitung

Zur eigentlichen Analyse der AMS-02-Daten, ist allerdings noch etwas mehr im Programmablauf von Nöten. Dazu wird eine Prozessstruktur verwendet, welche aus vier Funktionen besteht: `UBegin`, `UProcessCut`, `UProcessFill` und `UTerminate`. Dem Programm wird eine Liste mit ROOT-Dateien übergeben, welche jeweils einen Satz von Event-Daten enthalten. Dabei stecken in einem Event bereits alle rekonstruierten und vom Detektor gemessenen physikalischen Größen, welche zu einem Trigger-Ereignis im Detektor gehören. Aus dieser Liste werden nun alle Events mit einer Prozessstruktur wie folgt abgearbeitet:

UBegin: Diese Funktion wird zu Beginn des Programms einmal ausgeführt. Hier werden die verschiedenen benötigten Histogramme definiert.

UProcessCut: Diese Funktion wird für jedes Event der ROOT-Dateien aufgerufen. Dabei wird eine Vorselektion der Events durchgeführt, wie sie im nächsten Kapitel beschrieben ist. Soll ein Event weiter analysiert werden, so gibt diese Funktion `true` zurück und die nächste Funktion `UProcessFill` wird aufgerufen.

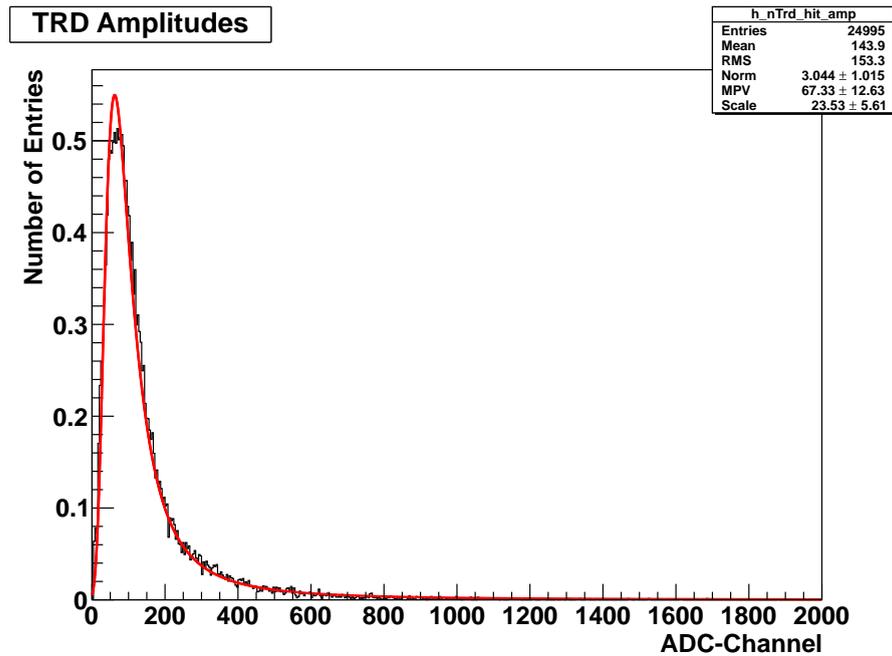


Abbildung 3.1.: TRD Hit-Amplituden mit gefitteter Landau-Verteilung. Im rechten oberen Kasten entspricht „Norm“ einem Normierungsfaktor, „Scale“ einem Skalierungsfaktor und „MPV“ (Most Probable Value) dem Wahrscheinlichsten Wert, welche insgesamt die drei Fit-Parameter mit ihren Werten darstellen.

UProcessFill: Diese Funktion wird, wie eben beschrieben, nur ausgeführt, wenn `UProcessCut` `true` zurückgibt. In dieser Funktion können die Events weiter selektiert und analysiert werden, um abschließend die Histogramme mit den Daten dieses Events zu füllen.

UTerminate: Diese Funktion wird – analog zu `UBegin` – einmalig am Ende des Programms aufgerufen. Hier werden die erzeugten Histogramme zur späteren Auswertung auf der Festplatte gespeichert.

Damit lassen sich nun alle Events des AMS-02-Detektors nacheinander verarbeiten.

3.3. Dateiliste

Zur Analyse der AMS-02-Daten wird auch, wie oben angesprochen, eine Liste mit ROOT-Dateien, welche die Events des Detektors enthalten, benötigt. Diese Dateien liegen in verschiedenen Formaten vor, welche dem Entwicklungsstand der Rekonstruktionsalgorithmen entsprechen. Für die Analysen dieser Arbeit wurden die Dateien der Versionen „ISS.B524/std“ und „ISS.B530/std“ verwendet, welche bis zum 12. August 2011 vorlagen. Dies entspricht den Daten, welche vom 23. Juni bis zum 12. August 2011 aufgezeichnet wurden. In diesen insgesamt 3865 Dateien sind dabei über eine Milliarde Events gespeichert, was für die Analysen dieser Arbeit als ausreichend angesehen wird.

3.4. Ausführen des Programms

Das kompilierte Programm wurde mit der Dateiliste als Parameter über das LSF-System am CERN abgeschickt, damit dies auf einem der unzähligen Rechner im CERN-Cluster ausgeführt wird. Das hat den Vorteil, dass nicht die Computer, welche zur Entwicklung der

Analysen verwendet werden, mit den rechenintensiven Programmen ausgelastet werden, sondern nur die Rechner, die speziell für diesen Zweck zur Verfügung stehen.

Da in der eigentlichen Programmstruktur keine Möglichkeit zur Aufteilung des Programmes auf mehrere Cluster bietet, wurde ein Skript geschrieben, welches die eigentliche Dateiliste in beliebig viele kleine Dateilisten zerteilt. Für jede so entstandene Dateiliste wurde dann das Programm mit dieser kleinen Dateiliste als Parameter abgeschickt. Somit wurde nicht mehr nur ein Programm mit einer sehr langen Dateiliste ausgeführt, sondern es wurden viele einzelne Programme mit ihrer eigenen kurzen Dateiliste ausgeführt, welche alle parallel auf einem anderen Cluster arbeiteten.

Nachdem alle einzelnen Programme fertig gerechnet und ihre erzeugten Histogramme gespeichert hatten, mussten die Histogramme nur noch alle aufaddiert werden, um ein Histogramm zu erhalten, in dem die Informationen aus allen verwendeten Dateien steckte. Hierbei wurde sich die Eigenart von Histogrammen zu nutze gemacht, dass diese eine Aufsummierung von Ereignissen mit bestimmten Eigenschaften sind.

Damit wurde die Rechenkapazität optimal genutzt und die benötigte Rechenzeit drastisch verkürzt, was eine effiziente Analyse ermöglichte.

4. Event-Selektion

Um aus den unzähligen Events, die im AMS-Detektor registriert werden, brauchbare Daten zu erhalten, müssen die gewünschten Events erst einmal selektiert werden. Dazu wird zunächst eine Vorselektion durchgeführt, bei welcher die Events selektiert werden, welche in den einzelnen Subdetektoren nur jeweils einen Teilchendurchflug registrierten. Zusätzlich sollen die rekonstruierten Teilchenspuren der einzelnen Subdetektoren miteinander vereinbar sein.

Weiter werden diese Events auf verschiedene Kriterien hin untersucht, um die Identität des Teilchens, welches das Event ausgelöst hat, zu ermitteln. Dabei wurden zunächst die folgenden eigenen Studien für die Kriterien durchgeführt, für die endgültige Analyse wurde allerdings eine vorgegebene Standardselektionen verwendet.

4.1. Vorselektion

Da ein Event im AMS-Detektor auch nur aus dem Signal weniger Subdetektoren bestehen kann, ist es hier notwendig, sogenannte „gute Events“ zu selektieren. Diese zeichnen sich dadurch aus, dass in möglichst vielen Subdetektoren ein Signal zu beobachten ist, welches immer vom selben Teilchen stammt. Damit soll sichergestellt sein, dass die beobachteten physikalischen Größen durch mehrere Subdetektoren abgedeckt sind und vom selben Teilchen stammen.

An ein gutes Event werden dabei die folgenden vorgegebenen Bedingungen gestellt:

- Es soll nur eine Teilchenspur im TRD vorhanden sein. Dabei wurde zum Rekonstruieren der Spur der HTrack-Algorithmus verwendet, welcher im Gegensatz zum Track-Algorithmus eine große Reinheit der Spuren erreicht (siehe Kapitel 6). Zusätzlich wird von der Spur gefordert, dass in den obersten und untersten vier Lagen des TRD mehr als zwei Hits und in den mittleren 12 Lagen mehr als 8 Hits vorhanden sein sollen.
- Im Tracker soll auch nur eine Teilchenspur vorhanden sein, wobei diese durch Hits in mindestens 6 Tracker-Lagen gegeben sein soll.
- Im ECAL soll genauso auch nur ein Kalorimeter-Schauer vorhanden sein.
- Die Teilchenspuren aus TRD und Tracker sollen geometrisch zueinander passen. Dies wird dadurch gefordert, indem der Abstand zwischen TRD-Spur und Tracker-Spur

an der Unterkante des TRD maximal 4 cm betragen darf. Zusätzlich ist gefordert, dass der Winkel zwischen TRD-Spur und Tracker-Spur an dieser Stelle nicht größer als $18,2^\circ$ sein soll.

- Die Teilchenspuren aus Tracker und ECAL sollen geometrisch zueinander passen. Dies wird dadurch gefordert, dass der Eintrittspunkt ins ECAL und der interpolierte Track an dieser Stelle um maximal 10 cm in x- und y-Richtung voneinander abweichen dürfen.
- Das Teilchen soll von oben durch den Detektor gekommen sein. Dies wird mit der Forderung, dass $\beta > 0$ sein soll, realisiert. Dabei wird β mittels des TOF und des RICH rekonstruiert, wobei das Vorzeichen die Durchflugrichtung repräsentiert.

Mit dieser Vorselektion werden somit die Events selektiert, welche das Ereignis eines Durchfluges von einem Teilchen von oben durch TRD, Tracker und ECAL darstellt. Damit werden aus mehr als einer Milliarde Events nun knapp 40 Millionen mit den oben genannten Bedingungen selektiert, was einer Effizienz von etwa 3,4 % entspricht.

4.2. Eigene Studien zu Kriterien der Event-Selektion

Zunächst wurden eigene Studien für die Kriterien der Event-Selektion angefertigt, um das Detektorverhalten besser zu verstehen. Der Schwerpunkt der Unterscheidung lag dabei im Verhalten im Kalorimeter, weshalb auch nur Kriterien für Elektronen, damit auch nahezu für Positronen sowie für Protonen gesucht wurden.

4.2.1. Elektronen

Um Elektronen zu selektieren, wurden zunächst Bedingungen an die geometrische Schauerform im ECAL gestellt, sowie die einfache negative Ladung gefordert. Weiter wurde die Position des Schauermaximums in Abhängigkeit der Energie sowie das Verhältnis des Impulses zur rekonstruierten Energie des Teilchens untersucht.

4.2.1.1. Erste Selektion

Zunächst wurden einige Bedingungen für einen elektromagnetischen Schauer eines Elektrons gefordert:

- Es sollen weniger als 10 % der Energie des Teilchens unten wieder aus dem Kalorimeter austreten (sogenannte Rear Leakage).
- Mehr als 90 % der Teilchenenergie soll innerhalb eines Zylinders mit einem Molière-Radius von 3 cm deponiert werden [3, S. 234 f.].
- Das Teilchen soll einfach geladen sein.
- Die Rigidität aus dem Tracker soll kleiner Null sein, was eine negative Ladung für das Teilchen bedeutet.

4.2.1.2. Schauermaximum im ECAL in Abhängigkeit der Energie

Zwischen dem Ort t_{\max} des Schauermaximums im ECAL und der rekonstruierten Energie E_0 des Teilchens wird aufgrund des exponentiellen Wachstums des Schauers bis zur Grenzenergie E_C , ab der Absorptionsprozesse wie Ionisierung der Paarbildung überwiegen, folgender logarithmischer Zusammenhang erwartet [3, S. 231 f.]:

$$t_{\max} = \frac{\ln\left(\frac{E_0}{E_C}\right)}{\ln 2} \propto \ln(E_0) - \ln(E_C) \propto \log_{10}(E_0) + \text{const.}$$

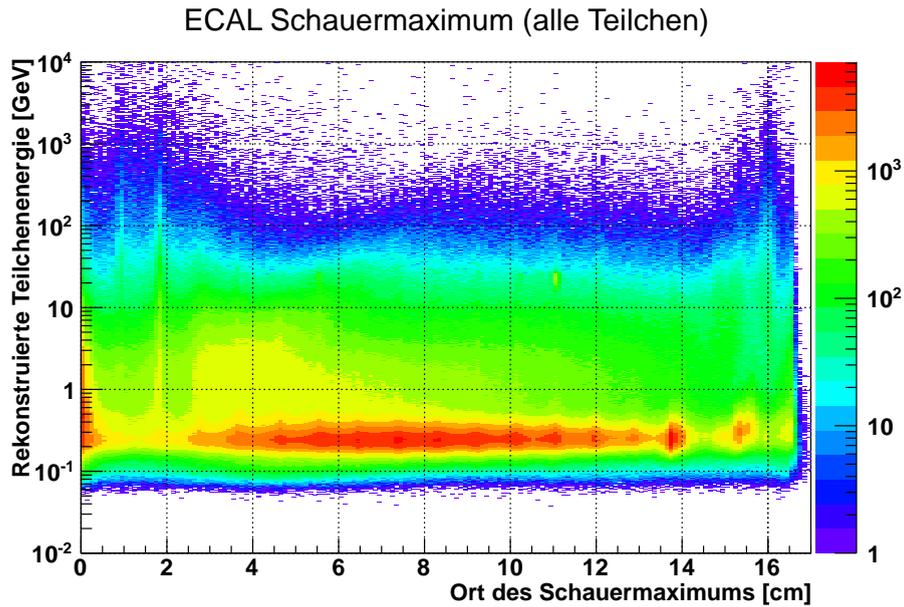


Abbildung 4.1.: AMS-ISS-Daten: Ort des Schauermaximums in Abhängigkeit der rekonstruierten Teilchenenergie, für alle Teilchen

Um diesen linearen Zusammenhang mit dem Logarithmus der rekonstruierten Energie E_0 des Teilchens zu finden, wurde diese über dem Ort des Schauermaximums in einem zweidimensionalen Histogramm aufgetragen.

Abbildung 4.1 zeigt dieses für alle guten Events. Zwischen den Energien 0,1 und 0,3 GeV sind viele Ereignisse zu sehen, aber diese stammen höchstwahrscheinlich von Protonen, welche hier unabhängig von ihrer Energie ein Schauermaximum erzeugen, da nur Events mit vorhandenem Kalorimeterschauer betrachtet werden.

In Abbildung 4.2 ist bereits die oben genannte, erste Selektion durchgeführt worden. In der verwendeten logarithmischen Darstellung erkennt man dabei deutlich den linearen Zusammenhang mit dem Logarithmus der Teilchenenergie. Um die Ereignisse, für die dies gilt, zu selektieren, wurden diejenigen ausgewählt, welche oberhalb der beiden schwarzen Geraden liegen. Dabei entspricht die obere rechte Gerade am ehesten dem linearen Verhalten, was auch an Beamttest-Daten mit 120 GeV Elektronen zu sehen ist (Abbildung 4.3). Die untere Gerade dient dazu, möglichst wenig Ereignisse aus dem Energiebereich von 0,1 und 0,3 GeV zu selektieren, da in diesem Bereich kaum Elektronen, sondern eher andere Teilchen oder auch falsch rekonstruierte Teilchen erwartet wurden. Die beiden Geraden entsprechen dabei den Gleichungen

$$\log_{10}(E_0) > 0,450 \cdot t_{\max} - 2,306 \quad (4.1)$$

$$\log_{10}(E_0) > 0,262 \cdot t_{\max} - 1,224, \quad (4.2)$$

wobei die rekonstruierte Teilchenenergie E_0 in GeV und der Ort t_{\max} des Schauermaximums in cm gegeben ist.

4.2.1.3. Impuls über Energie

Da Elektronen nur eine sehr geringe Ruhemasse besitzen, ist deren Gesamtenergie im GeV Bereich im Wesentlichen durch ihre kinetische Energie, also durch ihren Impuls gegeben. Daher wird dieser in etwa der rekonstruierten Energie des Teilchens entsprechen. Um dies zu untersuchen, wurde der Impuls, welcher über die Rigidität im Tracker erhalten wurde, über die rekonstruierte Energie in einem zweidimensionalen Histogramm aufgetragen.

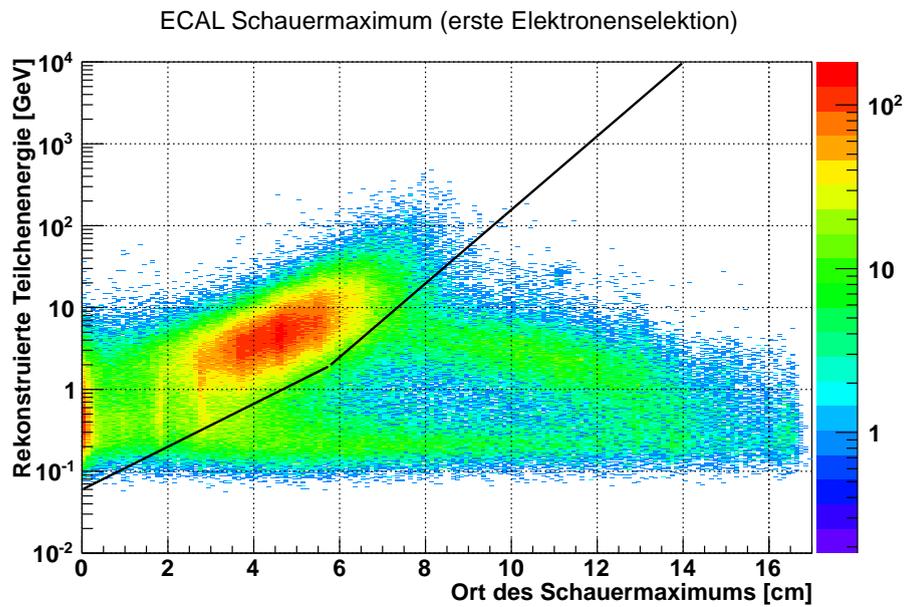


Abbildung 4.2.: AMS-ISS-Daten: Ort des Schauermaximums in Abhängigkeit der rekonstruierten Teilchenenergie, nach erster Elektronenselektion. Teilchen oberhalb der schwarzen Linien werden als Elektronen selektiert.

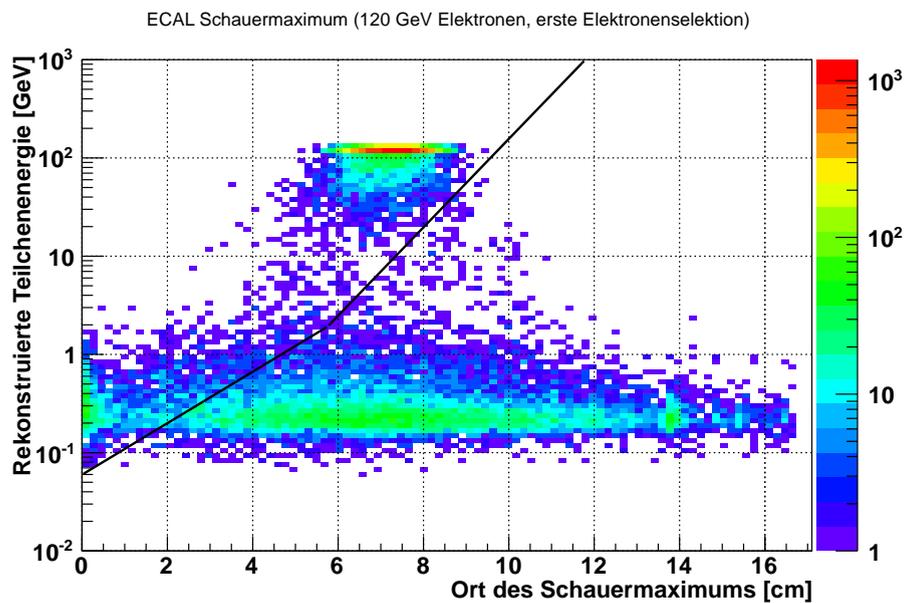


Abbildung 4.3.: AMS-Beamtest-Daten: Ort des Schauermaximums in Abhängigkeit der rekonstruierten Teilchenenergie, 120 GeV Elektronen. Teilchen oberhalb der schwarzen Linien werden als Elektronen selektiert.

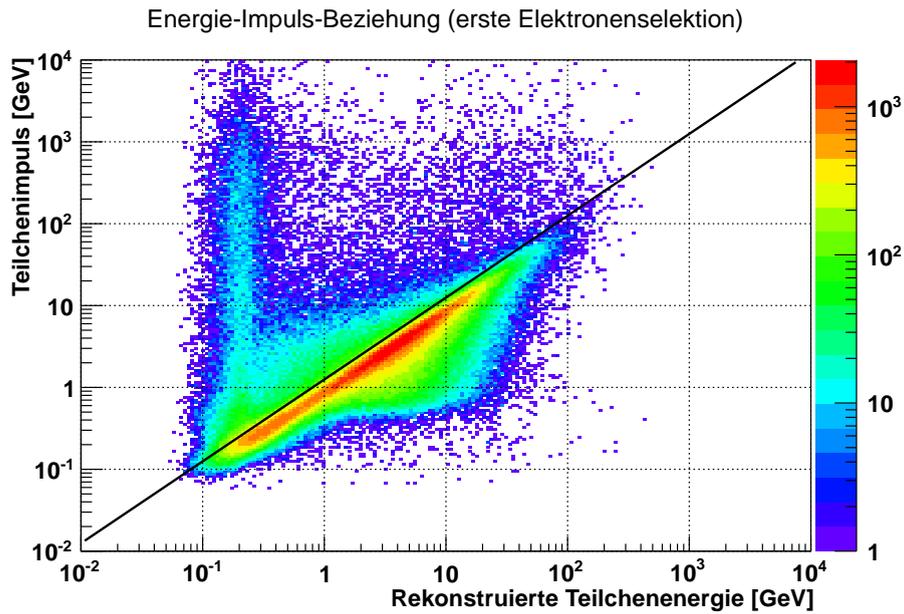


Abbildung 4.4.: AMS-ISS-Daten: Teilchenimpuls über der rekonstruierten Teilchenenergie, nach erster Elektronenselektion. Teilchen unterhalb der schwarzen Linie werden als Elektronen selektiert.

In Abbildung 4.4 erkennt man deutlich eine große Häufung von Ereignissen entlang einer Ursprungsgeraden der Steigung Eins, was der Erwartung für Elektronen entspricht. Da über diesen Bereich eher schwerere Teilchen erwartet werden, werden nur die Ereignisse unterhalb der schwarzen Gerade ausgewählt, um nur Elektronen zu selektieren. Diese Gerade entspricht dabei einer Ursprungsgeraden mit Steigung $\frac{5}{4}$, was bedeutet, dass das Verhältnis von rekonstruierter Energie zum Impuls größer als 0,8 sein soll.

4.2.1.4. Zusammenfassung

Damit haben wir für Elektronen folgende Bedingungen:

- Das Teilchen soll einfach negativ geladen sein.
- Weniger als 10 % des Schauers soll hinten austreten und mehr als 90 % des Schauers soll innerhalb eines 3 cm Zylinders sein.
- Für den logarithmischen Zusammenhang der rekonstruierten Energie und dem Ort des Schauers sollen die Ungleichungen (4.1) und (4.2) erfüllt sein.
- Das Verhältnis von Energie zum Impuls des Teilchens soll größer als 0,8 sein.

Damit werden aus den guten Events etwa 1,2 % Elektronen-Events selektiert.

4.2.2. Positronen

Für Positronen wurden dieselben Kriterien wie für Elektronen angesetzt, bis auf den Unterschied, dass die Rigidität und somit auch die Ladung größer als Null sein soll. In Abbildung 4.5 ist der Impuls der Teilchen über deren rekonstruierte Energie nach der ersten Positronenselektion zu sehen. Diese ist, bis auf das Ladungsvorzeichen, mit der ersten Elektronenselektion identisch. Man sieht deutlich die große Zahl an Ereignissen bei Energien zwischen 0,1 und 0,5 GeV, welche von Protonen stammen. Um weder diese, noch andere Teilchen, wie z. B. Pionen oder Helium auszuwählen, werden nur die Ereignisse unterhalb der oben genannten Geraden ausgewählt. Dort ist auch parallel zu dieser ein schmaler

Streifen mit einer höheren Häufigkeit zu sehen, welcher den erwarteten Positronen entspricht. Damit werden nun aus den guten Events etwa 0,7 % Positronen-Events selektiert.

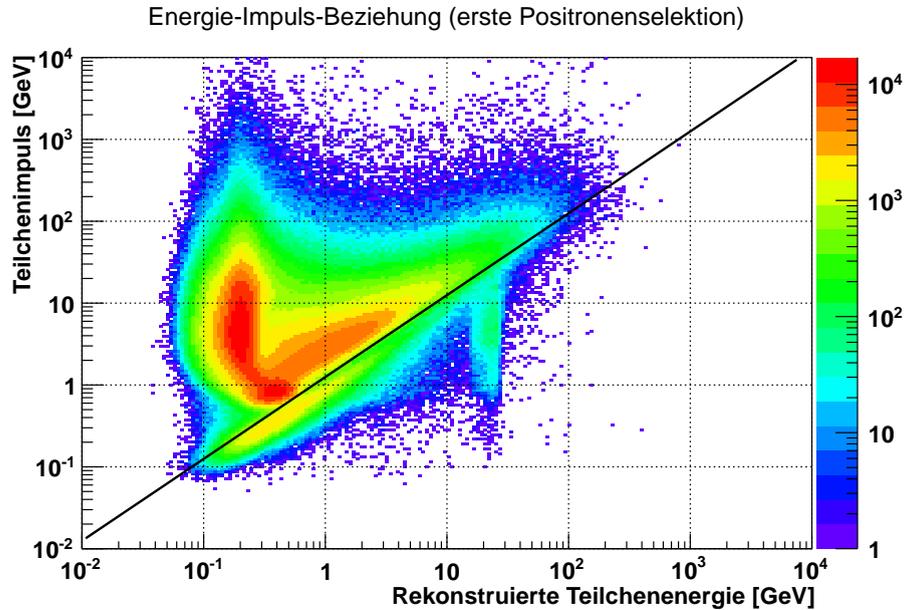


Abbildung 4.5.: AMS-ISS-Daten: Teilchenimpuls über der rekonstruierten Teilchenenergie, nach erster Positronenselektion. Teilchen unterhalb der schwarzen Linie werden als Positronen selektiert.

4.2.3. Protonen

Als Proton wurden die Teilchen angesehen, die weder Elektron noch Positron waren, sowie einfach positiv geladen sind. Darunter fallen etwa 84,4 % der guten Events.

4.3. Vorgegebene Event-Selektion

Anstatt die eigenen Event-Selektionen weiter zu verfeinern und zu optimieren, wurden vorgegebenen Selektionen, welche bereits benutzt werden, verwendet. Diese sollen im folgenden beschrieben werden.

4.3.1. Elektronen

Für die Elektronen wurden nahezu dieselben Kriterien, wie für die eigene Selektion zu Grunde gelegt, allerdings unterscheiden sie sich in den jeweiligen Parametern der Bedingungen.

Die Kriterien sind:

- Das Teilchen soll einfach geladen sein. Dies ist identisch mit der eigenen Selektion.
- Das Teilchen soll eine rekonstruierte Energie von mindestens 0,5 GeV besitzen. Damit werden alle niederenergetischen Teilchen verworfen. Die eigene Selektion akzeptiert dagegen alle Energien.
- Der Anteil, welcher unten aus dem Kalorimeter austritt, soll kleiner als 8 % plus 2,5 % mal den Logarithmus der rekonstruierten Energie in GeV sein. Die eigene Selektion verwendet hier nur eine konstante Grenze von 10 %.
- Die Energie durch den Impuls des Teilchens soll zwischen 0,75 und 100 liegen. Die eigene Selektion hat nur als Bedingung, dass das Verhältnis größer als 0,8 sein soll.

- Mehr als 98,5 % der Teilchenenergie soll innerhalb eines Zylinders mit einem Radius von 5 cm deponiert werden. Die eigene Selektion fordert nur 90 % in einem 3 cm-Zylinder.
- Für den Logarithmischen Zusammenhang des Ortes x des Schauermaximums und der rekonstruierten Energie E soll die Ungleichung $x < 1,2 \cdot \ln(E) + 6$ erfüllt sein. Die eigene Selektion arbeitet mit zwei Ungleichungen, allerdings werden dabei auch niederenergetische Teilchen nicht verworfen.
- Die Rigidität soll kleiner als $-0,5$ GV sein. Die eigene Selektion fordert nur das negative Vorzeichen.

Damit werden mit dieser Selektion aus den guten Events etwa 1,0 % Elektronen selektiert.

4.3.2. Positronen

Für Positronen wurde dasselbe, wie für Elektronen gefordert, allerdings hier nun mit einer Rigidität von mehr als 2 GV. Die eigene Selektion hat hier wiederum nur das positive Vorzeichen gefordert. Durch diese größere Einschränkung werden etwa 0,1 % Positronen selektiert.

4.3.3. Protonen

Für Protonen wurde wieder die einfache Ladung gefordert. Darüber hinaus soll die Rigidität größer als 0,2 GV sein und das Verhältnis von rekonstruierter Energie zum Impuls kleiner als 0,5. Zusätzlich sollen die Bedingungen für ein Positron an das Kalorimeter nicht zutreffen. Damit ist die Protonen-Selektion genauer als die eigene, weshalb auch nur noch 71,5 % der guten Events als Protonen selektiert werden.

4.4. Vergleich

Im folgenden werden die beiden Selektionen miteinander verglichen, um zu entscheiden, welche letztendlich verwendet wird.

4.4.1. Vergleich der Selektionen

Wie bereits beschrieben, verwenden beide Selektionen ähnliche Kriterien. Während hingegen die eigenen Parameter der Kriterien oft frei gewählt wurden, sind die Parameter der vorgegebenen Kriterien wesentlich detaillierter und präziser. Auch umfassen sie mehr Kriterien, um die Teilchenidentität genauer einschränken zu können.

Die Graphen für die energieabhängige Lage des Schauermaximums, sowie für den Impuls über der Energie, sind für beide Selektionen für Elektronen, Positronen und Protonen im Anhang A zu finden (Abbildungen A.1 bis A.6). Anhand dieser lassen sich nochmals die Unterschiede der beiden Selektionen verdeutlichen.

4.4.2. Vergleich der Teilchenzahlen

Von knapp 40 Millionen vorselektierten Events (siehe Abschnitt 4.1) bleiben nach der Forderung von einfacher Ladung noch ca. 34 Millionen Events übrig. In Tabelle 4.1 ist dargestellt, wie viele Teilchen davon von welcher Selektionsmethode selektiert werden. Man sieht deutlich, dass die vorgegebenen Selektionen immer wesentlich weniger Ereignisse auswählen, bei Positronen sogar etwa sechs mal weniger als die eigene Selektion. Da die vorgegebenen Selektionen allerdings auch mehr und genauere Kriterien haben, wird dies erwartet. Dafür sollte die Reinheit dieser Selektion höher sein, da weniger Ereignisse falsch selektiert werden.

Tabelle 4.1.: Anzahl an selektierten Events der verschiedenen Selektionen.

	eigene Selektion	vorgegebene Selektion
Elektronen:	$4,8 \cdot 10^5$	$3,9 \cdot 10^5$
Positronen:	$28,9 \cdot 10^4$	$4,8 \cdot 10^4$
Protonen:	$3,3 \cdot 10^7$	$2,8 \cdot 10^7$

4.4.3. TRD Hit-Amplituden

Ein anderes Kriterium zum Vergleich sind die Spannungsamplituden der einzelnen Treffer im TRD für verschiedene Selektionen. Dafür wurde die Häufigkeit der gemessenen Spannungsamplituden aller Treffer im TRD für eine bestimmte Selektion in einem Histogramm aufgetragen (Abbildung 4.6). Um die Histogramme für die verschiedenen Selektionen – die eigenen und die vorgegebenen Elektronen und Protonen – vergleichen zu können, wurden diese jeweils so normiert, dass die Fläche unter dem Histogramm Eins ergibt.

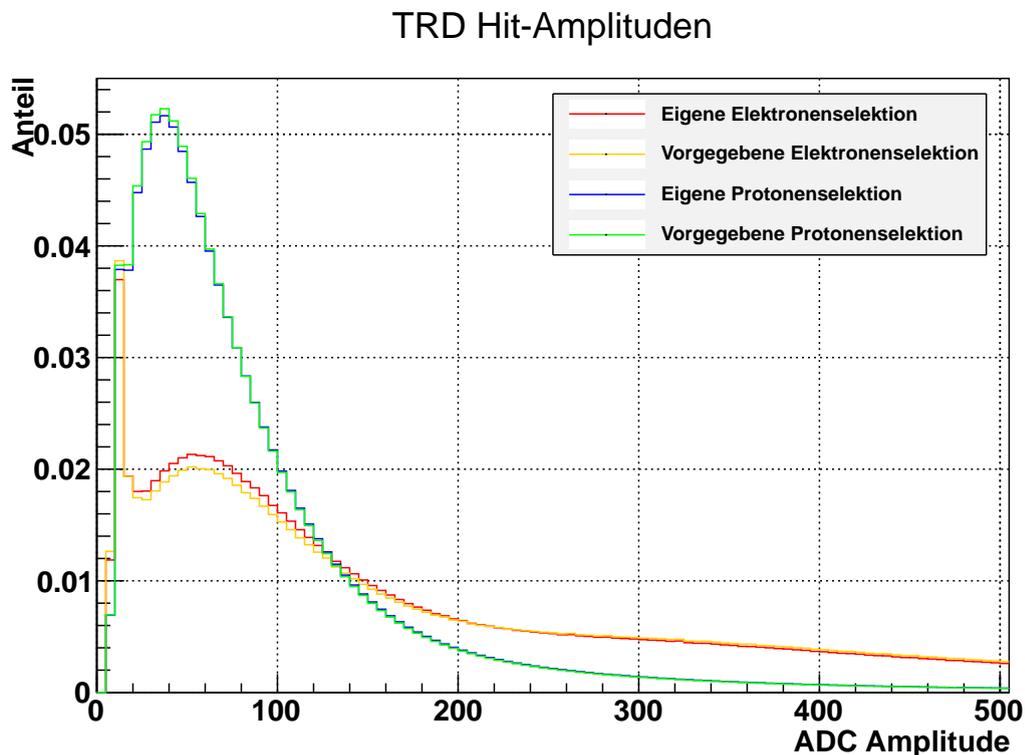


Abbildung 4.6.: AMS-ISS-Daten: Amplituden in TRD-Hits für verschiedene Selektionen.

Die jeweiligen Histogramme stimmen gut überein, wobei bei den vorgegebenen Selektionen für Elektronen etwas weniger und für Protonen etwas mehr Hits mit einer Amplitude zwischen 0 und 100 auftraten. Dies könnte an falsch selektieren Elektronen und Protonen in den eigenen Selektionen liegen.

Der Anteil der Übergangsstrahlung ist in diesem Histogramm nur anhand der breiteren Verteilung der Elektronen zu erkennen. Dies liegt daran, dass hierfür unkalibrierte Daten über einen Zeitraum von drei Wochen verwendet wurden. Für kalibrierte Daten würde man eine deutlichere Separation zwischen dem Peak der Ionisation und dem der Übergangsstrahlung der Elektronen erwarten.

4.4.4. Kalorimeterschauer

Zur weiteren Beurteilung der verschiedenen Selektionen lässt sich die Schauerform im Kalorimeter betrachten. Dazu wurde für alle Ereignisse einer Selektion die deponierte Energie einer Lage über diese Lage in ein zweidimensionales Histogramm aufgetragen. Da die Schauerform stark energieabhängig ist, wurden hier nur Ereignisse mit einer rekonstruierten Energie zwischen 10 und 50 GeV ausgewählt. Darüber hinaus wurden alle Histogramme auf die gleiche Anzahl von Ereignissen normiert, um eine Vergleichbarkeit zu ermöglichen.

Abbildung 4.7 zeigt dies für die eigene und die vorgegebene Elektronenselektion. Da sich die Selektionskriterien nur in Details unterscheiden, sehen beide Histogramme auch nahezu identisch aus: Man erkennt, dass die meiste Energie eines Elektrons bereits in der 5. bis 7. Lage des Kalorimeters deponiert wird, was von Elektronen auch erwartet wird.

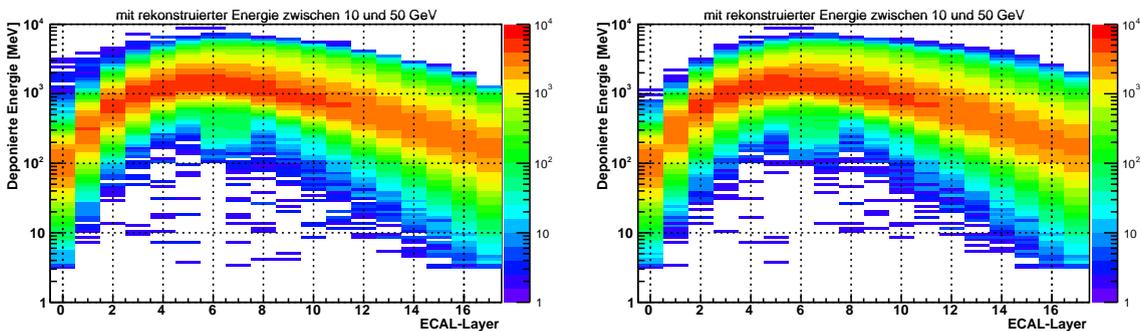


Abbildung 4.7.: AMS-ISS-Daten: Im Kalorimeter deponierte Energie pro ECAL-Lage für die eigene (links) und die vorgegebene (rechts) Elektronenselektion mit rekonstruierter Energie zwischen 10 und 50 GeV.

Für Positronen zeigt sich in Abbildung 4.8 ein ähnliches Bild. Allerdings treten hier einige Ereignisse auf, bei denen unterhalb der sichtbaren Positronenkurve in jeder Lage etwa gleich viel Energie deponiert wird, mit einer Häufung für Energien von 10 MeV pro Lage. Diese ist bei der eigenen Selektion sogar etwas ausgeprägter. Höchstwahrscheinlich stammen diese Ereignisse von falsch selektierten Teilchen, wie etwa Protonen.

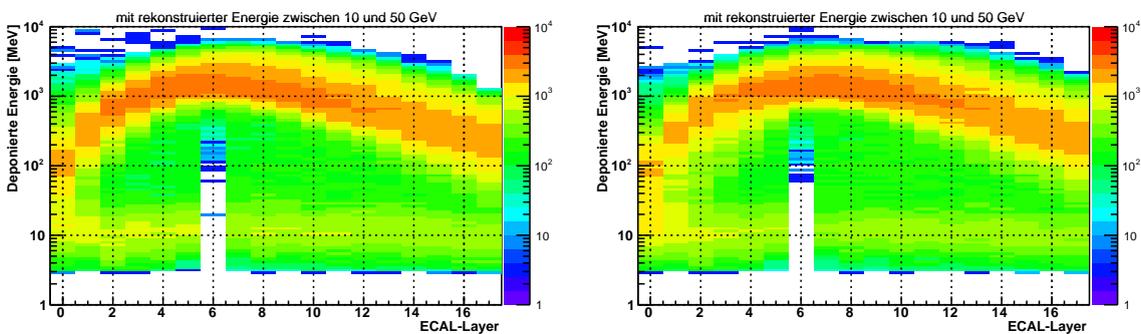


Abbildung 4.8.: AMS-ISS-Daten: Im Kalorimeter deponierte Energie pro ECAL-Lage für die eigene (links) und die vorgegebene (rechts) Positronenselektion mit rekonstruierter Energie zwischen 10 und 50 GeV. Die „Lücke“ mit fehlenden Events in Layer 6 wird im Anhang A.3.2 diskutiert.

Protonen dagegen deponieren, wie erwartet, die meiste Energie im hinteren Teil des Kalorimeters, wie in Abbildung 4.9 zu sehen ist. In der eigenen Selektion aber treten auch viele Ereignisse auf, bei denen die meiste Energie am Anfang des Kalorimeters deponiert wird. Da für Protonen nicht viele Bedingungen gefordert waren, werden dies falsch selektierte

andere Teilchen sein. In der vorgegebenen Selektion dagegen sind in den ersten Lagen des Kalorimeters deutlich weniger und dafür in den hinteren Lagen deutlich mehr Ereignisse zu sehen. Daher sollte die vorgegebene Selektion deutlich besser sein.

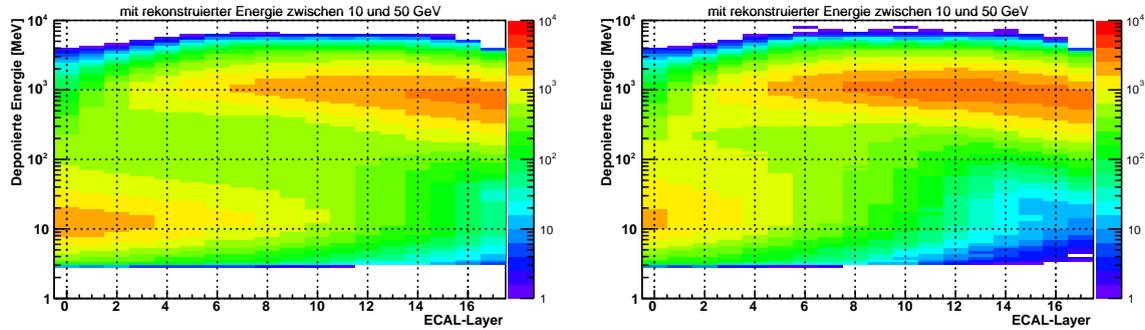


Abbildung 4.9.: AMS-ISS-Daten: Im Kalorimeter deponierte Energie pro ECAL-Lage für die eigene (links) und die vorgegebene (rechts) Protonenselektion mit rekonstruierter Energie zwischen 10 und 50 GeV.

Im Anhang A.3 sind weitere Histogramme (Abbildungen A.7 bis A.15) für andere rekonstruierte Energien zu sehen. Zusätzlich sind dort auch Histogramme über die Häufigkeiten der energiegewichteten Root-Mean-Square-Werte der Hits pro Lage und der Anzahl an Hits pro Lage im Kalorimeter zu sehen. In diesen sieht man, wie die Anzahl der Treffer pro Lage mit fortschreitender Eindringtiefe zunimmt, da sich der Schauer ausbreitet, bis dieser zum Erliegen kommt, was sich durch eine abnehmende Zahl von Hits pro Lage äußert. Bei Protonen ist diese Abnahme an Hits nicht zu beobachten.

4.5. Fazit

Da sich gezeigt hat, dass die vorgegebenen Selektionen mit deutlich mehr Kriterien arbeiten und ein wesentlich besseres Ergebnis liefern, wurde entschieden, diese auch im Folgenden zu verwenden.

Dabei sind sowohl die eigenen als auch die vorgegebenen Selektionen auf jeden Fall verbesserungswürdig. Allerdings befindet sich das AMS02-Experiment momentan noch in der Kalibrierungsphase, weshalb andere Selektionen unklare Ergebnisse liefern. Nach dieser Phase können auch noch weitere Kriterien, wie die TRD-Amplituden und der RICH-Detektor verwendet werden. Zusätzlich ließe sich die Selektion mittels neuronaler Netze wie Boosted-Decision-Trees oder mit der NeuroBayes[®]-Software deutlich verbessern, da diese selbstständig Korrelationen zwischen den Parametern für verschiedene Selektionen erkennen und anwenden können. Dies alles würde allerdings auch deutlich den Rahmen dieser Arbeit sprengen.

5. Kosmische Strahlung im Erdmagnetfeld

5.1. Erdmagnetfeld

Das Magnetfeld der Erde kann in erster Näherung als einen Dipol beschrieben werden, welcher gegenüber der Erdachse um ca. 10° geneigt und um etwa 500 km in Richtung 140° östlicher Länge verschoben ist [12]. In Abbildung 5.1 ist die Magnetfeldintensität auf der Erdoberfläche dargestellt. Man erkennt deutlich die hohe Magnetfeldstärke an den magnetischen Polen unten rechts und oben links, sowie eine schwächere Feldstärke am Äquator.

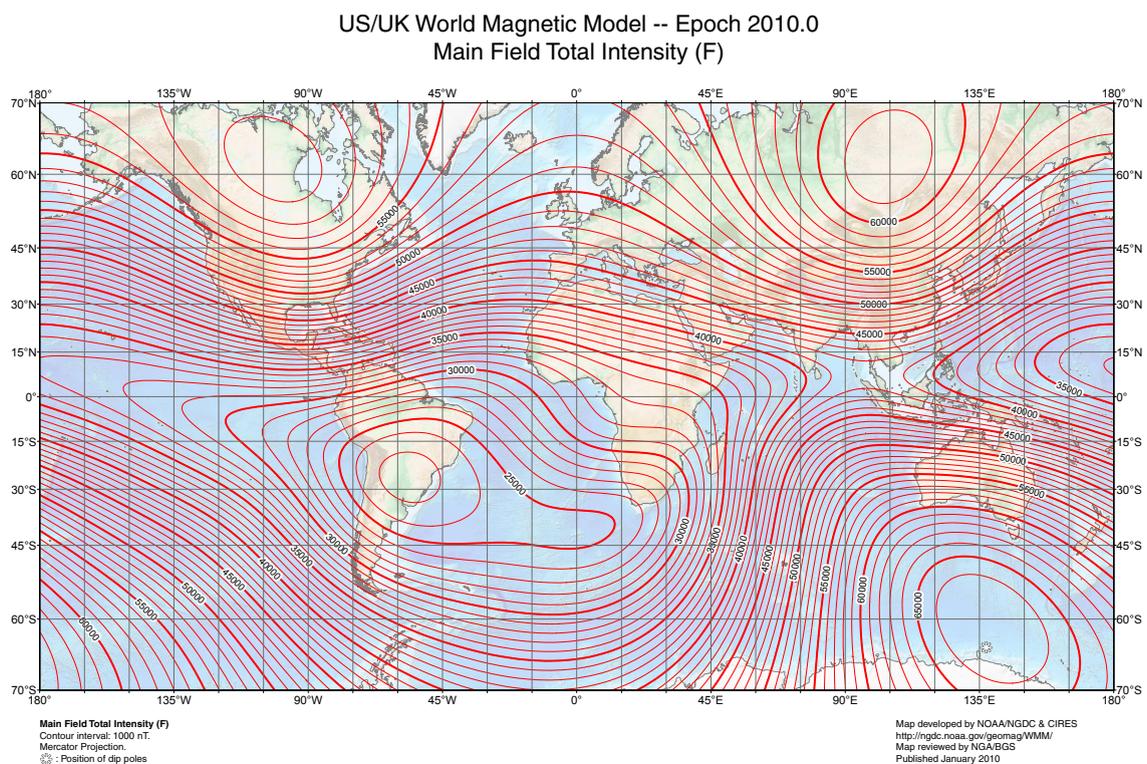


Abbildung 5.1.: Die Intensität des Erdmagnetfelds, in nT [12].

Dieses Magnetfeld wird durch Konvektionsströme von flüssigem Eisen im äußeren Kern der Erde gebildet. Dieses steigt durch den Temperaturunterschied vom heißen Kern zum Mantel auf, kühlt sich dort ab und sinkt wieder nach unten. Aufgrund dieser Bewegung des leitenden Eisens wird durch ein schwaches Ausgangsmagnetfeld ein Strom induziert, welcher wiederum ein stärkeres Magnetfeld aufbaut, weshalb man dabei vom sogenannten Geodynamo spricht. Die durch die Erdrotation verursachte Corioliskraft zwingt diese Konvektionsströme dabei auf eine Schraubenbahn, was das magnetische Feld weiter verstärkt.

5.1.1. Südatlantische Anomalie

Wie in Abbildung 5.1 auch zu erkennen ist, ist die Intensität des Erdmagnetfelds über dem Südatlantik und über Südamerika am schwächsten. Dies stellt die südatlantische Anomalie (South Atlantic Anomaly, SAA) dar.

Aufgrund der Verschiebung und Neigung des modellierten Dipols dringen die Magnetfeldlinien bereits über dem Südatlantik wieder in die Erde ein. Zusätzlich ist dort die Intensität des Magnetfelds im Vergleich zur restlichen Erdoberfläche am geringsten. Daher gelangen in dieser südatlantischen Anomalie viele Teilchen der kosmischen Strahlung weit in die Atmosphäre hinein.

5.1.2. Van-Allen-Strahlungsgürtel

Normalerweise wird ein Großteil der kosmischen Strahlung vom Van-Allen-Strahlungsgürtel abgefangen. In diesem werden die Teilchen der kosmischen Strahlung durch das Magnetfeld der Erde eingefangen und oszillieren dann zwischen den Polen der Erde hin und her. Dabei existieren, wie in Abbildung 5.2 dargestellt ist, zwei Strahlungsgürtel. Während sich Elektronen auf den äußeren Strahlungsgürtel konzentrieren, sind im inneren Strahlungsgürtel aufgrund der hohen Magnetfeldstärken hauptsächlich Protonen, aber dennoch auch einige Elektronen zu finden, wobei der innere Strahlungsgürtel in der SAA bis auf wenige hundert Kilometer an die Erdoberfläche heran reicht.

Die dabei eingefangenen Teilchen werden mit dem Erdmagnetfeld durch das Prinzip des magnetischen Spiegels festgehalten. Fliegt ein Teilchen der Geschwindigkeit \vec{v} und Ladung q in ein Magnetfeld \vec{B} , so wird dieses aufgrund der Lorentzkraft $\vec{F}_L = q(\vec{v} \times \vec{B})$ auf Schraubenbahnen entlang der Feldlinien gezwungen. Somit bewegt sich das Teilchen entlang der Feldlinien spiralförmig auf die magnetischen Pole zu. An diesen steigt die Intensität des Feldes aber an, da die Feldlinien dort zusammenlaufen. Durch dieses Zusammenlaufen der Feldlinien bekommt das Magnetfeld eine zusätzliche Komponente, welche senkrecht zu den ursprünglichen Feldlinien steht. Da diese auch senkrecht zur kreisförmigen Komponente der Schraubenbahn steht, wirkt die Lorentzkraft \vec{F}_L entgegen der ursprünglichen Flugrichtung des Teilchens. Das Teilchen wird reflektiert und wandert zum entgegengesetzten Pol, an dem sich dieses Verhalten wiederholt. Damit ist das Teilchen im Strahlungsgürtel gefangen und oszilliert von Pol zu Pol [13, S. 10 ff.].

5.1.3. Geomagnetic Cutoff

Der geomagnetische Cutoff ist ein Maß für die Abschirmung durch das Erdmagnetfeld. Teilchen mit einer geringeren Rigidität, als dem Cutoff werden durch das Magnetfeld der Erde abgeschirmt und gelangen nicht bis zur Atmosphäre, sondern verbleiben in den oben genannten Strahlungsgürteln. In Abbildung 5.3 ist der erwartete Cutoff nach dem Dipol-Modell des Erdmagnetfelds dargestellt, zusätzlich sind die Trajektorien des AMS-01-Experiments eingezeichnet. Diese entsprechen auch denen von AMS-02, welche zwischen 50° nördlicher und südlicher Breite verlaufen, nur der Orbit von AMS-02 ist etwa 100 km höher. Somit werden für AMS-02 Cutoff-Werte zwischen etwa 0,5 GeV an den Polen und 15 GeV im Bereich des Äquators erwartet.

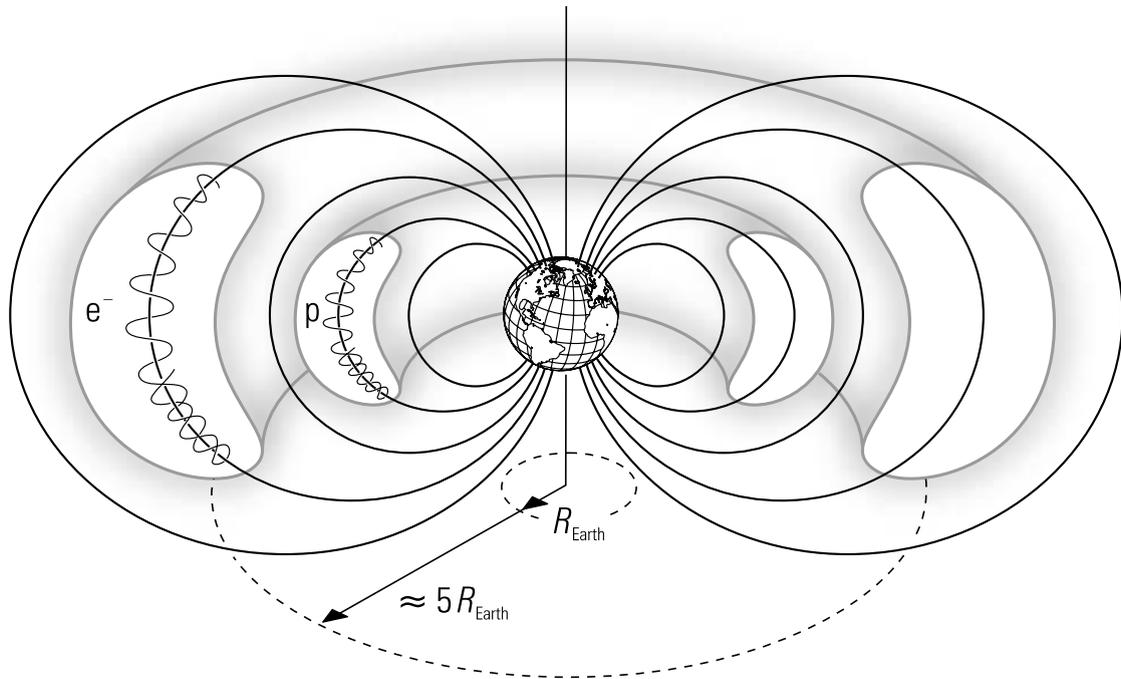


Abbildung 5.2.: Innerer und äußerer Van-Allen-Strahlungsgürtel mit oszillierenden Protonen bzw. Elektronen [7, S. 7].

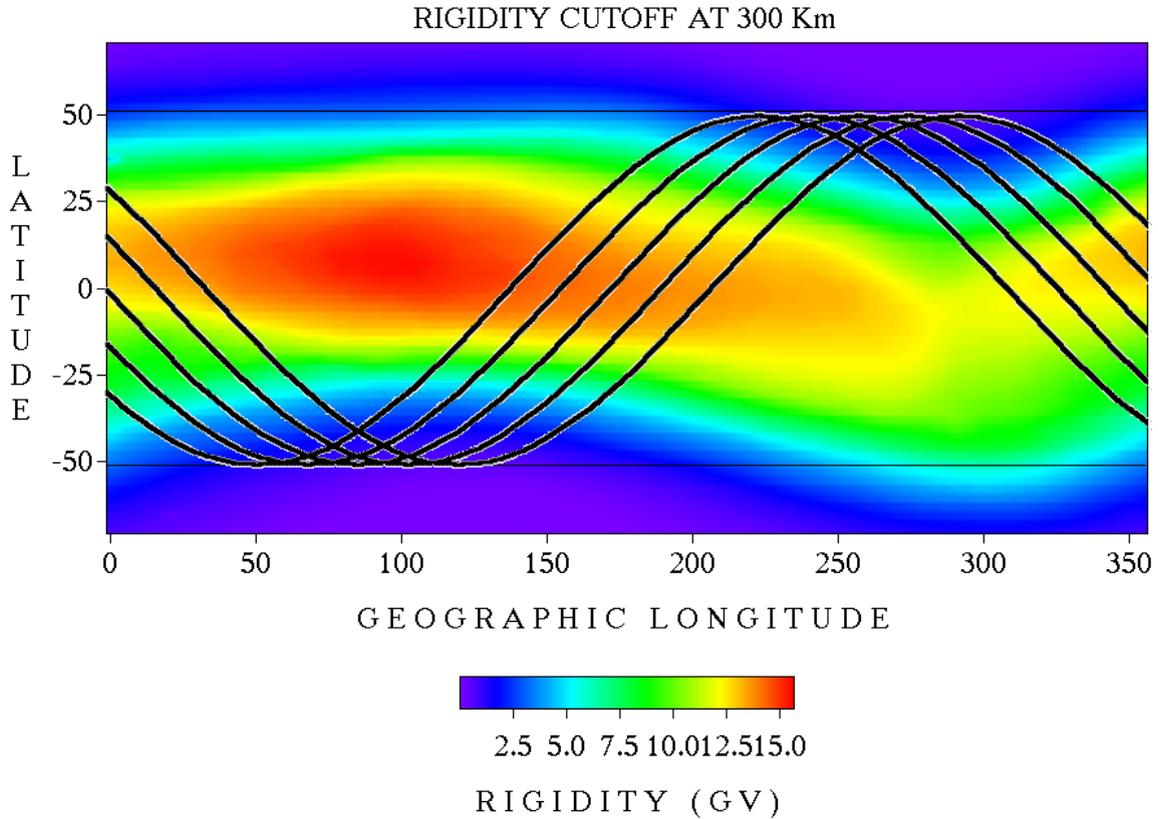


Abbildung 5.3.: Geomagnetic Cutoff mit AMS-Trajektorien [14].

5.2. Verteilungen

Um die Verteilungen der verschiedenen Teilchenarten zu untersuchen, wird zur Darstellung der Erdoberfläche eine Rektangularprojektion verwendet. Daher wurden geographische Länge und Breite direkt als kartesische Koordinaten in x - und y -Richtung eines zweidimensionalen Histogramms verwendet und in jedem Bin die Anzahl der Ereignisse gezählt.

5.2.1. Normierung

Da die verwendete Projektion nicht flächentreu ist, muss noch eine Korrektur erfolgen. Die geographische Breite in dieser Projektion ist zwar längentreu, nicht aber die Länge. Diese skaliert mit dem Kosinus des Breitengrads, weshalb die Fläche eines Bins in dieser Projektion ebenso mit diesem Kosinus-Faktor skaliert. Daher wurde jeder Bin mit dem Kehrwert dieses Faktors gewichtet.

Diese Normierung ist allerdings nur für eine sehr große Anzahl von Events möglich, bei welcher jeder Bin genügend Einträge hat. Alternativ ist eine Normierung möglich, bei welcher mit der Zeit, die der Detektor in einem Bin verbracht hat, normiert wird. Eine solche Normierung ist in der Bachelorarbeit von Daniel Schuckardt zu finden [15].

5.2.2. Verteilung aller Events

Man sieht in der Verteilung aller vorselektierten Events mit einer Teilchenspur im Detektor in Abbildung 5.4 deutlich, dass an den Polen am meisten Events detektiert werden, da dort der Wert des geomagnetischen Cutoffs am geringsten ist. In der südatlantischen Anomalie wurden kaum Daten genommen, wobei die wenigen Events dort nicht mit der Vorselektion übereinstimmten. Daher sind dort keine Ereignisse zu sehen.

In der Nähe des Äquators dagegen werden deutlich mehr Ereignisse registriert, als direkt nördlich und südlich davon. Beim Vergleich mit der Inklination des Erdmagnetfelds, welche in Abbildung 5.5 dargestellt ist, zeigt sich, dass diese Bins mit höherer Ereigniszahl genau auf dem magnetischen Äquator, welcher der Linie entspricht, an denen die Feldlinien nur parallel zur Erdoberfläche verlaufen, liegen.

Entweder werden dort aufgrund des horizontalen Magnetfelds deutlich mehr Ereignisse mit nur einer Spur im Detektor selektiert, oder die Teilchen nördlich und südlich dieser Linie wurden durch die schräge Komponente des Magnetfelds abgelenkt, wodurch sie erst im Bereich der Pole oder am Äquator registriert wurden.

Die zusätzlich zu beobachtenden schrägen Linien sind Stellen, an denen die Flugbahn der ISS aufgrund von ungenügender Statistik zum Vorschein gelangt. Direkt am geographischen Äquator wird der AMS-02-Detektor immer kalibriert, weshalb dort weniger Daten genommen wurden.

5.2.3. Verteilung verschiedener Teilchen

Die Verteilung der Elektronen-Events in Abbildung 5.6 folgt weitestgehend der Verteilung aller Events in Abbildung 5.4. Allerdings ist bei dieser die Häufung der Ereignisse am magnetischen Äquator viel deutlicher zu beobachten, wie auch in der Verteilung der Positronen in Abbildung 5.7. Bei diesen sind auch an den Polen weniger Ereignisse zu sehen, als bei allen Events, wobei die Statistik aufgrund der geringen Anzahl von Positronen-Events sehr schlecht ist.

Da Protonen den größten Teil der vorselektierten Ereignisse ausmachen, entspricht deren Verteilung in Abbildung 5.8 auch gut der Verteilung aller Events in Abbildung 5.4. Allerdings werden an den Polen noch etwas mehr Ereignisse registriert und die Häufung von Events am magnetischen Äquator ist nicht so deutlich wie bei den Elektronen und Positronen in Abbildungen 5.6 und 5.7. Möglicherweise liegt dies daran, dass die Protonen aufgrund deren höherer Ruhemasse weniger abgelenkt werden als die Elektronen.

Verteilung aller vorselektierten Events

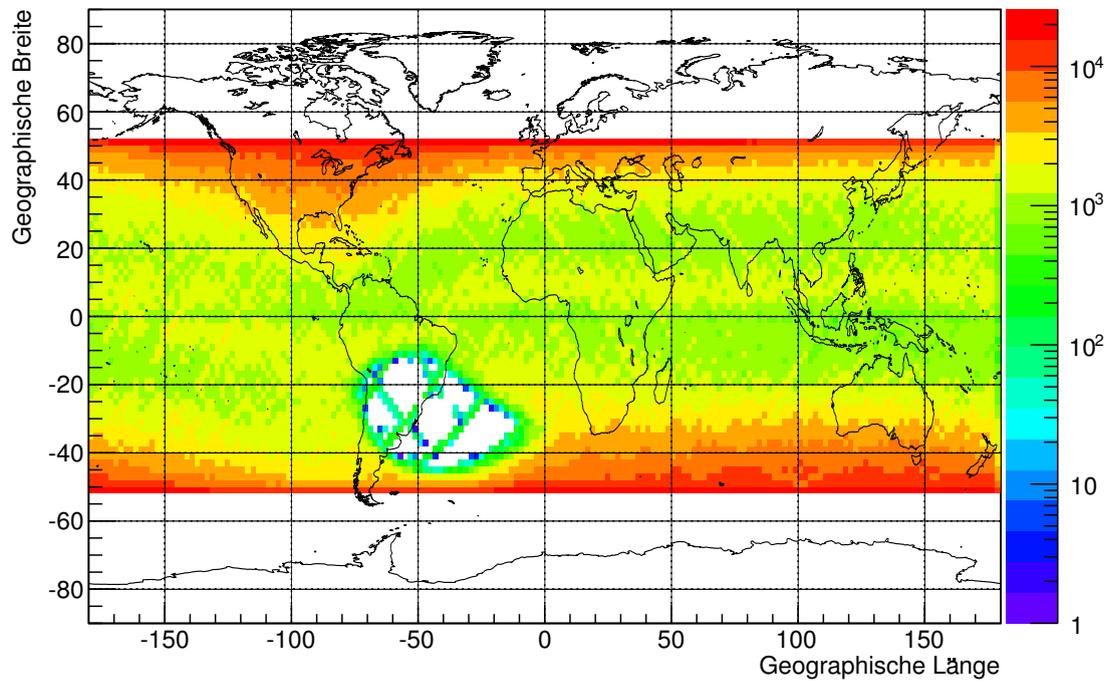


Abbildung 5.4.: AMS-ISS-Daten: Verteilung aller Events im Erdmagnetfeld (Auf gleiche Fläche pro Bin normiert).

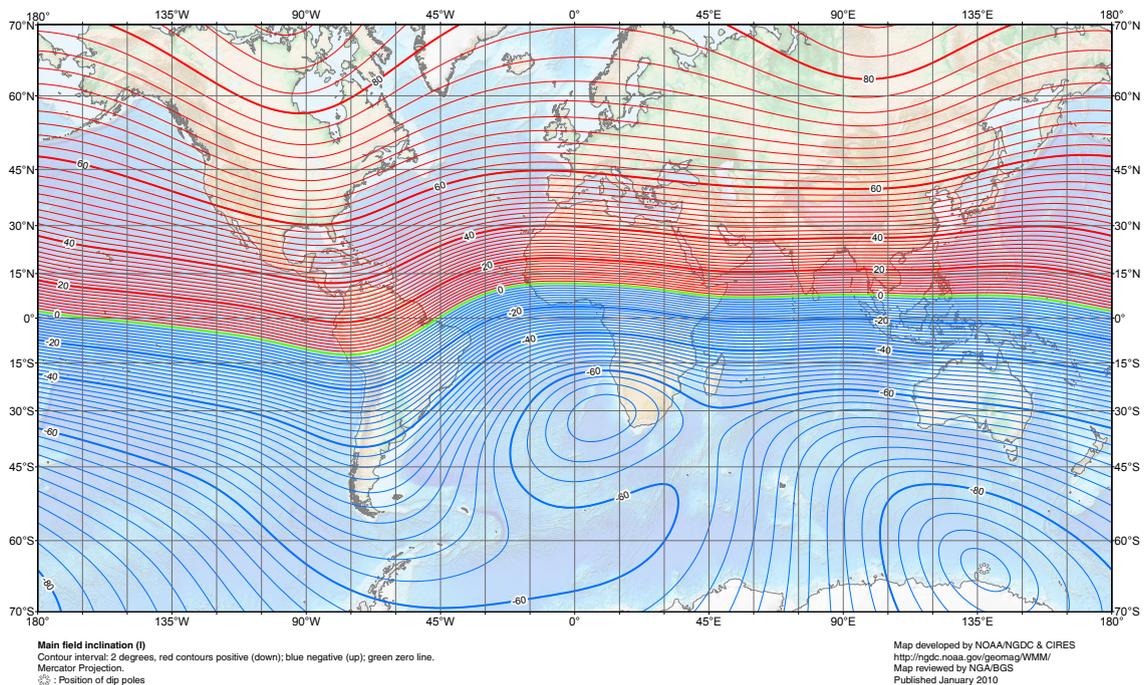
US/UK World Magnetic Model -- Epoch 2010.0
Main Field Inclination (I)

Abbildung 5.5.: Die Inklination des Erdmagnetfelds, in Grad. Sie gibt den Winkel der Feldlinien zur Erdoberfläche an. Der magnetische Äquator ist in grün eingezeichnet [12].

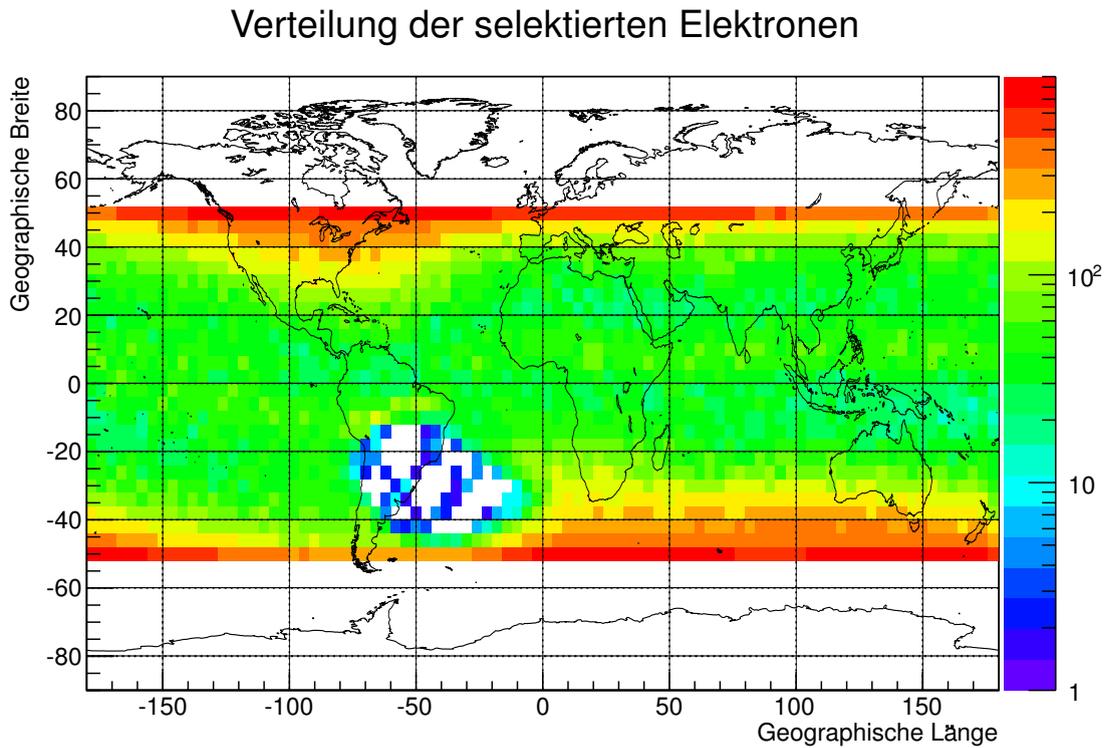


Abbildung 5.6.: AMS-ISS-Daten: Verteilung der Elektronen-Events im Erdmagnetfeld.

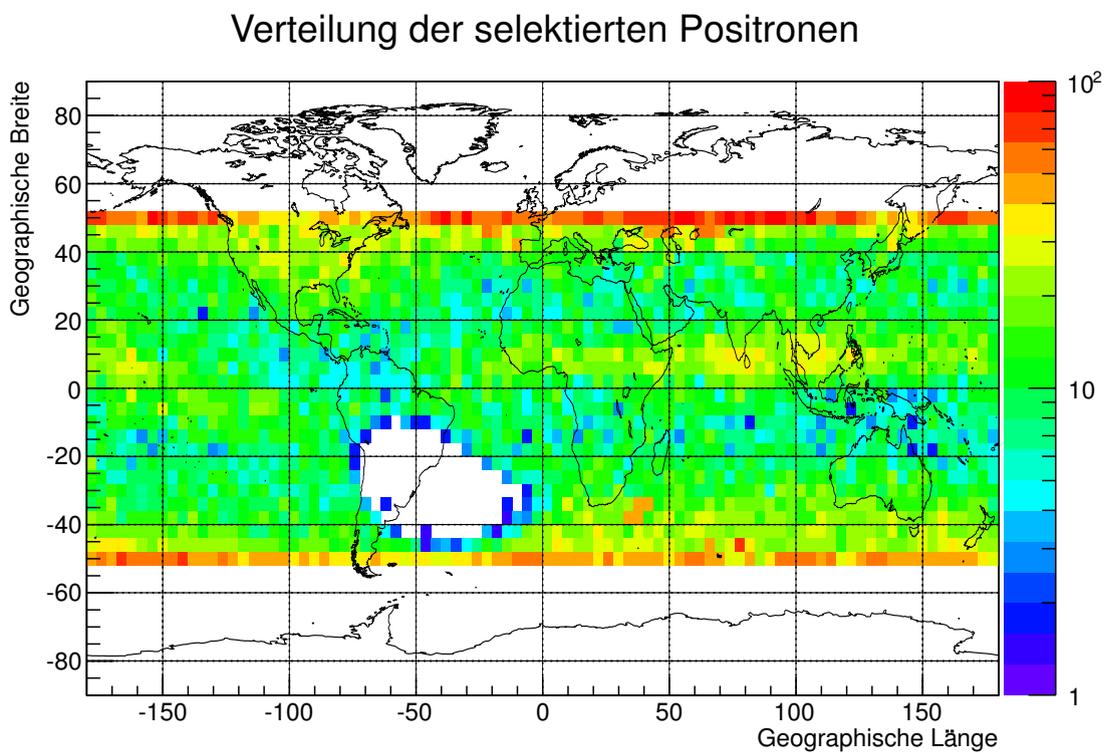


Abbildung 5.7.: AMS-ISS-Daten: Verteilung der Positronen-Events im Erdmagnetfeld.

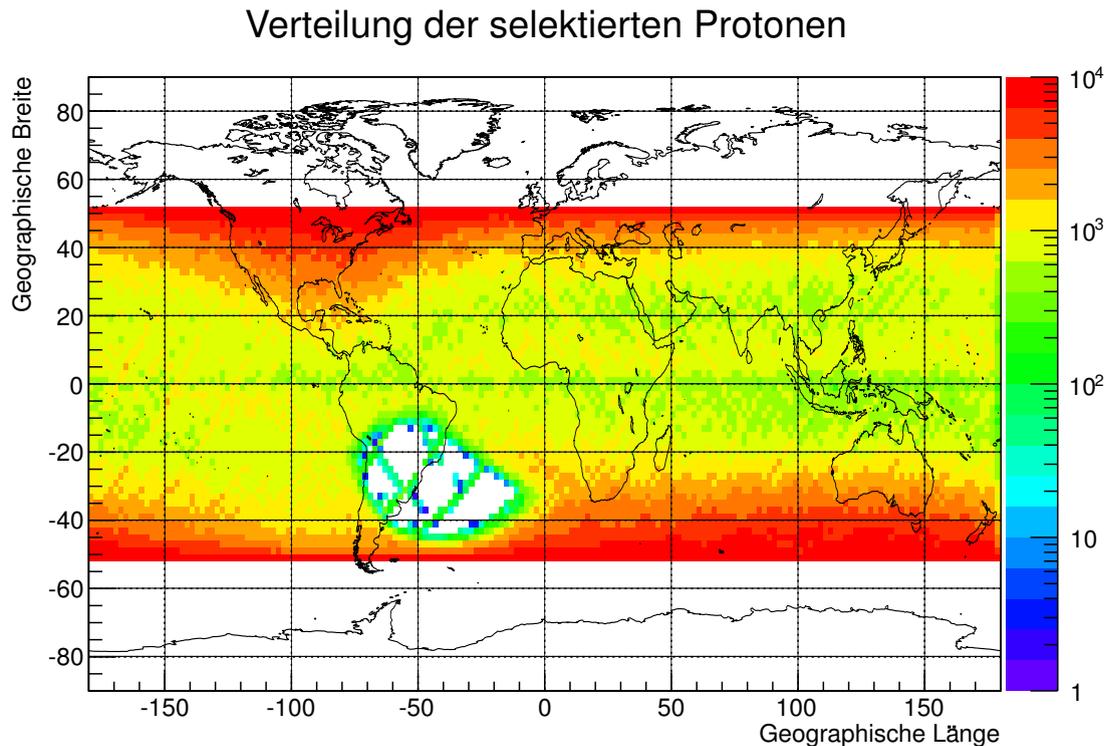


Abbildung 5.8.: AMS-ISS-Daten: Verteilung der Protonen-Events im Erdmagnetfeld.

5.3. Impulsspektren

Weiter wurden die Impulsspektren verschiedener Teilchenarten in verschiedenen Regionen untersucht. Der Impuls wurde betrachtet, weil zum Einen die Rigidität die entscheidende Größe bei der Bewegung im Erdmagnetfeld ist und zum Anderen, weil für Protonen mit dem ECAL höchstens eine Abschätzung der Energie möglich ist. Für die meisten Elektronen und Protonen hingegen, sind Impuls und Energie ohnehin sehr ähnlich.

5.3.1. Definition der Regionen

Neben dem Gesamtspektrum wurden die Spektren in der Region an den Polen, am Äquator und in der Umgebung der südatlantischen Anomalie untersucht. Diese Regionen sind in Abbildung 5.9 dargestellt.

5.3.2. Spektren

Im Impulsspektrum der Protonen in Abbildung 5.10 erkennt man im Gesamtspektrum deutlich den exponentiellen Abfall der Häufigkeiten mit zunehmenden Impuls, wie er auch schon für die Energie der kosmischen Strahlung in Abbildung 1.9 gezeigt wurde. Das Spektrum an den Polen folgt diesem weitestgehend, allerdings mit etwas geringeren Häufigkeiten. Der Verlauf ist dagegen deutlich glatter. Den minimalen erwarteten Wert des geomagnetischen Cutoffs von etwa 0,5 GeV kann man an der linken Seite des Spektrums erkennen, allerdings kann die geringe Häufigkeit dort auch an der verwendeten Protonenselektion liegen, da dabei Bedingungen an die Rigidität gestellt werden.

Das der Wert des Cutoffs am Äquator deutlich höher ist, ist im Spektrum am Äquator zu sehen. Dort liegt der Cutoff-Wert etwa bei 10 GeV, ab dem ein Anstieg und dann der exponentielle Abfall der Häufigkeiten zu beobachten ist. In der Umgebung der südatlantischen Anomalie ist dasselbe zu beobachten, nur bei einem etwas geringeren Cutoff-Wert von etwa 7 GeV.

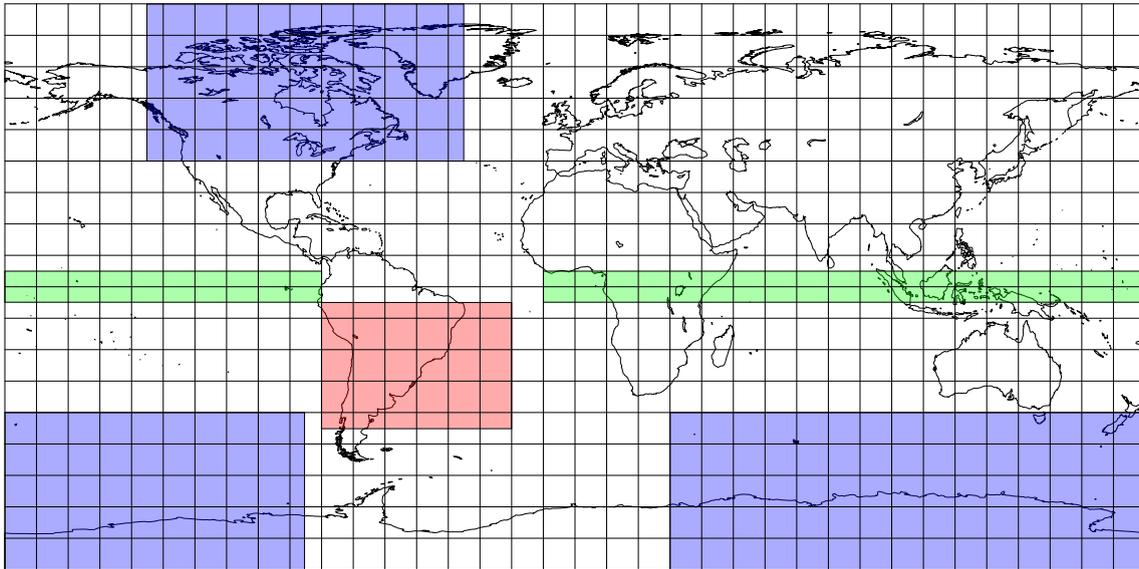


Abbildung 5.9.: Die verschiedenen Regionen, an denen die Impulsspektren betrachtet wurden: Polarregion (blau), Äquator-Region (grün) und die Region der süd-atlantischen Anomalie (rot).

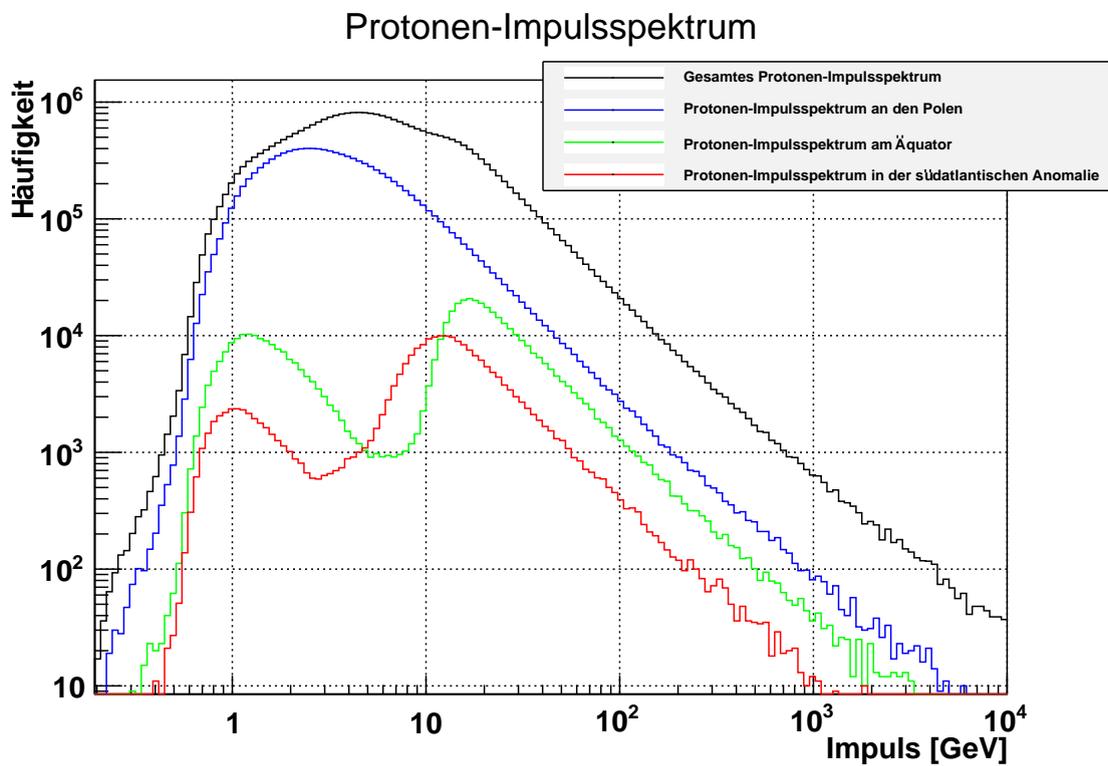


Abbildung 5.10.: Protonen-Impulsspektrum.

Die Protonen, welche unterhalb des Cutoff-Wertes registriert werden, stellen sogenannte sekundäre Protonen dar. Diese entstehen erst in der Atmosphäre durch Wechselwirkungen der hochenergetischen kosmischen Strahlung mit der Erdatmosphäre und werden dann im Detektor registriert. Abbildung 5.11 zeigt das Spektrum der primären und sekundären Protonen aus [16], wobei das obere linke Spektrum für Breitengrade θ kleiner als etwa $11,5^\circ$ gut mit dem Protonenspektrum am Äquator in Abbildung 5.10 übereinstimmt. Nur der Anstieg der Häufigkeiten für sehr kleine Energien links im Protonenspektrum stimmt nicht damit überein, was allerdings mit hoher Wahrscheinlichkeit an der verwendeten Protonenselektion liegt.

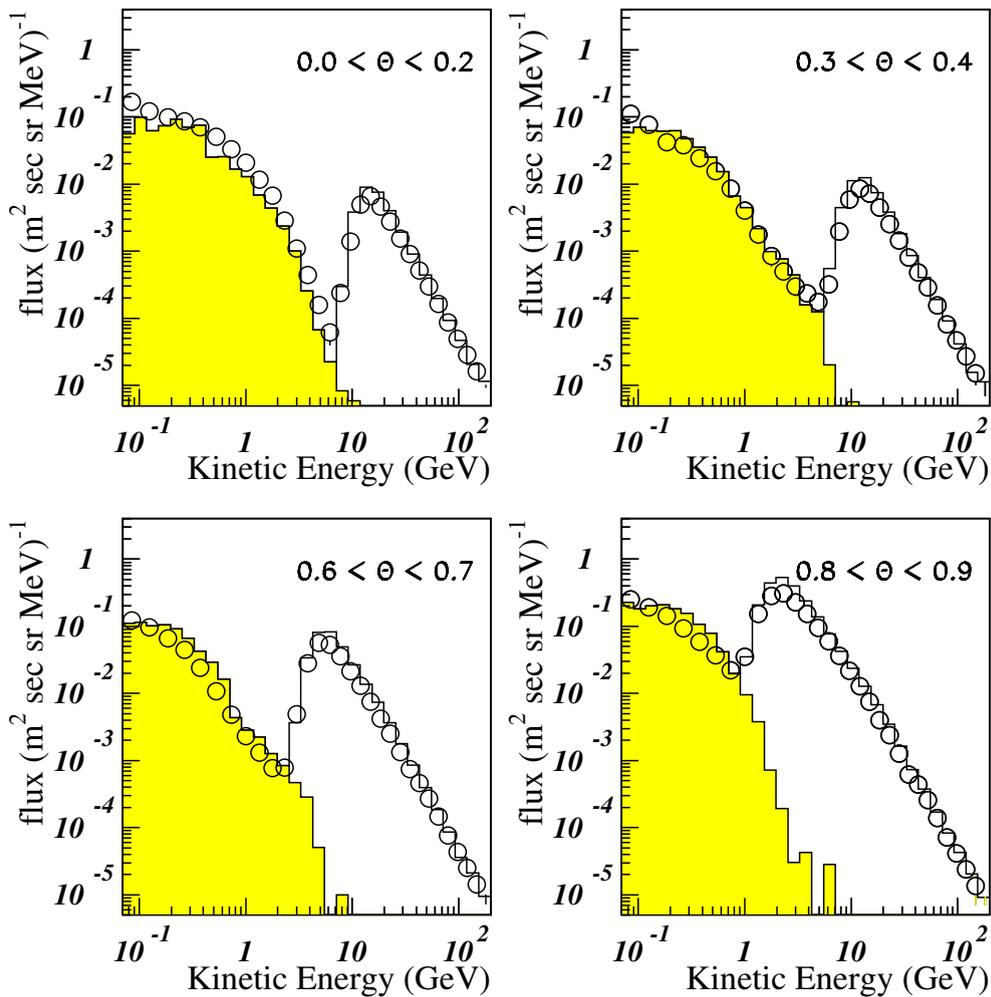


Abbildung 5.11.: Protonen-Impulsspektrum für verschiedene Breitengrade θ . Die Kreise stellen Messdaten dar, welche in das Histogramm der simulierten Daten eingezeichnet sind. Dabei sind die sekundären Protonen gelb hinterlegt [16].

Die Elektronen in Abbildung 5.12 und die Positronen in Abbildung 5.13 folgen dem Spektrum der Protonen in Abbildung 5.10 weitestgehend, nur mit geringeren Häufigkeiten und einer deutlich schlechteren Statistik. Der steile Anstieg der Häufigkeiten für kleine Energien ist hier nicht zu beobachten, da das Spektrum aufgrund der verwendeten Selektionen erst viel später beginnt.

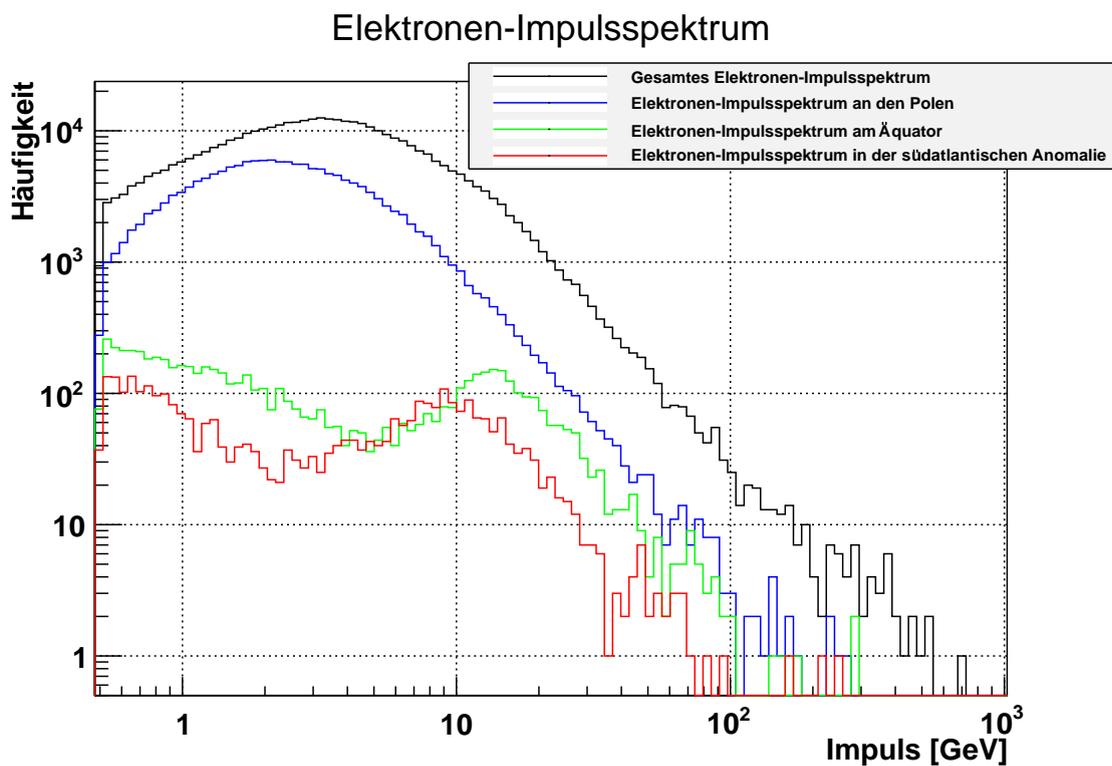


Abbildung 5.12.: Elektronen-Impulsspektrum.

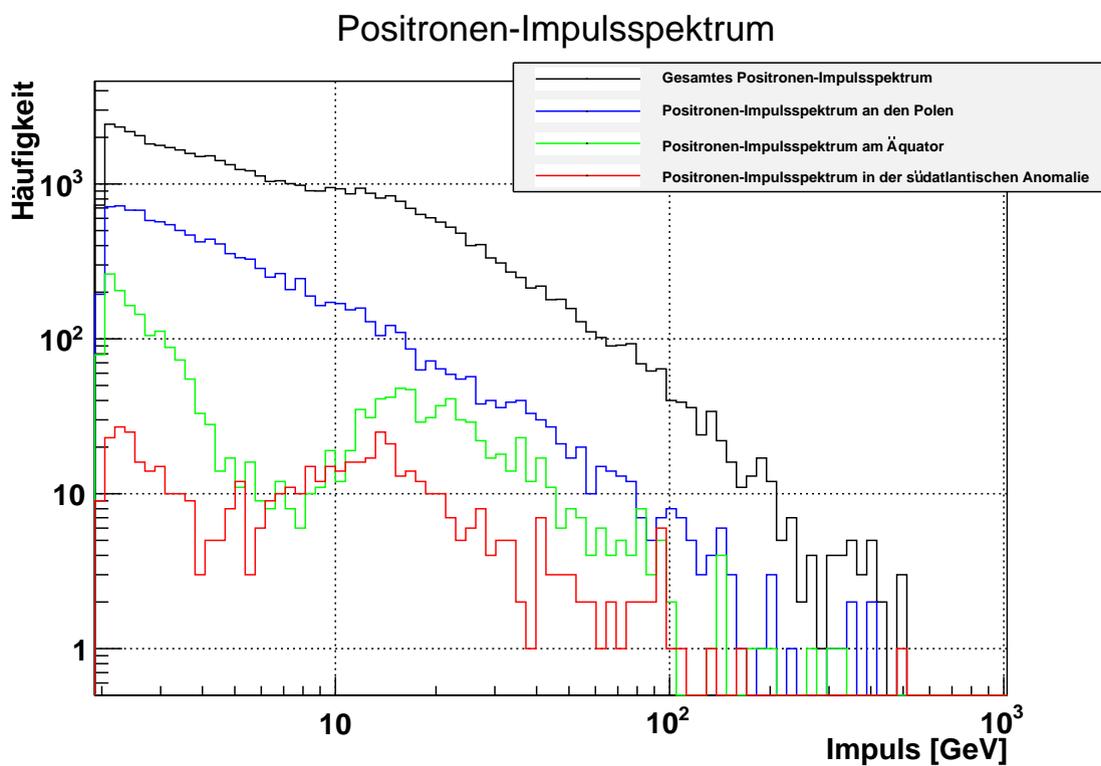


Abbildung 5.13.: Positronen-Impulsspektrum.

6. TRD Tracking-Effizienz

Für den TRD gibt es momentan mehrere Algorithmen, um aus den einzelnen Hits Teilchenspuren zu rekonstruieren. Um zu entscheiden, welcher verwendet werden soll, wurden die Effizienzen dieser in Abhängigkeit der Position im Erdmagnetfeld verglichen.

6.1. TRD Tracking-Algorithmen

Die momentane Version der AMS-Software verwendet den Track-Algorithmus. Dieser fasst benachbarte Hits einer Lage zu einem Cluster zusammen und versucht mit diesen möglichst viele Tracks zu rekonstruieren.

Der HTrack-Algorithmus dagegen rekonstruiert zunächst die Tracks für jedes Segment einzeln. Dabei sind die einzelnen Segmente die oberen Lagen, die unteren Lagen, sowie die mittleren Lagen, welche orthogonal zu den anderen stehen.

Da in einem Segment alle Driftröhren gleich ausgerichtet sind, werden für jedes Segment nur die wahrscheinlichsten zweidimensionalen Tracks rekonstruiert. Wenn dann Übereinstimmungen der Tracks mit denen der anderen Segmente oder mit Hits im Tracker auftreten, so wird diese Kombination als endgültiger Track zurückgegeben [5, S. 64]. Damit fordert HTrack Treffer in den oberen und unteren Lagen, was zu einer höheren Reinheit der Tracks führt.

6.2. Definition

Die Tracking-Effizienz, welche als Vergleichskriterium der beiden Algorithmen verwendet werden soll, wird dabei aus dem Verhältnis der Gesamtzahl der Hits, welche für eine Track-Rekonstruktion verwendet werden, zu der Gesamtzahl aller Hits im TRD gebildet. Dabei bestehen diese Gesamtzahlen jeweils aus der Summe der entsprechenden Hits aller Events ohne Vorselektion.

6.3. Im Erdmagnetfeld

Die so definierte Tracking-Effizienz wurde nun in Abhängigkeit von Längen- und Breitengrad berechnet. Abbildung 6.1 zeigt dabei die Gesamtzahl der Hits im TRD in Abhängigkeit der geographischen Lage. Man sieht eine deutlich höhere Zahl an TRD-Hits an den Polen und an den Rändern der südatlantischen Anomalie.

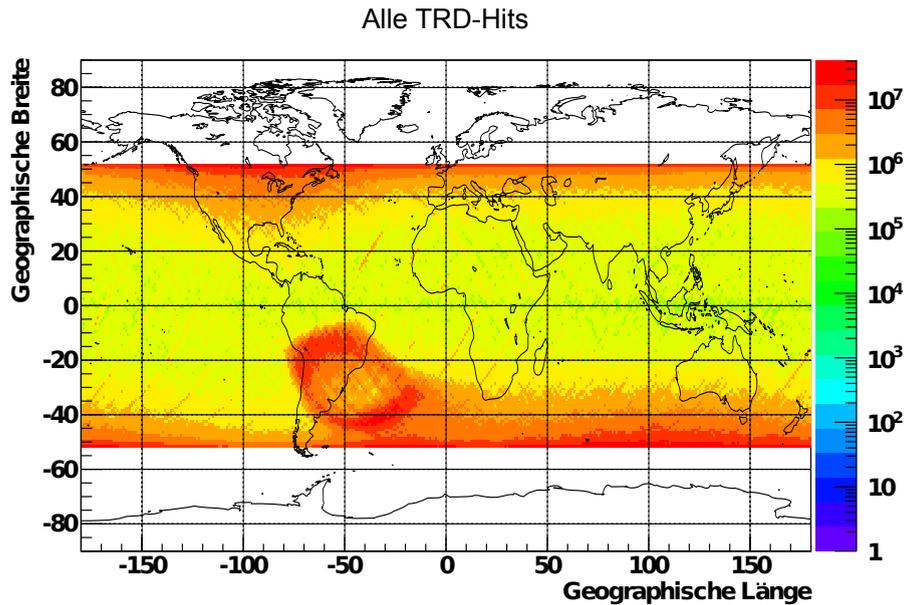


Abbildung 6.1.: Gesamtzahl an TRD Hits (nicht normiert).

Um die Tracking-Effizienzen zu vergleichen, wurden diese für verschiedene zusätzliche Bedingungen, die für die rekonstruierten Tracks erfüllt sein sollen, berechnet. Die Bedingungen sind:

- Track-Hits von allen Tracks ohne Einschränkungen.
- Nur Track-Hits von Events mit nur einem Track.
- Nur Track-Hits von Tracks, welche in den obersten und untersten vier Lagen des TRD mehr als zwei Hits und in den mittleren 12 Lagen mehr als 8 Hits haben (Wie in der Vorselektion in Kapitel 4).
- Nur Track-Hits von Events mit einem Track, mit Hits in den oberen, mittleren und unteren Lagen, also die Kombination der letzten beiden Bedingungen.

Die Tracking-Effizienz für diese vier Bedingungen ist für beide Algorithmen in Abhängigkeit der geographischen Länge und Breite in Abbildung 6.2 zu sehen.

6.4. Vergleich der Algorithmen

Es ist deutlich zu sehen, dass der Track-Algorithmus wesentlich mehr Hits zu einem Track kombinieren kann als der TRD-HTrack-Algorithmus. Wenn an diesen Track allerdings noch weitere Bedingungen gestellt werden, so gleichen sich die Ergebnisse von Track und HTrack immer mehr an.

In Abbildung 6.3 ist zur besseren Vergleichbarkeit der beiden Algorithmen der Quotient von HTrack- und Track-Effizienz gegeben. Ohne zusätzliche Bedingungen kann HTrack nur aus ca. 80 % der Anzahl der Hits, die der Track-Algorithmus verwendet, einen Track rekonstruieren. Bei der Forderung nach nur einem rekonstruierten Track steigt dieses Verhältnis, bis auf die Polregionen, auf ca. 90 % an.

Nach der Forderung nach Hits in den oberen, mittleren und unteren Lagen sind die Anzahl der Hits der Track- und HTrack-Algorithmen nahezu identisch. Nur in den Polregionen und in der südantlantischen Anomalie kann der Track-Algorithmus mehr Hits zu Tracks verarbeiten. Wie in Abbildung 6.2 zu sehen ist, hat sich die Effizienz des HTrack-Algorithmus,

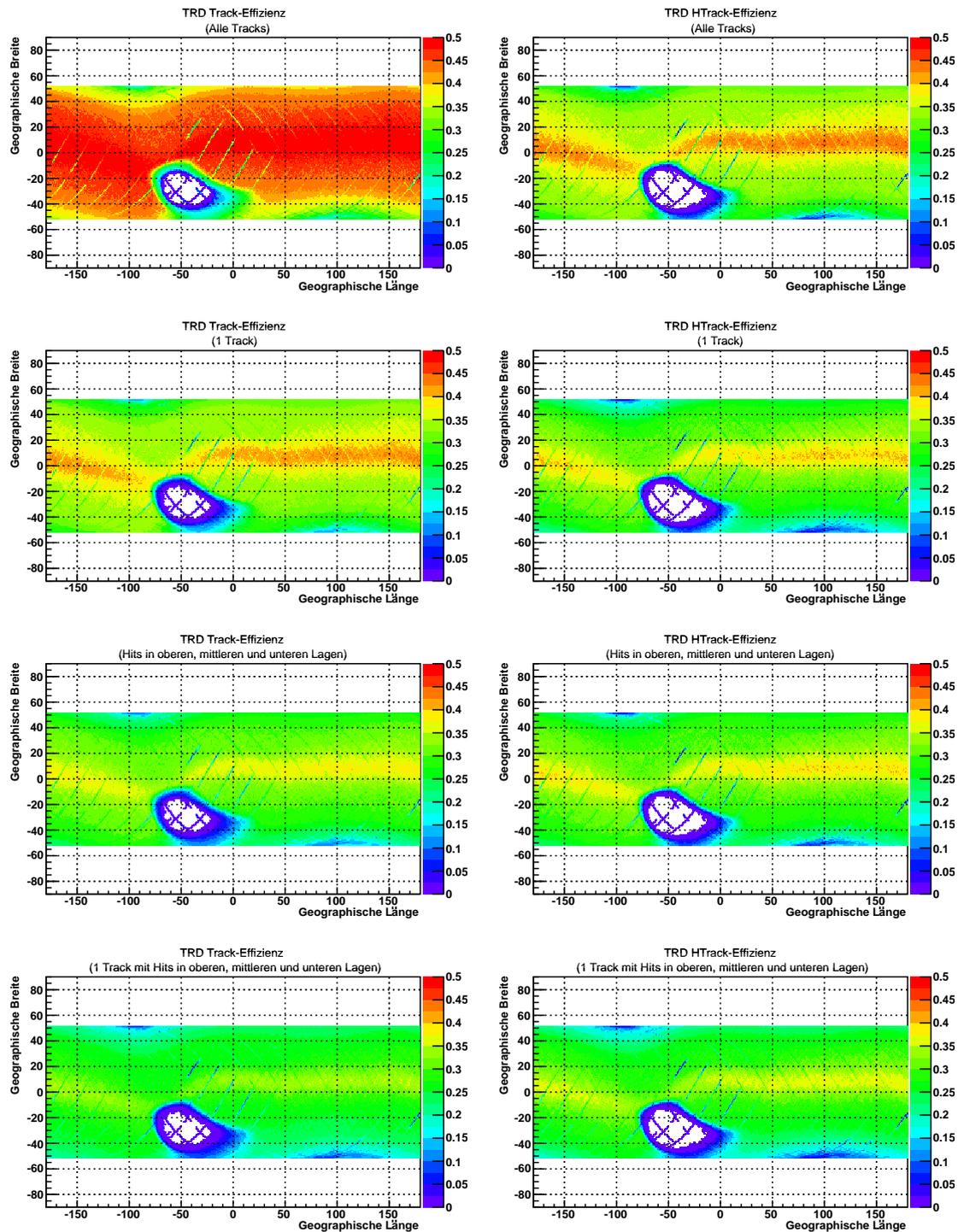


Abbildung 6.2.: TRD Track- und HTrack-Effizienz für verschiedene zusätzliche Bedingungen.

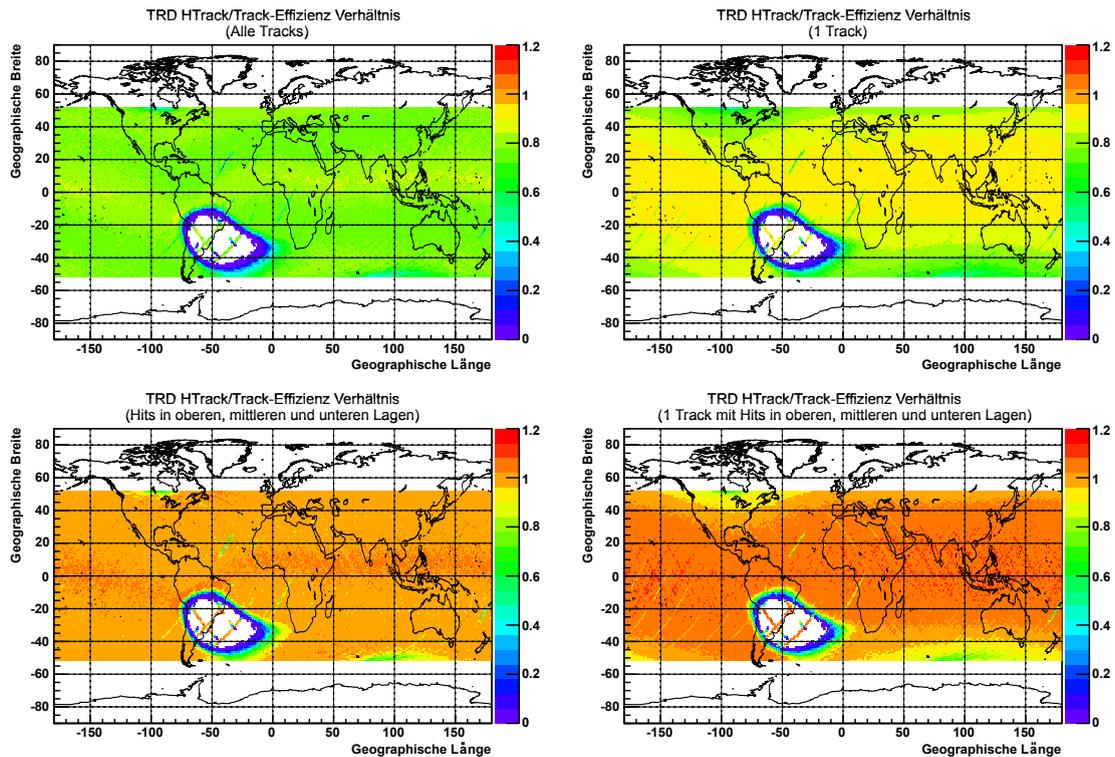


Abbildung 6.3.: Verhältnis zwischen HTrack-Hits und Track-Hits.

im Gegensatz zu der des Track-Algorithmus, kaum verändert. Wenn zusätzlich noch gefordert wird, dass nur ein Track im TRD rekonstruiert werden konnte, so kann der HTrack-Algorithmus sogar mehr Hits als der Track-Algorithmus verarbeiten.

6.5. Ergebnis

Der Track-Algorithmus kann zwar Tracks aus deutlich mehr Hits rekonstruieren, allerdings zeigt sich bei genauerer Betrachtung, dass die Forderungen an einen Track sehr niedrig sind. Es werden beispielsweise auch Tracks rekonstruiert, welche horizontal im TRD liegen. Da die anderen Detektoren von solchen Teilchendurchflügen nicht berührt werden, ist die Verwendbarkeit solcher Tracks fraglich.

Der HTrack-Algorithmus dagegen achtet darauf, dass ein Track aus Hits in oberen und unteren Lagen besteht und rekonstruiert damit anteilig mehr Tracks, welche auch durch den restlichen Detektor verlaufen.

Wenn an die Tracks zusätzlich strenge Bedingungen geknüpft werden, zeigt sich, dass der HTrack-Algorithmus dabei sogar mehr Hits zu Tracks zuordnen kann als der Track-Algorithmus, womit HTrack für strenge Bedingungen ein besseres Tracking besitzt.

Somit ist der HTrack-Algorithmus dem Track-Algorithmus in einigen Punkten überlegen, weshalb dieser auch für die in dieser Arbeit vorgestellten Analysen benutzt wurde.

Optimal wäre ein Algorithmus, welcher die Reinheit der Tracks des HTrack-Algorithmus mit der Anzahl der Tracks aus dem Track-Algorithmus verknüpft. Ein solcher Algorithmus befindet sich zum Zeitpunkt, an dem diese Arbeit abgeschlossen wurde, noch in der Entwicklungsphase.

7. Zusammenfassung und Fazit

Das Alpha-Magnet-Spektrometer (AMS-02) sammelt seit dem 19. Mai 2011 Daten über die Teilchen der kosmischen Strahlung. Dabei ist AMS-02 der komplizierteste Teilchendetektor, der jemals in den Weltraum geschickt wurde, weshalb an dessen Ergebnisse hohe Erwartungen geknüpft sind.

In dieser Arbeit wurde zunächst das Verhalten des elektromagnetischen Kalorimeters bei der Teilchenselektion untersucht. Dazu wurden zuerst eigene, naive Selektionen erstellt, die durch Bedingungen an den energieabhängigen Ort des Schauersmaximums im Kalorimeter und an das Verhältnis vom Impuls zur Energie ergänzt wurden. Dabei arbeitete das Kalorimeter wie erwartet und ermöglichte eine gute Trennung von Elektronen und Protonen. Diese Selektion wurde über die Zahl der selektierten Teilchen, den Hit-Amplituden im Übergangsstrahlungsdetektor und über die Form des Kalorimeterschauers mit einer vorgegebenen Selektion verglichen. Dabei zeigte die vorgegebene Selektion eine genauere Separation der verschiedenen Teilchen, weshalb diese für die weiteren Studien in dieser Arbeit verwendet wurde.

Weiter wurde das Verhalten der kosmischen Strahlung im Magnetfeld der Erde untersucht. In den Verteilungen der Events sind dabei deutlich die magnetischen Pole, der magnetische Äquator und die südatlantische Anomalie zu erkennen. In den Impulsspektren verschiedener Teilchen in verschiedenen Regionen lässt sich der erwartete exponentielle Abfall der Flüsse und der geomagnetische Cutoff beobachten. Zusätzlich sind hierbei sekundäre Teilchen mit niedrigen Energien registriert worden, welche von Wechselwirkungen der kosmischen Strahlung mit der Atmosphäre stammen. Die Verteilungen verschiedener Teilchen und deren Impulsspektren zeigen somit ein Verhalten, welches mit Hilfe des Magnetfelds und der Atmosphäre gut erklärbar ist.

Zuletzt wurden die Effizienzen zweier Algorithmen zur Rekonstruktion von Teilchenspuren im Übergangsstrahlungsdetektor im Erdmagnetfeld verglichen. Dabei lieferte der HTrack-Algorithmus eine größere Reinheit der Tracks, wogegen der Track-Algorithmus mehr Tracks rekonstruieren konnte. Dabei wurde der Unterschied zum Track-Algorithmus für strengere Bedingungen an die rekonstruierten Tracks immer geringer. Dieser Vergleich legt daher eine Zusammenlegung dieser beiden Algorithmen nahe.

Die in dieser Arbeit dargestellten Untersuchungen zeigen damit, dass der AMS-02-Detektor auf der internationalen Raumstation wie erwartet funktioniert. Es können bereits erste Analysen durchgeführt werden, obwohl die Kalibration des Detektors noch nicht abgeschlossen ist und auch die Software noch nicht ihr finales Stadium erreicht hat.

Damit ist das AMS-02-Experiment auf einem guten Weg, um einen Meilenstein in der Erforschung der kosmischen Strahlung, der dunklen Materie und des gesamten Universums zu setzen.

Abbildungsverzeichnis

1.1. Aufbau des AMS-02-Detektors	2
1.2. Übergangsstrahlung im TRD	3
1.3. Čerenkov-Kegel im RICH	4
1.4. Schauerformen im ECAL	5
1.5. Verhalten verschiedener Teilchen in den verschiedenen Subdetektoren	6
1.6. Positron im AMS-02-Detektor.	7
1.7. Proton im AMS-02-Detektor.	8
1.8. Photon im AMS-02-Detektor.	8
1.9. Energiespektrum der kosmischen Strahlung	10
1.10. Elementhäufigkeiten in der kosmischen Strahlung	10
1.11. Mögliche Prozesse in einem Luftschauber	11
1.12. Rotationskurve der Spiralgalaxie NGC 6503	12
1.13. Bild des Galaxienclusters Abell 2218	13
1.14. Mögliche Produkte einer Neutralino-Annihilation	14
1.15. Positronenanteil mit Messdaten vorhergehender Experimente	15
2.1. Bildschirmfoto des angepassten AMS02-Event-Displays.	18
2.2. Bildschirmfoto der AMS-02 Monitoring Page.	19
3.1. TRD Hit-Amplituden mit gefitteter Landau-Verteilung	23
4.1. Ort des Schauermaximums in Abhängigkeit der Energie	27
4.2. Ort des Schauermaximums in Abhängigkeit der Energie, erste Elektronen- selektion	28
4.3. Ort des Schauermaximums in Abhängigkeit der Energie, Beamtest-Elektronen	28
4.4. Impuls über Energie, erste Elektronenselektion	29
4.5. Impuls über Energie, erste Positronenselektion	30
4.6. TRD Hit-Amplituden	32
4.7. Deponierte Energie pro ECAL-Lage für Elektronen	33
4.8. Deponierte Energie pro ECAL-Lage für Positronen	33
4.9. Deponierte Energie pro ECAL-Lage für Protonen	34
5.1. Intensität des Erdmagnetfelds	35
5.2. Van-Allen-Strahlungsgürtel	37
5.3. Geomagnetic Cutoff	37
5.4. Verteilung aller Events im Erdmagnetfeld	39
5.5. Inklination des Erdmagnetfelds	39
5.6. Verteilung von Elektronen im Erdmagnetfeld	40
5.7. Verteilung von Positronen im Erdmagnetfeld	40
5.8. Verteilung von Protonen im Erdmagnetfeld	41
5.9. Regionen der Impulsspektren	42
5.10. Protonen-Impulsspektrum.	42

5.11. Protonen-Impulsspektrum für sekundäre Protonen	43
5.12. Elektronen-Impulsspektrum.	44
5.13. Positronen-Impulsspektrum.	44
6.1. Gesamtzahl an TRD Hits (nicht normiert).	46
6.2. TRD Track- und HTrack-Effizienz	47
6.3. Verhältnis zwischen HTrack-Hits und Track-Hits.	48
A.1. Ort des Schauermaximums in Abhängigkeit der Energie für Elektronen . . .	55
A.2. Ort des Schauermaximums in Abhängigkeit der Energie für Positronen . . .	55
A.3. Ort des Schauermaximums in Abhängigkeit der Energie für Protonen	56
A.4. Impuls über Energie für Elektronen	56
A.5. Impuls über Energie für Positronen	56
A.6. Impuls über Energie für Protonen	57
A.7. Deponierte Energie pro ECAL-Lage für Elektronen	59
A.8. AMS-ISS-Daten: RMS der Hits pro ECAL-Lage, eigene und vorgegebene Elektronenselektion.	60
A.9. Anzahl Hits pro ECAL-Lage für Elektronen	61
A.10. Deponierte Energie pro ECAL-Lage für Positronen	62
A.11. AMS-ISS-Daten: RMS der Hits pro ECAL-Lage, eigene und vorgegebene Positronenselektion.	63
A.12. Anzahl Hits pro ECAL-Lage für Positronen	64
A.13. Deponierte Energie pro ECAL-Lage für Protonen	65
A.14. AMS-ISS-Daten: RMS der Hits pro ECAL-Lage, eigene und vorgegebene Protonenselektion.	66
A.15. Anzahl Hits pro ECAL-Lage für Protonen	67
A.16. Deponierte Energie pro Gesamtenergie für Positronen	68

Literaturverzeichnis

- [1] BATTISTON, Roberto ; OLIVA, Alberto: *AMS-02 – The Alpha Magnetic Spectrometer Experiment*. 2011. – URL <http://www.ams02.org>
- [2] AMS COLLABORATION: *AMS on ISS: Construction of a particle physics detector on the International Space Station*. 2010. – URL <http://ams.cern.ch/AMS/AMS.pdf>
- [3] GRUPEN, Claus ; SHWARTZ, Boris A.: *Particle detectors*. 2. ed. New York, NY : Cambridge University Press, 2008 (Cambridge monographs on particle physics, nuclear physics, and cosmology ; 26). – Previous ed.: published as by Claus Grupen with the cooperation of Armin Böhrer and Ludek Smolík. 1996. – ISBN 0-521-84006-6 ; 978-0-521-84006-4
- [4] POVH, Bogdan ; RITH, Klaus ; SCHOLZ, Christoph ; ZETSCHKE, Frank: *Teilchen und Kerne : Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*. 8. Auflage. Berlin, Heidelberg : Springer, 2009 (Springer-Lehrbuch). – ISBN 978-3-540-68080-2
- [5] HEIL, Melanie: *Tests mit dem Übergangsstrahlungsdetektor des AMS Projekts*, Universität Karlsruhe (TH), Diplomarbeit, 2010. – URL <http://www-ekp.physik.uni-karlsruhe.de/pub/web/thesis/iekp-ka2010-15.pdf>
- [6] KLAPDOR-KLEINGROTHAUS, Hans V. ; ZUBER, Kai: *Teilchenastrophysik : mit zahlreichen Tabellen*. Stuttgart : Teubner, 1997 (Teubner Studienbücher : Physik). – ISBN 3-519-03094-2
- [7] GRUPEN, Claus: *Astroparticle Physics*. 1. Ed. Berlin [u.a.] : Springer, 2005. – ISBN 3-540-25312-2
- [8] LAFEBRE, Sven: *Cosmic ray flux versus particle energy*. 2007. – URL http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Cosmic_ray_flux_versus_particle_energy.svg. – nach SWORDY, S.: The energy spectra and anisotropies of cosmic rays. In: *Space Science Reviews* (2001), Nr. 99, S. 85–94.
- [9] NASA ; FRUCHTER, A. ; ERO TEAM, STScI, ST-ECF: *A Cosmic Magnifying Glass*. 2000. – URL <http://grin.hq.nasa.gov/ABSTRACTS/GPN-2000-000886.html>
- [10] DINDERMAN, Gregg: *in NASA – Current Missions: Fermi Gamma-ray Space Telescope: Science: Dark Matter*. – URL http://www.nasa.gov/mission_pages/GLAST/science/dark_matter.html
- [11] FALCO, S. D.: *Indirect dark matter search with AMS-02*. 2006. – URL <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0607100v1>
- [12] NATIONAL GEOPHYSICAL DATA CENTER: *The World Magnetic Model*. 2010. – URL <http://www.ngdc.noaa.gov/geomag/WMM/>
- [13] WALT, Martin: *Introduction to geomagnetically trapped radiation*. Cambridge : Cambridge Univ. Press, 1994 (Cambridge atmospheric and space science series). – ISBN 0-521-43143-3

- [14] AMS-L3 MILANO GROUP: *Geomagnetic rigidity cut-off for the AMS experiment*. 1998. – URL <http://hpamsmi2.mi.infn.it/~wwwams/rigidity.html>
- [15] SCHUCKARDT, Daniel: *Studie zum Verhalten des AMS-02 Detektors bei der Messung der kosmischen Strahlung im Erdmagnetfeld*, Karlsruher Institut für Technologie, Bachelorarbeit, 2011
- [16] DEROME, L. ; BUENERD, M. ; BARRAU, A. ; BOUCHET, A. ; MENCHACA-ROCHA, A. ; THUILLIER, T.: *Origin of the high energy proton component below the geomagnetic cut-off in near earth orbit*. 2000. – URL <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0006160v2>

Anhang

A. Vergleich der Selektionsmethoden

Zum Vergleich der eigenen und der vorgegebenen Selektionen sind hier die Unterschiede dieser anhand dreier Kriterien dargestellt.

A.1. Energieabhängige Lage des Schauermaximums

Für die Lage des Schauermaximums wird für Elektronen und Positronen eine Proportionalität zum Logarithmus der Energie erwartet.

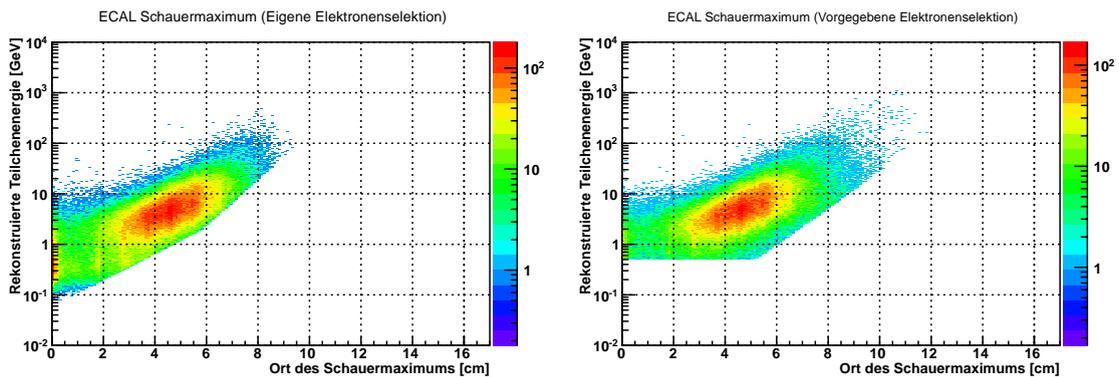


Abbildung A.1.: AMS-ISS-Daten: Ort des Schauermaximums in Abhängigkeit der rekonstruierten Teilchen-energie, eigene und vorgegebene Elektronenselektion.

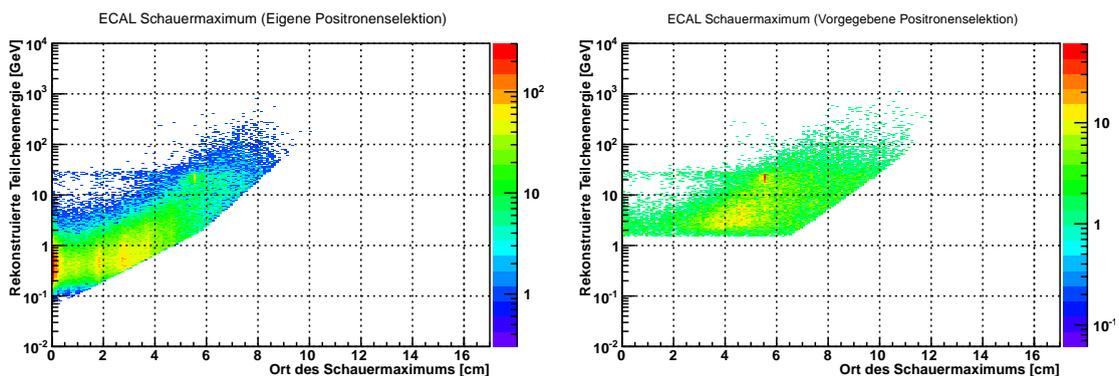


Abbildung A.2.: AMS-ISS-Daten: Ort des Schauermaximums in Abhängigkeit der rekonstruierten Teilchen-energie, eigene und vorgegebene Positronenselektion.

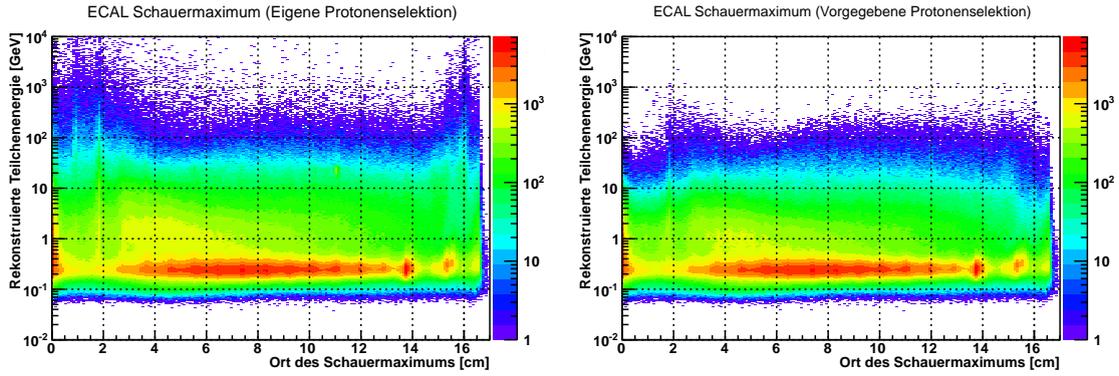


Abbildung A.3.: AMS-ISS-Daten: Ort des Schauersmaximums in Abhängigkeit der rekonstruierten Teilchenenergie, eigene und vorgegebene Protonenselektion.

A.2. Energie über Impuls

Für Elektronen und Protonen wird ein Energie-zu-Impuls-Verhältnis von 1:1 erwartet.

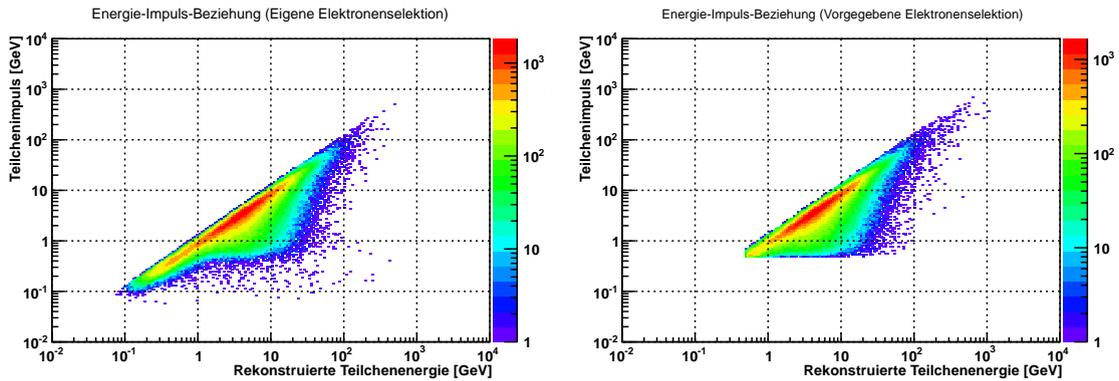


Abbildung A.4.: AMS-ISS-Daten: Teilchenimpuls über der rekonstruierten Teilchenenergie, eigene und vorgegebene Elektronenselektion.

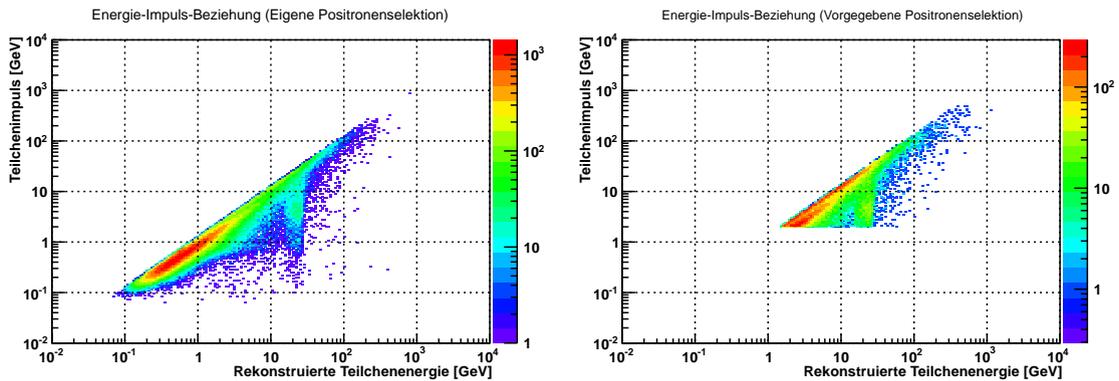


Abbildung A.5.: AMS-ISS-Daten: Teilchenimpuls über der rekonstruierten Teilchenenergie, eigene und vorgegebene Positronenselektion.

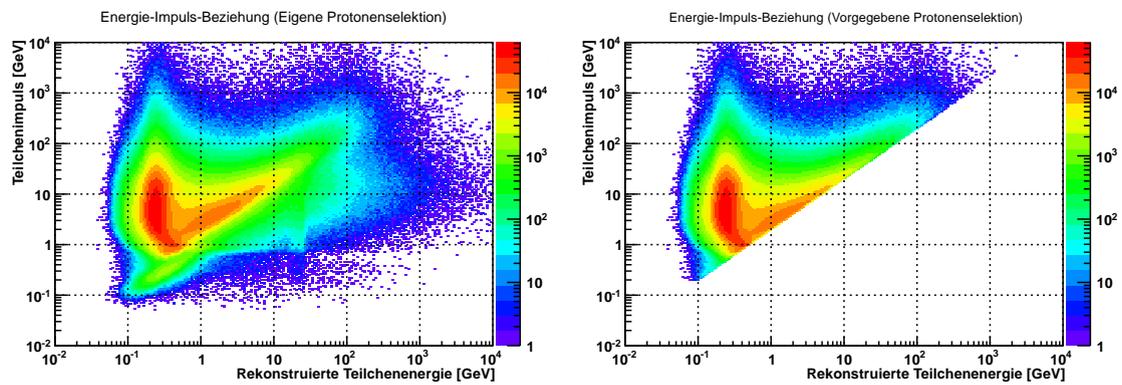


Abbildung A.6.: AMS-ISS-Daten: Teilchenimpuls über der rekonstruierten Teilchenenergie, eigene und vorgegebene Protonenselektion.

A.3. Form des Kalorimeterschauers

Anhand der Form des Kalorimeterschauers lassen sich unterschiedliche Teilchen identifizieren. Daher wurde hier für verschiedene Energien die deponierte Energie pro Lage, die energiegewichteten Root-Mean-Square-Werte der Hits pro Lage und die Anzahl der Hits pro Lage im Kalorimeter dargestellt.

A.3.1. Hit RMS

Zur Berechnung des Root-Mean-Square-Wertes (RMS) der Hits wird zunächst der energiegewichtete Schwerpunkt der Hits der 72 Zellen einer ECAL-Lage berechnet, welcher den Erwartungswert der Zelle darstellt. Eine Zelle entspricht dabei einem Strang paralleler Szintillatorfasern in einer Lage über die ganze Länge des Kalorimeters, welche am Ende von einem Photomultiplier ausgelesen werden. Die Abweichungen der Hits einer Lage von diesem Erwartungswert werden energiegewichtet quadratisch addiert, womit man deren Varianz erhält. Die Wurzel dieser Varianz ist schließlich der RMS-Wert. Dieser entspricht der Standardabweichung der Hit-Verteilung und ist damit ein Maß dafür, wie weit die Hits in einer Lage verstreut sind. Da diese Standardabweichung in Anzahl Zellen gegeben ist, wird diese noch mit der Breite einer Zelle von 9 mm multipliziert.

Da die Glasfasern in einer Lage nur in eine Richtung durch das ganze Kalorimeter verlaufen, erhält man nur die Standardabweichung für die Hit-Verteilung quer zu den Glasfasern. Um dies auszugleichen folgen auf zwei Lagen immer zwei Lagen, die orthogonal zu den vorherigen beiden stehen. Dies ist auch in den Histogrammen der RMS-Werte sichtbar, da die zueinander orthogonalen Lagen andere Häufigkeiten der RMS-Werte zeigen.

A.3.2. Seltsames Verhalten in Layer 6

Bei der deponierten Energie der Positronen zwischen 10 und 50 GeV in Abbildung A.10 zeigt sich in Layer 6 ein Bereich bis etwa 100 MeV deponierter Energie, in dem fast keine Events registriert wurden.

In der Darstellung der deponierten Energie über der rekonstruierten Teilchenenergie für alle ECAL-Lagen in Abbildung A.16 wird deutlich, dass das Kalorimeter nur in dieser Lage anscheinend keine Events für Teilchen mit einer rekonstruierten Energie oberhalb von 10 GeV registriert hat, die dort weniger als 100 MeV deponieren. In allen anderen Lagen sind an dieser Stelle einige Events anzutreffen. Dabei ist noch unklar, was der Grund für diese Lücke in Layer 6 ist. Auch woher die Events in dem Streifen an dieser Stelle in den anderen Lagen überhaupt kommen ist noch unbekannt. Das Problem könnte in der Rekonstruktionssoftware liegen, aber auch das Fehlverhalten eines Photomultipliers in dieser Lage kann nicht ausgeschlossen werden. Die ECAL-Gruppe in Pisa ist über dieses Verhalten von Layer 6 informiert und hat entsprechende Untersuchungen eingeleitet.

Bei genauer Betrachtung zeigen sich auch in Abbildung 4.5 und Abbildung A.6 eine auffällige Häufung von Events für rekonstruierte Energien zwischen 10 und 30 GeV, welche eben diesen Streifen entsprechen.

A.3.3. Histogramme

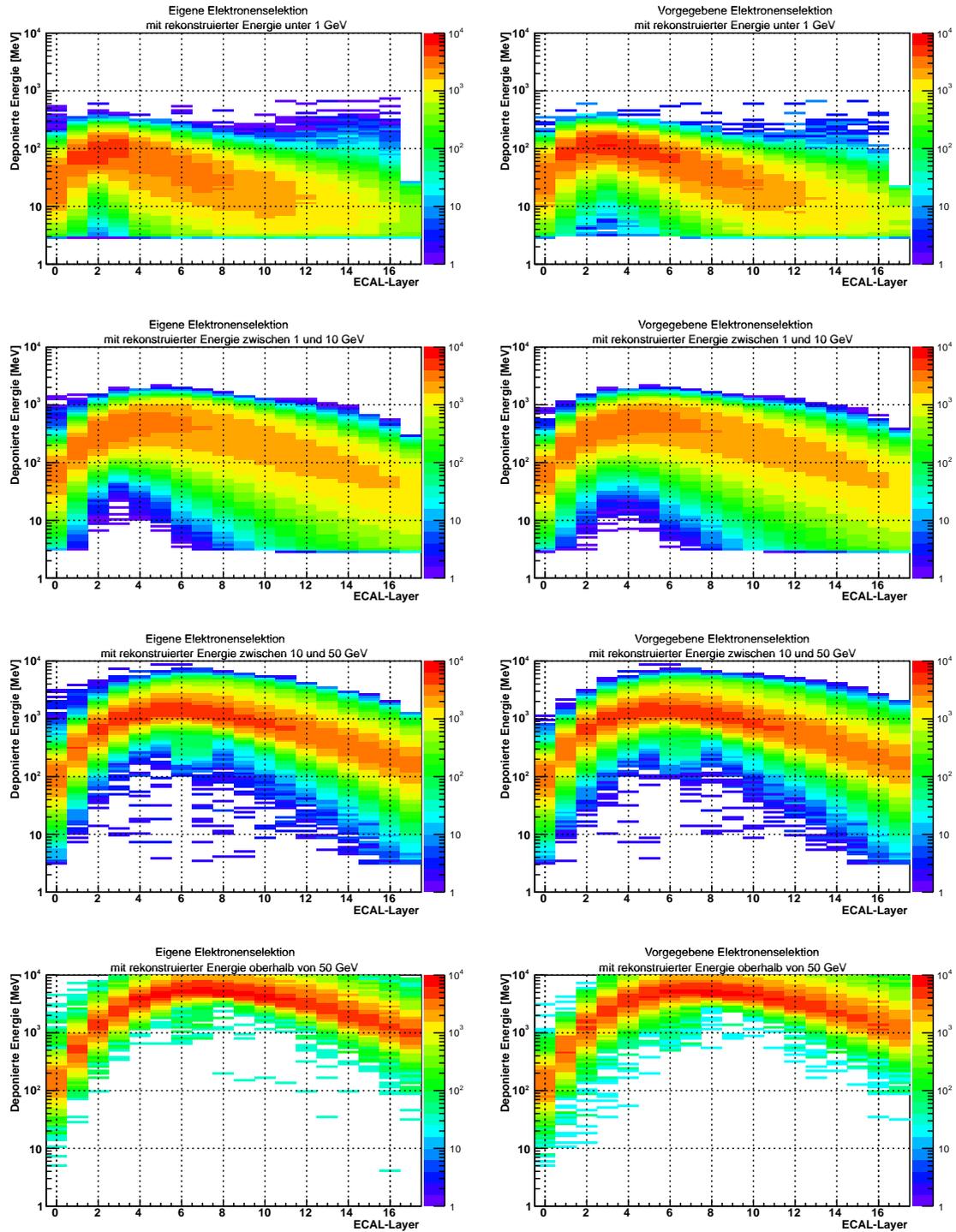


Abbildung A.7.: AMS-ISS-Daten: Deponierte Energie pro ECAL-Lage, eigene und vorgegebene Elektronenselektion.

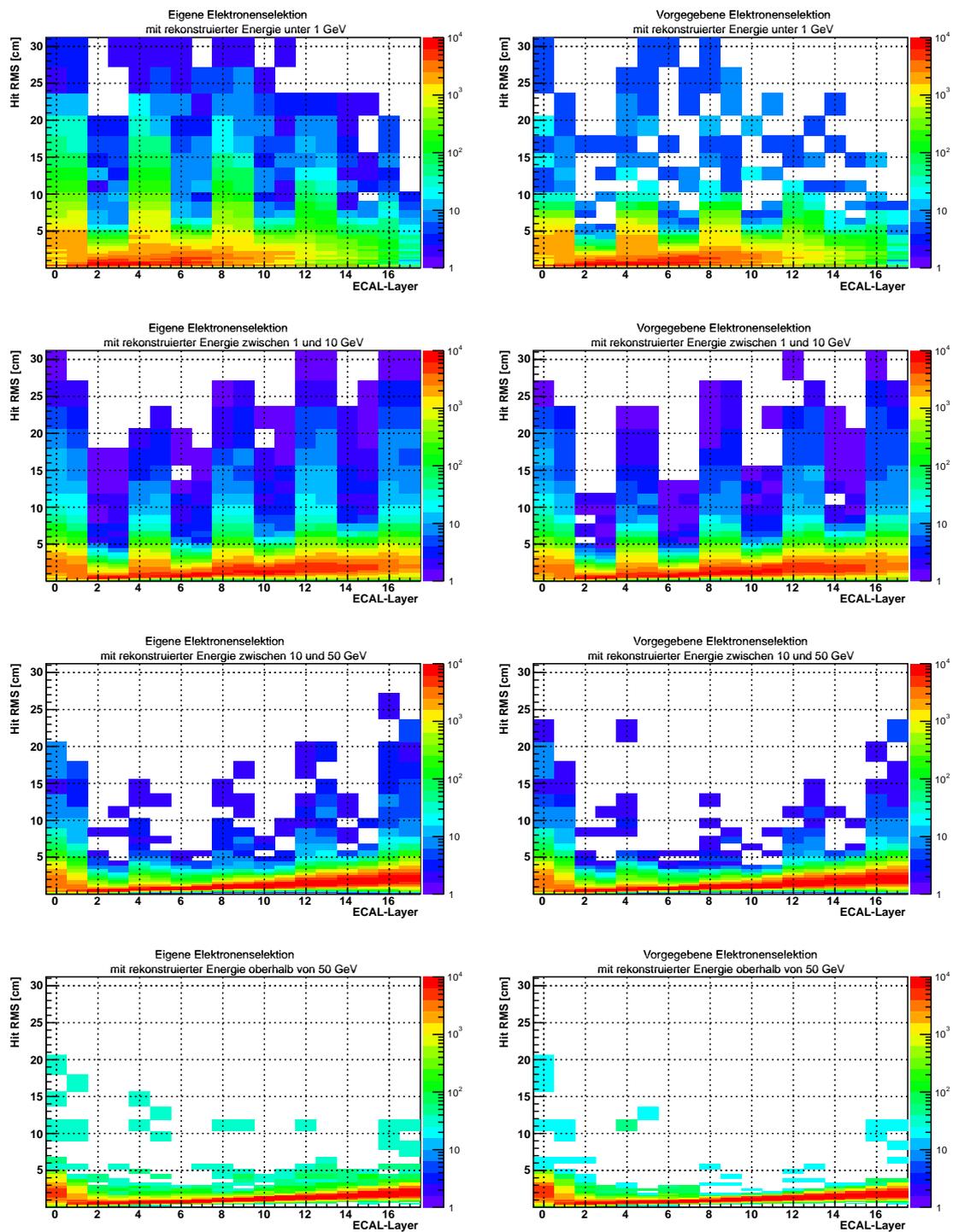


Abbildung A.8.: AMS-ISS-Daten: RMS der Hits pro ECAL-Lage, eigene und vorgegebene Elektronenselektion.

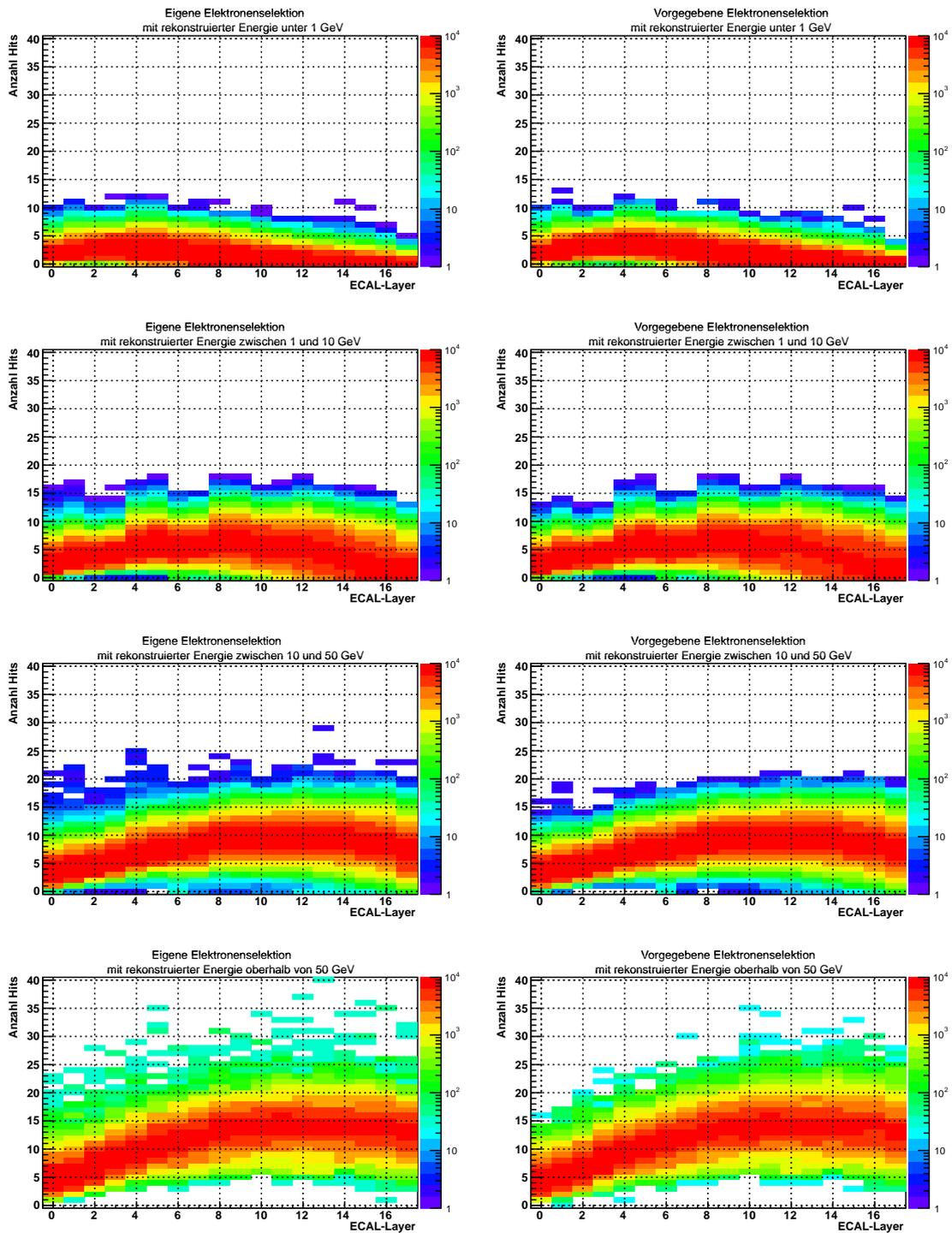


Abbildung A.9.: AMS-ISS-Daten: Anzahl Hits pro ECAL-Lage, eigene und vorgegebene Elektronenselektion.

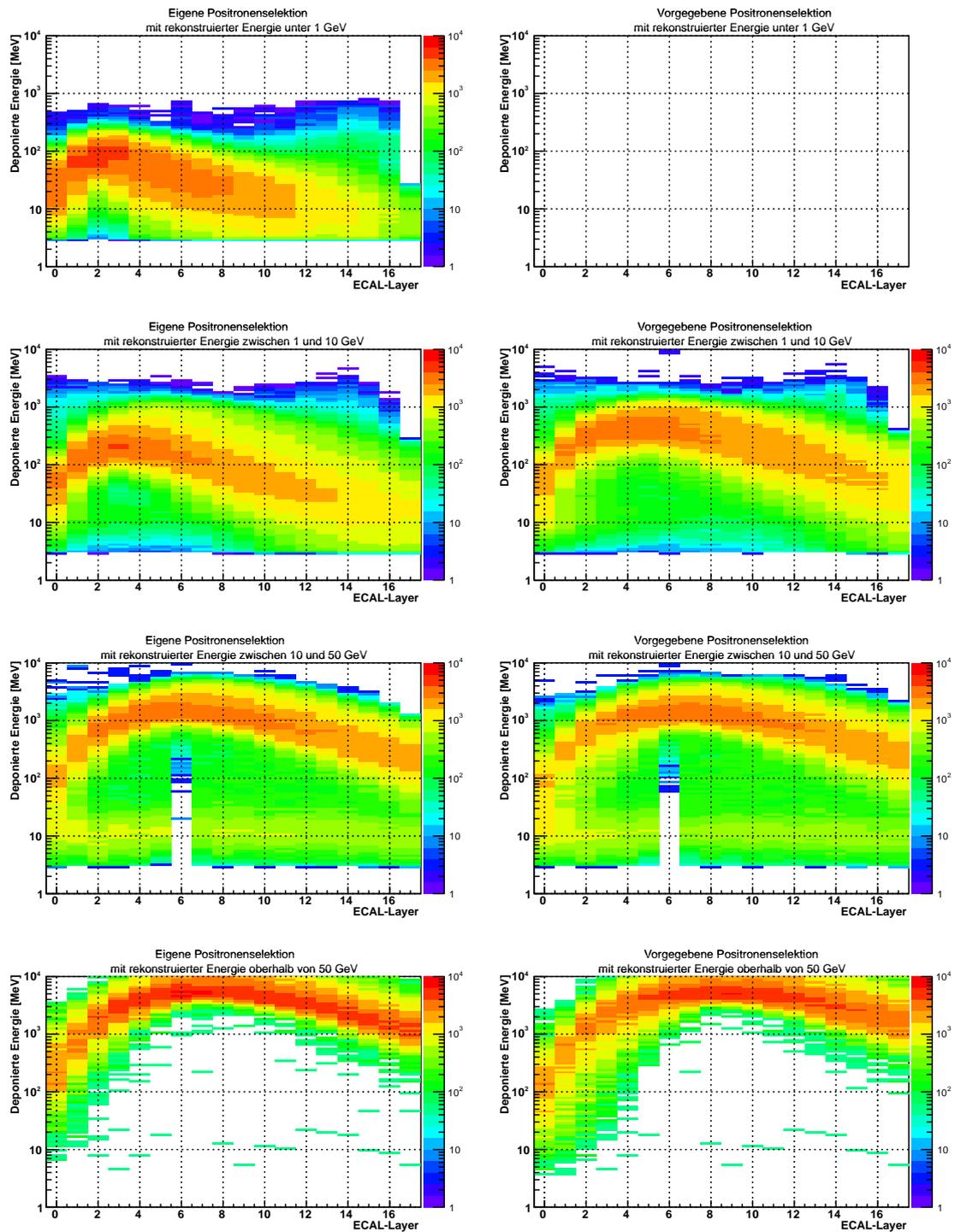


Abbildung A.10.: AMS-ISS-Daten: Deponierte Energie pro ECAL-Lage, eigene und vorgegebene Positronenselektion.

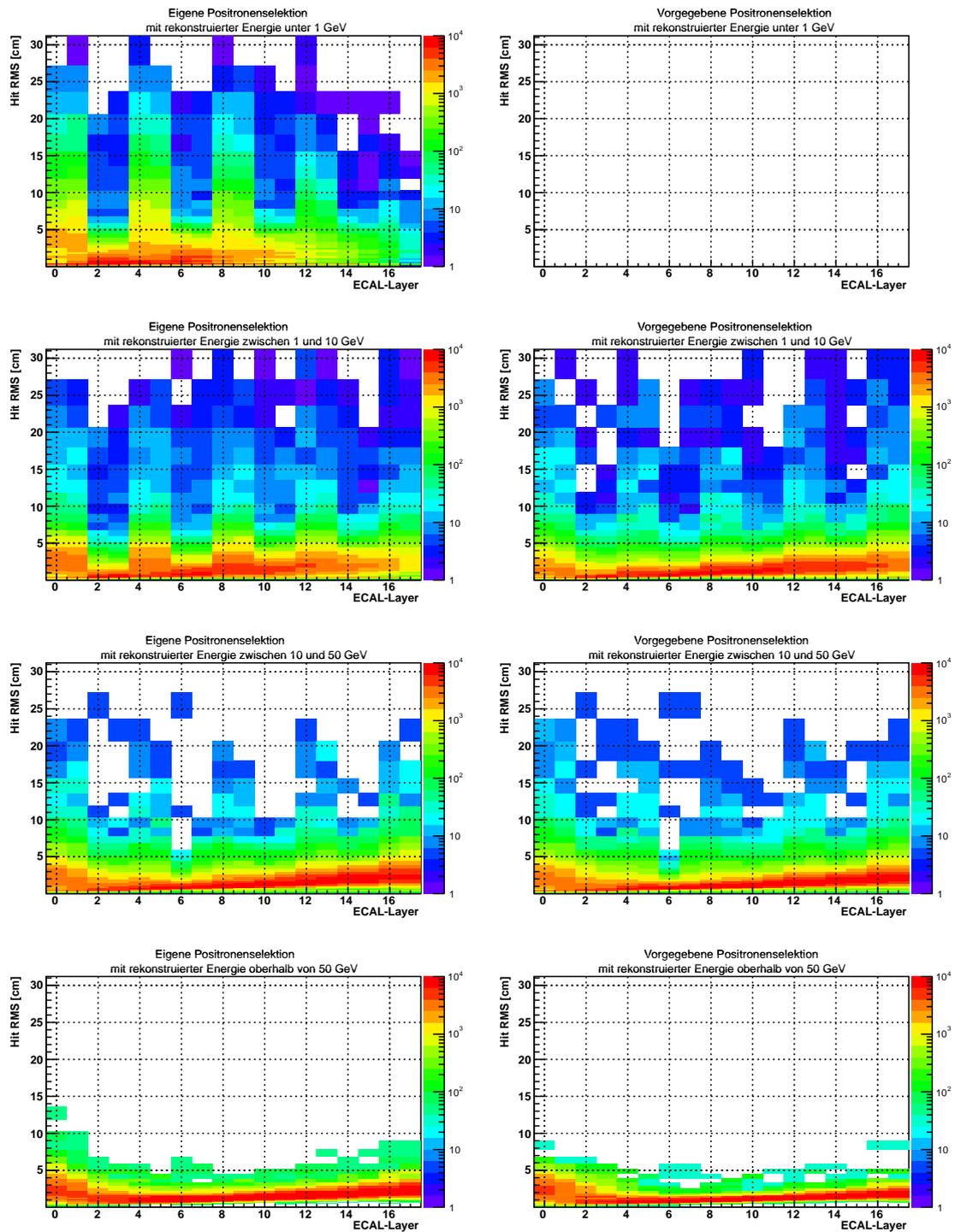


Abbildung A.11.: AMS-ISS-Daten: RMS der Hits pro ECAL-Lage, eigene und vorgegebene Positronenselektion.

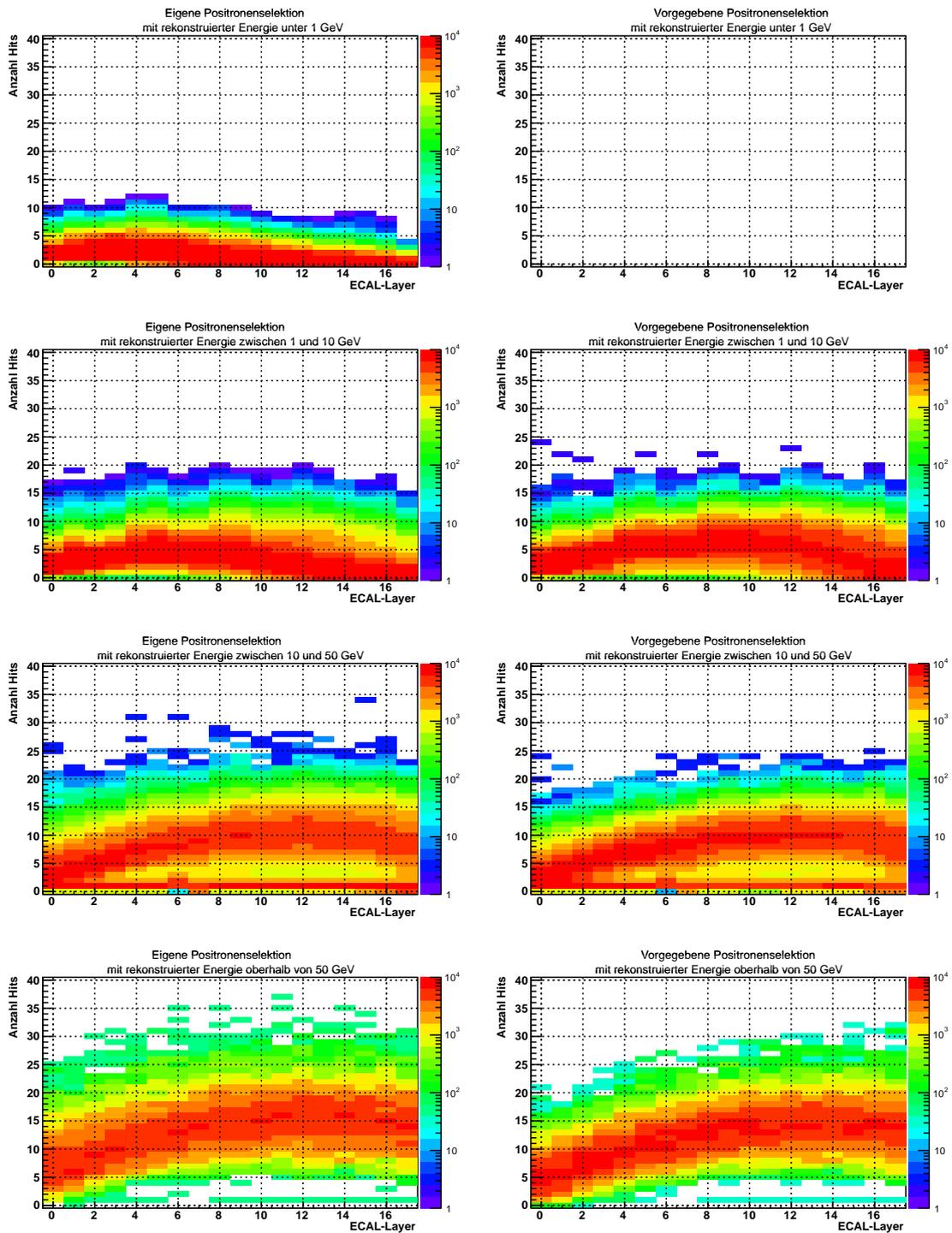


Abbildung A.12.: AMS-ISS-Daten: Anzahl Hits pro ECAL-Lage, eigene und vorgegebene Positronenselektion.

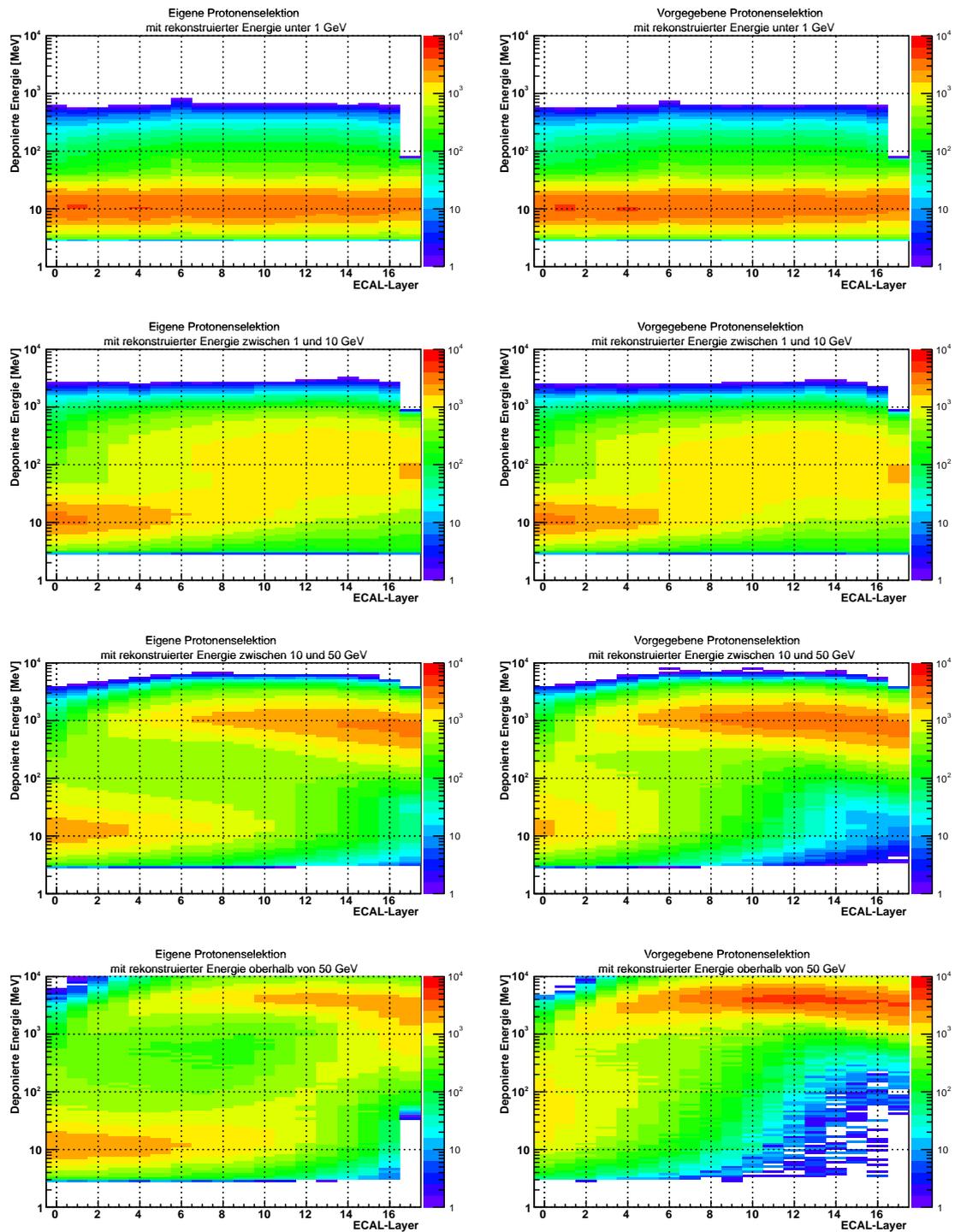


Abbildung A.13.: AMS-ISS-Daten: Deponierte Energie pro ECAL-Lage, eigene und vorgegebene Protonenselektion.

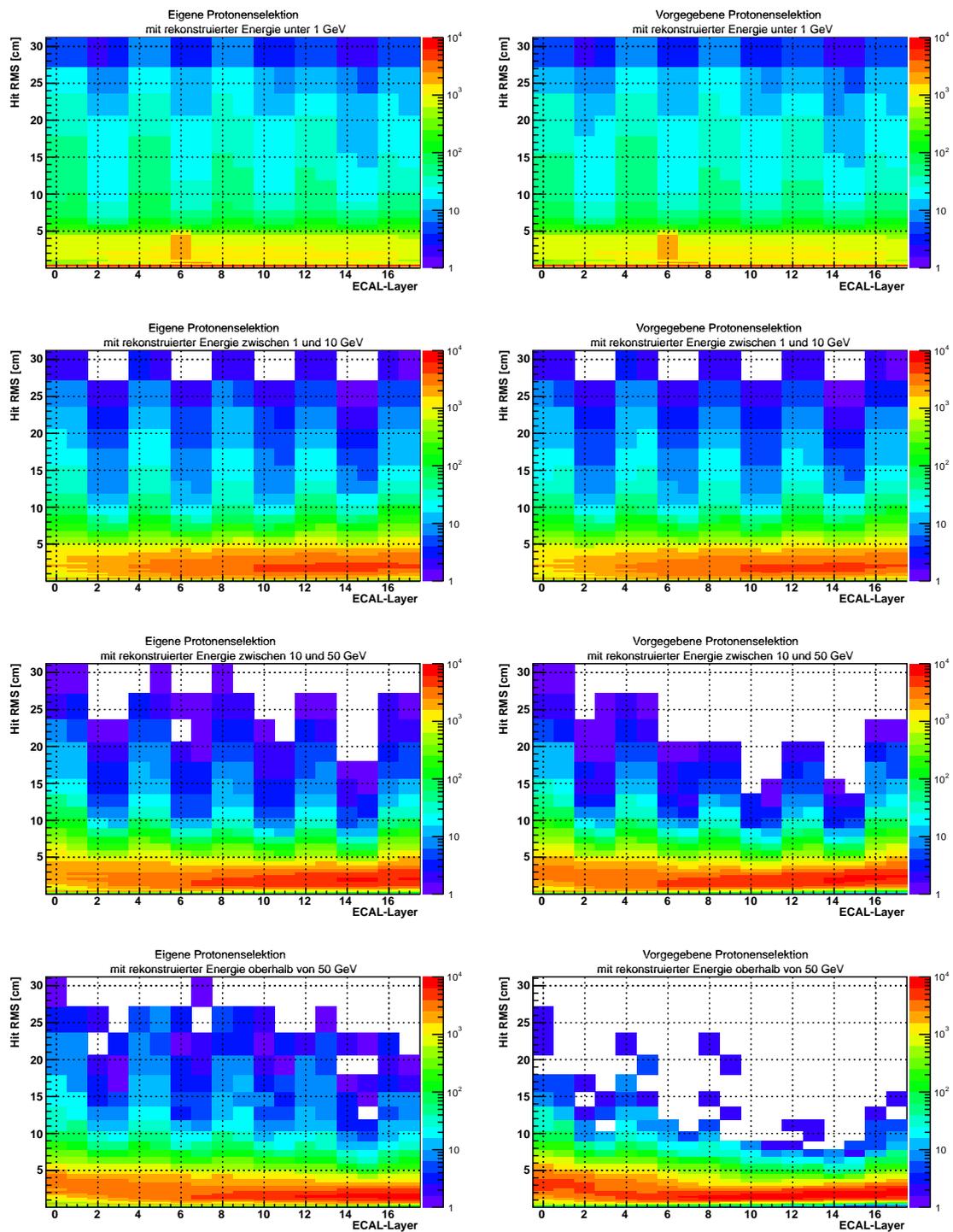


Abbildung A.14.: AMS-ISS-Daten: RMS der Hits pro ECAL-Lage, eigene und vorgegebene Protonenselektion.

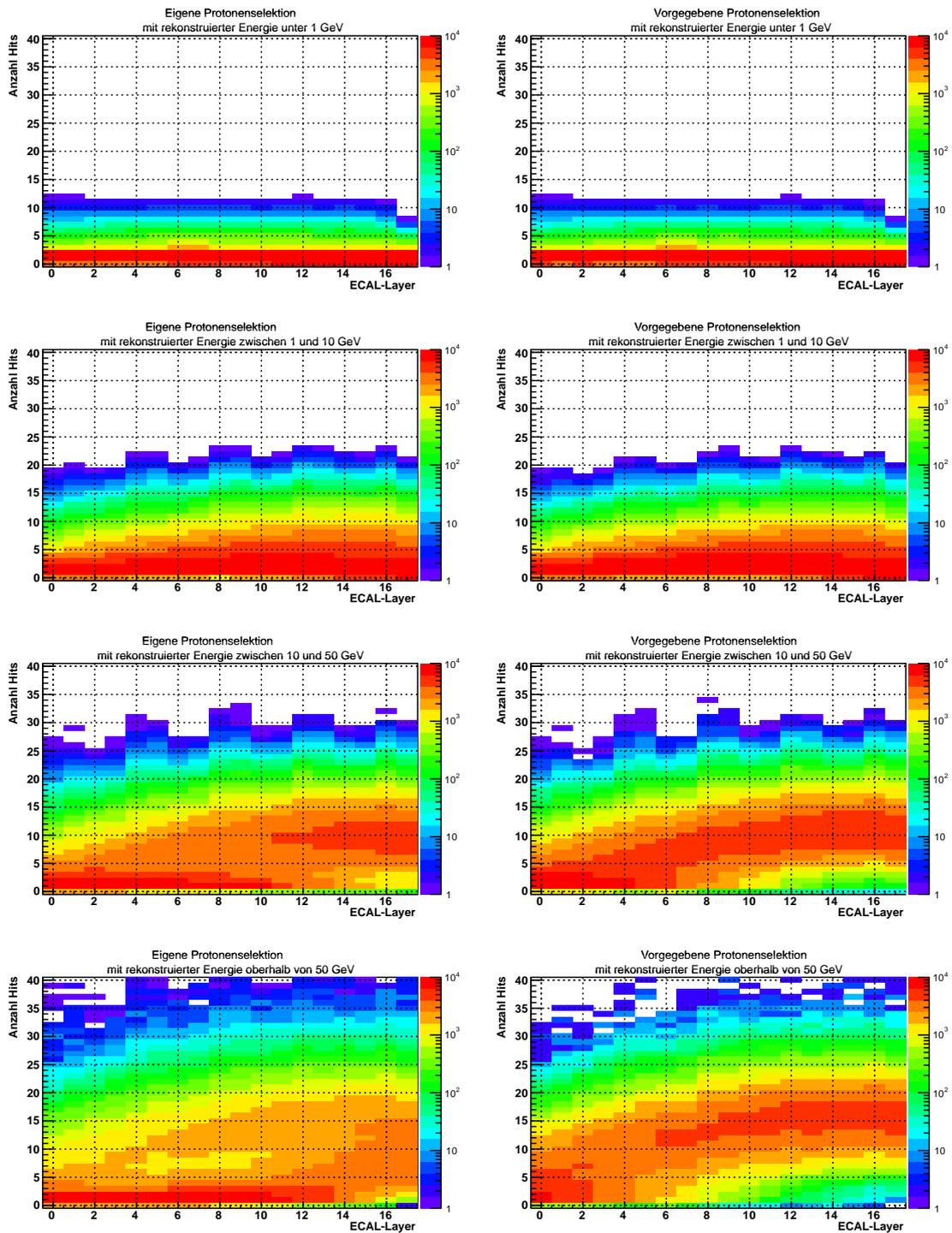


Abbildung A.15.: AMS-ISS-Daten: Anzahl Hits pro ECAL-Lage, eigene und vorgegebene Protonenselektion.

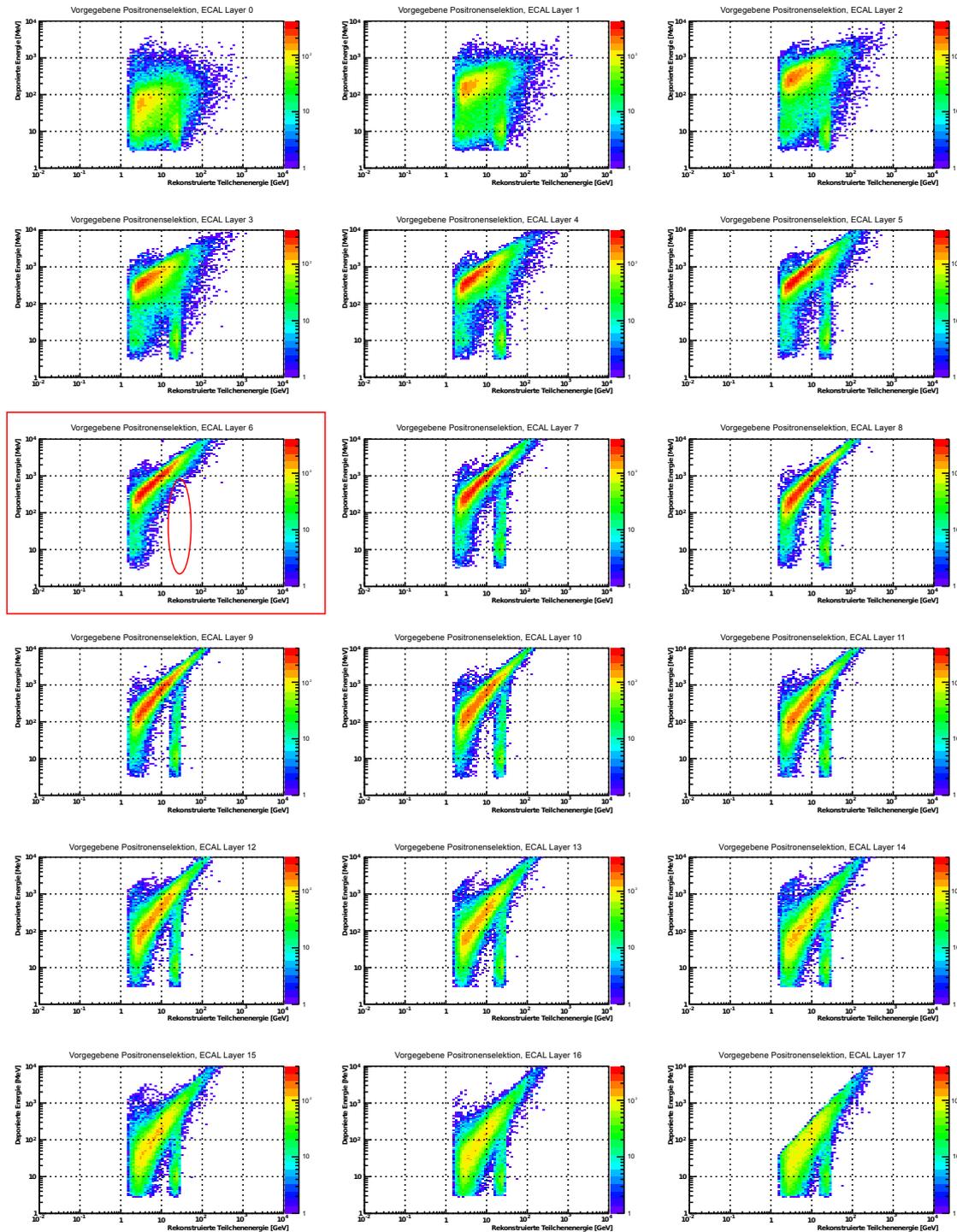


Abbildung A.16.: AMS-ISS-Daten: Deponierte Energie pro rekonstruierter Energie, für alle ECAL-Lagen, vorgegebene Positronenselektion. Layer 6 (markiert) zeigt, anders als alle anderen Layer, keine vertikal verteilten Events für rekonstruierte Teilchenenergien zwischen 10 und 30 GeV.

Versicherung

Hiermit versichere ich, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst habe, dass ich keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe, dass ich die wörtlich oder inhaltlich übernommenen Stellen als solche kenntlich gemacht habe, sowie dass ich die Satzung des KIT zur Sicherung guter wissenschaftlicher Praxis beachtet habe.

Christian Buntin