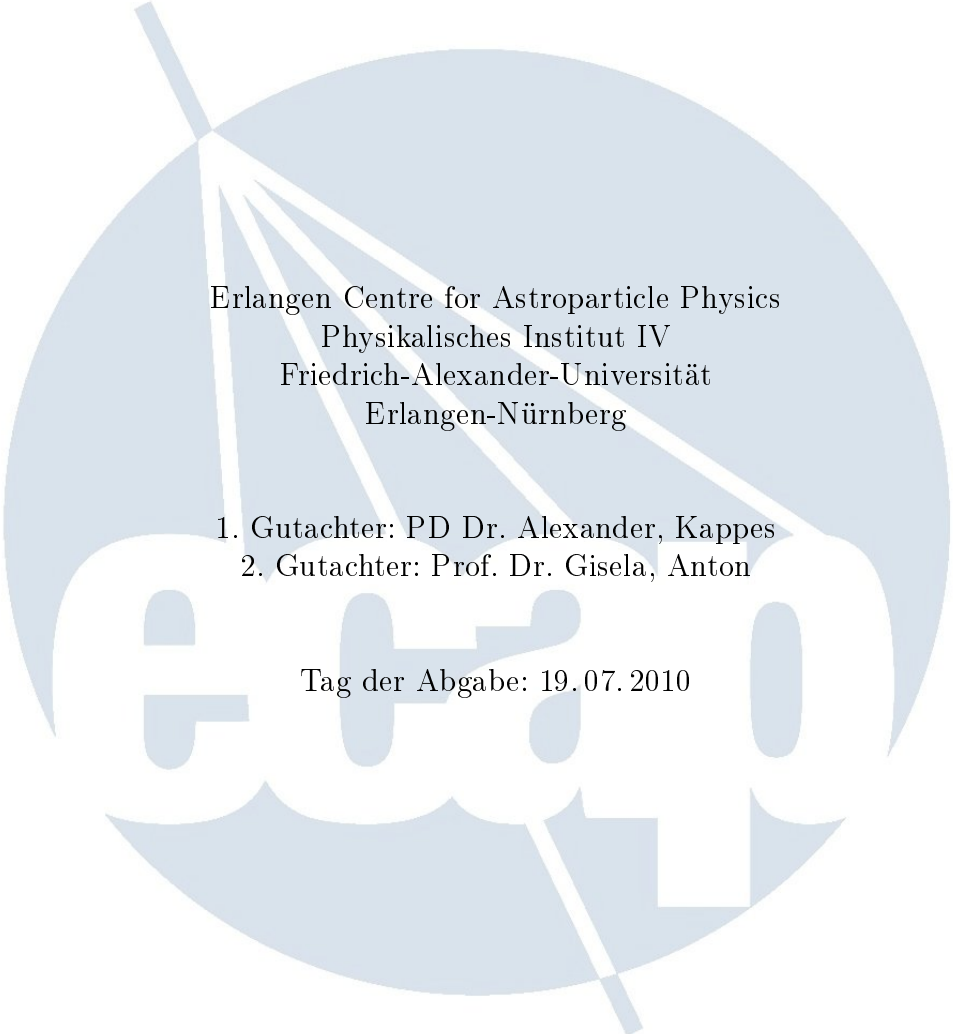


Untersuchungen zur Energiebestimmung von Myonen im Antares-Neutrino-teleskop

ECAP-2010-039

Bachelorarbeit

vorgelegt von
Robert Karl



Erlangen Centre for Astroparticle Physics
Physikalisches Institut IV
Friedrich-Alexander-Universität
Erlangen-Nürnberg

1. Gutachter: PD Dr. Alexander, Kappes
2. Gutachter: Prof. Dr. Gisela, Anton

Tag der Abgabe: 19.07.2010

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	3
2	Das ANTARES-Experiment	4
2.1	Theoretische Grundlagen	4
2.2	Das Antares-Neutrino-Teleskop	6
3	Bestimmung der Energie-Rekonstruktion	9
3.1	Der BBfit-Rekonstruktion-Algorithmus	9
3.2	Messgrößen	10
3.3	Eichkurve	19
4	Anwendung der Energierekonstruktion auf experimentelle Daten	25
5	Zusammenfassung und Ausblick	27

Kapitel 1

Einführung

Die Menschen blicken zum Himmel und sind fasziniert vom Antlitz der Sterne. Seit Jahrtausenden fragen sie sich, was da oben ist und suchen nach Antworten. So war es ein langer Weg von Göttern bis zu den Sternen von heute und dieser Weg ist noch lange nicht zu Ende.

Blose Augen reichen schon lange nicht mehr aus, um die Sterne besser zu verstehen. Teleskope sollen es uns ermöglichen, mehr über Sterne und das Universum zu erfahren und detailliertere Aussagen machen zu können. Sie liefern uns wunderschöne und aufschlussreiche Bilder unseres Universums, aber auch die Lichtteleskope haben ihre Grenzen und deswegen sollen neue Arten von Teleskopen (z.B. Radioteleskope, Röntgensatelliten, Neutrinooteleskope, uvm.) diese Grenzen erweitern.

Photonen sind nicht die einzigen Teilchen, die aus dem Weltall kommen. In der so genannten kosmischen Strahlung sind viele Teilchen enthalten. Sowohl Protonen, Kerne, als auch Neutrinos gelangen auf unseren Planeten. Dies macht sich die Astroteilchenphysik zu Nutzen, indem sie die kosmische Strahlung untersucht, um so mehr über unser Universum zu lernen. Dabei gibt es viele Arten von Detektoren, die die kosmische Strahlung untersuchen.

Eine davon sind die Neutrinooteleskope. Sie versuchen mit Hilfe der Messung von Neutrinos Rückschlüsse auf astronomische Phänomene zu geben. Während Protonen auf ihrem Weg zu uns abgelenkt oder absorbiert werden können, können auch Photonen absorbiert werden, so gelangen Neutrinos nahezu ungehindert zu uns. Deswegen sind sie auch so interessant, da die Richtung, aus der sie kommen, auch die Richtung der Quelle ist.

Der Inhalt dieser Arbeit sind Untersuchungen zur Energiebestimmung von Myonen im Antares-Neutrinooteleskop. Als erstes wird in Kapitel 2 auf die Grundlagen des Antares-Neutrinooteleskops und der physikalischen Effekte, auf denen der Detektor beruht, eingegangen. In Kapitel 3 wird mit Hilfe von simulierten Daten eine Korrelation zwischen den Messgrößen und der Energie der Myonen gesucht. Mit Hilfe dieser Korrelation wird in Kapitel 4 versucht, die Energie der Myonen aus den Messdaten zu rekonstruieren. Zum Abschluss wird in Kapitel 5 eine Zusammenfassung dieser Arbeit und einen Ausblick auf weitere Möglichkeiten gegeben.

Kapitel 2

Das ANTARES-Experiment

In diesem Kapitel werden die physikalischen Grundlagen und der Aufbau des Detektors näher erläutert. Dabei soll vorallem auf die spezifischen Aspekte der physikalischen Effekte eingegangen werden, die ein besseres Verständniss für das Experiment liefern. Des weiteren soll ein Einblick in den Aufbau und die Funktionsweise des Detektors gegeben werden.

2.1 Theoretische Grundlagen

Leptonen lassen sich in 2 dreier Dubletts unterteilen:

Leptonen	Antileptonen
$\begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \tau^- \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} e^+ \\ \bar{\nu}_e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \mu^+ \\ \bar{\nu}_\mu \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \tau^+ \\ \bar{\nu}_\tau \end{pmatrix}$

Somit wird jedem geladenen Lepton genau ein Neutrino zu geordnet. Man fasst nun jedes Dublett von Leptonen mit dem dazugehörigen Dublett der Antileptonen zu so genannten Familien zusammen (z.B. $(e^-, \nu_e, e^+, \bar{\nu}_e), \dots$). Der Grund dafür ist, dass in der Regel die Familienzahlen (+1 für Teilchen, -1 für Antiteilchen) vor und nach einer Reaktionen erhalten sind. Dies hat zur Folge, dass auch der Lepton-Flavour erhalten ist.

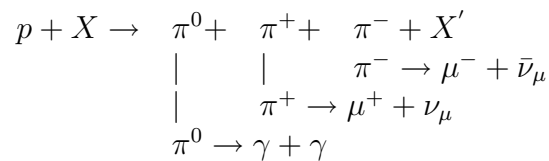
Neutrinos sind elektrisch neutral, somit nur schwach wechselwirkend, und deswegen auf ihrem Weg von der kosmischen Quelle nicht durch elektromagnetische Felder abgelenkt werden können. Desweiteren haben sie nur einen sehr geringen Wechselwirkungsquerschnitt, wodurch sie kaum wechselwirken und somit nahezu ungehindert zu uns gelangen. Dies macht einen Nachweis von Neutrinos jedoch schwierig, da sie nur detektiert werden können, wenn sie wechselwirken. Neutrinos wechselwirken mit Materie zum Beispiel durch eine geladene Strom-Wechselwirkung:

Neutrino	Antineutrino
Reaktionsgleichung: $\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$	$\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n$
Feynmandiagramm:	

Die so entstehenden geladenen Leptonen lassen sich detektieren.

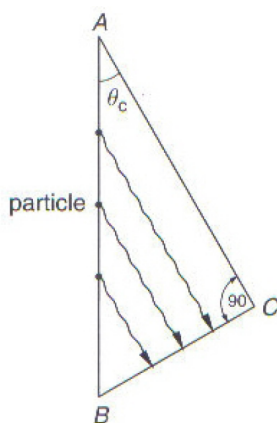
Myonen entstehen keineswegs nur aus Neutrinos. Ein Großteil der Myonen kommt aus der Atmosphäre.

Treffen Protonen oder auch schwerere Kerne aus der kosmischen Strahlung auf Atome in unserer Atmosphäre, so bilden sich hadronische Schauer. In diesen Schauern werden über die starke Wechselwirkung Pionen erzeugt, die wiederum über die schwache Wechselwirkung zerfallen.



Dabei bezeichnet das X das Atom aus der Atmosphäre, mit dem das Proton zusammenstößt. Das X' hingegen bezeichnet den weiteren Rest, der bei der Reaktion entsteht, hier aber keine Rolle spielen soll. Desweiteren können die Myon-Neutrinos aus den π -Zerfällen, wie bereits beschrieben, durch geladene Strom-Wechselwirkung zum atmosphärischen Myonenfluss beitragen.

In der Neutrinoastronomie ist man jedoch an den kosmischen Neutrinos interessiert, deswegen ist es wichtig, die Myonen, die von kosmischen Neutrinos stammen, von den atmosphärischen Myonen zu unterscheiden. Darauf wird später noch genauer eingegangen.



Bewegt sich ein geladenes Teilchen in einem Medium mit Brechzahl n und mit einer Geschwindigkeit $v_{\text{Teilchen}} > \frac{c}{n}$, so wird elektromagnetische Strahlung emittiert. Diese nennt man Cherenkov-Strahlung (Näheres siehe [1]).

Der Winkel θ_c zwischen der Flugbahn des geladen Teilchens und der Cherenkov-Strahlung, auch Cherenkov-Winkel genannt, ist in Abbildung links zu sehen. Dieser lässt sich durch geometrische Überlegung bestimmen:

$$\cos(\theta_c) = \frac{[AC]}{[AB]} = \frac{v_{\text{Licht}} \cdot \Delta t}{v_{\text{Teilchen}} \cdot \Delta t} = \frac{\frac{c}{n}}{\beta \cdot c} = \frac{1}{\beta \cdot n}$$

mit $\beta = \frac{v_{\text{Teilchen}}}{c}$

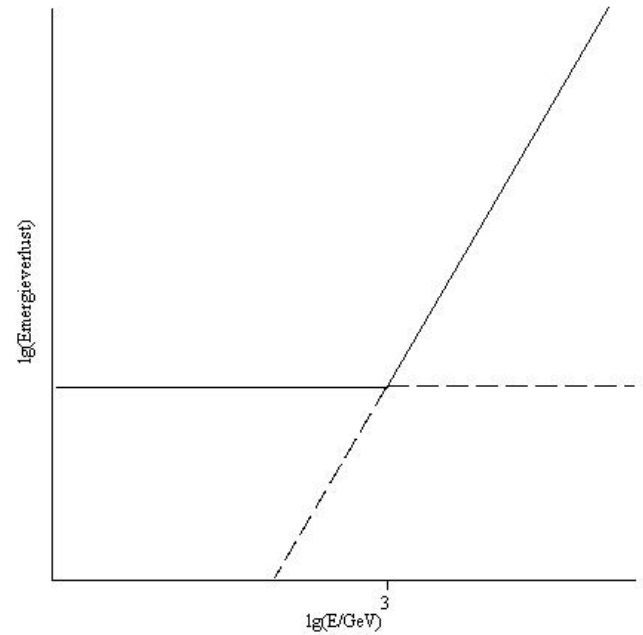
In dem Energiebereich, der für Antares interessant ist, ist $\beta = 1$ für Myonen. Mit dem Brechungsindex für Wasser ($n = 1.35$) ergibt sich:

$$\cos(\theta_c) = \frac{1}{n} \Rightarrow \theta_c = 42^\circ \quad (2.1)$$

Im Falle $\beta \approx 1$ ist die Cherenkov-Strahlung unabhängig von der Energie des Teilchens. Dies hätte zur Folge, dass die Energie des Teilchens nicht zu bestimmen wäre.

Bei einer Teilchenenergie von etwa 1 TeV treten jedoch vermehrt stochastische Prozesse (Paarbildung, Bremsstrahlung, δ -Rays) auf, worauf die Energieverluste proportional zur Teilchenenergie werden.

Eine sehr stark vereinfachte Energieabhängigkeit der Energieverluste des Teilchens ist in der Abbildung rechts zu sehen.



2.2 Das Antares-Neutrino-Teleskop

Wie in Abb. 2.1(links) zu sehen, besteht der Antares-Detektor aus 12 identischen vertikalen Strängen, genannt Lines, die an einem Ende durch ein großes Gewicht auf dem Meeresboden in ca. 2500m Tiefe gehalten werden und durch eine Boje am anderen Ende, die für den nötigen Auftrieb sorgt, senkrecht gehalten werden.

Jede Line ist mit 25 sogenannten "Stockwerke" ausgestattet, die in vertikalen Abständen von 14.5m ab einer Höhe von 100m über dem Meeresboden an der Line befestigt sind. Jede Etage (vgl. Abb. 2.1(rechts)) besteht aus drei optischen Modulen, wobei jedes von ihnen in einem 45° Winkel gegen die Vertikale nach unten zeigt.

Wie in Abb. 2.2 zu sehen, ist der Bereich zwischen der ersten und dem letzten Stockwerk der sensitive Bereich des Detektors und misst ca 350m. Der Abstand zwischen benachbarten Lines liegt zwischen 60m und 70m.

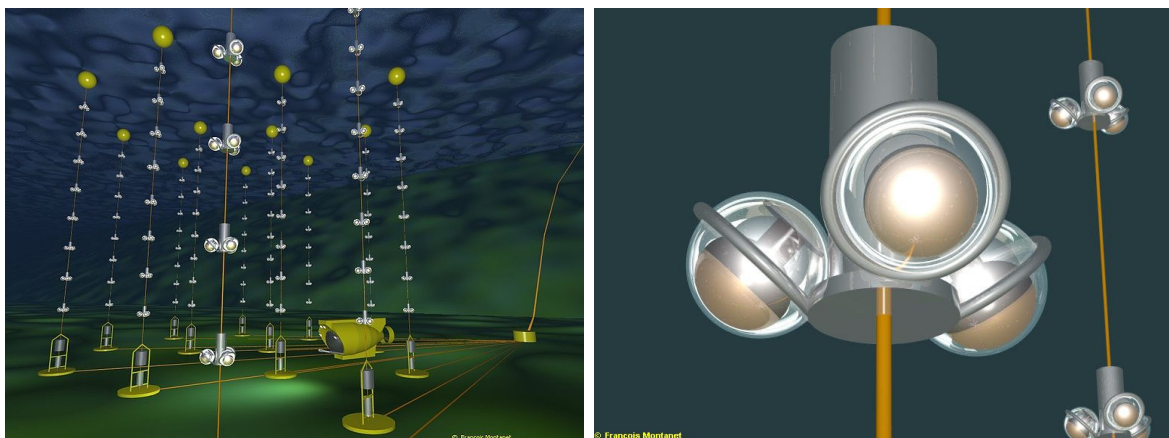


Abbildung 2.1: graphische Darstellung des Antares Detektors (links) und graphische Darstellung eines Optischen Moduls (rechts) Quelle: [http://de.wikipedia.org/wiki/Antares_\(Neutrino-Teleskop\)](http://de.wikipedia.org/wiki/Antares_(Neutrino-Teleskop))

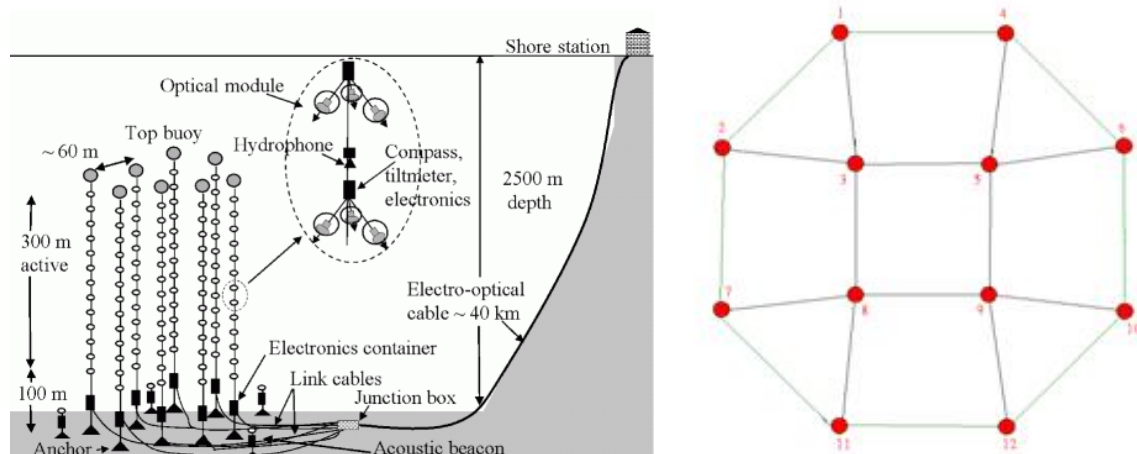
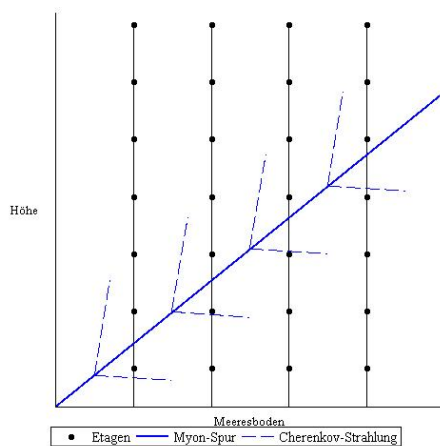


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des Antares Detektors (links) und relative Position der Lines (rechts) Quelle: <http://antares.in2p3.fr/Overview/detector.html>



Bewegt sich ein Myon - wie links im Bild zu sehen - durch den Detektor, sendet es Cherenkov-Licht aus. Dieses wird nun von den optischen Modulen in den Etagen registriert. Dabei werden die Etagen der Reihe nach sphärisch zur Flugrichtung des Teilchens angesprochen. Über die gemessenen Ankunftszeiten kann Spur des Teilchens rekonstruiert werden.

Dabei ist es jedoch noch wichtig, diese Ereignisse von Punktquellen, die z.B. durch Biolumineszenz bei Tieren erzeugt werden, zu unterscheiden. Näher kann darauf im Rahmen dieser Arbeit nicht eingegangen werden.

Wie schon erwähnt, liefert die Untersuchung der kosmischen Strahlung faszinierende Erkenntnisse über unser Universum. Im Gegensatz zu Protonen werden Neutrinos nicht abgelenkt; das hat zur Folge, dass sie direkt aus der Richtung der Quelle kommen. Die Problematik wird aber in Abb. 2.3 deutlich. Man nutzt zwar die Erde als Filter, indem man nur die Teilchen betrachtet, die "von unten" kommen, aber auch Neutrinos, die in atmosphärischen Schauern auf der gegenüberliegenden Seite der Erde entstehen, tragen zu dem Neutrinofluss bei.

Indem nur von unten kommende Neutrinos betrachtet werden, ist auch nur ein Teil Himmelskarte (siehe Abb. 2.4) mit Antares zu sehen ist. Das hat zur Folge, dass zwar die Fläche innerhalb der roten Linie 24 Stunden am Tag beobachtbar ist, der graue Bereich jedoch nie sichtbar ist. Interessant hier für Antares sind galaktischen Punktquellen, zu denen die Active Galactic Nuclei (AGN) gehören. Man erhofft sich neue Erkenntnisse durch die Neutrinoastronomie zu erhalten.

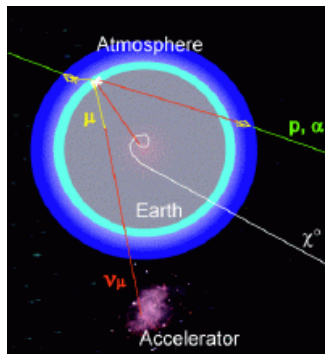


Abbildung 2.3:

Ursprünge von Neutrinos

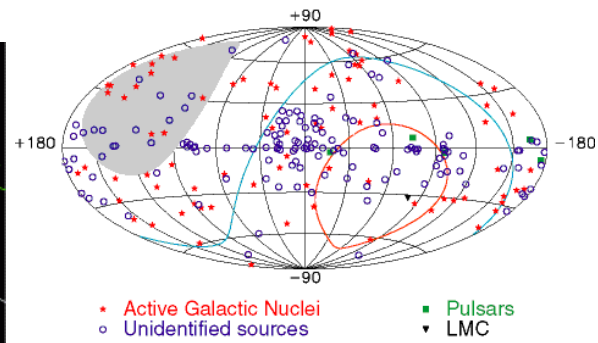


Abbildung 2.4:

Beobachtbarer Himmel mit Antares und den Quellen des 3rd EGRET Catalogue

Quelle: <http://antares.in2p3.fr/Overview/detection.html>

Kapitel 3

Bestimmung der Energie-Rekonstruktion

In diesem Kapitel wird anhand von Simulationen versucht, eine Korrelation zwischen der Energie des Teilchens und den Messparametern zu finden. Dabei soll zwischen drei unterschiedlichen Simulationen unterschieden werden:

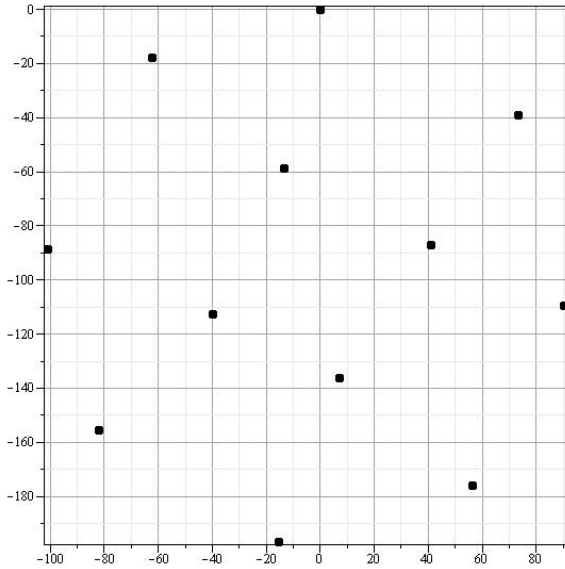
1. Primär Neutrino bedeutet:
Es handelt sich hierbei um simulierte Myonen, die aus einem up-going Neutrino entstanden sind, wie in Kapitel 2.1 beschrieben.
2. Primär Proton bedeutet:
Hier handelt es sich von CORSIKA[2] simulierte atmosphärische Myonen, die aus einem Primärteilchen aus der kosmischen Strahlung entstanden sind, analog zu Kapitel 2.1. Obwohl bei atmosphärischen Schauern nicht einzelne sondern ganze Bündel von Myonen aus einem Primärteilchen entstehen, sind jedoch nur die Informationen über das Myon mit der höchsten Energie im Bündel bekannt.
3. Primär Myon bedeutet:
In diesem Fall handelt es sich ebenfalls um atmosphärische Myonen, die aber keinem Primärteilchen entanden, sondern als Myonen direkt in der Nähe des Detektors von Mupage[3] simuliert wurden.

3.1 Der BBfit-Rekonstruktion-Algorithmus

Der BBfit Algorithmus wurde als eine robuste Rekonstruktionsmethode entwickelt, die vernünftige Ergebnisse liefert ohne eine genaue Positionskalibration.(Näheres siehe [4])
Zudem wird eine unveränderliche Detektorgeometrie angenommen, das bedeutet:

- Sowohl eine Detektor Line als auch die Myon-Spur wird als Gerade im Raum betrachtet
- Die Detektor Lines sind perfekt vertikal und sämtliche Einflüsse des Meeres werden vernachlässigt
- Die Geometrie eines Stockwerkes wird komplett vernachlässigt und kann als ein einzelner Raumpunkt angesehen werden

Dabei verwendet BBfit folgendes Koordinatensystem mit den Positionen der 12 Lines:



L1:	0.0	0.0
L2:	73.000052	-39.030547
L3:	-13.490726	-58.747160
L4:	40.838951	-86.838687
L5:	-62.565770	-17.822759
L6:	90.137429	-109.508421
L7:	-40.169668	-112.660774
L8:	7.039288	-135.914830
L9:	-101.237185	-88.427188
L10:	56.301431	-175.941200
L11:	-82.305498	-155.520957
L12:	-15.348429	-196.671304

Der Ursprung der z-Achse ($z = 0$) wird auf den Meeresboden gelegt (-2477 Normalnull).

Im Folgendem sollen kurz die zur Verfügung stehenden Größen erläutert werden. Dabei soll sich nur auf die Größen beschränkt werden, die für diese Arbeit von Bedeutung sind. Wie bereits erwähnt, wird die Spur des Teilchens als einfache Gerade im Raum angenommen, die bestimmt ist durch:

$$\vec{x} = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} + \lambda \cdot \begin{pmatrix} \cos(\varphi) \sin(\theta) \\ \sin(\varphi) \sin(\theta) \\ \cos(\theta) \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

Da aber $\sin(\theta) = \sqrt{1 - \cos^2(\theta)}$, reicht es den Aufpunkt der Gerade (x, y, z) , den φ -Winkel (im Bogenmaß) und den $\cos(\theta)$ anzugeben. In den Simulationsdateien sind die Spuren des Primärteilchens, des daraus entstehenden Myons und die Rekonstruktion der Myon-Spur enthalten.

Es ist sowohl die Energie des Primärteilchens als auch die Energie des Myons angegeben. Als Konvention in dieser Arbeit ist jedoch mit der Monte Carlo(MC) Energie immer die Energie des Myons gemeint.

Des weiteren sind folgende Größen bekannt:

- Die Gesamtanzahl der Photoelektronen, die im Fit verwendet wurden. Im Weiteren wird dies als Amplitude bezeichnet
- Die Gesamtzahl der Stockwerke, die im Fit verwendet wurden
- Die Gesamtzahl der Lines, die im Fit verwendet wurden
- Die minimale z Koordinate der niedrigsten Etage, die im Fit verwendet wurde
- Die maximale z Koordinate der höchsten Etage, die im Fit verwendet wurde
- Die Qualität des Fits pro Freiheitsgrad $\frac{Q}{\text{NDF}}$, wird des weiteren mit χ^2 bezeichnet

3.2 Messgrößen

Wie in Kap. 2.1 beschrieben, ist der Energieverlust des Teilchens ab einer gewissen Teilchenenergie energieabhängig. Es liegt nun nahe, dass der Energieverlust des Teilchens proportional zu den entstehenden Photonen ist. Deswegen sollte die gemessene Amplitude mit der Energie des Teilchens korreliert sein. In Abb. 3.1a, Abb. 3.2a und Abb. 3.3a ist die Amplitude in Abhängigkeit der Energie für die verschiedenen Simulationen zu sehen. Es ist ein Anstieg bei etwa 1TeV

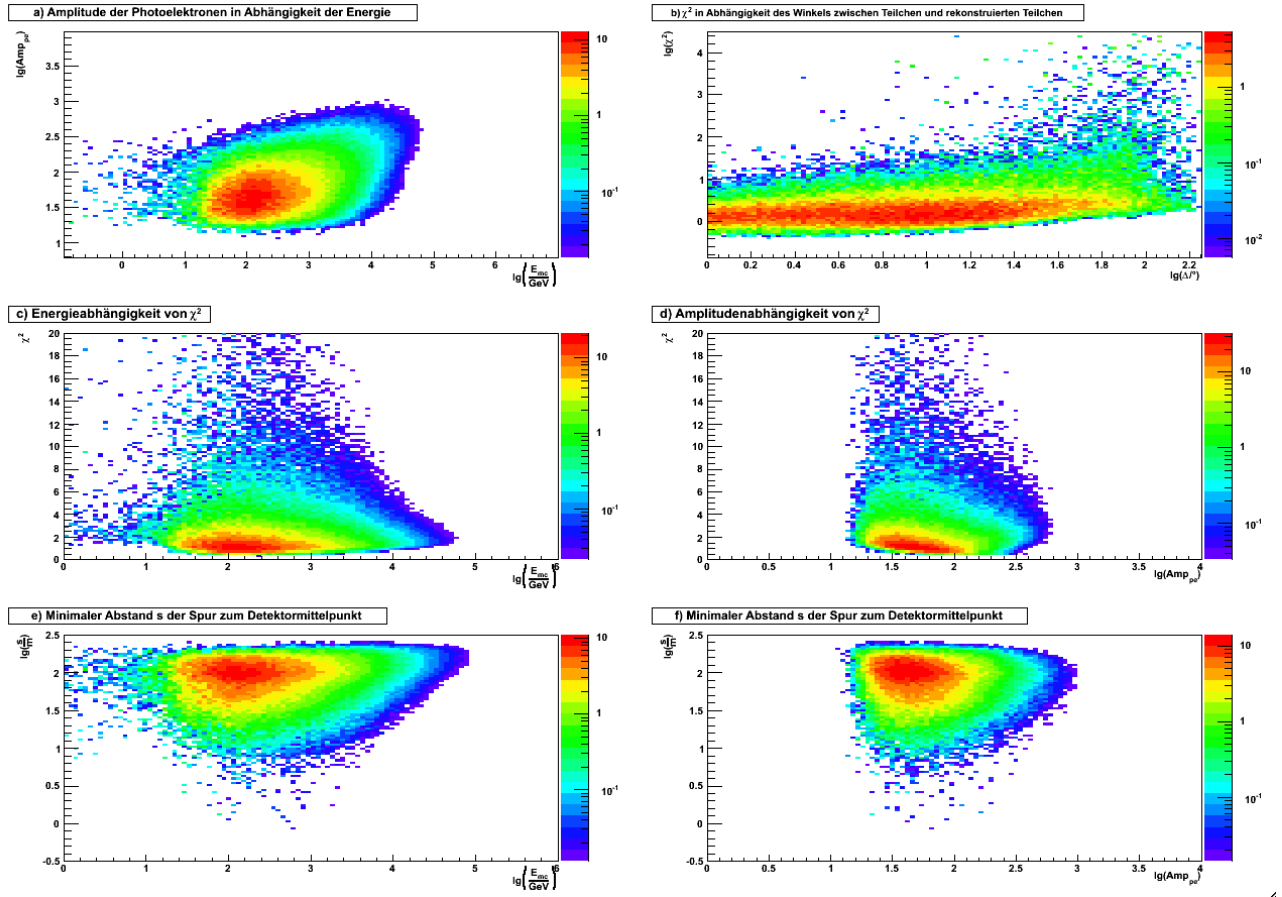
zu erkennen, jedoch ist der Verlauf sehr verschmiert.

Es stellt sich nun die Frage, wie eine stärkere Korelation zwischen der Energie des Teilchens und der Messgröße erreicht werden kann. Eine denkbare Möglichkeit ist ein Schnitt auf χ^2 . Zur näheren Untersuchung wird zuerst der Winkel Δ zwischen der Richtung des Myon und des rekonstruierten Myon, wie folgt, bestimmt:

$$\cos(\Delta) := \begin{pmatrix} \cos(\varphi_{MC}) \sin(\theta_{MC}) \\ \sin(\varphi_{MC}) \sin(\theta_{MC}) \\ \cos(\theta_{MC}) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos(\varphi_{REC}) \sin(\theta_{REC}) \\ \sin(\varphi_{REC}) \sin(\theta_{REC}) \\ \cos(\theta_{REC}) \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

In den Abb. 3.1b, 3.2b und 3.3b ist nun $\log_{10}(\chi^2)$ gegen $\log_{10}(\Delta)$ aufgetragen. Wie in allen drei Abbildungen zu sehen ist die Tendenz, dass zu einem großen Winkel auch ein großes χ^2 gehört. Dies war zu erwarten, da sowohl ein größerer Winkel als auch ein größeres χ^2 eine schlechte Rekonstruktion bedeutet. Um nun eine bessere Korelation zu erhalten, sollen die Teilchen durch einen χ^2 -Schnitt aussortiert werden. Dabei ist jedoch zu beachten, dass der Schnitt so gewählt wird, dass die Statistik bei den großen Energien nicht zu klein wird, um eine Aussage treffen zu können, denn gerade hohe Energien sind hier von Interesse. Aus diesem Grund sollte der Schnitt höchstens $\chi^2 < 2$ sein, da sonst die Statistik für hohe Energien zu gering wird, wie in den Abb. 3.3c und 3.2c zu sehen, besonders deutlich aber in Abb. 3.1c. Die Problematik wird in Abb. 3.1d deutlich, vorallem aber in den Abb. 3.2d und 3.3d, denn betrachtet man die hohen Amplituden, so sieht man, dass durch einen z.B. $\chi^2 < 2$ Cut sehr viele von den hohen Amplituden wegfallen. Da aber gerade die Statistik zu den hohen Amplituden abnimmt, ist ein χ^2 Cut nicht von Vorteil.

Eine weitere Idee ist, den minimalen Abstand s der Spur zum Mittelpunkt des Detektors zu berücksichtigen. Ein Teilchen, das nur den Rand des Detektors streift, deponiert nicht so viel Energie im Detektor, wie ein Teilchen, das mitten durch den Detektor fliegt. Dazu wurde als erstes der Detektormittelpunkt $M = (-3.98, -98.1, 274)$ bestimmt. Dabei geht man näherungsweise von einem kugelförmigen Detektor aus mit einem Radius $r \approx 100m$. Betrachtet man nun in den Abb. 3.1e, 3.2e und 3.3e gerade die hohen Energien, so fällt jedoch auf, dass im interessanten Bereich ($r \in [10^1m, 10^2m]$) die maximale Energie mit dem Radius steigt. Dies macht es schwer sagen zu können, wie sich die Amplitudenzahl bei hochenergetischen Teilchen mit dem Radius ändert. Desweiteren ist aufgrund der zu hohen Energieverschmierung auch keine Tendenz zu sehen, dass die hohen Amplituden vermehrt bei Teilchen auftreten, die direkt durch den Detektor fliegen, wie in den Abb. 3.1f, 3.2f und 3.3f zu sehen, wodurch eine Verbesserung der Korelation auf diesem Weg nicht möglich ist.



4

Abbildung 3.1: Daten aus der Simulation Primär Neutrino

a) $\log_{10}(\text{Amplitude/Photoelektronen})$ gegen $\log_{10}(E_{MC}/\text{GeV})$

b) \log_{10} des Winkel zwischen Myon-Spur und rekonstruierter Myon-Spur gegen $\log_{10}(\chi^2)$

c) und d) χ^2 gegen $\log_{10}(\text{Amplitude/Photoelektronen})$ bzw. $\log_{10}(E_{MC}/\text{GeV})$

e) und f) Minimale Annäherung s der Myon-Spur zum Detektormittelpunkt gegen $\log_{10}(\text{Amplitude/Photoelektronen})$ bzw. $\log_{10}(E_{MC}/\text{GeV})$

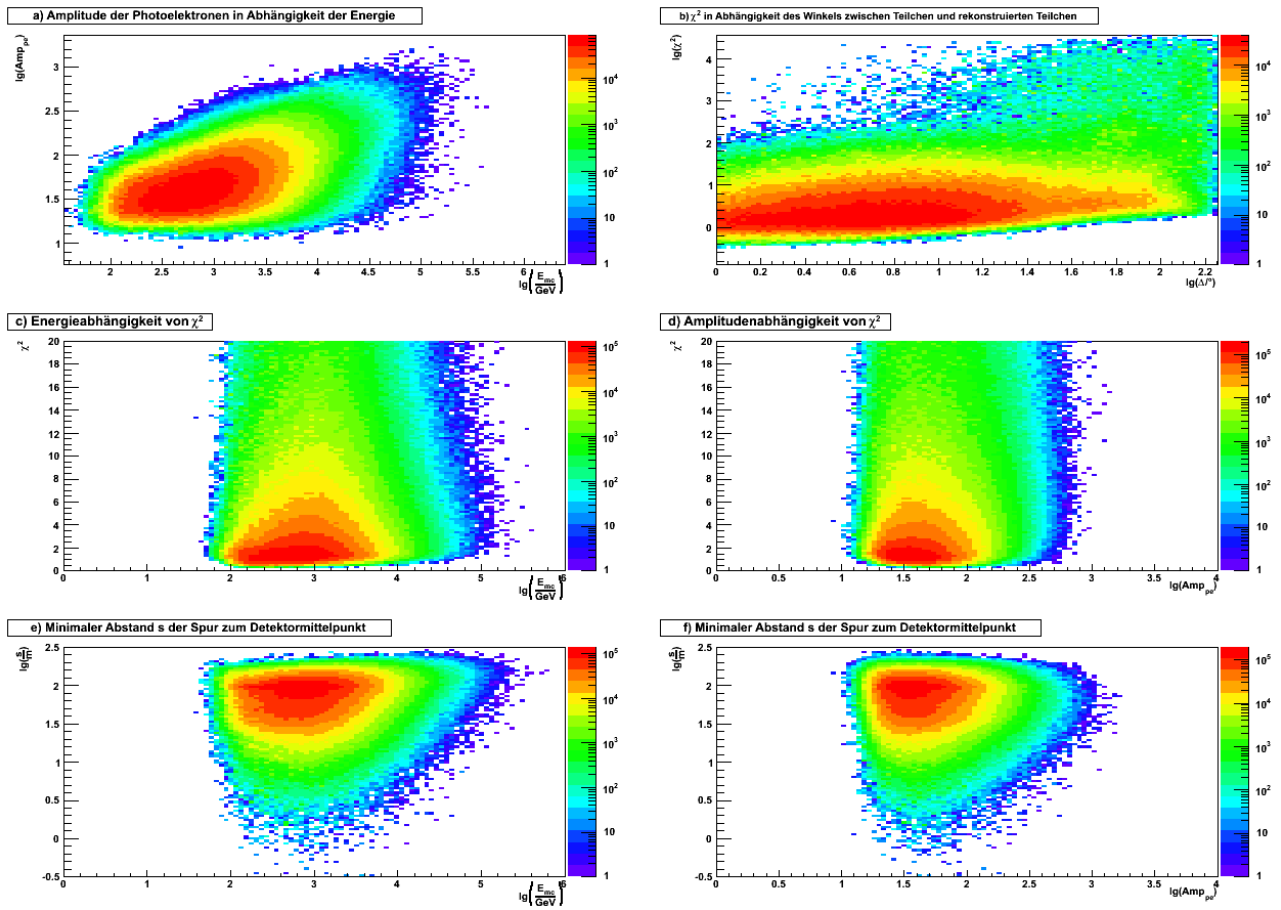


Abbildung 3.2: Daten aus der Simulation Primär Proton

a) $\log_{10}(\text{Amplitude/Photoelektronen})$ gegen $\log_{10}(E_{MC}/\text{GeV})$

b) \log_{10} des Winkel zwischen Myon-Spur und rekonstruierter Myon-Spur gegen $\log_{10}(\chi^2)$

c) und d) χ^2 gegen $\log_{10}(\text{Amplitude/Photoelektronen})$ bzw. $\log_{10}(E_{MC}/\text{GeV})$

e) und f) Minimale Annäherung s der Myon-Spur zum Detektormittelpunkt gegen $\log_{10}(\text{Amplitude/Photoelektronen})$ bzw. $\log_{10}(E_{MC}/\text{GeV})$

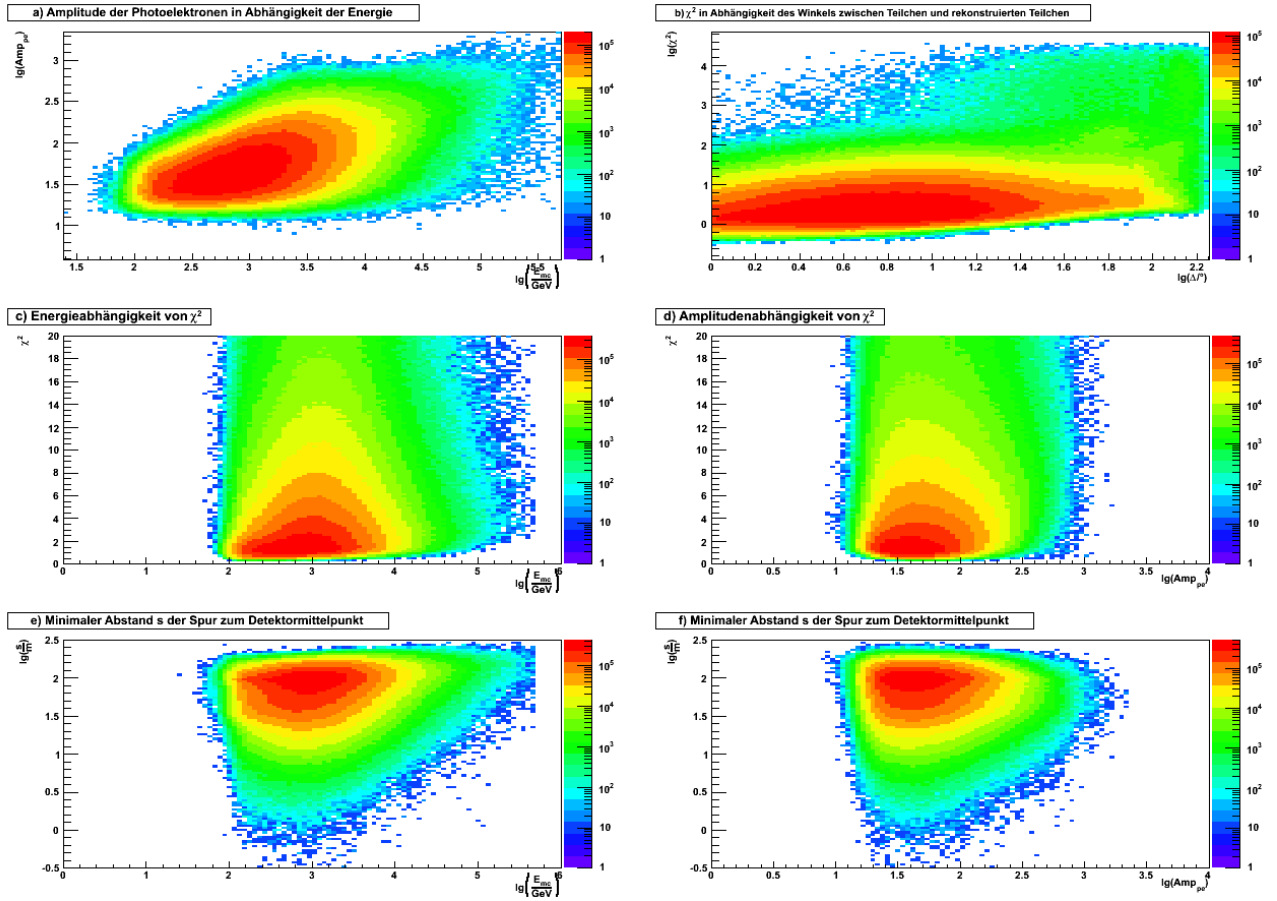


Abbildung 3.3: Daten aus der Simulation Primär Myon

a) $\log_{10}(\text{Amplitude/Photoelektronen})$ gegen $\log_{10}(E_{MC}/\text{GeV})$

b) \log_{10} des Winkel zwischen Myon-Spur und rekonstruierter Myon-Spur gegen $\log_{10}(\chi^2)$

c) und d) χ^2 gegen $\log_{10}(\text{Amplitude/Photoelektronen})$ bzw. $\log_{10}(E_{MC}/\text{GeV})$

e) und f) Minimale Annäherung s der Myon-Spur zum Detektormittelpunkt gegen $\log_{10}(\text{Amplitude/Photoelektronen})$ bzw. $\log_{10}(E_{MC}/\text{GeV})$

Auch wenn eine qualitative Verbesserung mit den zur Verfügung stehenden Mitteln nicht ausreichend möglich ist, wird nun im folgenden eine “schichtweise“ Analyse der Energieabhängigkeit versucht. Dazu wird die Verteilung der Amplitude in einem bestimmten Energieintervall bzw. die Verteilung der Energie in einem bestimmten Amplitudenintervall betrachtet. Für eine genaue Analyse wird in jede Verteilung eine Gaußkurve $G(x)$ der Form:

$$G(x) = C \cdot \exp\left(-\frac{(x - \mu)^2}{2 \cdot \sigma^2}\right) \quad (3.3)$$

gefittet, dessen Mittelwert μ soll später den Zusammenhang zwischen Energie und Amplitude liefern, während die Breite σ ein Maß für die Energieauflösung liefert. Darauf wird aber später noch genauer eingegangen. Die Grenzen des Fits werden so bestimmt, dass der Fit die Verteilung besonders gut im Maximum approximiert.

Als erstes soll die Amplitudenverteilung für verschiedene Energien untersucht werden. Dazu wird die logarithmische Energieachse in 9 identische Intervalle unterteilt und der Inhalt jedes Intervalls nacheinander auf die Amplitudenachse projiziert.

Für die Simulation Primär Neutrino ist dies in Abb. 3.4 zu sehen. In den Teilen a) und b) ist eine Approximation durch einen Gauß nur schlecht möglich, der Grund liegt aber lediglich an der geringen Statistik. In den Teilen c) bis g) ist der Gauß eine recht gute Näherung an die Verteilung. Wie schon erwähnt gibt es die Problematik, dass hohen Energien vermehrt auch niedrige Amplituden zugeordnet werden. Dies ist besonders in den Teilen h) und i) zu erkennen. Im Gegensatz zu den Teilen c) bis g), die näherungsweise symmetrisch um den Mittelwert verteilt sind, sind somit die Verteilungen in den Teilen h) und i) stark asymmetrisch und fallen zu den niedrigeren Amplituden wesentlich schwächer ab.

Für die Simulation Primär Proton (siehe Abb. 3.5) verhält sich dies vergleichsweise ähnlich. In den Teilen a) bis f) verhält sich die Verteilung nahezu gaußförmig, jedoch bemerkt man zu den hohen Energien einen sehr starken Einbruch der Statistik, aber auch hier zeigt sich der Ausläufer zu niedrigen Amplituden bei hohen Energien. Bei der Simulation Primär Myon (siehe Abb. 3.6) sind eigentlich bei allen Projektionen die Verteilungen näherungsweise eine Gaußfunktion. Lediglich die bekannte Tendenz, dass bei hohen Energien ein Ausläufer zu den niedrigen Amplituden entsteht, tritt auf.

Jedoch wird gerade durch diese Ausläufer bei hohen Energien eine Approximation der Verteilung durch eine Gaußfunktion schwierig, da eine Gaußfunktion diese Ausläufer nicht berücksichtigt. Somit sollen nun auch die Projektionen auf die Energieachse untersucht werden.

Analog zu den Projektionen auf die Amplitudenachse, wird nun die Amplitudenachse in 9 identische Intervalle unterteilt und der Inhalt jedes Intervalls auf die Energieachse projiziert. Dies ist nun in den Abb. 3.7, 3.8 und 3.9 zusehen. Da bei den Projektionen auf die Amplitudenachse bei hohen Energien Ausläufer zu den niedrigen Amplituden zu sehen waren, sollten bei den Projektionen auf die Energie bei den niedrigen Amplituden Ausläufer zu hohen Energien zu sehen sein. Dies ist auch der Fall (siehe Abb. 3.8b,c und Abb. 3.9b,c), aber durch die hohe Statistik bei niedrigen Amplituden fallen diese Ausläufer nicht so stark ins Gewicht. Des weiteren sind auch die Verteilungen bei den hohen Amplituden nun in guter Näherung gaußförmig.

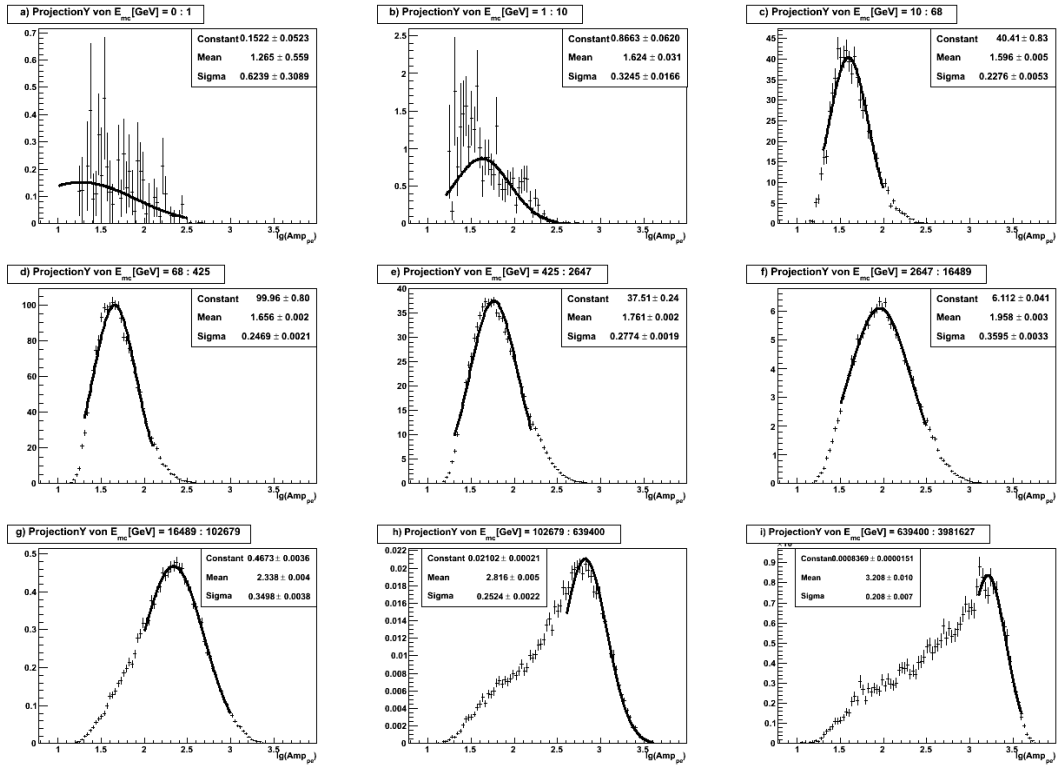


Abbildung 3.4:

Verteilung der Amplitude für einzelne Energieintervalle aus der Simulation Primär Neutrino

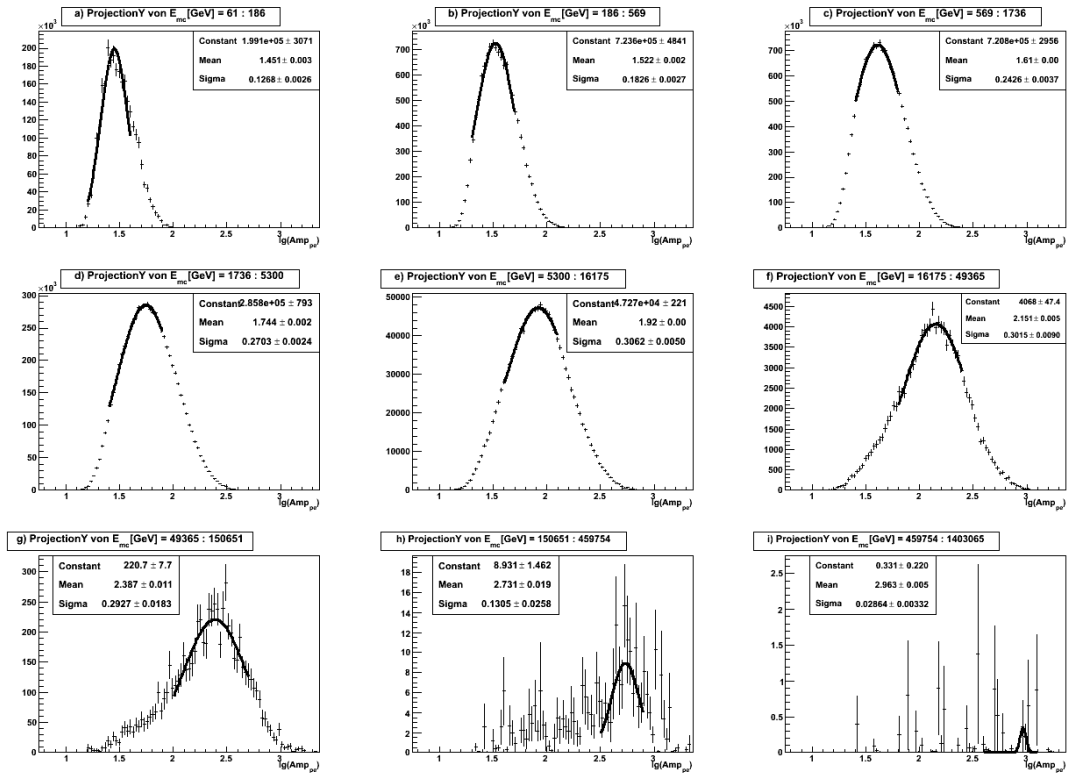


Abbildung 3.5:

Verteilung der Amplitude für einzelne Energieintervalle aus der Simulation Primär Proton

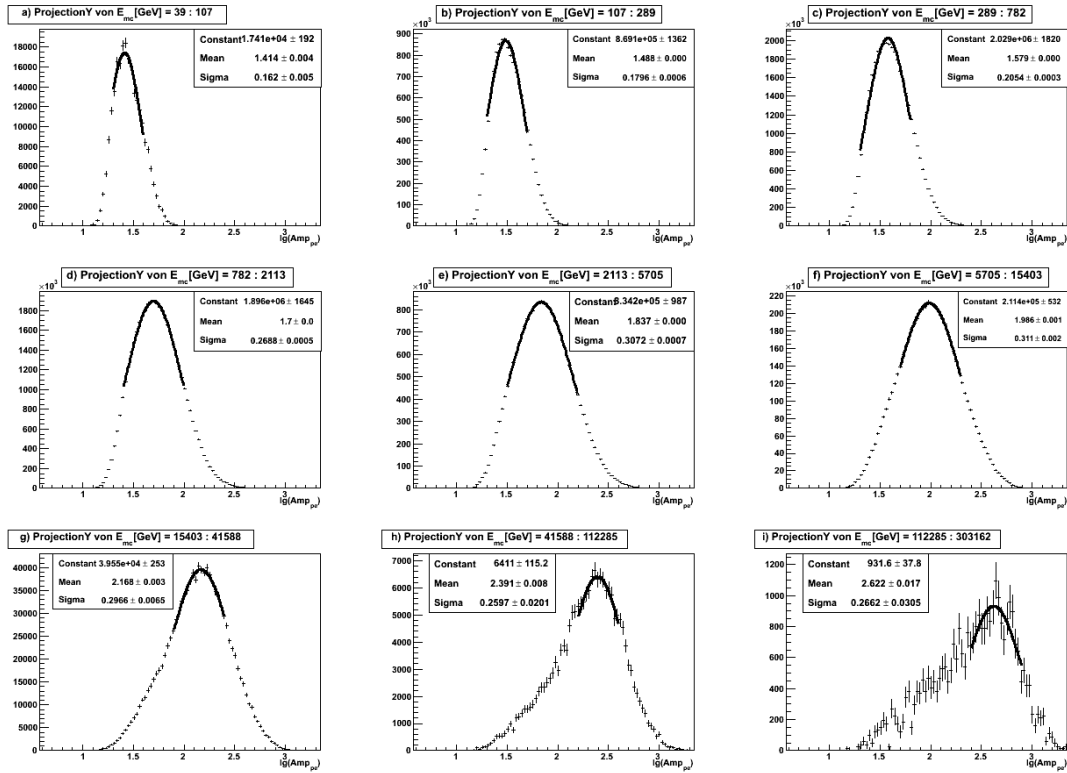


Abbildung 3.6:

Verteilung der Amplitude für einzelne Energieintervalle aus der Simulation Primär Myon

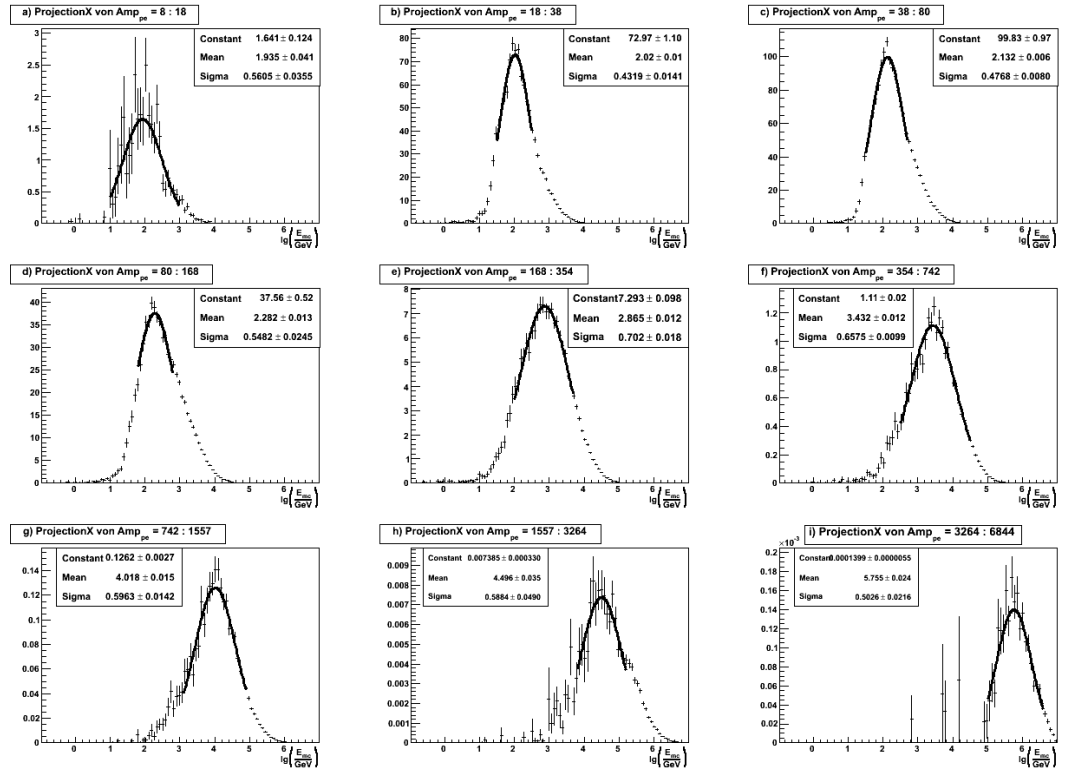


Abbildung 3.7:

Verteilung der Energie für einzelne Amplitudenintervalle aus der Simulation Primär Neutrino

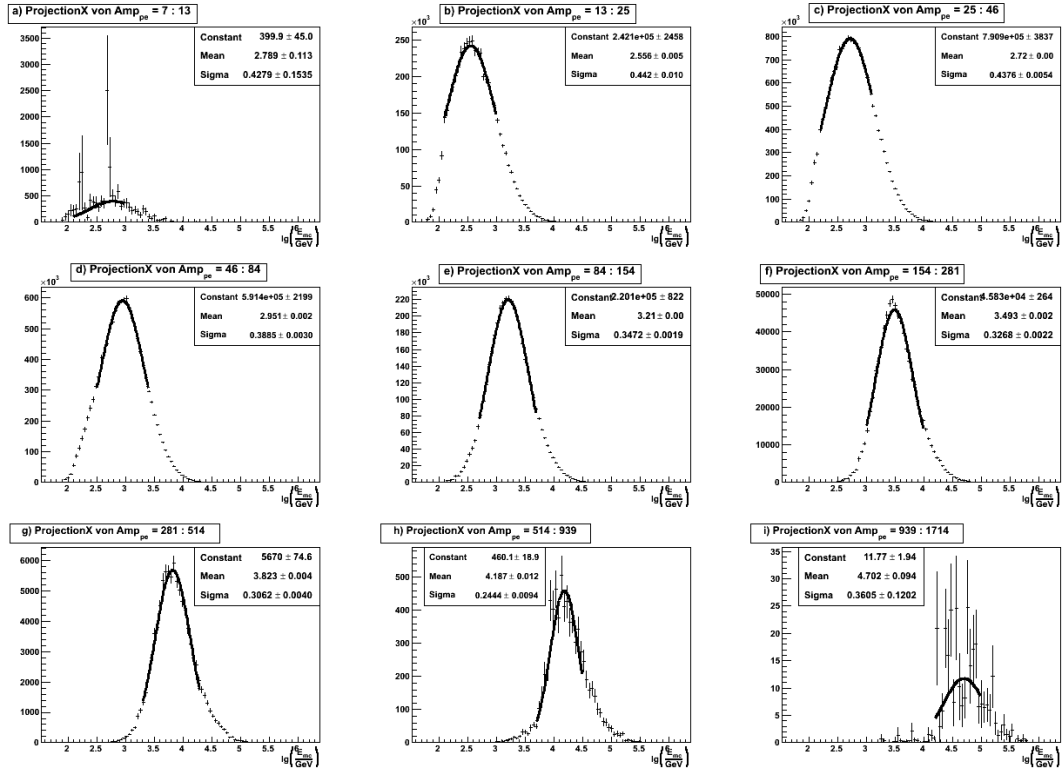


Abbildung 3.8:

Verteilung der Energie für einzelne Amplitudenintervalle aus der Simulation Primär Proton

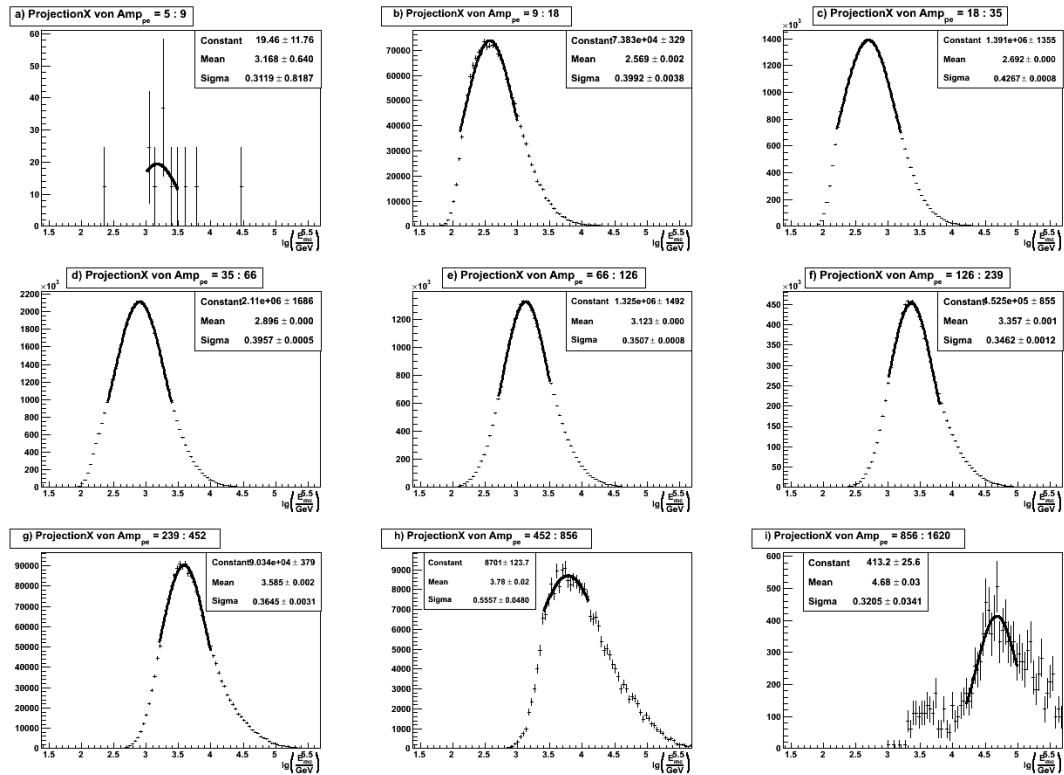


Abbildung 3.9:

Verteilung der Energie für einzelne Amplitudenintervalle aus der Simulation Primär Myon

3.3 Eichkurve

Im Folgenden sollen nun die Fitparameter der Gaußfits aus den Abb. 3.4 bis 3.9 näher untersucht werden. Dazu werden die Fitparameter dem entsprechenden Mittelwert des Intervalls zugeordnet, dieser ist gegeben durch:

$$E := \frac{E_2 + E_1}{2} \quad \Delta E := \frac{E_2 - E_1}{2} \quad A := \frac{A_2 + A_1}{2} \quad \Delta A := \frac{A_2 - A_1}{2}$$

Hierbei bezeichnen die E_i bzw. die A_i die Grenzen des jeweiligen Intervalls. Diese Zuordnung ist nun in den Abb. 3.10, 3.11 und 3.12 zu sehen. In den Teilen a) bis c) sind die Parameter aus den Projektionen auf die Amplitudenachse zusehen, in den Teilen d) bis f) die Parameter aus den Projektionen auf die Energieachse.

Die Teile a) und d) sind hier von geringerem Interesse, da sie nur mit der Teilchenzahl in dem jeweiligen Intervall korreliert sind. Dennoch ist hier ein deutlicher Abfall der Statistik zu hohen Energien bzw. hohen Amplituden zu sehen. Dies verdeutlicht noch mal die Problematik eines Cuts (z.B. $\chi^2 < 2$), da somit bei hohen Energien die Statistik nur noch weiter gedrückt wird. Von wesentlich größerem Interesse sind die Teile b) und e), denn hier ist nun eine gute Korrelation zwischen Energie und Amplitude zu sehen. Bei genauerer Betrachtung fällt auf, dass zwischen den Teilen b) und e) sehr große quantitative Unterschiede bestehen. Der Grund dafür liegt in der Berechnung der einzelnen Punkte, denn durch die Verschmierung der Kurve ist nicht gewährleistet, dass Maximum bei der Projektion auf die Energieachse und Amplitudenachse gleich sind.

Somit ist es in erster Linie frei, welche der beiden Zusammenhänge gewählt wird, denn es ist rein willkürlich, wie die Achsen im Teil b) der Abb. 3.10 bis 3.12 gewählt werden. Es ist ohne weiteres möglich auch hier die Energie in Abhängigkeit der Amplitude zu zeigen, indem einfach die beiden Achsen und die Koordinaten der Punkte vertauscht werden. Somit lässt sich für beide Zusammenhänge eine Rekonstruktion der Energie aus der Amplitude angeben. Aufgrund der besseren Approximation der Gaußfits an die Verteilung werden im späteren Verlauf dieser Arbeit ausschließlich die Projektionen auf die Energieachse berücksichtigt (Abb. 3.10 bis 3.12, Teile e) und f)).

Desweiteren wird nun durch die Sigmapbreite des Gaußfits (siehe Teile c) und f) der Abb. 3.10 bis 3.12) auch die Verschmierung der Verteilung quantisiert. Darauf wird jedoch später genauer eingegangen.

Um eine bessere quantitative Beschreibung zu bekommen, werden die Teile e) und f) durch folgende Polynome approximiert:

$$f_\mu(x) = p_0 + p_1 \cdot x + p_2 \cdot x^2 \quad (3.4)$$

$$f_\sigma(x) = p_0 + p_1 \cdot x + p_2 \cdot x^2 + p_3 \cdot x^3 + p_4 \cdot x^4 \quad (3.5)$$

Dabei approximiert Gleichung 3.4 den Zusammenhang zwischen $\log_{10}(\text{Amplitude})$ und dem Mittelwert und Gleichung 3.5 den Zusammenhang zwischen $\log_{10}(\text{Amplitude})$ und der Sigmapbreite. Diese Polynome sollen zwar den Zusammenhang approximieren, haben aber keine direkte physikalische Motivation.

Nun soll näher auf die Qualität der Gaußfits eingegangen werden. Dazu werden zuerst die verschiedenen Simulationen miteinander verglichen und danach die Werte aus den Gaußfits mit den statistischen Werten. Mit den statistischen Werten sind in dieser Arbeit ausschließlich das statistische Mittel und der RMS der Verteilung gemeint. Wie in Abb. 3.13a zu sehen, passen die Werte aus den Simulationen Primär Proton und Primär Myon sehr gut zusammen, dagegen liegen die Werte aus der Simulation Primär Neutrino wesentlich tiefer. Die Ursache davon ist, dass die Neutrinos von unten kommen und die anderen von oben, da der Detektor nach unten sensitiver ist, werden bei Teilchen, die von unten kommen, bei gleicher Energie mehr Photonen

registriert. Dagegen konnte der Unterschied zwischen den Sigmasbreiten der Simulation Primär Neutrino und den anderen beiden nicht geklärt werden (siehe Abb. 3.13b).

Die statistischen Werte verhalten sich ähnlich, wie in der Abb. 3.13c,d zu sehen. Da hier ebenfalls die Breite der Verteilung aus der Simulation Primär Neutrino wesentlich größer ist, kann man davon ausgehen, dass der Unterschied nicht durch die Gaußfits entsteht.

In den Abb. 3.14, 3.15 und 3.16 sind nochmal die Werte aus den Gaußfits mit den statistischen Werten im direktem Vergleich zu sehen. Da nur geringe Abweichungen auftreten, scheint sich die Annahme, dass die Verteilungen gaußförmig sind, zu bestätigen.

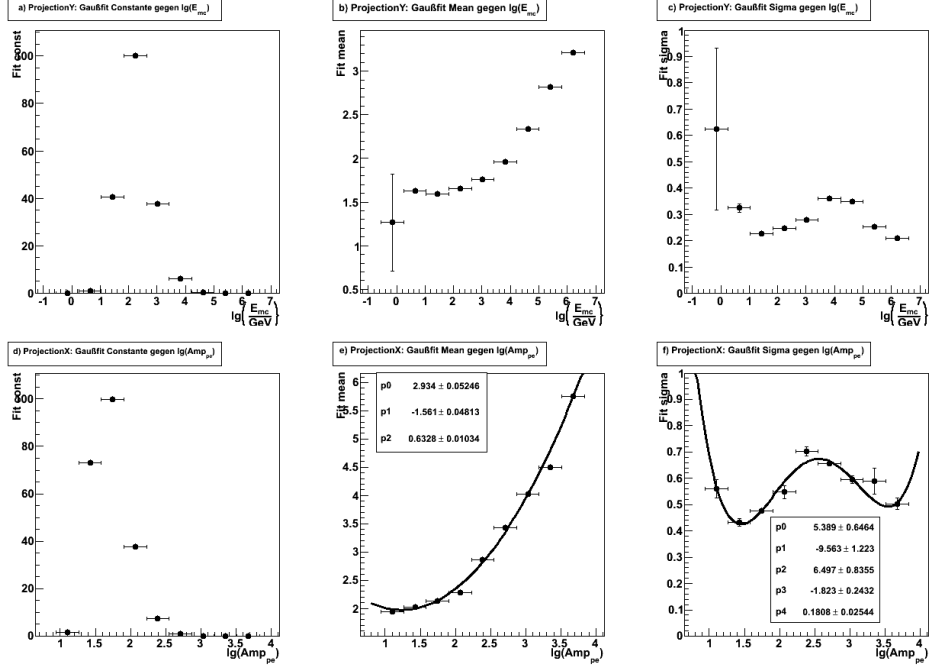


Abbildung 3.10: Parameter der Gaußfits aus den Projektionen der Simulation Primär Neutrino

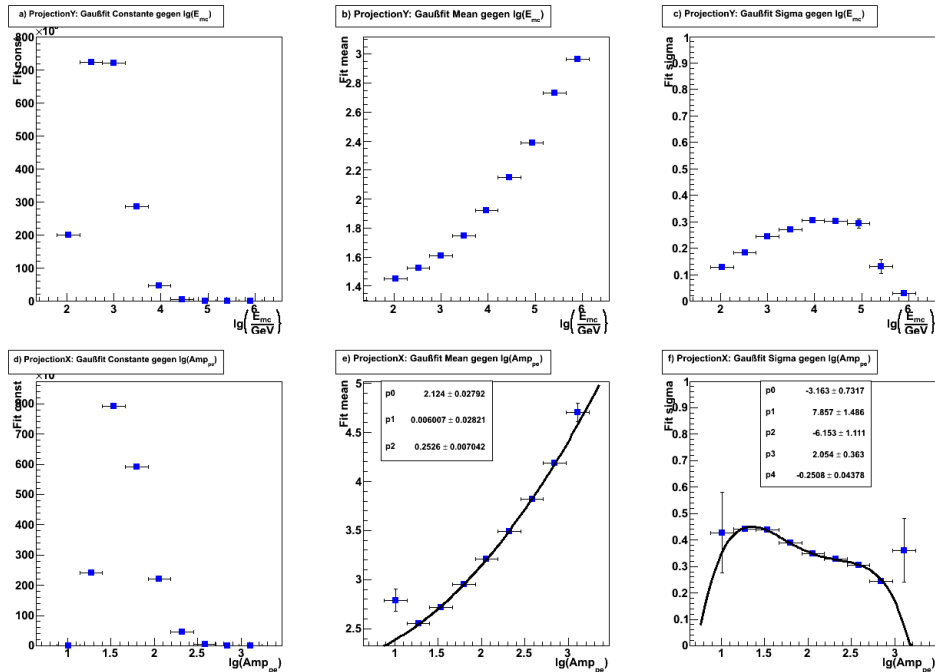


Abbildung 3.11: Parameter der Gaußfits aus den Projektionen der Simulation Primär Proton

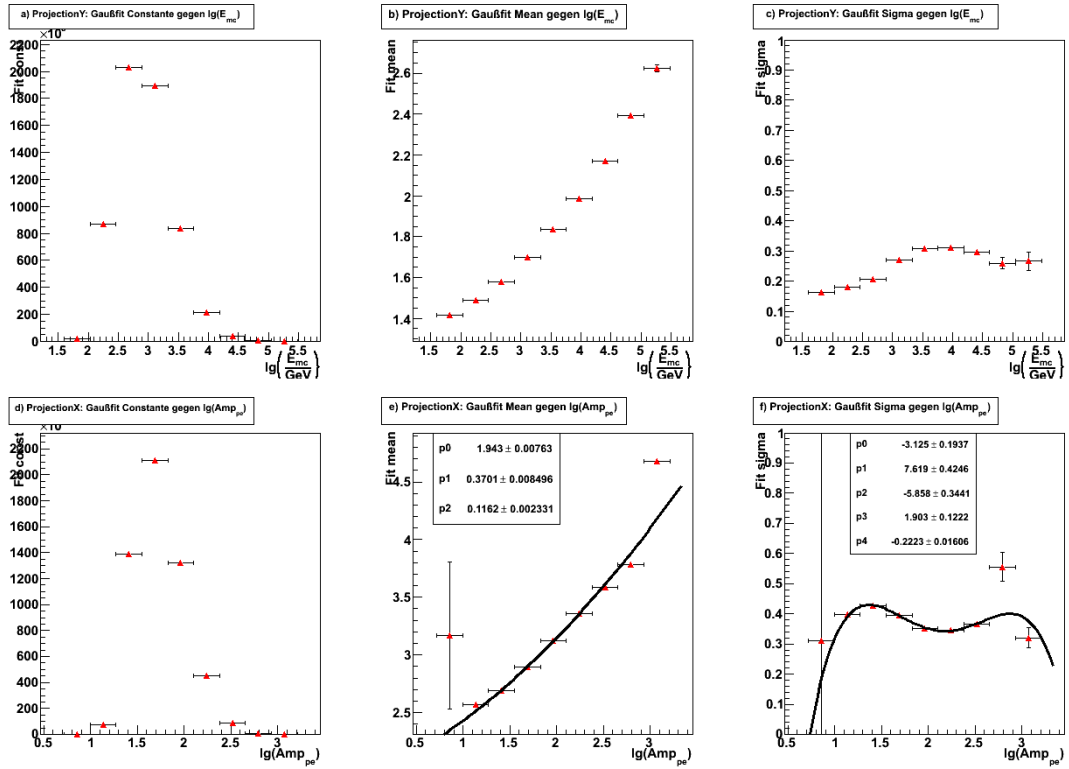


Abbildung 3.12: Parameter der Gaußfits aus den Projektionen der Simulation Primär Myon

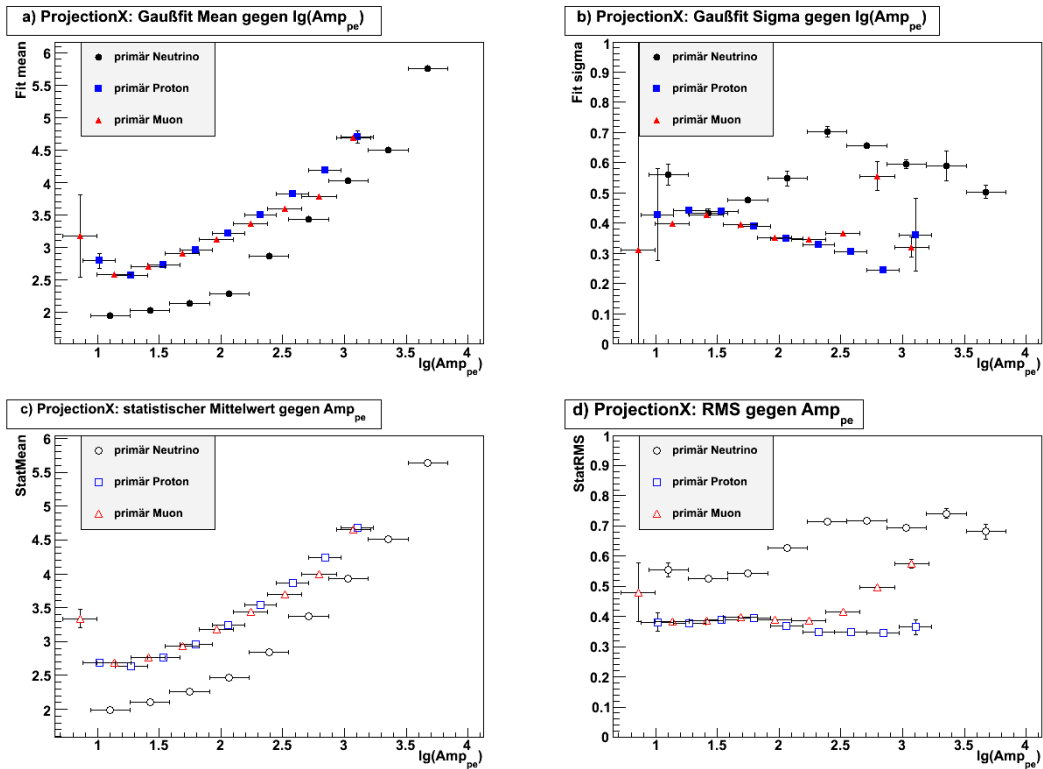


Abbildung 3.13:

Vergleich der Parameter der Gaußfits mit den Statistischen Werten aus den Projektionen

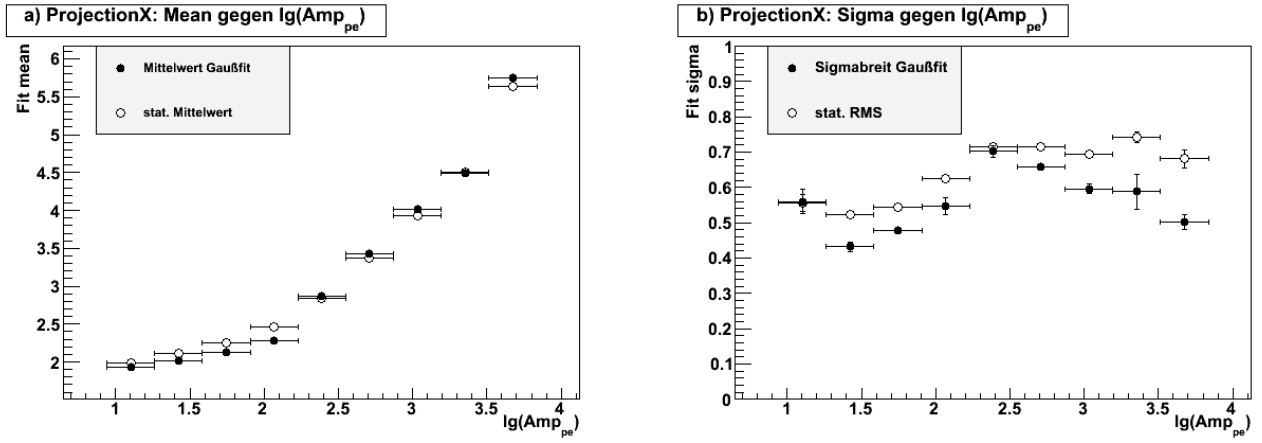


Abbildung 3.14:

Vergleich der Parameter der Gaußfits mit den Statistischen Werten aus Primär Neutrino

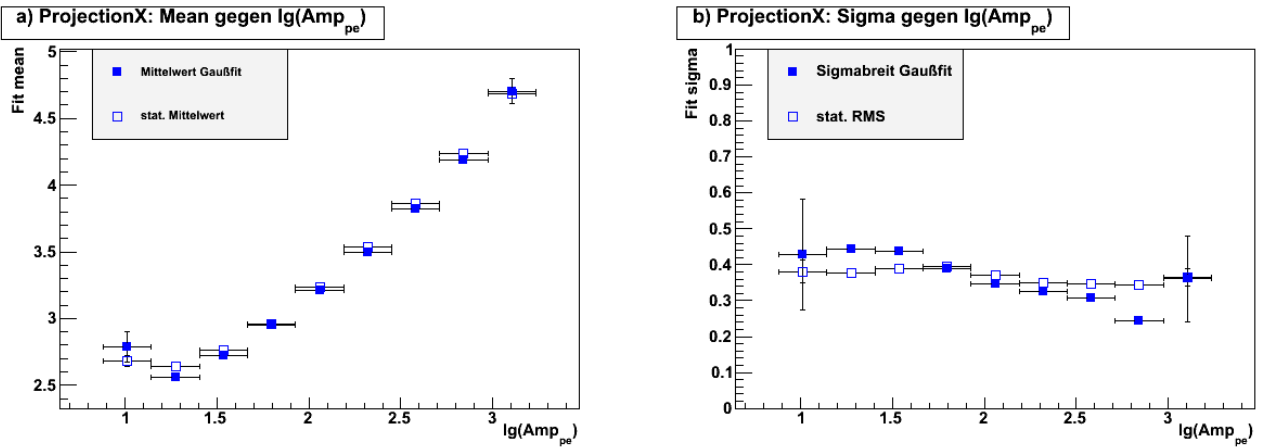


Abbildung 3.15:

Vergleich der Parameter der Gaußfits mit den Statistischen Werten aus Primär Proton

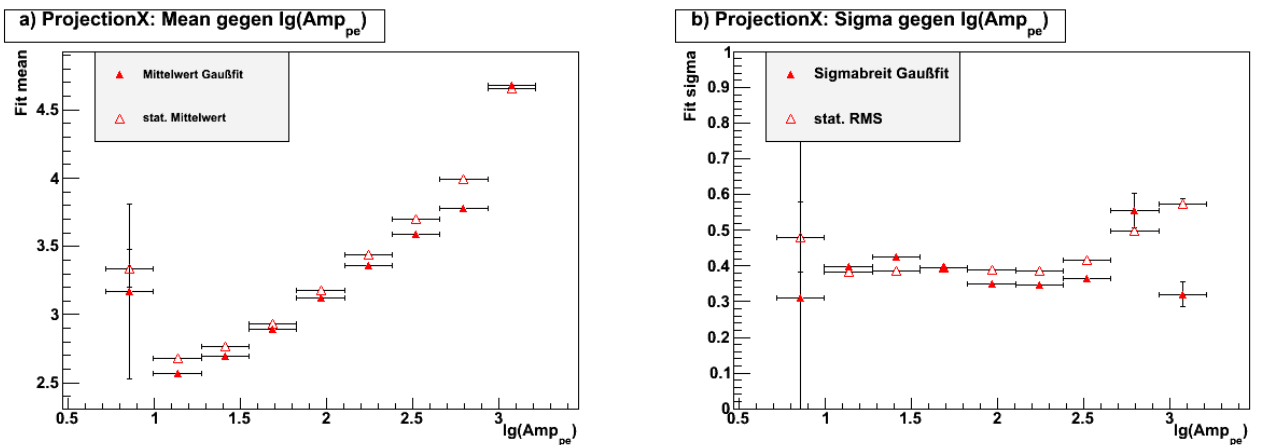


Abbildung 3.16:

Vergleich der Parameter der Gaußfits mit den Statistischen Werten aus Primär Myon

In folgendem Abschnitt soll nun die Energieauflösung näher untersucht werden. Diese soll mit Hilfe der Sigtabreiten der Gaußfits charakterisiert werden.

Dabei werden folgende Vereinbarungen getroffen:

1. Der Logarithmus der Energie eines Teilchens ist gegeben durch:

$$\log_{10}(\text{Energie}) := f_{\mu}(\log_{10}(\text{Amplitude})) \quad (\text{vgl. Gleichung 3.4})$$

2. Die Energieauflösung ist gegeben durch:

$$\Delta(\log_{10}(\text{Energie})) := f_{\sigma}(\log_{10}(\text{Amplitude})) \quad (\text{vgl. Gleichung 3.5})$$

3. Die Parameter der Funktionen f_{μ} , f_{σ} sind durch die Fits bestimmt

Hierbei ist noch zu erwähnen, dass der statistische Fehler komplett ignoriert wird. Das bedeutet konkret, dass die Fehler auf die Parameter der Fitfunktionen ignoriert werden. Somit ist es nun möglich, jeder Amplitude eine Energie mit Unsicherheit zuzuordnen:

$$\log_{10}(\text{Amplitude}) \rightarrow \log_{10}(\text{Energie}) \pm \Delta(\log_{10}(\text{Energie})) \quad (3.6)$$

Im Gegensatz zur Energierekonstruktion Primär Neutrino (siehe Abb. 3.17a) werden die Auflösung der Energierekonstruktionen der Simulationen Primär Proton (siehe Abb. 3.17b) und Primär Myon (siehe Abb. 3.17c) ab einer gewissen Amplitude extrem klein und gehen praktisch auf Null. Der Grund dafür ist, dass der Gültigkeitsbereich der Auflösung kleiner ist als der, der Energierekonstruktion. Deswegen macht eine Analyse bei der Simulation Primär Proton nur Sinn, wenn die Amplitude zwischen 10 und 1300 Photoelektronen liegt. Bei der Simulation Primär Myon macht eine Analyse nur Sinn, wenn die Amplitude zwischen 10 und 2200 Photoelektronen liegt.

Im Folgenden soll nun mehr auf die Bedeutung der Energieauflösung eingegangen und versucht werden, diese anschaulich darzustellen.

Die Annahme war, dass bei einer festen Amplitude A , die Verteilung N der Energie E der Teilchen gaußförmig war (vgl. Abb. 3.7 bis 3.9). Diese Verteilung N der Energie kann man allgemein für einen Mittelwert μ und einer Standardabweichung σ beschreiben durch:

$$N(E) \propto \exp\left(-\frac{(\log_{10}(E) - \mu)^2}{2 \cdot \sigma^2}\right) \quad (3.7)$$

Da aber μ und σ durch die Fitfunktionen f_{μ} , f_{σ} bestimmt wurden, lässt sich die Verteilung N auch schreiben als:

$$N(E, A) = C \cdot \exp\left(-\frac{(\log_{10}(E) - f_{\mu}(\log_{10}(A)))^2}{2 \cdot (f_{\sigma}(\log_{10}(A)))^2}\right) \quad (3.8)$$

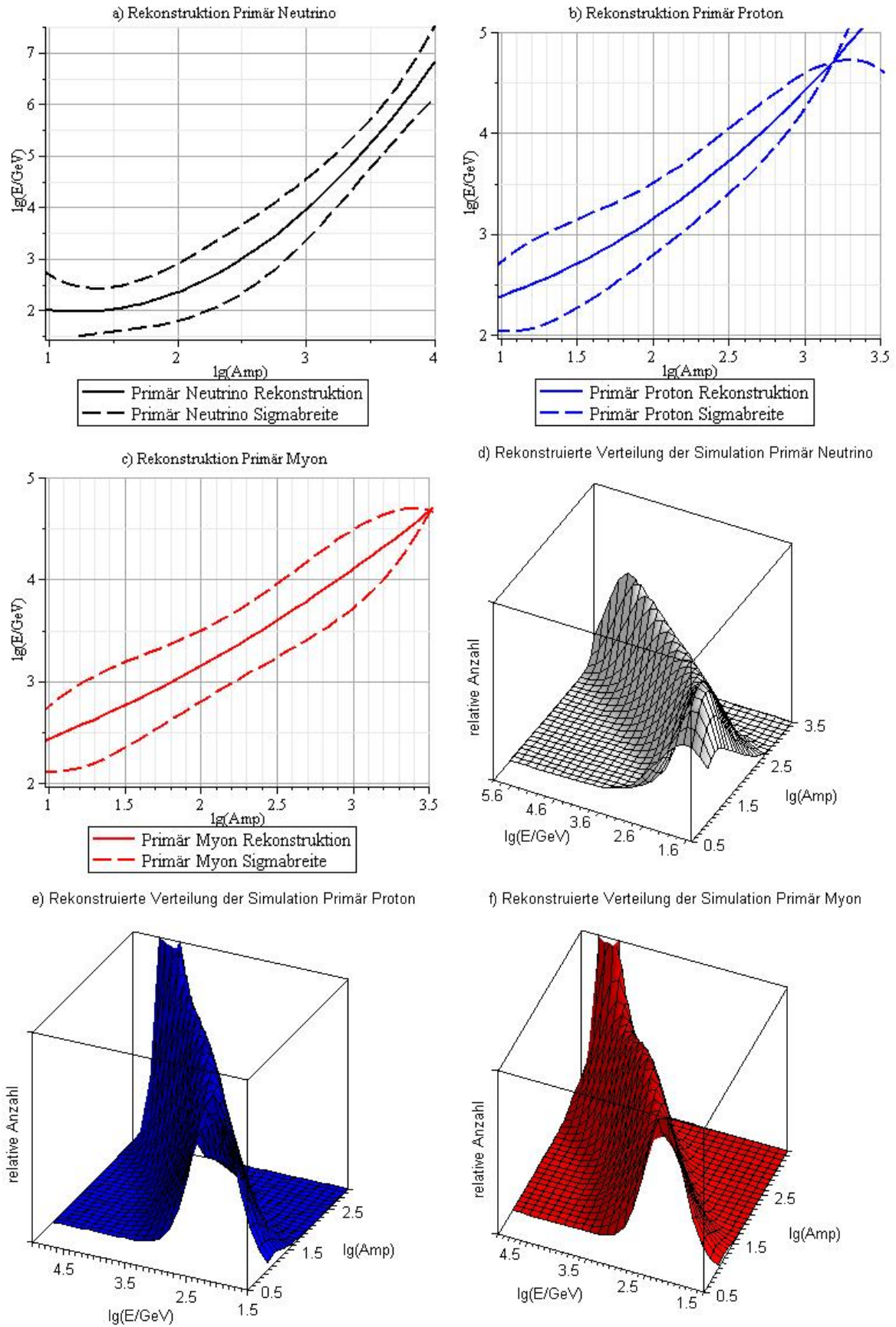
$$N(E, A) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot f_{\sigma}(\log_{10}(A))} \cdot \exp\left(-\frac{(\log_{10}(E) - f_{\mu}(\log_{10}(A)))^2}{2 \cdot (f_{\sigma}(\log_{10}(A)))^2}\right) \quad (3.9)$$

Dabei wurde die Proportionalitätskonstante C der Gleichung 3.9 so gewählt, dass das Integral über $\log_{10}(E)$ auf 1 normiert ist. Gleichung 3.9 ist für die jeweiligen Simulationen in den Abb. 3.17d,e,f zu sehen.

Die Gleichung 3.9 sagt somit aus, dass ein Teilchen, das eine Amplitude A hat, mit der Wahrscheinlichkeit P in dem Energieintervall $[E_1, E_2]$ liegt. Dabei ist P gegeben durch:

$$P(E, A) := \int_{\log_{10}(E_1)}^{\log_{10}(E_2)} N(E, A) d(\log_{10}(E)) \quad (3.10)$$

Es ist somit nicht möglich, die Energie anhand der Amplitude direkt zu bestimmen, aber es ist möglich für eine gegebene Amplitude eine Wahrscheinlichkeit für ein bestimmtes Energieintervall anzugeben.

**Abbildung 3.17:**

a)-c) Darstellung der Fitfunktionen mit 1σ Fehlerband

d)-f) Darstellung der relativen Verteilung der Rekonstruktionen für eine konstante Amplitudenverteilung

Kapitel 4

Anwendung der Energierekonstruktion auf experimentelle Daten

In diesem Kapitel soll das Verhalten der Energierekonstruktion auf experimentell gemessene Daten näher untersucht und mit den Simulationen verglichen werden. Weil aber die Information für eine absolute Normierung der Verteilung nicht zur Verfügung stand, geht man deswegen über zu den relativen Verteilungen, das bedeutet, dass die Fläche unter der Verteilung auf 1 normiert ist. Somit lässt sich der qualitative Verlauf der Verteilungen miteinander vergleichen. Da in der Simulation Primär Neutrino nur Teilchen generiert wurden, die von unten kommen, werden für den Vergleich zwischen experimentellen und simulierten Daten auch nur Teilchen verwendet, die von unten kommen. Da die Spur der Teilchen nicht exakt rekonstruierbar ist, werden Teilchen, die nahezu horizontal in den Detektor fliegen, ebenfalls ignoriert. Dies bedeutet konkret, dass nur Teilchen mit $\theta_{REC} < 81.3^\circ$ verwendet werden. Für die Simulationen Primär Proton bzw. Primär Myon gilt dies analog. Hier wurden nur Teilchen von oben generiert, deswegen wird für den Vergleich mit diesen Simulationen nur Teilchen mit $\theta_{REC} > 98.6^\circ$ verwendet.

Als erstes soll die Amplitudenverteilung zwischen den simulierten und den experimentellen Daten genauer untersucht werden. In der Abb. 4.1a werden die experimentellen mit den Daten aus der Simulation Primär Neutrino verglichen. Es scheint zwar eine Tendenz dazu zu geben, dass die beiden Verteilungen qualitativ gleich sind, aber es ist nicht möglich, eine genaue Aussage zu treffen, da die Statistik der Verteilung der experimentellen Daten zu gering ist. Im Wesentlichen stimmt die experimentelle Verteilung mit der aus der Simulation Primär Proton (siehe Abb. 4.1b) überein. Jedoch bei genauerer Betrachtung fällt auf, dass die Verteilung der Simulation zu den Rändern stärker abfällt als die experimentelle Verteilung. In der Spitze stimmen beide recht gut überein. Bei der Simulation Primär Myon, wie in Abb. 4.1c zu sehen, sind die Verteilungen nicht ganz übereinstimmend. Es ist zu sehen, dass die Verteilung der Simulation etwas zu den höheren Amplituden verschoben ist. Vergleicht man die Maxima der beiden Verteilungen, so fällt auf, dass das Maximum der Simulation etwas niedriger ist als das der experimentellen Verteilung.

Als nächstes soll nun die rekonstruierte Energieverteilungen mit der tatsächlichen Energieverteilung aus der Simulation verglichen werden. Dabei wird für das erste der Einfluss der Energieauflösung ignoriert. Wie in Abb. 4.1d zu erkennen, ist es aufgrund der zu geringen Statistik nicht möglich, etwas über die Rekonstruktion der experimentellen Daten auszusagen. Desweiteren fällt auf, dass auch die Rekonstruktion aus der Amplitudenverteilung der Simulation um mehrere Größenordnungen falsch ist. Ebenso sind die Rekonstruktionen aus den anderen beiden Simulationen um mehrere Größenordnungen falsch (siehe Abb. 4.1e,f). Die Energien werden näher zum Mittelwert hin rekonstruiert, mit anderen Worten die Verteilung wird schmaler. Dies lässt sich erklären, dass die Energieauflösung nicht berücksichtigt wurde. Wie zu erwarten war,

bleiben jedoch die Unterschiede zwischen den Amplitudenverteilungen nach der Rekonstruktion erhalten.

Deswegen soll nun noch die Energieauflösung berücksichtigt werden. Dazu wird mit Hilfe von Gaußverteilten Zufallszahlen die Energierekonstruktion verschmiert. Dabei ist die Gaußverteilung - d.h. der Mittelwert und Sigmapbreite - der Zufallszahlen durch die Fitfunktionen f_μ und f_σ bestimmt. Das hat jedoch zur Folge, dass keine Aussage mehr über die Energie eines einzelnen Teilchens getroffen werden kann, sondern nur noch Aussagen über die statistische Verteilung. Das Ergebnis ist in den Abb. 4.1g,h,i zu sehen. Die rekonstruierte Verteilung stimmt nun wesentlich besser, wenn auch nicht identisch, mit der tatsächlichen Energie überein. Desweiteren fällt auf, dass die Unterschiede zwischen den Amplitudenverteilungen nicht mehr zu sehen sind. Die Rekonstruktion der experimentellen Daten und denen der Simulation sind nahezu identisch. Für die einfache Annahme, dass es einen funktionalen Zusammenhang zwischen Energie und Amplitude gibt, der gaußverschmiert ist, ist die Rekonstruktion eigentlich sehr gut. Man muss vor allem noch beachten, dass diese Verschmierung die nicht-Gauß Schwänze der Energieverteilungen (vgl. Abb. 3.7 bis 3.9) unberücksichtigt lässt. Auch wenn es nicht möglich war, die Energie eines einzelnen Teilchens zu rekonstruieren.

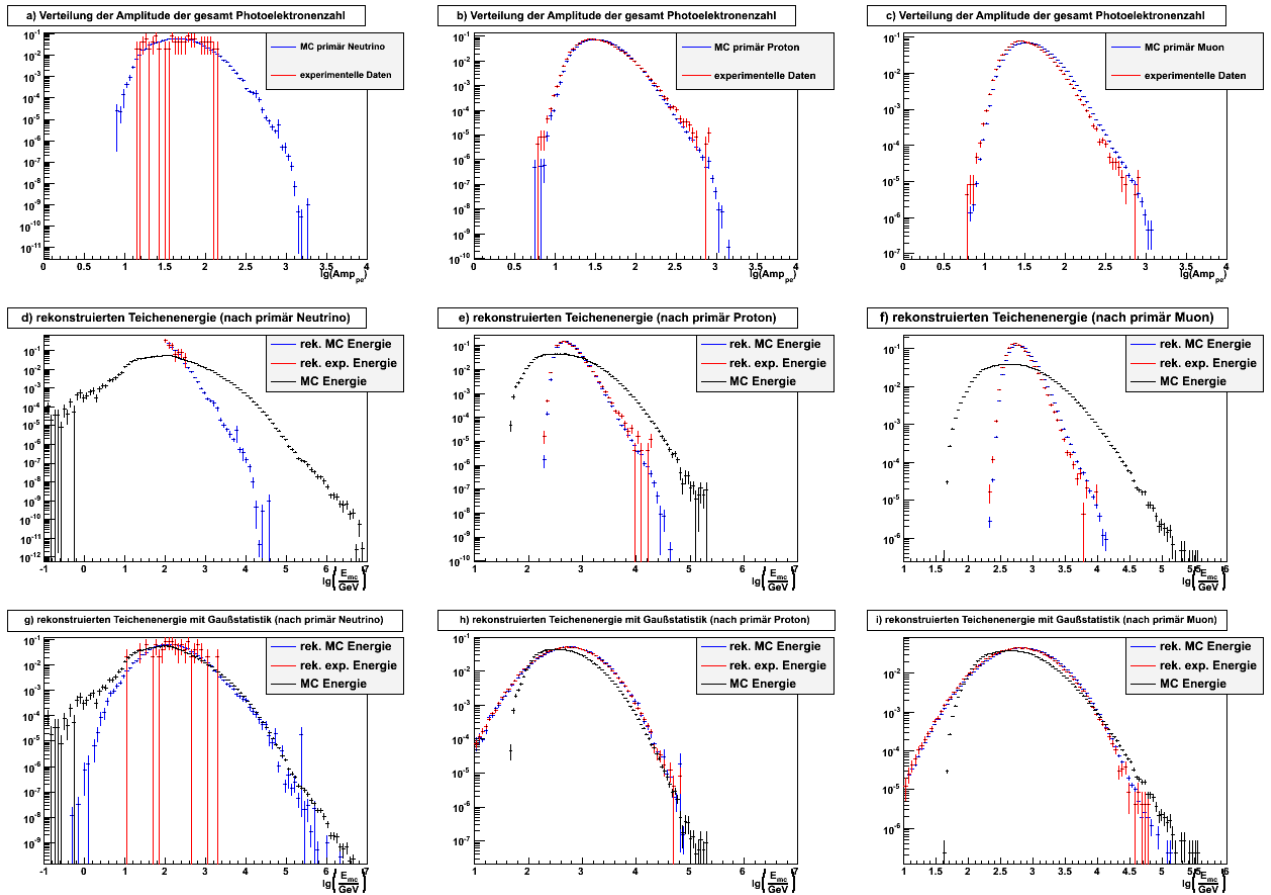


Abbildung 4.1:

a) bis c) Verteilung der Amplituden der Simulationen und experimenteller Daten

d) bis f) Verteilung der Energierekonstruktion mit der ursprünglichen Energie

g) bis i) Verteilung der gaußverteilten Energierekonstruktion mit der ursprünglichen Energie

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

In diesem Kapitel soll ein Resümee über diese Arbeit gegeben werden, in dem mögliche Verbesserungen, die in der gegebenen Zeit nicht mehr realisierbar waren, und weitere Ansätze, die Energie der Teilchen besser abzuschätzen, angesprochen werden.

In erster Linie ist es nicht gelungen die Energie eines Teilchens aus der Amplitude ausreichend genau zu rekonstruieren. Jedoch konnte mit Hilfe der einfachen Annahme, dass Energie und Amplitude einen funktionalen Zusammenhang haben, der in Richtung der Energie gaußverschmiert ist, die Verteilung der Energie recht gut rekonstruiert werden.

Ein weiterer Ansatzpunkt sind die Mess- und Simulationsdaten. Es ist zwar die Spur eines Teilchens bekannt, nicht aber die Spurlänge des Teilchens. Mit Hilfe der Spurlänge wäre es möglich eine weitere Abschätzung der Energie $\leq 500 \text{ GeV}$ zu geben, da es unter anderem möglich wäre, Teilchen, die im Detektor stehen bleiben, von denen, die durch ihn hindurchfliegen, zu unterscheiden.

Für eine Verbesserung der Energierekonstruktion muss man offensichtlich noch weitere Informationen hinzunehmen, z.B. wo die Spur durch den Detektor hindurchgegangen ist, aus welcher Richtung sie gekommen ist, wieviele Photonen man bei einer gegebenen Spur in einem bestimmten PMT bei einer bestimmten Energie erwarten würde etc.

Literaturverzeichnis

- [1] Quelle:
http://wwwa1.kph.uni-mainz.de/Vorlesungen/WS08/FP-Seminar/handouts/KP04_Endner.pdf
- [2] CORSIKA Homepage, March 2010, <http://www-ik.fzk.de/corsika/>
- [3] Atmospheric MUons from PArametric formulas: A Fast GEnerator for neutrino telescopes (MUPAGE).
G. Carminati, A. Margiotta, M. Spurio, Feb 2008. 20pp.
Published in Comput.Phys.Commun.179:915-923,2008.
- [4] ANTARES-SOFT-2009-012, Jürgen Brunner, The BBfit Reconstruction algorithm

Erklärung

Hiermit bestätige ich, dass ich diese Arbeit selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe.

Erlangen, den 19. Juli 2010

Robert Karl