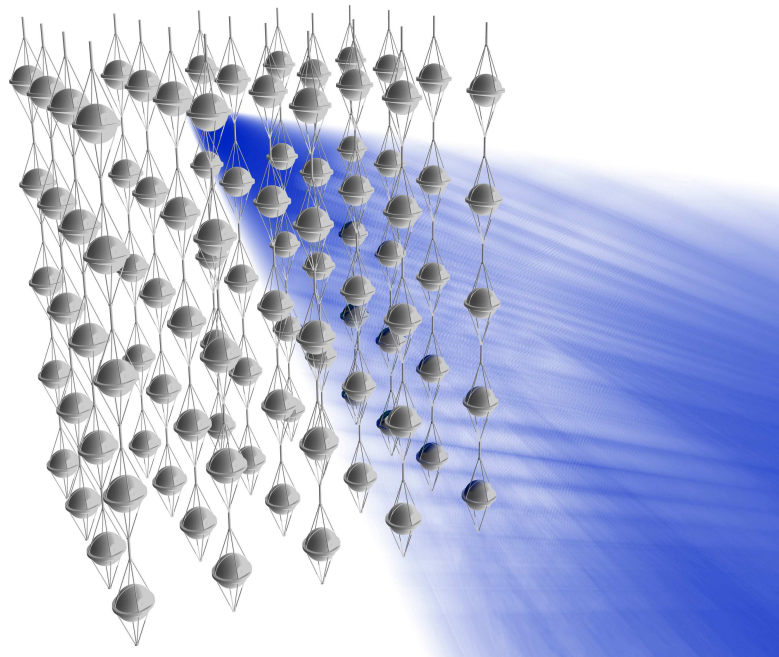


Diplomarbeit

Realisierung der IceCube MonteCarlo-Produktion im WLCG und Untersuchung von Auswirkungen meteorologischer Parameter auf die Erzeugung atmosphärischer Myonen



Klaus Wiebe
geboren am 01.07.1984 in Orenburg (Russland)



Institut für Physik
Johannes Gutenberg – Universität Mainz

31.08.2009

1. Gutachter: ****Aus datenschutzrechtlichen Gründen entfernt****
2. Gutachter: ****Aus datenschutzrechtlichen Gründen entfernt****

Klaus Wiebe
Institut für Physik
Johannes Gutenberg–Universität
D-55128 Mainz

klaus.wiebe@uni-mainz.de

Inhaltsverzeichnis

Übersicht	5
Einführung	7
1 Grundlagen zur kosmischen Strahlung	9
1.1 Primäre und sekundäre Strahlung	9
1.2 Einfluss der Atmosphäre	13
1.2.1 Aufbau der Erdatmosphäre	13
1.2.2 Die erste Wechselwirkung	14
1.2.3 Temperaturabhängige Variationen von Myonraten	18
1.2.4 Schwerewellen	21
2 Das IceCube-Experiment	23
2.1 Detektionsprinzip und Cherenkov-Effekt	25
2.2 Technische Realisierung	28
2.3 CORSIKA	30
3 Grid-Computing	33
3.1 Historische Entwicklung	33
3.2 Die Vision vom Grid	33
3.3 Das Worldwide LHC Computing Grid	35
3.4 Grid-Installationen in Mainz	39
4 MonteCarlo-Produktion für das IceCube-Experiment	41
4.1 Die IceProd-Umgebung	42
4.2 Einrichtung und Betrieb der MonteCarlo-Produktion	48
5 Einfluss meteorologischer Parameter auf Myonraten	51
5.1 Meteorologische Datensätze	51
5.1.1 Daten von Radiosonden	51
5.1.2 ECMWF-Atmosphärenmodellvorhersage	54
5.1.3 Vergleich	56
5.2 CORSIKA-Simulationen	58
5.2.1 Zenitabhängigkeit der Entstehungshöhen von Myonen	59
5.2.2 Energieabhängigkeit der Entstehungshöhen von Myonen	63
5.2.3 Jahreszeitliche Variationen	65
5.3 Die IceCube-DST-Daten	67
5.4 Vergleich effektiver Temperaturen mit Myonraten	70
5.5 Suche nach periodischen Effekten	71
Zusammenfassung und Ausblick	75

A Konfiguration und Ausgabeformat von CORSIKA	77
B Teilchenarten in CORSIKA	79
C Gebräuchliche Befehle der gLite-Middleware	81
D IceProd-Konfigurationsdatei	83
E DST-Daten: Organisation und Struktur	89
Abbildungsverzeichnis	93
Literaturverzeichnis	95
Danksagung	99
Selbstständigkeitserklärung	100

Übersicht

Die Arbeit gliedert sich in zwei Teile: zum einen erfolgt auf Basis der in Mainz vorhandenen Grid-Ressourcen eine Einbindung in die global koordinierte MonteCarlo-Produktion für das IceCube-Experiment. Andererseits werden mit Hilfe dieser Ressourcen eigene Simulationen und Analysen zu meteorologischen Auswirkungen auf die in der Atmosphäre erzeugten Myonen durchgeführt.

Grundlagen zur kosmischen Strahlung sowie die Vorstellung der relevanten atmosphärischen Einflüsse auf die Erzeugung von sekundärer Strahlung in der Atmosphäre finden sich in Kapitel 1. Die Beschreibung des IceCube-Experiments erfolgt in Kapitel 2.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit habe ich zunächst die WLCG¹-Rechencluster der Universität Mainz zur Unterstützung der global verteilten MonteCarlo-Produktion für das IceCube-Experiment eingerichtet. Die zentral versandten Simulationsaufträge werden vor Ort überwacht und regelmäßig anstehende Softwareaktualisierungen wurden durchgeführt. Damit die Simulationssoftware auf der Architektur des WLCG lauffähig ist, wurde diese im Rahmen eines Forschungsaufenthalts an der University of Wisconsin (Madison) um die notwendige Funktionalität (Nutzung der gLite-Middleware zum automatischen Versenden von Rechenaufträgen) ergänzt. Die Grundlagen zum Grid-Computing und dessen prominentem Vertreter WLCG sowie der Aufbau am Standort Mainz sind in Kapitel 3 erläutert. In Kapitel 4 findet sich die Beschreibung der global koordinierten MonteCarlo-Produktion und der Einrichtung auf den vorhandenen Grid-Systemen.

Um mich genauer mit der Untergrundsimulation für das IceCube-Experiment zu beschäftigen, habe ich unter Ausnutzung der zur Verfügung stehenden Grid-Ressourcen eigene Durchläufe mit der Softwareumgebung CORSIKA² ausgeführt. Diese ermöglichten es die meteorologischen Auswirkungen bei der Entstehung atmosphärischer Sekundärstrahlung (wie z.B. die Abhängigkeit der Entstehungshöhe von Energie und Einfallswinkel der Primärstrahlung, jahreszeitliche Veränderungen, usw.) zu studieren (Abschnitt 5.2).

Selbst geringfügige meteorologische Änderungen in der Atmosphäre spiegeln sich in den Raten atmosphärischer Myonen wider, so konnte z.B. die Aufspaltung des Ozonlochs im September 2002 vom Vorgängerdetektor AMANDA beobachtet werden. Die hohe Statistik und feine Zeitauflösung (ca. 1000 erfasste Ereignisse pro Sekunde) von IceCube habe ich genutzt um mithilfe von DST-Daten (Abschnitt 5.3) Variationen zu studieren und mit Wetterdaten der Südpolatmosphäre zu vergleichen (Abschnitt 5.4). Die hierfür zur Verfügung stehenden meteorologischen Datensätze werden in Abschnitt 5.1 vorgestellt. Eine andere Art von atmosphärischen Veränderungen stellen kurzskalige periodische Effekte (z.B. Schwerewellen) dar. Mit einer Fourieranalyse wurden deshalb Schwankungen von Myonraten im Hinblick auf Frequenzen mit Periodendauern im Stunden- bis Tagesbereich untersucht (Abschnitt 5.5).

Die Arbeit endet mit einer Zusammenfassung, einem Ausblick und Anhängen mit technischen Details zur Nutzung der Softwaresysteme CORSIKA, gLite und IceProd sowie einer Erläuterung der Struktur von IceCube-DST-Daten.

¹Worldwide LHC Computing Grid, siehe Kapitel 3

²COsmic Ray SIMulations for KAscade, siehe Abschnitt 2.3.

*Die Sicht ist gut,
der Himmel klar.*

Einführung

Seit jeher übt der Anblick des nächtlichen Firmaments Faszination auf den Menschen aus. Die Beständigkeit der Sterne birgt Ruhe, das Unbekannte Neugierde. Tatsächlich können sich jedoch in den Weiten des Weltalls turbulente Vorgänge abspielen: In vielfältiger Art und Weise entstehen und sterben Sterne, Galaxien bilden sich, Materie wird durch das All geschleudert, von schwarzen Löchern vielleicht wieder geschluckt, selbst scheinbar unbeobachtbare dunkle Materie zieht Aufmerksamkeit auf sich. Der Mensch ist von diesem Treiben keineswegs abgeschnitten, sondern kann aus der Vielzahl ausgesandter Botenteilchen zahlreiche Rückschlüsse ziehen³. Hierbei ist sichtbares Licht nicht immer der zuverlässigste Informationsträger, wird es doch z.B. durch interstellare Staubwolken ganz einfach absorbiert. Leichte Kerne werden aufgrund ihrer Ladung von elektromagnetischen Feldern abgelenkt, verlieren ihre Richtungsinformation. Neutrinos hingegen, in großer Fülle vorhanden und unsensibel gegenüber interstellaren Störquellen, wechselwirken auch auf der Erde nur sporadisch – zur Detektion bedarf es also sehr großer Detektoren. Die Ausbreitungseigenschaften der unterschiedlichen Botenteilchen sind zum Vergleich in Abb. 0.1 dargestellt.

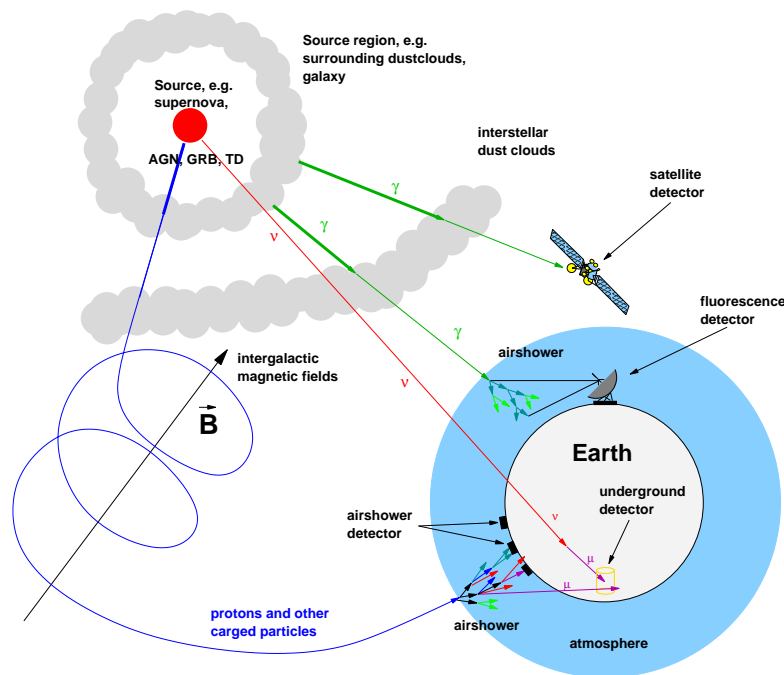


Abbildung 0.1: Astrophysikalische Botenteilchen (aus [1])

Das am Südpol gelegene Neutrinoobservatorium IceCube hilft bei der Erkundung des Universums durch Detektion extraterrestrischer Neutrinos und vermag auch Aussagen über die mit großer Statistik als Untergrund gemessene atmosphärische Sekundärstrahlung (in Form von Myonen) zu treffen – hier setzt die vorliegende Arbeit an.

Darüber hinaus finden sich zahlreiche andere Anwendungsgebiete, zu denen das IceCube-Experiment beiträgt. Tests von Theorien (z.B. Quantengravitation und -dekoherenz [2]), Suche nach exotischen Teilchen [3] und dunkler Materie [4] sind nur einige der Möglichkeiten.

³mit den Worten von Fjodor Dostojewski: „[...] denn alles ist wie ein Ozean, alles fließt und grenzt aneinander; rührst du an ein Ende der Welt, so zuckt es am anderen.“ (aus: *Die Brüder Karamasow*)

Kapitel 1

Grundlagen zur kosmischen Strahlung

1.1 Primäre und sekundäre Strahlung

Als kosmische Strahlung werden Teilchen bezeichnet, welche den Weltraum durchqueren und auch isotrop auf die Erde treffen. Herkunft und Beschleunigungsmechanismen sind bisher nicht vollständig geklärt, Supernovaexplosionen und ihre Überbleibsel (etwa Neutronensterne) oder kosmische Jets von schwarzen Löchern und Pulsaren werden als prominente Szenarien zur Entstehung und Beschleunigung gehandelt (vgl. [5], Kap. 11f). Zusammensetzung und Energiespektrum der kosmischen Strahlung, die 1912 durch Viktor Hess¹ entdeckt wurde, können auf der Erde untersucht werden und sind Gegenstand intensiver Forschung. Kosmische Strahlung besteht bei Energien von etwa 100 GeV vorwiegend aus Protonen (85%) und α -Teilchen (12%), Elektronen sind mit 2% vertreten und schwerere Kerne mit ca. 1%. Hochenergetische Photonen, Positronen und Antiprotonen sind mit unter 0,1% sehr viel seltener. Die Häufigkeitsverteilung verschiebt sich mit höheren Energien zugunsten der schwereren Kerne, da diese von gleichen Feldern auf größere Energien als leichtere Kerne beschleunigt werden können.

Das Energiespektrum aller Teilchen der kosmischen Strahlung ist in Abb. 1.1 dargestellt. Die Energie erstreckt sich über 12 Größenordnungen mit energieabhängiger Häufigkeitsverteilung, die mit $dN/dE \propto E^{-\gamma}$ stark abfällt. Der spektrale Index γ hat den Wert 2,7 (gestrichelte Linie in Abb. 1.1), lediglich zwischen 10^{15} (sogenanntes *Knie*) und 10^{18} eV (sogenannter *Knöchel*) gibt es ein stärkeres Gefälle mit $\gamma = 3,1$ [6]. Vermutet wird, dass der extragalaktische Ursprung der Strahlung oberhalb des Knies der Grund hierfür ist. Sichere Erkenntnisse zur Erklärung von Knie und Knöchel gibt es aber noch nicht. Oberhalb von $6 \cdot 10^{19}$ eV sollten aufgrund des GZK-Cutoffs² Protonen stark absorbiert werden.

Einen Anteil an hochenergetischer primärer Strahlung haben auch extraterrestrische Neutrinos. Ihr Großteil trifft zwar diffus auf die Erde, man erwartet aber einen erhöhten Fluss aus Richtung von Punktquellenkandidaten [12]. Ein signifikanter Nachweis blieb bislang jedoch aus.

Trifft ein Teilchen der kosmischen Strahlung (z.B. ein Proton) auf Luftmoleküle der Erdatmosphäre, so finden hadronische Wechselwirkungen statt. Alle infolge dieser Wechselwir-

¹Nobelpreis für Physik, 1936.

²Greisen, Zatsepin und Kusmin, „GZK“. Wegen möglichen inelastischen Wechselwirkungen mit den Photonen des Mikrowellenhintergrunds ($\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$) können Protonen mit Energien oberhalb von $6 \cdot 10^{19}$ keine größeren Entfernungen als ca. 50 Mpc zurücklegen. Derzeit sind innerhalb dieser Entfernung keine Quellen für solch hochenergetische Strahlung bekannt. Das *Fly's Eye*-Experiment detektierte in einem Zeitraum von 9 Jahren (1996-2006) 13 Ereignisse oberhalb der GZK-Schwelle [8], diese werden auf schwerere Kerne zurückgeführt (die GZK-Schwellenenergie wächst linear mit der Kernladungszahl). In diesem Energiebereich machen Protonen etwa 50% der kosmischen Strahlung aus.

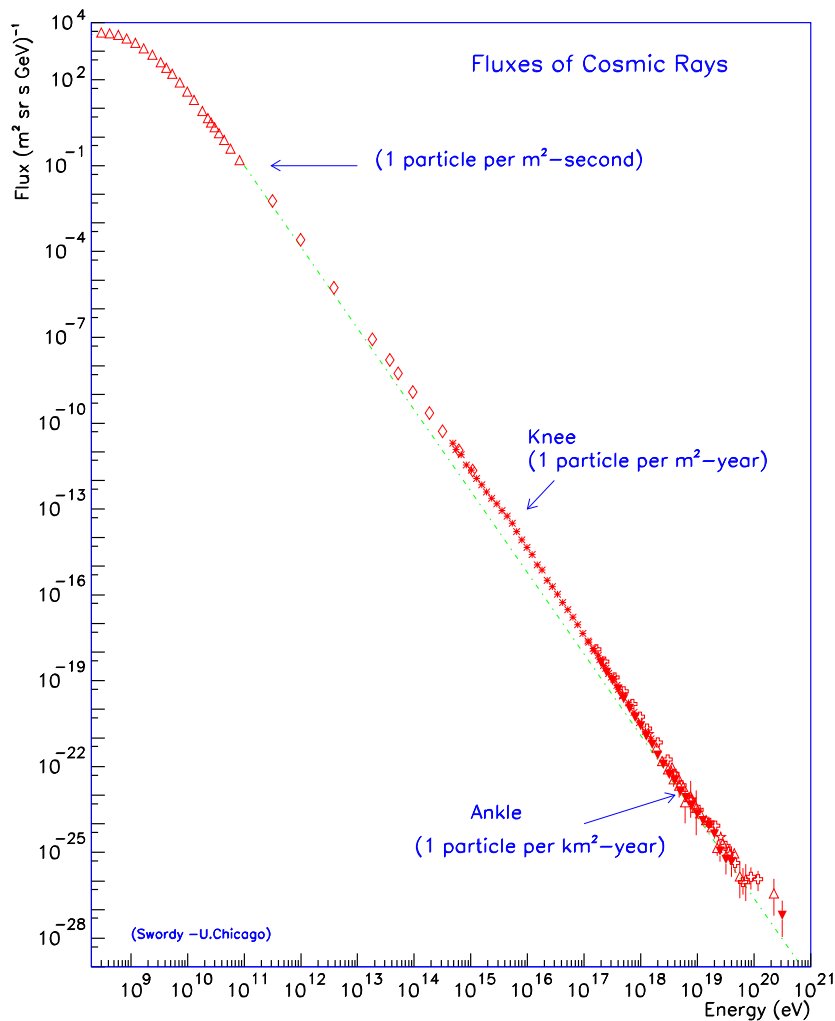


Abbildung 1.1: Energiespektrum der kosmischen Strahlung (aus [7])

kung erzeugten neuen Teilchen werden als *sekundäre kosmische Strahlung* bezeichnet. Es entstehen hauptsächlich Pionen (π -Mesonen), bei höheren Energien auch vermehrt Kaonen ([5] Kap. 4). So ist bei Primärenergien im TeV-Bereich die Entstehung von Kaonen bereits sehr deutlich (ca. 20%). Da Kaonen aber zu 95%³ in geladene Pionen oder Myonen zerfallen, sind die Endprodukte fast die gleichen wie beim Pionzerfall: $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ bzw. $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ ⁴ bei einer Lebenszeit von $\tau_{\pi^\pm} \approx 2,6 \cdot 10^{-8}$ s. Neutrale Pionen zerfallen zu 99% in zwei Photonen; diese bilden zusammen mit Elektronen und Positronen den Hauptbestandteil (98%) der Sekundärstrahlung. Da die Atmosphäre für diese elektromagnetische Komponente 27 Strahlungslängen tief ist [12], wird sie fast vollständig abgeschirmt. Bei jeder Wechselwirkung verliert das Primärteilchen ca. die Hälfte seiner Energie, mit jeder neuen Wechselwirkung entstehen lawinenartig neue hadronische und elektromagneti-

³ca. 5% machen die Zerfallskanäle $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$ bzw. $K^- \rightarrow \pi^0 e^- \bar{\nu}_e$ aus

⁴Der Zerfallskanal in die 2. Generation ist hier stark bevorzugt; $\pi^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$ (1. Generation) ist aufgrund der gegenüber Myonen geringeren Elektronenmasse helizitätsunterdrückt (vgl. [11], Abschnitt 10.7).

sche Sekundärteilchen. Die Gesamtheit aller von einem einzigen Primärteilchen erzeugten Produkte wird *atmosphärischer Luftschauer*⁵ genannt (illustriert in Abb. 2.10). Die Produktion bricht erst ab, wenn die sogenannte kritische Energie erreicht ist. Diese ist dadurch definiert, dass der Energieverlust durch Ionisation genauso wahrscheinlich wird wie der Energieverlust durch Bremsstrahlung. Die Atmosphäre hat eine Tiefe von 11 hadronischen Wechselwirkungslängen, d.h. nur in Schauern hochenergetischer Primärteilchen ($E_p \geq 1$ PeV) werden noch in Bodennähe neue Sekundärteilchen erzeugt.

Da die Umstände der Myonerzeugung in der Atmosphäre Gegenstand der vorliegenden Arbeit sind, soll auf sie an dieser Stelle näher eingegangen werden. Ähnlich wie sein kleiner Bruder, das Elektron, verliert auch das Myon durch Streuprozesse und Bremsstrahlung Energie, aufgrund seiner ca. 200-fach höheren Masse allerdings nicht so gravierend (die Bremsstrahlung nimmt mit $1/m^2$ ab). Ein größerer Energieverlust findet durch kontinuierliche Ionisation statt ($\frac{dE}{\rho dx} \approx 2 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$). Bei einer Atmosphärentiefe von ca. 1000 g/cm^2 würden in großen Höhen erzeugte Myonen also ca. 2 GeV an Energie verloren haben, falls sie den Erdboden erreichen. Dies ist nicht immer der Fall, da Myonen mit einer Lebensdauer von $\tau_\mu \approx 2,2 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ in Elektronen bzw. Positronen zerfallen ($\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$). Je mehr Energie das Myon besitzt, desto länger lebt es aufgrund der Zeitdilatation im Laborsystem. Myonen mit Energien über einigen GeV können deshalb die Erdoberfläche erreichen. Die mittlere Höhe der ersten Wechselwirkung und die Flugstrecke, nach welcher Pionen in Myonen zerfallen, werden in Abschnitt 1.2.2 berechnet.

Abb. 1.2 zeigt schematisch einige der möglichen Reaktionspfade von der ersten Wechselwirkung bis zur Ankunft an der Erdoberfläche.

⁵Dass die Gesamtheit der entstehenden Teilchen als *Schauer* bezeichnet wird, ist verständlich, denn sie sind äußerst zahlreich. So erzeugt ein Primärteilchen mit einer Energie von 10^{15} eV bereits 10^6 Sekundärteilchen.

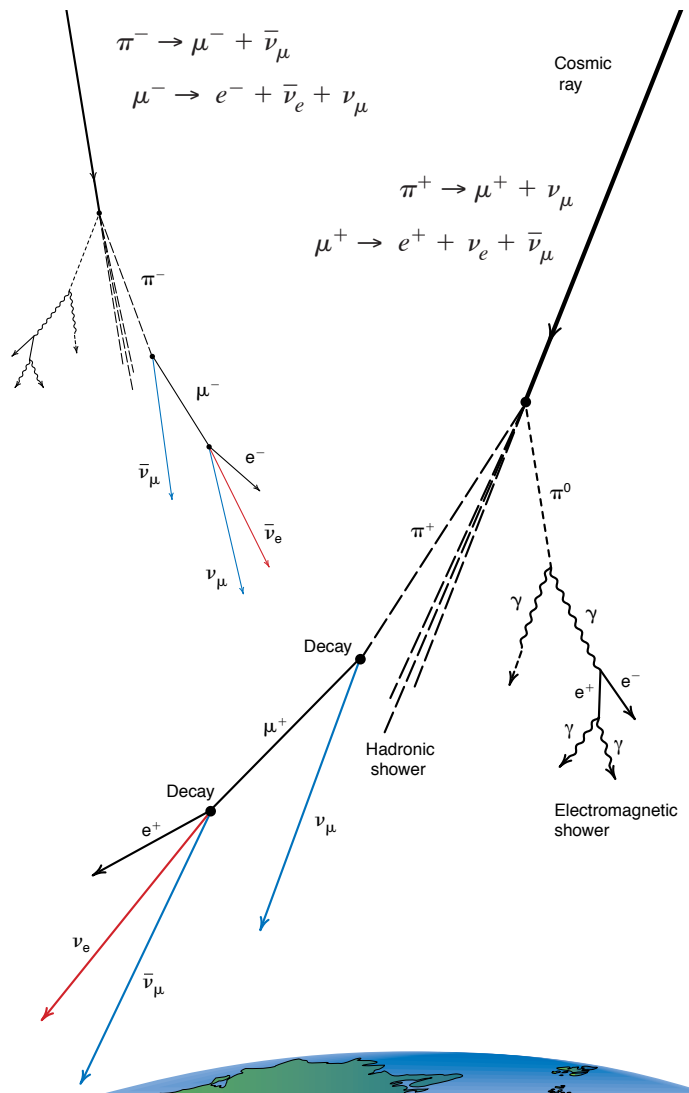


Abbildung 1.2: Entstehung von Sekundärstrahlung in der Atmosphäre. Als Beispiel ist die Erzeugung von Myonen aus Pionen gezeigt, welche je nach Energie in Elektronen zerfallen können, bevor sie den Erdboden erreichen. Oben links im Bild ist der Prozess mit den entsprechenden Antiteilchen dargestellt (aus [10]).

1.2 Einfluss der Atmosphäre

In diesem Abschnitt werden die Einflüsse meteorologischer Parameter (wie Temperatur und Druck) auf die Sekundärstrahlung erläutert. Hierzu wird zunächst die Erdatmosphäre kurz vorgestellt und in 1.2.3 wird ein Modell dargestellt, welches die Korrelation zwischen Temperatur und Myonraten beschreibt. Dafür ist allerdings wichtig, in welcher Höhe die erste Wechselwirkung stattfindet, diese wird in Abschnitt 1.2.2 berechnet.

1.2.1 Aufbau der Erdatmosphäre

Die gasförmige Hülle eines Himmelskörpers wird als Atmosphäre bezeichnet; diese ist im Falle der Erde eine freie Atmosphäre, da die Expansion infolge einer Temperaturerhöhung ohne Einschränkung möglich ist. Die Erdatmosphäre besteht hauptsächlich aus Stickstoff (78%), Sauerstoff (21%) und Argon (ca. 1%). Druck und Dichte nehmen nach außen hin zunächst ab, der Temperaturverlauf zeigt bei großen Höhen auffällige Charakteristika.

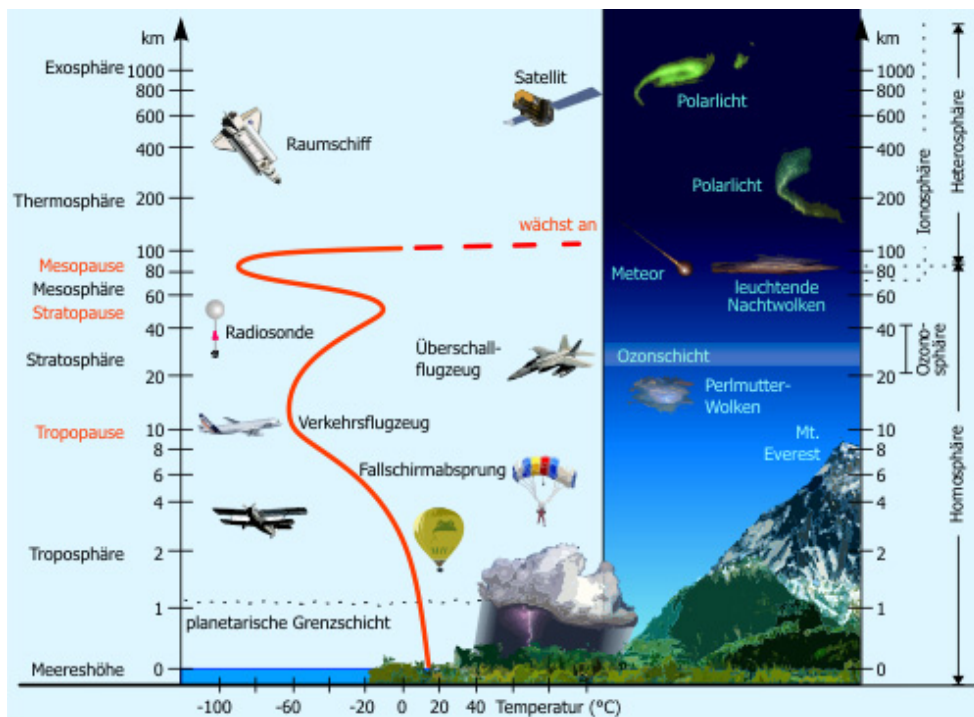


Abbildung 1.3: Temperaturorientierte Schichteinteilung der Erdatmosphäre (linke Achse) (aus [13]).

Die vertikale Temperaturverteilung ist in Abb. 1.3 illustriert, hier wird auch die am jeweiligen Temperaturverlauf orientierte Benennung unterschiedlicher Schichten deutlich. Der Temperaturverlauf in der Troposphäre (0–12 km) wird von der Erwärmung der Erdoberfläche beeinflusst und nimmt somit mit steigender Höhe zunächst ab. Wetterrelevante Phänomene (wie z.B. Wolkenbildung) spielen sich in dieser Zone ab, nach oben hin wird der Transport von Wasserdampf durch die deutlich niedrigeren Temperaturen der oberen Troposphäre verhindert. Als Tropopause wird der Wendepunkt des Temperaturverlaufs und Beginn der Stratosphäre bezeichnet, ihre Lage ist abhängig von geographischer Breite (18

km über den Tropen, 8 km an den Polen) und Jahreszeit.

Die oberhalb der Tropopause liegende Stratosphäre erstreckt sich bis zu einer Höhe von ca. 50 km. Hier findet begründet durch Absorption kurzwelliges Sonnenlicht und Erzeugung von Ozon ($3O_2 \rightarrow 2O_3$) eine deutliche Erwärmung statt. In der Mesosphäre wird durch die Bildung von Kohlenstoffdioxid Energie abgestrahlt, eine Abkühlung setzt ein.

Ab 80 km Höhe und mit Beginn der Thermosphäre steigt die Temperatur wiederum durch absorbiertes Sonnenlicht, dieses bewirkt Dissoziation und Ionisation der Luftmoleküle. Konventionelle Temperaturmessungen sind in diesen Höhen aufgrund der geringen Dichte nicht möglich; die hohe Temperatur lässt sich an den Teilchengeschwindigkeiten ($\frac{1}{2}mv^2 = \frac{3}{2}k_B T$) festmachen. Im Bereich der Exosphäre (über 500 km) geht die Atmosphäre unter ständiger Abnahme der Dichte in den luftleeren Raum über. In Höhen über 3000 km kreisen geostationäre Satelliten bereits ohne nennenswerte Reibungsverluste.

Die Gliederung der Atmosphäre kann außer nach Temperatur auch nach Luftzusammensetzung (Homosphäre/Heterosphäre) und Ionisierung (Neutrosphäre/Ionosphäre) erfolgen⁶. Da die Auswirkung auf durch kosmische Strahlung erzeugte atmosphärische Myonen stark mit der Temperatur korreliert ist (siehe 1.2.3), wird an dieser Stelle auf alternative Unterteilungen nicht näher eingegangen.

1.2.2 Die erste Wechselwirkung

In welcher Höhe die erste Wechselwirkung stattfindet, ist abhängig von Energie und Einfallswinkel des Primärteilchens und auch von der jahreszeitlichen Variation der Temperatur- und Dichteverteilung der Atmosphäre (die Verifikation mit CORSIKA ist in Abschnitt 5.2 dargelegt).

Die Massenverteilung in der Atmosphäre folgt in etwa der barometrischen Höhenformel

$$\rho(h) = \rho_0 \cdot e^{-h/H} \quad , \quad (1.1)$$

mit $H = 6,5$ km. Setzt man die gesamte atmosphärische Tiefe⁷ (engl. *depth* oder *thickness*) mit $X = 1030$ g/cm² an und integriert die Höhenformel von ∞ bis h , so erhält man die atmosphärische Tiefe in einer Höhe h :

$$x(h) = X \cdot e^{-h/H} \quad . \quad (1.2)$$

Wird für x die mittlere freie Weglänge für Protonen in Luft ($\lambda_I \approx 90$ g/cm² bei Energien um die TeV) eingesetzt, so ergibt sich die mittlere Höhe für die erste Wechselwirkung (vgl. [9]) zu

$$h = H \cdot \ln \frac{X}{\lambda_I} \approx 16 \text{ km} \quad . \quad (1.3)$$

Wie zuvor angemerkt ist die mittlere Höhe der ersten Wechselwirkung energieabhängig, denn der Wirkungsquerschnitt für Wechselwirkung zwischen Primärteilchen und Luftmolekülen wächst mit steigender Energie (Abb. 1.5). Der Zusammenhang zwischen freier Weglänge (in Metern) und Wirkungsquerschnitt ist folgender:

$$\lambda_I^{(m)} = \frac{1}{n \cdot \sigma} \quad \text{mit} \quad n = \frac{\rho \cdot N_A}{A} \quad . \quad (1.4)$$

⁶siehe z.B. [13] und rechte Skala in Abb. 1.3

⁷Diese ist ein Maß für die „Dicke“ der Atmosphäre ausgehend von ihrem Rand (der eigentlich im Unendlichen liegt). Als Einheit wird die Flächendichte (g/cm², im Englischen umgangssprachlich auch als *grammage* bezeichnet) gewählt. Dies bietet z.B. den Vorteil, dass Zerfalls- und Wechselwirkungslängen unabhängig von lokalem Druck und Expansion der Atmosphäre angegeben werden können. Der Zusammenhang zwischen atmosphärischer Tiefe und in km angegebener Höhe ist in Abb. 1.4 dargestellt.

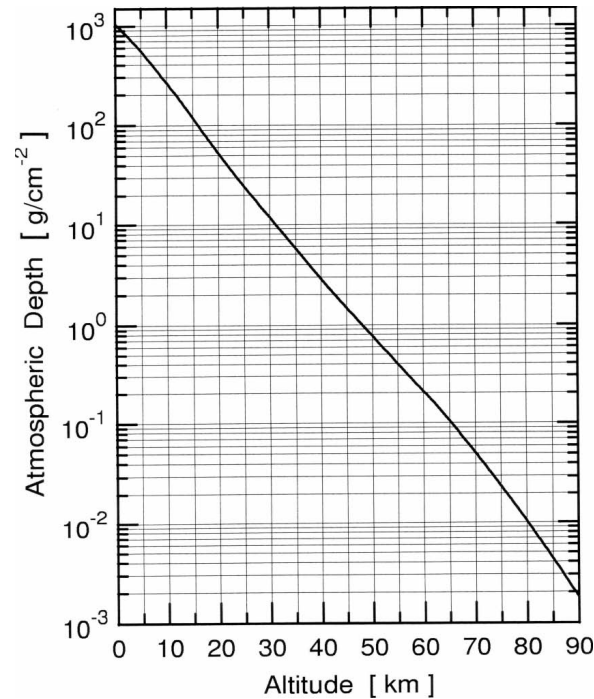


Abbildung 1.4: Atmosphärische Tiefe in Abhängigkeit der Höhe (aus [14]).

n ist hier die Teilchendichte, σ der Wirkungsquerschnitt pro Targetteilchen, N_A die Avogadrozahl und A das Atomgewicht. In Einheiten der Flächendichte wird die freie Weglänge dann zu

$$\lambda_I = \lambda_I^{(m)} \cdot \rho = \frac{A}{N_A \cdot \sigma} \quad (1.5)$$

Mit steigendem Wirkungsquerschnitt sinkt also die freie Weglänge, die erste mittlere Wechselwirkung höherenergetischer Protonen findet also in größeren Höhen statt. Mit den Wirkungsquerschnitten aus Abb. 1.5 lassen sich neue λ_I berechnen. Diese werden genutzt um mit Gleichung 1.3 die entsprechenden Höhen zu bestimmen ($A_{\text{Luft}} = 14,56$ g/mol). Abb.

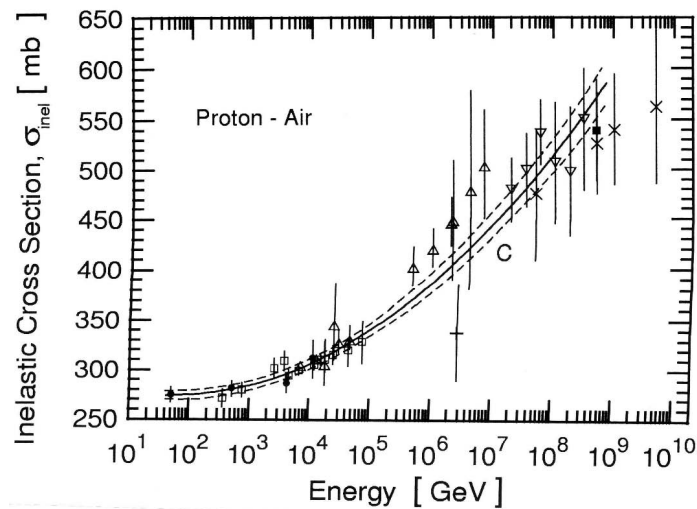


Abbildung 1.5: Inelastischer Wirkungsquerschnitt für Protonen mit Luft (aus [14]).

1.6 stellt die Energieabhängigkeit der mittleren Höhe der ersten Wechselwirkung dar.

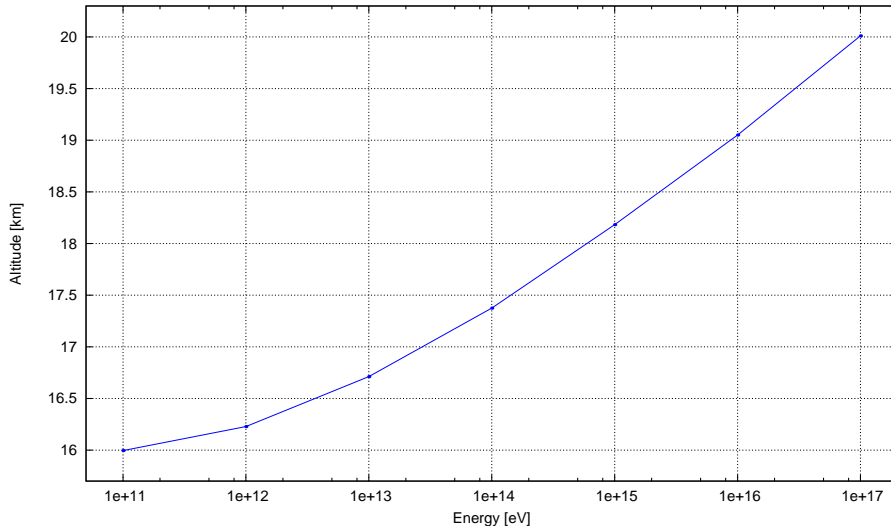


Abbildung 1.6: Energieabhängigkeit der mittlere Höhe der ersten Wechselwirkung für Protonen (berechnet mithilfe von Abb. 1.5)

Wie kann man nun aber von der Wechselwirkungshöhe des Primärteilchens auf die Entstehungshöhe der ersten – also höchstenergetischen – Myonen schließen? Zunächst werden geladene Pionen erzeugt, aus deren Zerfall dann atmosphärische Myonen entstehen. Die Zerfallslänge relativistischer Teilchen berechnet sich zu

$$\lambda_{\tau} = \gamma\beta c\tau \approx \gamma c\tau = \frac{E_{kin}}{m_0 c^2} c\tau = \frac{E_{kin} \cdot \tau}{m_0 c} \quad (1.6)$$

Mit $\tau_{\pi^{\pm}} \approx 2,6 \cdot 10^{-8} \text{ s}$, $E_{kin} = 1 \text{ TeV}$ und $m_{\pi} \approx 140 \text{ MeV}/c^2$ ergibt sich in etwa eine Zerfallslänge von 56 km. So gesehen könnten Pionen dieser Energie sogar den Erdboden erreichen, allerdings ist ihre Wechselwirkungslänge (bzw. mittlere freie Weglänge) hierfür zu gering. Bei Energien von etwa 100 GeV beträgt die Wechselwirkungslänge für Pionen in Luft 116 g/cm^2 ([5], Abschnitt 5.2), dies entspricht in der Höhe der ersten Wechselwirkung (16–20 km) etwa 5,5 km [12]. Da der Wirkungsquerschnitt der Pionen mit zunehmender Energie annähernd konstant bleibt (vgl. Abb. 1.8), ist diese Wechselwirkungslänge auch für höherenergetische Pionen zutreffend. Die Zerfallslänge wächst allerdings linear mit der kinetischen Energie (vgl. Gleichung 1.6), ein Zerfall wird entsprechend unwahrscheinlicher. So zerfallen bei Energien um die TeV etwa 10% der Pionen; bei 100 TeV sind es nur noch 1 Promille⁸ (siehe Abb. 1.7 links). Bei ca. 0,1 TeV sind Zerfalls- und Reaktionswahrscheinlichkeit in etwa gleich.

Je schräger ein Primärteilchen die Erdatmosphäre trifft, desto höher findet die erste Wechselwirkung statt. Dies liegt daran, dass die vom Teilchen gesehene atmosphärische Tiefe mit dem Einfallswinkel (Zenit) stark ansteigt (siehe Abb. 1.7, Mitte). Eine quantitative Aussage über die Zenitwinkelabhängigkeit der Höhenverteilung der ersten Wechselwirkung erfolgt in Abschnitt 5.2 mit Projektionsplots.

⁸für $\lambda_I \ll \lambda_{\tau}$ kann das Zerfallsgesetz durch Taylorentwicklung linear genähert werden ($N(t) = N_0 \exp(-t/\tau) \approx N_0 - N_0 t/\tau$) und das Verhältnis zerfallender zu wechselwirkender Pionen ergibt sich zu λ_I/λ_{τ} .

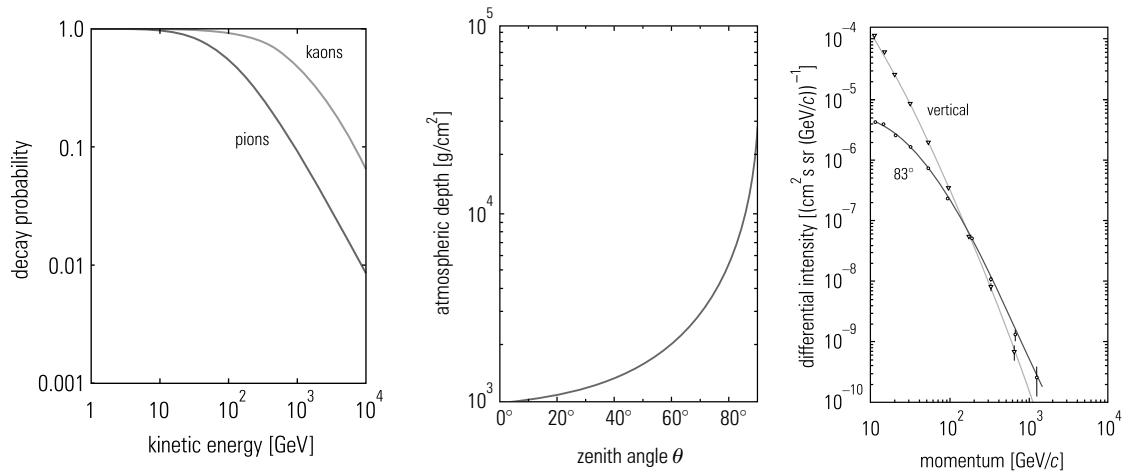


Abbildung 1.7: Links: Energieabhängige Zerfallswahrscheinlichkeit für geladene Pionen und Kaonen in der Atmosphäre. Mitte: Zenitwinkelabhängigkeit der atmosphärischen Tiefe. Rechts: Myonen-Impulsspektrum auf Meereshöhe bei vertikalem und (fast) horizontalem Einfall (aus [12], Kap. 7).

Ein interessanter Aspekt wird weiterhin deutlich, wenn man die Energieverteilung schräg (horizontal) einfallender Myonen mit der vertikal einfallender Myonen vergleicht. Da die unter großen Zenitwinkeln einfallenden Pionen lange Strecken in dünnen Atmosphärenschichten zurücklegen, erhöht sich die Zerfallswahrscheinlichkeit deutlich (die Wechselwirkungslänge fällt für geringere Dichten deutlich größer aus). Es werden also deutlich mehr hochenergetische Myonen erzeugt (Abb. 1.7 rechts), unter vertikalem Einfall entstehen dafür nach einer Kette vorausgegangener Wechselwirkungen mehr niederenergetische Myonen, da bei jeder Wechselwirkung natürlich Energie verloren geht.

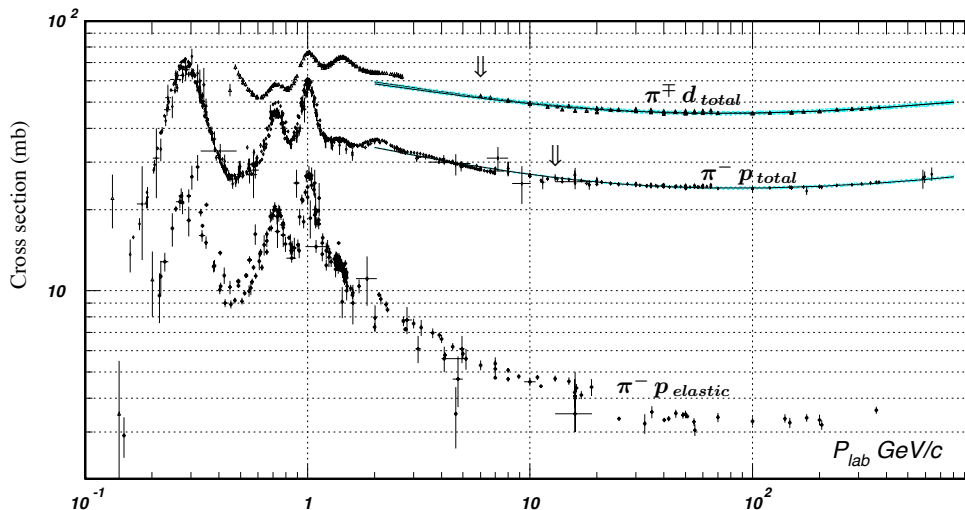


Abbildung 1.8: Totaler Wirkungsquerschnitt für $\pi^- p$ und $\pi^\pm d$ Kollisionen als Funktion des Impulses im Laborsystem (aus [15], Abschnitt 40).

1.2.3 Temperaturabhängige Variationen von Myonraten

Die Korrelation zwischen einer Änderung des Flusses atmosphärischer Myonen und Temperaturänderungen in der Atmosphäre wurde bereits 1952 beschrieben [16]. Erhöht sich die Temperatur in einer Schicht der Atmosphäre, so geht damit Expansion und eine Abnahme der Dichte einher:

$$\text{Allgemeine Gasgleichung: } pV = nRT \quad \Leftrightarrow \quad p \frac{m}{\rho} = nRT \quad \Rightarrow \quad T \propto 1/\rho . \quad (1.7)$$

Als Folge dessen vergrößert sich die Wechselwirkungslänge der Pionen/Kaonen (vgl. Gleichung 1.4) und ein Zerfall (in Myonen) wird wahrscheinlicher. Somit erhöht sich mit der Temperatur der Anteil zerfallender Mesonen und damit auch die Zahl entstehender Myonen. Tägliche Temperaturschwankungen (Tag/Nacht) wirken sich vorwiegend auf die Troposphäre aus und sind in Höhen des Pionzerfalls (untere Stratosphäre, vgl. Abschnitt 1.2.2) vernachlässigbar ($< 0,1\%$). Jahreszeitliche Veränderungen (Sommer/Winter) sind hingegen deutlich sichtbar und auch kurzfristige Temperaturschwankungen aufgrund meteorologischer Phänomene in der Atmosphäre lassen sich beobachten. Der Zusammenhang mit einer Änderung der Myonrate wurde von [16] wie folgt beschrieben:

$$\frac{\Delta I_\mu}{I_\mu^0} = \int_0^\infty dX \quad \alpha(X) \frac{\Delta T(X)}{T(X)} . \quad (1.8)$$

Hierbei ist I_μ^0 ein Referenzwert für die Myonintensität (oberhalb der Schwellenenergie des Detektors), ΔI_μ die Fluktuation um diesen Referenzwert. $\alpha(X)$ ist der *Temperaturkoeffizient*, der die Änderung der Intensität mit der Temperaturänderung in einer Tiefe X verknüpft und $\frac{\Delta T(X)}{T(X)}$ ist die relative Temperaturänderung in einer Tiefe X .

Zur Vereinfachung dieses Zusammenhangs lässt sich die *effektive Temperatur* einführen. Diese entspräche der Temperatur einer isothermen Atmosphäre, die zur selben Myonproduktion führen würde wie das tatsächliche Temperaturprofil. Deswegen werden die atmosphärischen Schichten, in denen Pionen vorkommen, stärker gewichtet. Für die vereinfachende Annahme, dass Myonen ausschließlich durch Pionzerfall entstehen, berechnet sich die Effektivtemperatur zu

$$T_{eff} = \frac{\int dX \quad T(X)/X \quad (e^{-X/\Lambda_\pi} - e^{-X/\Lambda_N})}{\int dX \quad (1/X) \quad (e^{-X/\Lambda_\pi} - e^{-X/\Lambda_N})} , \quad (1.9)$$

wobei $\Lambda_\pi \approx 160 \text{ g/cm}^2$ die Abschwächungslänge für Pionen und $\Lambda_N \approx 120 \text{ g/cm}^2$ die Abschwächungslänge für Nukleonen ist. Die Wichtung der beitragenden Temperaturen (Differenz der Exponentialfunktionen $e^{-X/\Lambda_\pi} - e^{-X/\Lambda_N}$) ist in Abb. 1.9 gezeigt.

Die zur Berechnung der effektiven Temperatur zur Verfügung stehenden Daten sind meist diskreter Natur, d.h. es liegen in äquidistanten Höhenabständen Temperaturwerte vor und es sind keine analytischen Funktionen $T(X)$ oder $T(h)$ bekannt. Für diesen Fall kann T_{eff} mit diskreten Datenpaaren X_i und $T(X_i)$ über Summen berechnet werden:

$$T_{eff} \approx \frac{\sum_i T(X_i) \Delta X_i / X_i \quad (e^{-X_i/\Lambda_\pi} - e^{-X_i/\Lambda_N})}{\sum_i \Delta X_i / X_i \quad (e^{-X_i/\Lambda_\pi} - e^{-X_i/\Lambda_N})} . \quad (1.10)$$

Mithilfe von T_{eff} vereinfacht sich Gl. 1.8 nun zu

$$\frac{\Delta I_\mu}{I_\mu^0} = \alpha_T \frac{\Delta T_{eff}}{T_{eff}} . \quad (1.11)$$

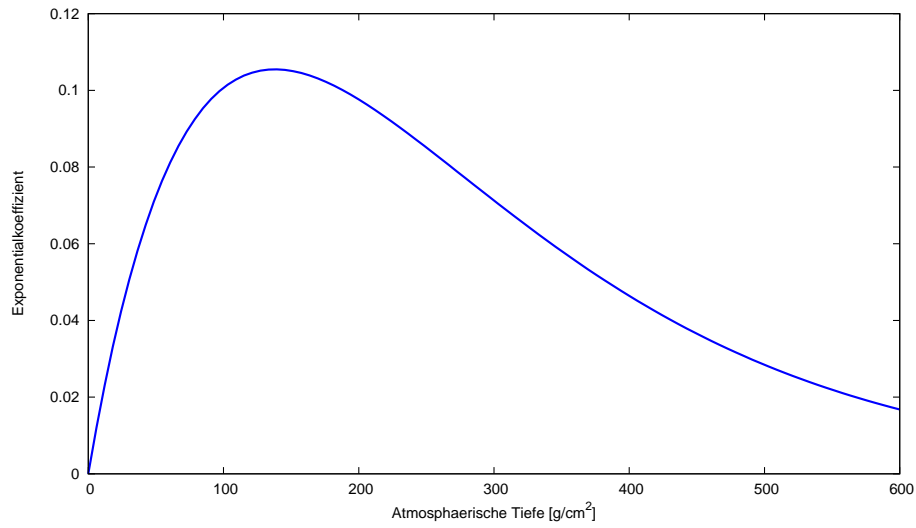


Abbildung 1.9: Tiefenabhängige Wichtung der zur Effektivtemperatur beitragenden Temperaturen $T(X)$.

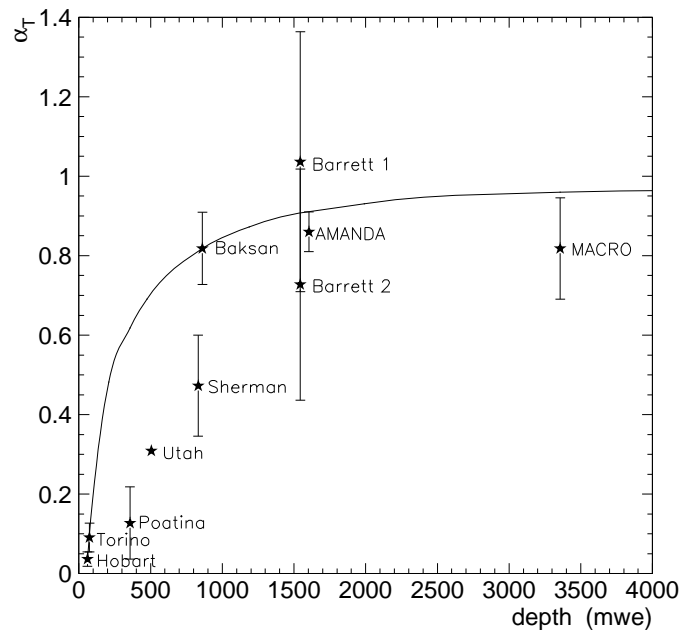


Abbildung 1.10: Messungen von α_T mit Untergrunddetektoren in verschiedenen Tiefen. Die durchgezogene Linie zeigt den erwarteten Verlauf (aus [19]).

Die Größe α_T wird *effektiver Temperaturkoeffizient* genannt und ist unabhängig von X , variiert jedoch mit dem Energiebereich der gemessenen Myonen (vgl. Abb. 1.10). Werte um die 0,8 sind für hochenergetische Myonen typisch.

Eine analoge Formulierung ist mit Myonzählraten möglich:

$$\frac{\Delta R_\mu}{\langle R_\mu \rangle} = \alpha_T \frac{\Delta T_{eff}}{\langle T_{eff} \rangle} \quad , \quad (1.12)$$

wobei R_μ die Zählrate ist und die Mittelwerte $\langle R_\mu \rangle$ und $\langle T_{eff} \rangle$ über die gesamte Beobachtungsdauer genommen werden.

Gleichung 1.11 kann auch in der anderen Richtung genutzt werden: Ist α_T erst einmal berechnet, kann von Änderungen der Myonintensität in feiner Zeitauflösung quantitativ auf Temperaturänderungen geschlossen werden. Die atmosphärische Schicht, auf die diese Aussage zutrifft, ist mit 10–20 km Höhe allerdings sehr begrenzt. Hier kann nun ausgenutzt werden, dass schräg einfallende Pionen in höheren Atmosphärenschichten zerfallen (vgl. Abschnitt 1.2.2), sodass die unter größeren Zenitwinkeln gemessenen Myonintensitäten Temperaturen größerer Höhe widerspiegeln⁹. Zu diesem Zwecke kann Gl. 1.11 wie folgt erweitert werden:

$$\frac{\Delta I_\mu(\theta)}{I_\mu^0(\theta)} = \alpha(\theta, h) \frac{\Delta T(h)}{T(h)} \quad . \quad (1.13)$$

Für diskrete Berechnungen ist $\alpha(\theta, h)$ eine $(N_h \times N_\theta)$ -Matrix, wobei N_h die Zahl der genutzten Höhenbins und N_θ die Zahl der Zenitwinkelbins ist. Die relativen Intensitätsänderungen ließen sich dann als N_θ -komponentiger Vektor darstellen, der Vektor der Temperaturänderungen hätte N_h Elemente.

Mit Oberflächendetektoren konnten Korrelationen bereits gemessen und genau berechnet werden [17]. Untersuchungen mit unterirdischen Detektoren (MACRO [18], AMANDA [19]) sind aufgrund der Abschirmung niederenergetischer Myonen noch interessanter, da sich bei höheren Energien eine Temperaturänderung stärker auf die Änderung der Myonrate auswirkt (siehe Abb. 1.10). Dies ist bedingt dadurch, dass bei Energien über 1 TeV die Wahrscheinlichkeit wechselzuwirken deutlich größer ist als die Wahrscheinlichkeit für einen Zerfall und die Wechselwirkungslänge eine Temperatur- und Druckabhängigkeit aufweist. Pionen kleinerer Energien (z.B. 1 GeV) hingegen zerfallen zu 99%; eine Änderung der Temperatur (bzw. Dichte) verändert den Anteil der zerfallenden Pionen nur marginal. Ein weiterer Vorteil hochenergetischer Myonen ist die größere Zerfallslänge, die dafür sorgt, dass diese nicht vorzeitig in Elektronen zerfallen.

Mit Daten des IceCube-Detektors können derartige Untersuchungen mit hoher zeitlicher Auflösung (ca. 1000 Myonereignisse pro Sekunde) und für unterschiedliche Winkelbereiche durchgeführt werden (Abschnitt 5.4). Die Schwellenenergie von IceCube zur Detektion von Myonen liegt für senkrechten Einfall bei 1 TeV.

⁹Dies setzt voraus, dass das erzeugte Myon die Flugrichtung des Pions beibehält. Für große Energien ist das der Fall (siehe auch Abschnitt 5.2).

1.2.4 Schwerewellen

Schwerewellen sind periodische Schwankungen von Temperatur, Druck und Dichte, die in Troposphäre und Stratosphäre auftreten. Als *interne Schwerewellen* werden Wellen bezeichnet, die aufgrund von Diskontinuitätsflächen unterschiedlicher Dichte im gleichen Medium (etwa Luft) entstehen und z.B. durch tropische Konvektion oder vertikale Windscherung verursacht werden können. Ein weiteres Beispiel für interne Schwerewellen sind *Leewellen*. Diese entstehen an orographischen Hindernissen wie Gebirgszügen oder einzelnen Bergen. Weiterhin kennt man Oberflächen-Gravitationswellen (*externe Schwerewellen*), die sich entlang einer Grenzfläche zweier unterschiedlicher Medien ausbreiten und z.B. durch Wind auf Wasseroberflächen erzeugt werden.

Der Entstehung liegt immer dasselbe Prinzip zugrunde: Wird beim Überströmen eines Hindernisses ein imaginäres Paket aus Luftteilchen in eine Region größerer oder kleinerer Dichte bewegt, so erfolgt als Reaktion eine von der Gravitation (bzw. vom Auftrieb) verursachte Ausgleichsbewegung um das Gleichgewicht dieses Pakets wiederherzustellen. Wegen seiner Trägheit bewegt es sich allerdings ein wenig über den Gleichgewichtspunkt hinaus und es entsteht eine Oszillation um den Gleichgewichtszustand senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Strömung. Eine Schwerewelle ist somit eine Transversalwelle mit Gravitation bzw. Auftrieb als rücktreibende Kraft. Ihre Periodendauern liegen zwischen einigen Minuten und mehreren Stunden, die horizontalen Wellenlängen erstrecken sich von 10 bis zu einigen tausend Kilometern [20]. In Abb. 1.11 sind von der Île Amsterdam verursachte Gravitationswellen zu sehen, welche sich in einer Änderung der Wolkenformation bemerkbar machen.

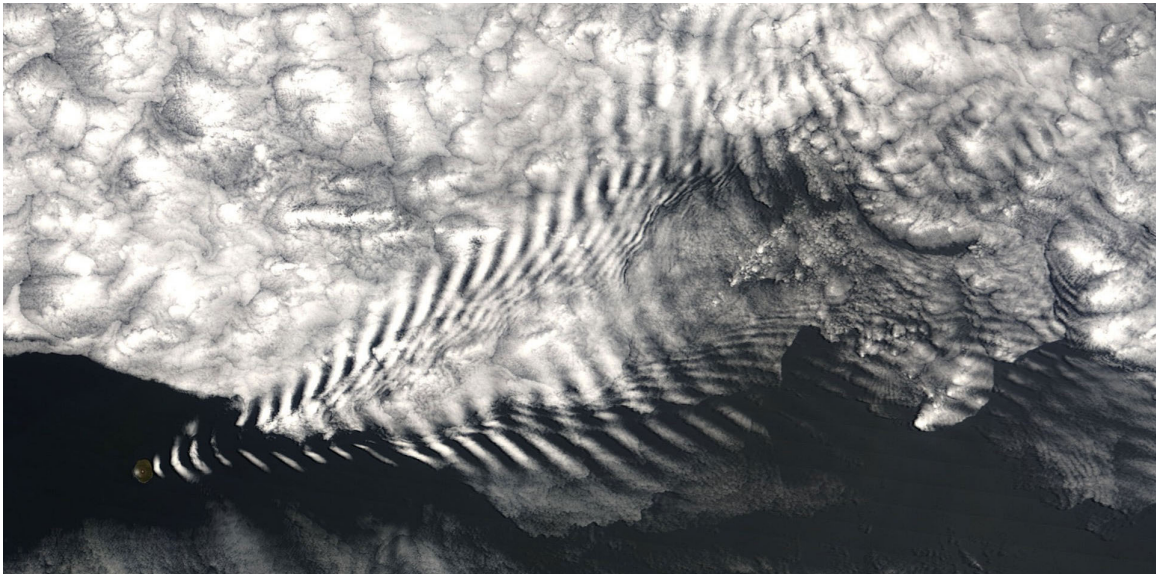


Abbildung 1.11: NASA Satellitenaufnahme eines von Gravitationswellen verursachten Wolkenmusters bei der Insel *Île Amsterdam* im südlichen Indischen Ozean (aus [21]).

Falls Schwerewellen in atmosphärischen Schichten auftreten, in denen Pionen entstehen und zerfallen, so sollte sich die periodische Druckänderung auch auf die Myonerzeugung auswirken. Dieser Sachverhalt wird für die südpolare Atmosphäre in Abschnitt 5.5 untersucht.

Kapitel 2

Das IceCube-Experiment

Wie auch andere Neutrinodetektoren (Baikal, Antares, KM3NeT [22]), die den Cherenkoeffekt zur Detektion ausnutzen, bedient sich IceCube [23] eines in der Natur bereits gegebenen Mediums: dem 3 km tiefen, klaren Südpoleis. Anfang 2011 soll der Ausbau fertiggestellt werden, dann wird der Detektor etwa einen Kubikkilometer Detektionsvolumen nutzen. Bereits jetzt ist es das weitaus größte Neutrinoteleskop der Welt. Daten liefert der Detektor schon seit 2006, der bisher installierte Teil funktioniert zuverlässig. Detektiert wird das von geladenen Leptonen ausgesandte Cherenkovlicht (siehe Abschnitt 2.1). Zu diesem Zweck kommen Photovervielfacher zum Einsatz, die in an Trossen (engl.: *strings*) hängenden basketballgroßen optischen Modulen installiert sind (siehe Abschnitt 2.2).

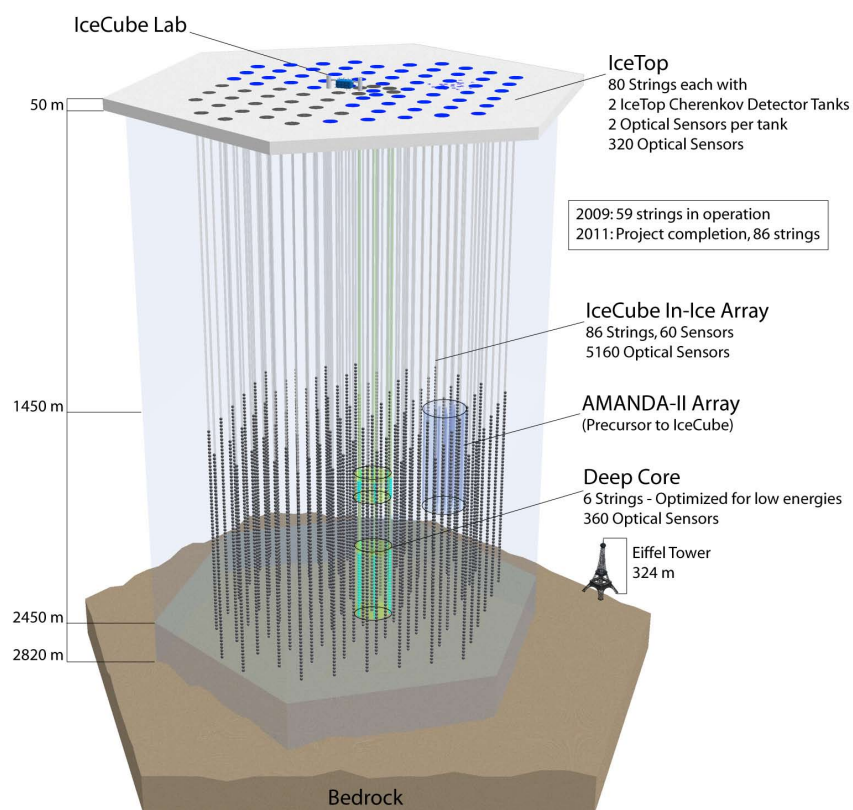


Abbildung 2.1: Schematische Illustration des IceCube-Detektors und seiner Lage im Südpoleis. Dargestellt sind auch der Vorgängerdetektor AMANDA, die Erweiterung DeepCore sowie der Oberflächenverbund IceTop. Zur Veranschaulichung der Größenordnung ist maßstabsgetreu der Eiffelturm eingefügt (aus [24]).

Die großzügige Dimensionierung ist notwendig um Neutrinos zu detektieren. Diese sind zwar zahlreich¹, wechselwirken allerdings ausschließlich schwach, was ihren Wirkungsquerschnitt mit Nukleonen ungemein klein macht. So durchquert ein TeV-Neutrino im Mittel 2,5 Mio. km Wasser bevor es wechselwirkt [25] und ist damit ein hervorragender kosmischer Informationsträger, da weder magnetische Felder noch interstellare Materie seine Ausbreitung im All beeinflussen. Zudem ermöglichen größere Ausmaße auch einen größeren Teil der Spur zu sehen, die nach Wechselwirkung eines Neutrinos im Eis entsteht. So ist eine genauere Richtungsbestimmung möglich. Zur Abschirmung niederenergetischer Sekundärstrahlung befindet sich oberhalb des Detektors noch ca. 1,5 km Eis, in dessen stark streuendem Medium keine optischen Module angebracht sind (Abb. 2.1).

Der seit April 2009 abgeschaltete Vorgängerdetektor von IceCube, AMANDA, ist das erste Neutrino-Teleskop, welches Eis als Detektormedium nutzte. Seine optischen Module instrumentieren einen länglichen Zylinder von 600 m Höhe und 200 m Durchmesser. Durch die Form ist eine Vorzugsrichtung festgelegt. IceCube dagegen hat in allen drei Dimensionen ähnliche Ausmaße und bietet somit in alle Richtungen ähnliche Auflösung.

Der Primärzweck des Detektors besteht darin, mithilfe des Informationsträgers Neutrino astrophysikalische Ereignisse, wie etwa Supernovaexplosionen und Gammastrahlenausbrüche, zu beobachten. Allerdings sind gerade hochenergetische Neutrinos auch für andere Untersuchungen interessant. So können sie z.B. benutzt werden um nach dunkler Materie und exotischen Teilchen zu suchen oder um das Standardmodell erweiternde Theorien (Quantengravitation, Lorentz-Invarianz, usw.) zu testen. Durch die mit hoher Rate detektierten atmosphärischen Myonen – bei der Detektion von Neutrinos stellen sie eigentlich den störenden Untergrund dar – können, wie bereits erwähnt, auch Eigenschaften hochenergetischer Sekundärstrahlung studiert werden.

Zurzeit beteiligen sich weltweit ca. 250 Wissenschaftler und Wissenschaftlerinnen aus 33 Arbeitsgruppen am IceCube-Experiment (siehe Abb. 2.2). Die für den Aufbau benötigten Gelder (\$ 270 Mio.) stammen zum größten Teil von der US-amerikanischen National Science Foundation (NSF), die europäischen Partner tragen mit \$ 30 Mio. ca. 10% der Kosten.



Abbildung 2.2: An IceCube beteiligte Institute (aus [24]).

¹Ein Mensch wird pro Sekunde von Billionen Neutrinos durchströmt, statistisch gesehen bleibt während des gesamten Lebens aber nur ein Neutrino im menschlichen Körper stecken.

2.1 Detektionsprinzip und Cherenkov-Effekt

Bewegt sich ein Myon (oder allgemein ein geladenes Lepton) in einem nichtleitenden Medium schneller als das Licht², so emittiert es Strahlung, die nach ihrem Entdecker *Cherenkov-Strahlung* genannt wird.

Beim Durchgang durch ein dielektrisches Medium werden kurzzeitig die Atome entlang der Bahn polarisiert. Diese emittieren bei Rückkehr in den Gleichgewichtszustand aufgrund der Ladungsverschiebung elektromagnetische Wellen, welche bei $v < c_n$ allerdings destruktiv interferieren. Überschreitet die Teilchengeschwindigkeit jedoch c_n , bilden die emittierten Wellen eine gemeinsame Wellenfront, analog zum Überschallknall bei Schallwellen (Mach-Kegel).

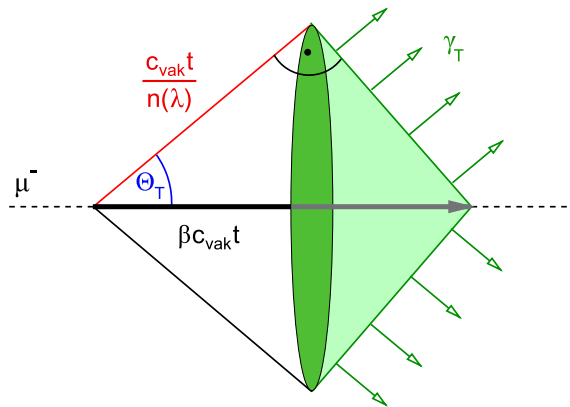


Abbildung 2.3: Entstehung von Cherenkov-Strahlung entlang einer kegelförmigen Front (aus [26]).

Die Aussendung von Cherenkov-Licht erfolgt also kegelförmig in einem Winkel θ_{ch} zur Flugbahn des Teilchens (wie in Abb. 2.3 verdeutlicht). Dieser Winkel berechnet sich geometrisch zu

$$\cos(\theta_{ch}) = \frac{c_{vak}t/n}{\beta c_{vak}t} = \frac{1}{\beta n} \approx \frac{1}{n} \quad . \quad (2.1)$$

Da mit IceCube hochrelativistische Teilchen detektiert werden, gilt $\beta \approx 1$. Mit einem Brechungsindex für Eis von $n = 1,31$ ergibt sich ein Winkel

$$\theta_{ch} = \arccos\left(\frac{1}{n}\right) \approx 40,2^\circ \quad . \quad (2.2)$$

Da die Intensität mit $1/\lambda^2$ abnimmt, erscheint Cherenkov-Licht bläulich. Deswegen werden Photovervielfacher eingesetzt, die im Bereich von 350–650 nm empfindlich sind (vgl. Abschnitt 2.2).

Prinzipiell können alle geladenen Leptonen (e^\pm, μ^\pm, τ^\pm) auf diese Weise detektiert werden, durch eine vorherige Wechselwirkung über den schwachen geladenen Strom (Beispiel in Abb. 2.4) ist auch eine indirekte Neutrino-Detektion möglich. Wird so beispielsweise in

²Dies ist möglich, da die Lichtgeschwindigkeit in einem Medium kleiner ist als die Vakuumlichtgeschwindigkeit: $v_\mu > c_n = \frac{c_{vak}}{n}$, $n > 1$ ist der Brechungsindex des Mediums, c_n die Phasengeschwindigkeit des Lichts im Medium mit Brechungsindex n .

einem Proton ein up- in ein down-Quark umgewandelt, kann das daraufhin entstehende Lepton über den Cherenkov-Effekt detektiert werden:

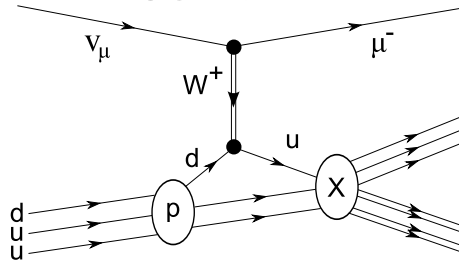


Abbildung 2.4: Neutrinoreaktion über geladenen schwachen Strom (W-Boson). Ein down- wird in ein up-Quark umgewandelt und weitere hadronische Folgeprodukte entstehen. Findet diese Reaktion im Detektor selbst statt, können auch die hadronischen Reaktionsprodukte detektiert werden (aus [26]).

Da e , μ und τ verschiedene Lichtsignaturen aufweisen, lassen sie sich anhand dieser unterscheiden. Elektronen verlieren wegen ihrer kleineren Masse deutlich mehr Energie durch Bremsstrahlung, die folgenden elektromagnetischen Kaskaden erzeugen eine nahezu kugelförmige Signatur (Abb. 2.5). Myonen verlieren ihre Energie langsamer und es entsteht dabei entlang ihrer Bahn eine spurartige Signatur aus Cherenkovlicht, die eine deutlich bessere Richtungsbestimmung ermöglicht. Tauonen haben eine sehr kurze Lebenszeit ($3 \cdot 10^{-13}$ s). Nach dem Zerfall bildet sich eine hadronische (oder elektromagnetische) Kaskade, welche ebenso wie Elektronen-Signaturen sphärische Form hat. Die Tauon-Signatur wird deshalb *double bang* genannt. Da durch die Abstände in einem double-bang-Ereignis direkt auf die Zerfallsdauer geschlossen werden kann, ist die Energiemessung bei einem Tauon am genauesten.

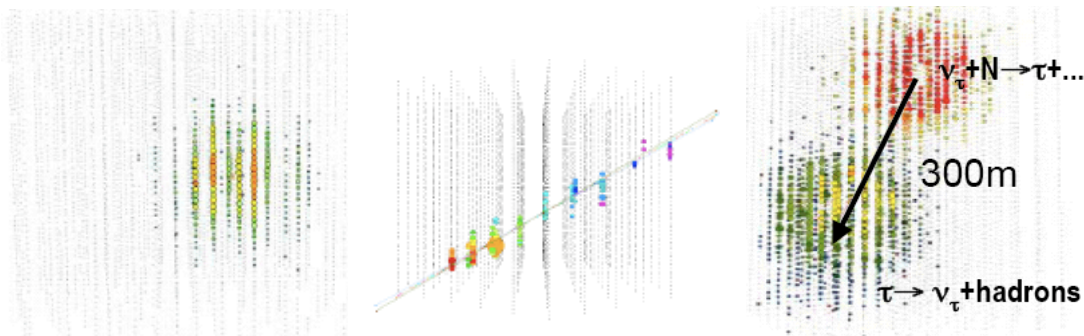


Abbildung 2.5: Cherenkov-Lichtsignaturen von Elektron (links), Myon (Mitte) und Tauon (rechts) (aus [27]).

Zwar können neutrinoinduzierte Ereignisse von echten Myonereignissen unter bestimmten Bedingungen unterschieden werden³, ungewiss bleibt aber ob ein detektiertes Neutrino extraterrestrischen Ursprungs ist oder erst bei der Erzeugung von Sekundärstrahlung in der

³Ereignisse, die große Teile der Erde durchqueren (von unten kommende Ereignisse, sogenannte *upgoing*

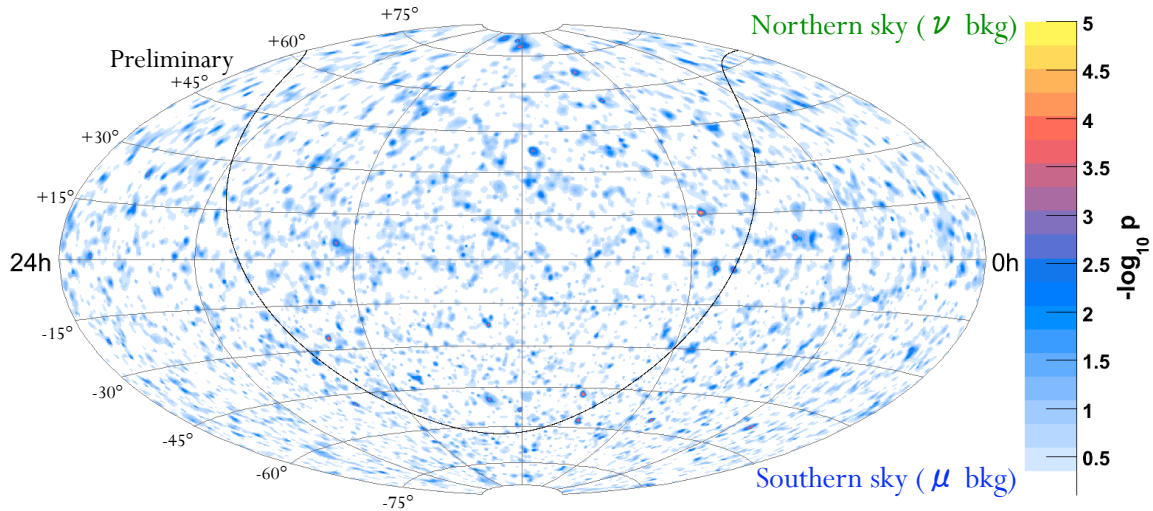


Abbildung 2.6: Mit IceCube-Daten erstellte Himmelskarte. Zugrunde liegen 180 Tage Messzeit im Ausbau mit 40 Strings. Es wurden 17777 Ereignisse berücksichtigt, davon 6796 aus der nördlichen Hemisphäre. Farbkodiert aufgetragen ist der negative dekadische Logarithmus des p-Wertes. Der p-Wert gibt die Wahrscheinlichkeit dafür an, dass der Messwert durch zufällige Fluktuation des Untergrunds zustande kam. Der intensivste Punkt in der vorliegenden Himmelskarte hat einen p-Wert von 0,000037. Mit einer Wahrscheinlichkeit von 61% findet man einen mindestens genauso hellen Punkt in zufällig gewürfelten Himmelskarten [29].

Atmosphäre entstanden ist (z.B. durch die Reaktion $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$). Extraterrestrische Quellen lassen sich allerdings identifizieren, wenn Daten über längere Zeiträume gesammelt werden und bestimmte Richtungen signifikante Häufigkeitszuwächse aufweisen. Eine so erstellte Himmelskarte ist in Abb. 2.6 gezeigt. Eine andere Möglichkeit besteht darin, nach einem Abflachen des Neutrino-Spektrums zu suchen, da das Energiespektrum atmosphärischer Neutrinos einen spektralen Index von 3,7 hat, während bei kosmischen Neutrinos ein Index von 2 erwartet wird [30]. Ein signifikanter Nachweis von extraterrestrischen Neutrino-Punktquellen konnte mit dem IceCube-Detektor bisher nicht erfolgen. Da es für die vorliegende Arbeit nicht näher relevant ist, sollen an dieser Stelle keine tieferen Ausführungen zur Detektion von Neutrinos erfolgen.

Die Energieschwelle von IceCube zur Detektion von Neutrinos und Myonen wird durch die Abstände der optischen Module bestimmt und beträgt ca. 1 TeV. Bei sehr hohem Fluss ist auch eine Detektion von niederenergetischen Neutrinos im MeV-Bereich möglich. Diese könnten z.B. aus Supernovae stammen. Da in diesem Fall das gesamte Detektormedium gleichmäßig ausgeleuchtet wird und keine Einzelereignisse nachgewiesen werden können, ist eine Richtungsbestimmung des Signals nicht möglich.

events), müssen von einem Neutrino herrühren, da alle geladenen Teilchen absorbiert werden. Bei *downgoing events* findet ein Energieschnitt Anwendung um Neutrinos von atmosphärischen Myonen zu unterscheiden [29].

2.2 Technische Realisierung

Die 4800 digitalen optischen Module (*DOMs*) stellen die „Augen“ des Detektors dar. Dies sind etwa basketballgroße, kugelförmige Behälter mit einer 1,3 cm dicken Außenwand aus Glas. Im Innenraum befinden sich nach unten ausgerichtete Photovervielfacher (engl: *photo multiplier tubes, PMTs*) und Elektronik zur Aufnahme, Digitalisierung und kurzzeitiger Pufferung des Signals (Abb. 2.7 links).

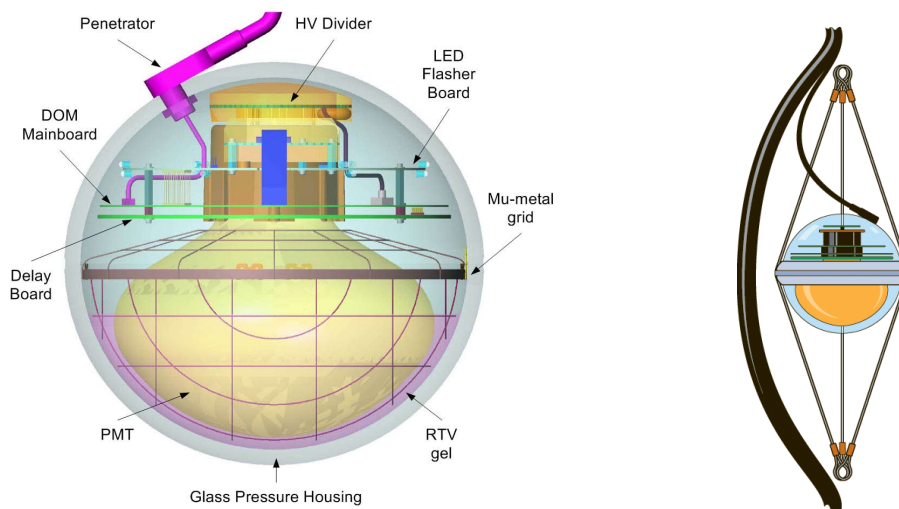


Abbildung 2.7: Links: Innenleben eines digitalen optischen Moduls. In der unteren Hälfte sitzt der Photovervielfacher, im oberen Bereich die Hauptplatine und weitere Elektronik. Rechts: Aufhängung eines optischen Moduls an der Trosse (aus [28]).

Als PMT kommen R7081-02 von Hamamatsu Photonics zum Einsatz. Diese besitzen 10 Dynodenstufen und detektieren Licht im Wellenlängenbereich von 350-650 nm, mit einer maximalen Quanteneffizienz von 25% bei 420 nm [31]. Der hohe dynamische Bereich erlaubt ein lineares Verhalten bis zu einigen tausend gleichzeitig ankommenden Photonen. Als Versorgungsspannung dienen 1400 V Gleichspannung, bei dieser ergibt sich ein Verstärkungsfaktor von 10^7 . Die Betriebstemperatur sollte zwischen -60 und 50°C liegen, somit ist ein Einsatz im südpolaren Eis ($T \approx -40^\circ\text{C}$) möglich.

Das Borsilikatglas der Außenwand ist eine Spezialanfertigung mit Hinblick auf maximale Durchlässigkeit im sensiblen Wellenlängenbereich der PMTs und minimale aus dem Glas stammende Radioaktivität (z.B. β -Zerfall von ^{40}K) [32]. Ein weiterer Vorteil ist der geringe Wärmeausdehnungskoeffizient von ca. $3 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$.

Wird ein Signal über der Triggerschwelle detektiert, so erfolgt eine sofortige Digitalisierung in einer Auflösung von 2 Nanosekunden. Die zugehörigen Zeitstempel werden ebenfalls erfasst. Diese Information wird daraufhin zunächst in einen Puffer geschrieben (welcher max. 4000 Elemente aufnimmt), dieser wird auf Anfrage eines Controllers an der Oberfläche versendet und geleert [33].

Die einzelnen DOMs werden, wie in Abb. 2.7 rechts gezeigt, an der Trosse befestigt und mit einem Kabel zwecks Datenkommunikation und Spannungsversorgung angeschlossen. In einer Tiefe zwischen 1450 und 2450 Metern (vgl. Abb. 2.1) befinden sich an einer Trosse 60 DOMs, das ergibt einen Abstand von etwa 17 Metern zwischen zwei benachbarten DOMs.

Die Trossen werden installiert indem mit einem Heißwasserbohrer ein Loch in das Eis geschmolzen und die Trosse mit den angehängten optischen Modulen in diesem Loch versenkt wird (Abb. 2.8).



Abbildung 2.8: Versenken einer Trosse im gebohrten Loch. Der Bohrdurchmesser beträgt etwa 60 cm (aus [28]).

Nachdem das Wasser wieder gefroren ist, sind Reparaturen oder Wartungen an Trosse oder optischen Modulen nicht mehr möglich. Diese Prozedur wird zur Installation weiterer Trossen wiederholt. Eine gleichzeitige Versenkung ist nicht möglich, da nur ein Bohrer am Südpol zur Verfügung steht. Allerdings kann parallel der Oberteil der Löcher mit einem elektrisch geheizten Bohrer vorbereitet werden. Der hexagonale Aufbau bedingt, dass die Abstände benachbarter Trossen gleich sind (125 m). In einer antarktischen Sommersaison (Anfang Dezember bis Ende Januar) können bis zu 20 Trossen installiert werden, derzeit (2009) sind insgesamt 59 im Eis (Abb. 2.9).



Abbildung 2.9: Sukzessiver Aufbau des Detektors (aus [24]).

2.3 CORSIKA

CORSIKA ist eine Softwareumgebung, welche der Simulation ausgedehnter Luftschauer dient [34]. Als initiiierende Primärteilchen können z.B. Photonen, Protonen oder schwerere Kerne (vgl. Abschnitt 1.1) bis zu Energien von 10^{20} eV eingestellt werden, auch Kombinationen der Teilchensorten (etwa gemäß der tatsächlichen Häufigkeitsverteilung der kosmischen Strahlung) sind möglich. Da bisher kein Experiment Reaktionen bei derart großen Energien mit ausreichender Statistik untersuchen konnte, muss CORSIKA auf Wechselwirkungsmodelle zurückgreifen (näheres hierzu in [35], Abschnitt 3.1). Weiterhin gilt es die Eigenschaften der Atmosphäre – welche abhängig vom geographischen Standort variieren – möglichst präzise zu berücksichtigen. Die für einen bestimmten Ort benötigten Atmosphärendaten können deswegen eingelesen werden.

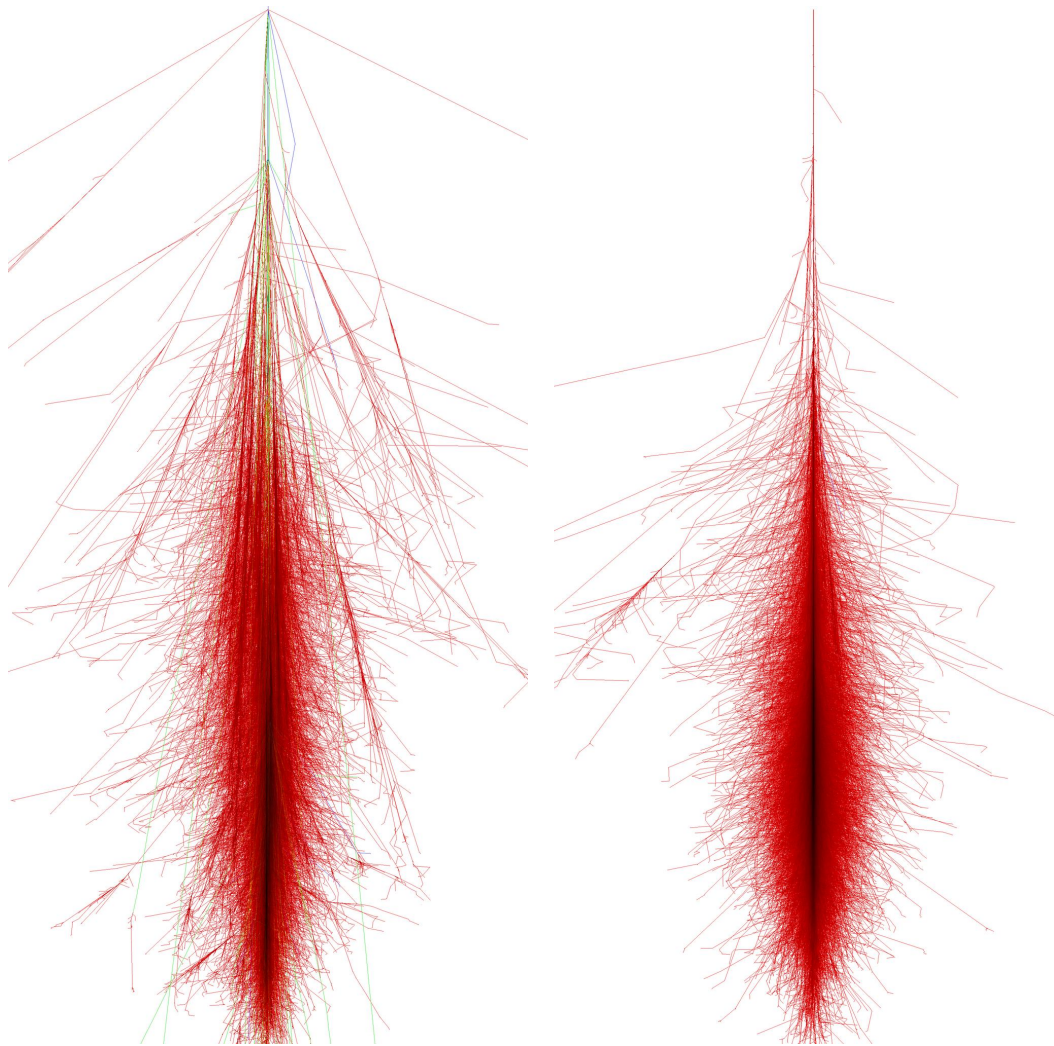


Abbildung 2.10: Links: Ein von einem Proton (Primärenergie $E = 1$ TeV) erzeugter Teilchenschauer in der Atmosphäre. Spuren von e^+ , e^- und γ sind in rot dargestellt, Myonspuren in grün, hadronische Teilchen haben blaue Spuren. Rechts im Bild ein photoninduzierter Luftschauer mit gleicher Primärenergie und Farbkodierung. Die Visualisierung beruht auf mit der CORSIKA-Software durchgeführten Simulationen von Luftschauern (aus [36]).

Die Entwicklung von CORSIKA (die Abkürzung steht für COsmic Ray SIMulations for KASCADE⁴) begann Ende der 80er Jahre als in Fortran77 implementierte Simulationsumgebung für den KASCADE-Detektor, welcher das Energie- und Massenspektrum ausgedehnter Luftschauer vermessen hat. Heutzutage wird CORSIKA auch von anderen Experimenten genutzt, welche kosmische Strahlung untersuchen, z.B. MAGIC, Auger und IceCube. Zum Einsatz für IceCube wurde CORSIKA weiterentwickelt [37] um u.a. auch die Krümmung der Erdoberfläche zu berücksichtigen. Je tiefer ein Detektor unter der Oberfläche liegt, desto wichtiger ist diese Korrektur. Weiterhin wurde CORSIKA um Südpolatmosphären für die 4 Jahreszeiten ergänzt. Diese können in der INPUTS-Datei⁵ (Beispiel siehe Anhang A) spezifiziert werden. Diese Weiterentwicklungen sind inzwischen fester Bestandteil neuerer CORSIKA-Versionen. Eine graphische Illustration von CORSIKA produzierter Luftschauer ist in Abb. 2.10 zu sehen.

Der Programmablauf einer CORSIKA-Simulation gliedert sich in vier Teile. Der erste Teil übernimmt das anfängliche Einlesen der Konfiguration und die finale Ausgabe (z.B. im F2000-Format, vgl. Anhang A). Unter Berücksichtigung von Ionisationsverlusten, Streuung und Ablenkung werden die Wege der einzelnen Teilchen verfolgt. Auch Zerfall instabiler Teilchen wird in diesem Teil simuliert.

Der zweite Teil behandelt hochenergetische (> 80 GeV) hadronische Wechselwirkungen, hier stehen verschiedene Modelle zur Auswahl: DPMJET (Dual Parton Model with JETs) [39], EPOS (Energy conserving quantummechanical multi-scattering approach, based on Partons, Off-shell remnants and Splitting parton ladders) [40], NEXUS (NEXt generation of Unified Scattering approach) [41], QGSJET (Quark Gluon String model with JETs) [42], SIBYLL [43] und VENUS (Very Energetic NUClear Scattering) [44]. Die Modelle unterscheiden sich anfänglich noch stark in ihren Wirkungsquerschnitten (siehe Abb. 2.11), haben sich mittlerweile aber durch Verbesserungen der einzelnen Modelle weitestgehend angeglichen. Bloß in hohen Energiebereichen $\geq 10^{16}$ eV bleibt die Beschreibung aufgrund mangelnder Messdaten unterschiedlich. Der für IceCube relevante Bereich erstreckt sich von 10^{12} bis etwa 10^{18} eV.

Im dritten Teil werden niederenergetischere Wechselwirkungen mit einem der Modelle FLUKA (FLUctuating KAScade) [45], GHEISHA (Gamma Hadron Electron Interaction SHower code) [46] oder URQMD (Ultra-relativistic Quantum Molecular Dynamics) [47] betrachtet. Der vierte Teil ist für Transport und Wechselwirkungen der elektromagnetischen Komponente (Photonen, Elektronen und Positronen) zuständig.

⁴Karlsruhe Shower Core and Array DEtector, http://www-ik.fzk.de/KASCADE_home.html

⁵diese beinhaltet die Konfiguration, die zu Beginn eines Simulationsdurchlaufs an das Hauptprogramm übergeben wird

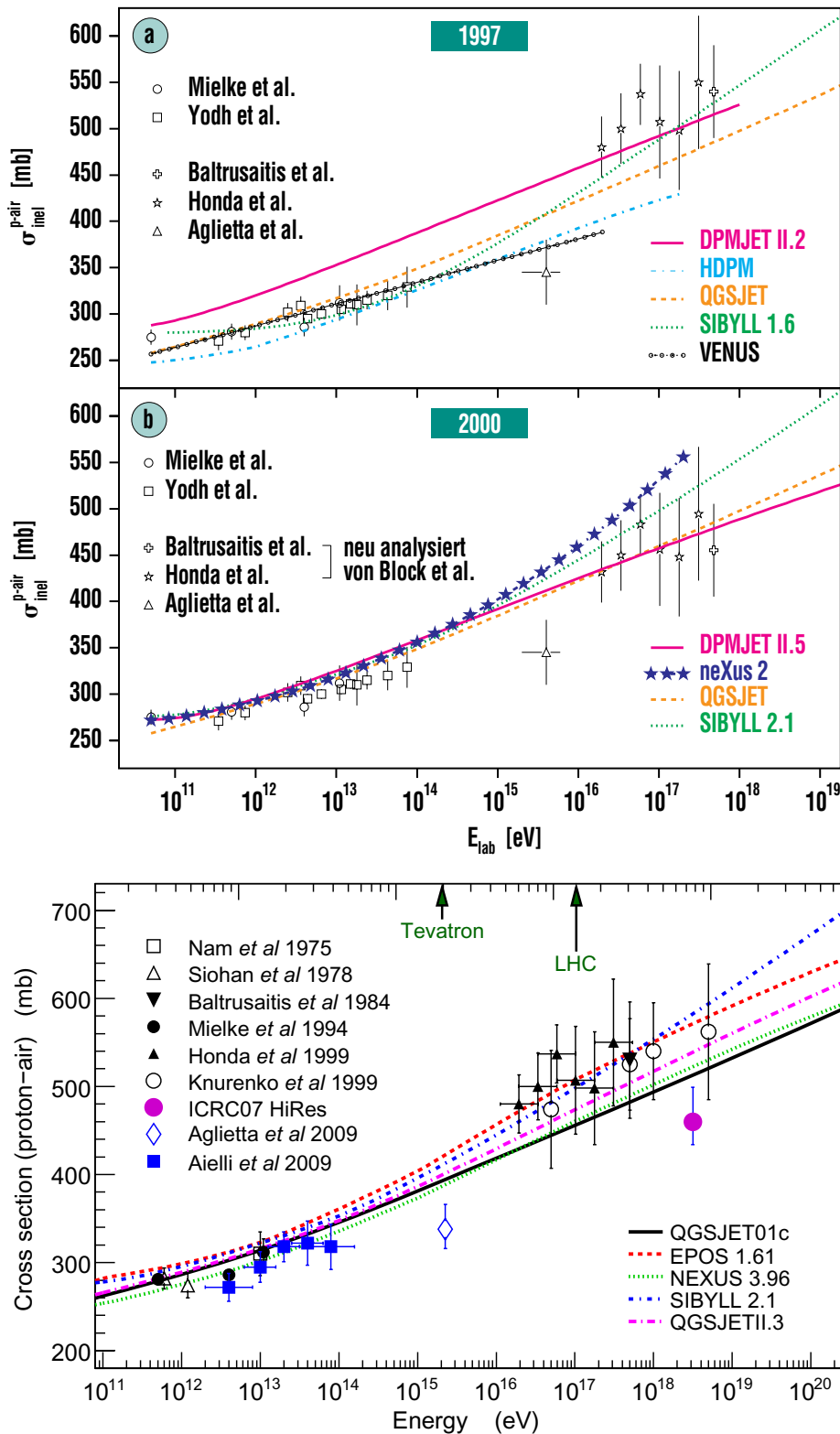


Abbildung 2.11: Wirkungsquerschnitte für inelastische Proton-Luft-Kollisionen als Funktion der Protonenergie im Laborsystem. Oben dargestellt sind die im Rahmen von CORSIKA nutzbaren hadronischen Wechselwirkungsmodelle nach Stand des Jahres 1997, in der Mitte 2001 (aus [38]), unten 2009 (aus [48]). Gezeigt sind zudem Datenpunkte, die allerdings auch modellabhängig (vgl. *Glauber-Modell*, [49]) extrahiert wurden. Gerade in Bereichen hoher Energie ist eine genaue Angabe deswegen schwierig.

Kapitel 3

Grid-Computing

3.1 Historische Entwicklung

Wenn die Leistungsfähigkeit eines einzelnen Rechners für ein wissenschaftliches Problem nicht mehr ausreicht, müssen dutzende oder gar hunderte Prozessoren gemeinsam genutzt werden um am gleichen Problem zu arbeiten und Lösungen in annehmbarer Zeit auszugeben. So werden bereits seit Mitte des 20. Jahrhunderts Parallelrechner in Form von Großrechnern (engl.: *mainframes*) betrieben. Zu den prominentesten Herstellern gehör(t)en u.a. IBM, CDC, Sun und Hewlett-Packard. Mainframes zeichnen sich dadurch aus, dass ein lokaler Bus ihre Prozessoren untereinander verbindet und diese dadurch schnell und zuverlässig miteinander kommunizieren können. Den Adressraum und die Peripherie müssen sich alle Prozessoren teilen.

Ein anderes Prinzip liegt den 1983 eingeführten Clustersystemen zugrunde: Hier werden Gruppen von eigenständigen Mini-Computern per Netzwerk zusammengefasst, die sich virtuell wie ein Großrechner verhalten. Dass zu Beginn der 90er Jahre relativ leistungsfähige Personal Computer zu günstigen Preisen auf den Markt kamen, verhalf dem Cluster-Konzept zu großer Popularität. Der Marktanteil von Mainframes schrumpfte rasch auf nur wenige Prozent. Um die Kommunikation zwischen den eigenständigen Knoten (engl.: *nodes* oder auch *worker nodes*) zu ermöglichen, wurden Netzwerkprotokolle wie MPI¹ oder PVM² entwickelt [50].

3.2 Die Vision vom Grid

Ende der 90er Jahre hatte sich das Internet so weit entwickelt, dass Ideen aufkamen, global verteilte Cluster gemeinsam und organisiert über die breitbandigen Anbindungen von Universitäten und Forschungseinrichtungen zu nutzen. 1998 prägten Ian Foster und Carl Kesselmann den Begriff des *Grid-Computing*: „The Grid is a way of using the Internet to share and manage computing resources that are distributed around the globe“[51]. Um Ressourcen über das Internet bereitzustellen, bedarf es aber einer Administration von Nutzungsberechtigungen. Denn mit jedem Rechenauftrag³, der an ein Grid übergeben wird, geht eine vorherige sichere Benutzerauthentifizierung einher. Zertifikate, die zur Nutzung berechtigen, werden von einer *Certification Authority* (CA) nach eingehender Prüfung ausgestellt. Da die Verteilung der Aufträge global koordiniert werden muss, bedarf es auch hierfür eines

¹Message Passing Interface

²Parallel Virtual Machine

³Unter einem Grid-Auftrag (*job*) versteht man ein Programm, welches gestartet wird und ohne Benutzerinteraktion abläuft. Die Ausgabe oder das Ergebnis wird abgespeichert oder vom Benutzer ausgelesen.

kontrollierenden Elements, dem *Workload Management System* (WMS), der Weiterentwicklung vom *Resource Broker* (RB). Ein WMS verteilt Aufträge global zwischen verschiedenen Clustern solcherart, dass Ressourcen möglichst optimal an Benutzer verteilt werden. Aus der Kombination mehrerer Cluster soll größerer Nutzen gezogen werden können, als aus der Summe der einzelnen – ganz im aristotelischen Sinne. Wird also z.B. der Cluster an einem Standort von den lokalen Benutzern nicht benötigt, können seine Ressourcen immer noch weltweit von anderen genutzt werden. Zusätzlich zu den Rechenkapazitäten (*Compute Elements* (CEs) mit zugehörigen *Worker Nodes* (WNs)) bietet die Architektur eines Grid auch die Möglichkeit zur verteilten Speicherung von Daten auf sogenannten *Storage Elements* (SEs). Da ein Verlust von Daten sehr viel ärgerlicher ist als der Abbruch eines Rechenauftrags (der leicht wiederholt werden kann), müssen an die Speicherung von Daten besondere Ansprüche gestellt werden, z.B. in Form von redundanten Kopien. Auf Storage-Elemente soll hier nicht näher eingegangen werden, da sie im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht genutzt wurden.

Die Benutzer einer Grid-Infrastruktur brauchen sich nicht darum zu kümmern wo genau ihre Aufträge (engl.: *jobs*) gerechnet werden und wo genau ihre Daten gespeichert sind, sie werden durch die spezielle Struktur des Grid abstrahiert. Das einzige, was für den Benutzer zählt, ist, dass seine Aufträge gerechnet werden und seine Daten gespeichert werden (vgl. Abb. 3.1). Dieser Gedanke brachte dem Grid auch seinen Namen, nämlich in Analogie zum Stromnetz (engl.: *power grid*), welches pragmatisch und einheitlich genutzt werden kann. Wo genau der Strom erzeugt wird und welchen Weg er durch das Land nimmt, muss die Haushalte nicht unbedingt interessieren.

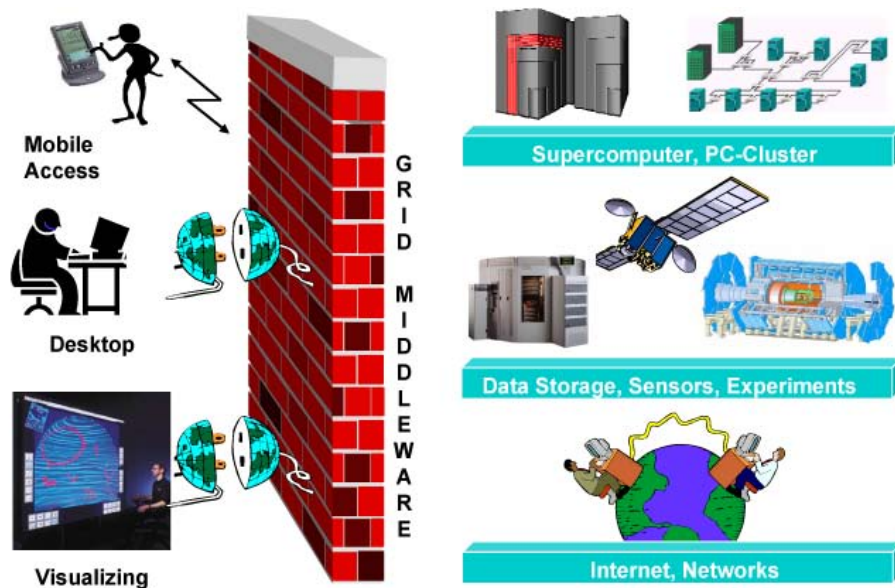


Abbildung 3.1: Der Traum vom Grid (aus [52]).

Diese Abstraktion wird von der sogenannten *Grid-Middleware* realisiert. Sie steht zwischen der Anwendungssoftware des Nutzers und der Hard- und Software des Grid. Die Middleware vereint die verschiedenen Grid-Ressourcen zu einem kohärenten Ganzen – sie macht Grid-Computing erst möglich. In Abb. 3.1 wird ihre abstrahierende Wirkung durch eine Wand symbolisiert. Diese bietet dem Nutzer zwar Schnittstellen, die zugrundeliegende Architektur des Grid hingegen wird vor ihm verborgen.

Die Benutzer eines Grid sind typischerweise in sogenannten *Virtual Organizations* (VOs)

gruppiert. Innerhalb einer VO haben alle Nutzer gleiche Berechtigungen bezüglich der Nutzung von CEs und SEs. In der wissenschaftlichen Forschung z.B. würde jede Kollaboration eine VO darstellen, da das Nutzungsverhalten – was die Software betrifft – ähnlich ist. Weltweit gibt es zahlreiche Projekte, die den Aufbau internationaler Grid-Strukturen unterstützen. Eines der größten ist das von der EU geförderte EGEE-Projekt [53], welches den Aufbau nachhaltiger Grid-Strukturen für die wissenschaftliche Nutzung zum Ziel hat. Im Rahmen von EGEE wird auch die Middleware gLite entwickelt [54]. Weitere allgemeine Informationen zu Technologie und Möglichkeiten des Grid-Computing finden sich in [55]. Als Weiterentwicklung des Grid-Computing versteht sich das Cloud-Computing. Hier sollen Ressourcen von einem kommerziellen Anbieter gegen Entgelt über das Internet bereitgestellt werden, der Kunde zahlt nur für Rechenzeiten bzw. Speicherkapazitäten, die er auch tatsächlich nutzt. Die Hardware bleibt im Besitz des Anbieters, der für Wartung, Energieverbrauch und zeitgemäße Hardware aufkommen muss. Dem Kunden entstehen also keine direkten Kosten für Personal und Hardware-Neuanschaffungen. Weiterhin wird durch Verzicht auf eigene Cluster nicht unnötig Energie durch tage- oder wochenlangen Leerlauf (sogenannter *idle*-Zustand) verschwendet. Eine eigene Software-Umgebung kann auf einem Cloud-Cluster mit unterschiedlichen Betriebssystemen leicht aufgesetzt werden. Der erste und zur Zeit prominenteste Anbieter von Cloud-Ressourcen ist das Unternehmen amazon.com mit seinen Diensten *Elastic Computing Cloud* [56] und *Simple Storage Services* [57].

3.3 Das Worldwide LHC Computing Grid

Eng verbunden mit EGEE und gLite ist auch der Aufbau des *Worldwide LHC⁴ Computing Grid* (WLCG). Sobald das LHC-Experiment am CERN⁵ Ende 2009 anläuft, werden die Detektoren – trotz mehrerer Triggerstufen – jahrluch einige Petabytes ($=10^{15}$ Bytes) an Daten erzeugen. Dies stellt neue Anforderungen an Speicher- und Rechenkapazitäten, denen nur noch eine verteilte Architektur (wie z.B. das Grid) gerecht werden kann. So ist es nicht verwunderlich, dass Wissenschaftler am CERN 2004 begannen, die Middleware des damaligen European DataGrid (EDG) weiterzuentwickeln. Der Nachfolger erhielt den Namen *LCG*. 2006 erfolgte die Umbenennung in *gLite*, da eine Verbreitung auch über Hochenergiephysik und EGEE hinaus wünschenswert wurde. So plant z.B. die französische Raumfahrtbehore CNES den Einsatz von gLite für ihre Grid-Systeme [58].

Das WLCG ist mehr oder minder hierarchisch in einer Ebenenstruktur („*tiers*“) organisiert. Jedes Rechenzentrum innerhalb des WLCG, das zu einer bestimmten Tier-Ebene gehört, muss ebenenspezifisch bestimmte Kapazitäten zur Verfügung stellen. An ein Tier1-Zentrum werden höhere Anforderungen gestellt als an einen Tier2-Standort, was z.B. die Bandbreite der Netzwerkanbindung zum Tier0 angeht (vgl. Abb. 3.2). Es existieren genau ein (10^0) Tier0-Zentrum (CERN), ca. zehn (10^1) Tier1-Zentren (für gewöhnlich eines in jeder beteiligten Nation) und hunderte (10^2) Tier2-Zentren. Jeder Grid-Standort muss die bekannten Anforderungen erfüllen (so müssen Tier2-Zentren z.B. mindestens je ein CE und SE betreiben) und im WMS registriert sein (vgl. Abb. 3.3). In Abb. 3.4 ist ein kleiner Teil des CERN-Rechenzentrums (Tier 0) gezeigt.

⁴Large Hadron Collider, <http://lhc.web.cern.ch>

⁵Conseil européen pour la recherche nucléaire (Europäische Organisation für Kernforschung), <http://www.cern.ch>

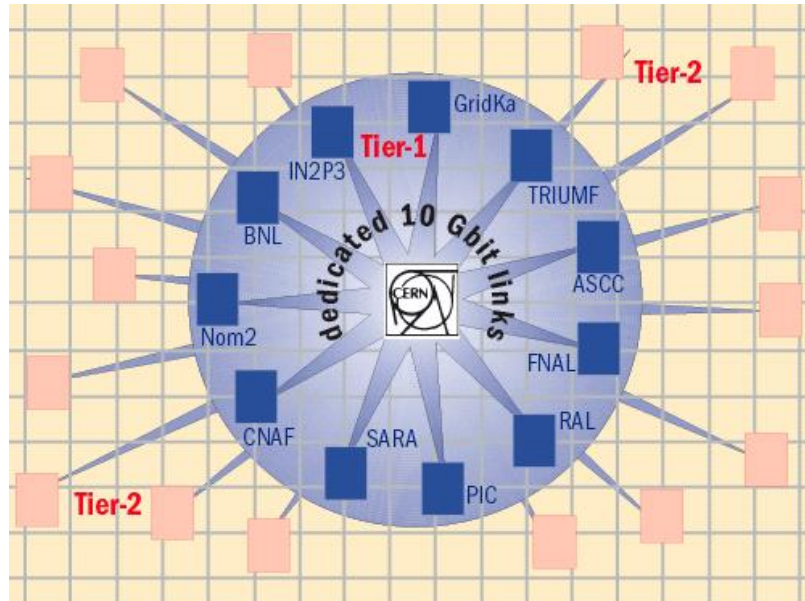


Abbildung 3.2: Die Tier-Struktur des WLCG: Tier1-Zentren verfügen über dedizierte 10Gbit-Anbindungen zum Tier0 am CERN (aus [59]).

Das Senden von Grid-Aufträgen geschieht über Job-Beschreibungs-Dateien⁷, die Informationen über das auszuführende Programm, mitzuschickende Dateien (*input sandbox*, *output sandbox*), Ausgabedateien usw. enthalten. Ein minimalistisches Beispiel könnte wie folgt aussehen:

```
VirtualOrganisation = 'icecube';
Executable = 'env.sh';
Arguments = ' ';
StdOutput = 'out';
StdError = 'err';
InputSandbox = 'env.sh';
OutputSandbox = 'out', 'err';
```

Neben der VO wird das auszuführende Skript (hier `env.sh`) spezifiziert, welches auch mit dem Auftrag mitgeschickt wird (in der `InputSandbox`). Die Ausgaben des Skriptes werden (hier) in die Dateien `out` und `err` geleitet, diese werden nach Fertigstellung des Jobs an den Nutzer geschickt (`OutputSandbox`). Sobald ein Auftrag „in das Grid“ geschickt wurde, ist für die weitere Verarbeitung das WMS zuständig. Dem Nutzer bleibt jedoch die Möglichkeit, den Status des Auftrags (vgl. Abb. 3.5) zu erfragen, den Auftrag abzurechnen und natürlich auch das Ergebnis abzurufen, sobald der Auftrag beendet wurde. Der Weg eines Auftrags durch das Grid und dessen vielfältige Wechselwirkung mit dessen Diensten ist in Abb. 3.6 veranschaulicht. Die wichtigsten `glite`-Befehle, die es bereits ermöglichen mit Compute- und Storage-Elementen des WLCG zu arbeiten, finden sich in Anhang C. Eine detailliertere Darstellung bietet der offizielle *gLite User Guide* [60].

⁶ *Redundant Array of Independent Disks* (ursprünglich *Redundant Array of Inexpensive Disks*): Erlaubt das Erstellen eines logischen Laufwerks auf mehreren physischen Festplatten bei gleichzeitiger Erhöhung von Datensicherheit und Transferraten.

⁷ Diese tragen die Dateiendung `.jdl` (*Job Description Language*).

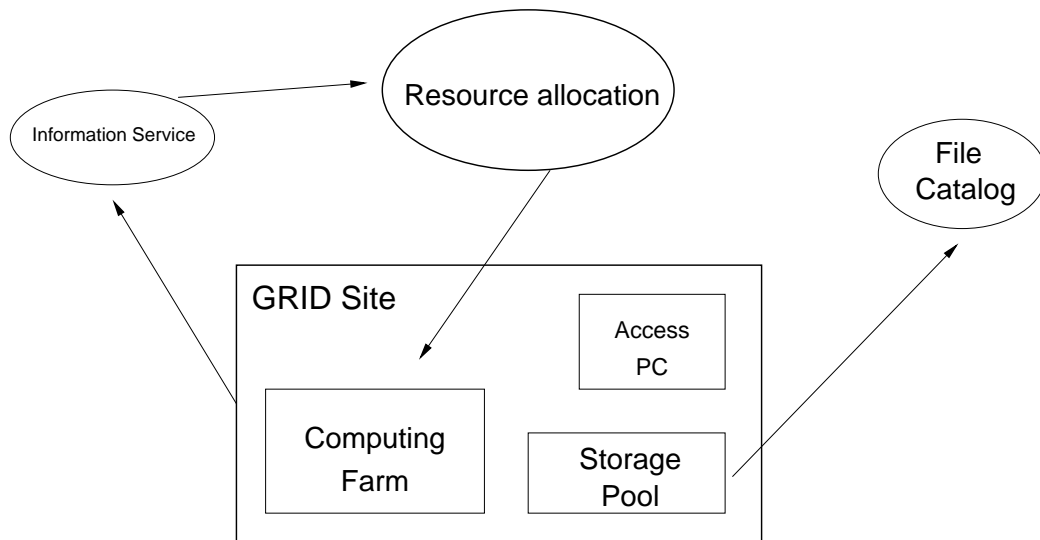


Abbildung 3.3: Komponentenstruktur eines Grid-Standortes und Austausch mit übergreifenden Diensten.

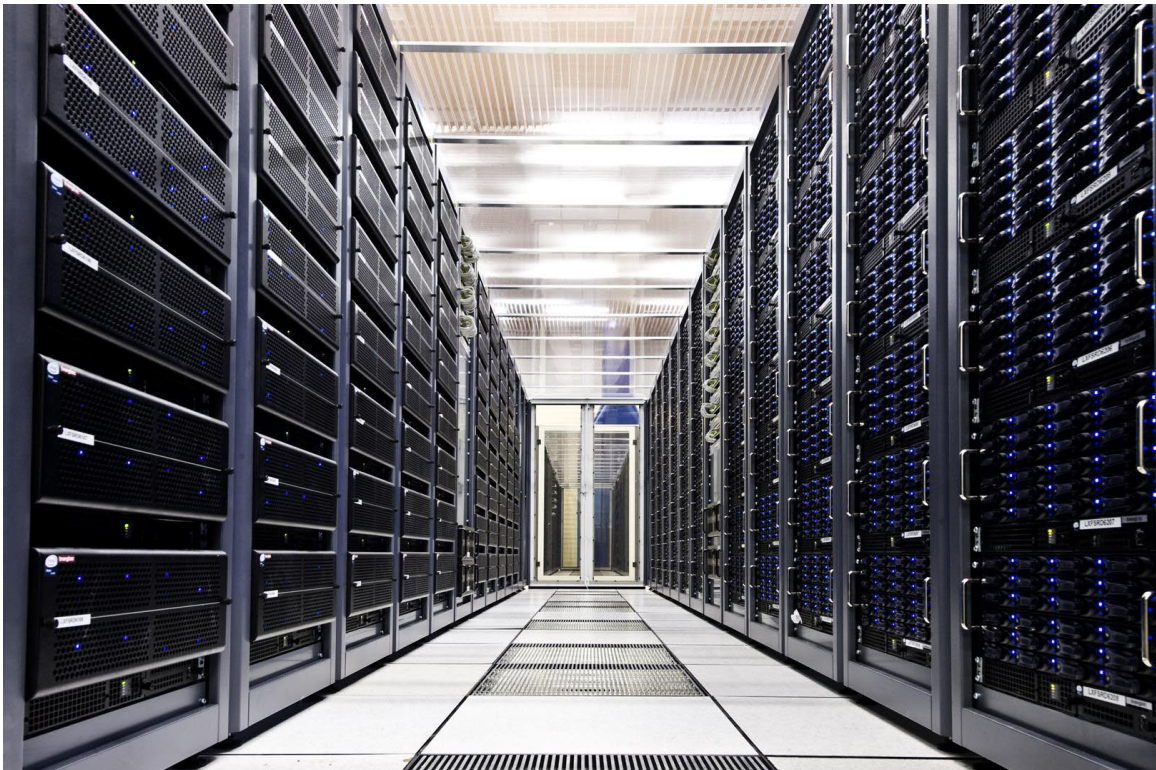


Abbildung 3.4: Ein kleiner Teil des Rechenzentrums am CERN: Linkerhand sind Computing-Cluster in Form von Blade-Systemen zu sehen, auf der rechten Seite Festspeicher in Form eines RAID⁶-Verbundes von 3,5" SAS-Festplatten (Quelle: cern.ch).

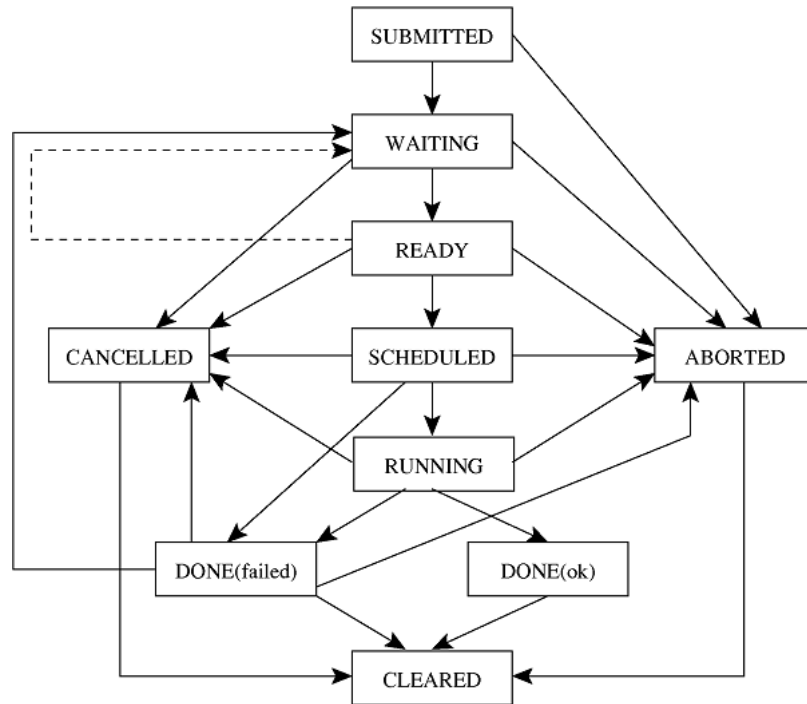


Abbildung 3.5: Mögliche Zustände eines Jobs (aus [60]).

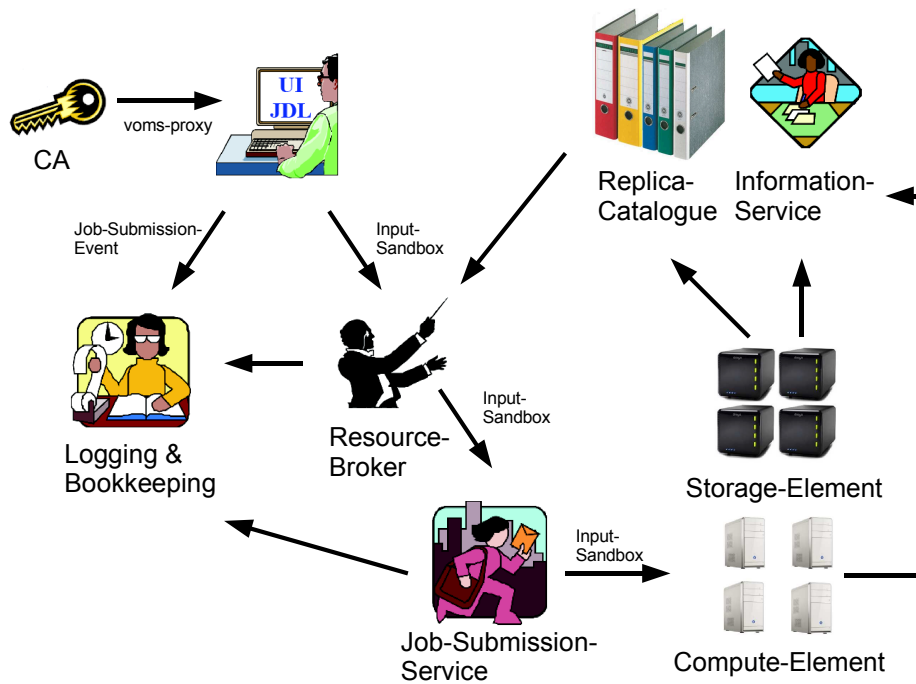


Abbildung 3.6: Die Interaktion eines Jobs mit der Grid-Infrastruktur: Nach Erzeugung eines Proxy (dies ist ein temporäres Objekt, das der Authentifizierung dient und auch mit Jobs mitgeschickt wird) wird ein Job zum Resource Broker (oder WMS) geschickt und von dort an ein Compute Element delegiert. Der Status des Jobs wird in einer Datenbank aufgenommen und bei jeder Änderung aktualisiert (*Logging & Bookkeeping*, LB). Gibt es Zugriff auf ein Storage Element, so muss auch der logische Dateikatalog (vgl. Anhang C) abgefragt werden (aus [61]).

Das Konzept des Grid eignet sich für alle Problemstellungen, bei denen keine Kommunikation zwischen den parallel arbeitenden Prozessoren notwendig ist. Ein Anwendungsgebiet stellt somit auch die Teilchenphysik dar, in der sich einzelne Ereignisse unabhängig voneinander abspielen. Mit dem WLCG steht eine über Jahre entwickelte und inzwischen zuverlässige Architektur für Rechen- und Speicherherausforderungen in der Teilchenphysik zur Verfügung. Deshalb wird das WLCG auch von CERN-unabhängigen Experimenten – wie z.B. IceCube – für Simulationen, aufwändige Analysen und zur Speicherung großer Datenmengen genutzt.

3.4 Grid-Installationen in Mainz

An der Universität Mainz wurden etwa zeitgleich (Anfang 2008) zwei Cluster angeschafft und für die Nutzung in einer Grid-Umgebung eingerichtet [61]. Der erste Cluster steht im Institut für Physik und wird primär von der ATLAS-Kollaboration in Mainz genutzt, der zweite Cluster befindet sich im *Zentrum für Datenverarbeitung* (ZDV) der Universität Mainz und steht u.a. auch für die IceCube-Kollaboration zur Verfügung. Er wurde aus DGRID⁸-Mitteln finanziert und so tragen das CE und SE im ZDV zur besseren Differenzierung die Namen `dgridmzce001.physik.uni-mainz.de` und `dgridmzse001.physik.uni-mainz.de`⁹. Hardwaretechnisch sind beide Cluster ähnlich ausgestattet, mit dem Unterschied, dass der ZDV-Cluster über die doppelte Anzahl an Knoten verfügt (vgl. Abb. 3.7).

Die installierten Grid-Services CE, SE und MonBox¹⁰ (Abb. 3.7, oben) werden auf virtuellen Maschinen¹¹ betrieben und stellen eine Schnittstelle zu den Informationssystemen des Grid (z.B. WMS) dar. Auf die Knoten (*Worker Nodes*, abgekürzt WNs) selbst kann (und darf) von außerhalb des Clusters nicht zugegriffen werden, deshalb werden zur Anbindung der Knoten private¹² IP-Adressbereiche genutzt. Da die WNs selbst jedoch die Möglichkeit der Kommunikation mit der Außenwelt erhalten sollen (etwa zum Datentransfer), kommt NAT¹³ im vorgeschalteten Router zum Einsatz.

Zusätzlich zu den Services werden sechs Maschinen (davon vier virtuell) als Benutzerschnittstellen (*User Interfaces*, UIs) angeboten, auf die sich Nutzer einloggen können. User Interfaces sind Zugangspunkte zum Grid. Per definitionem ist auf einem UI die Middleware installiert, somit kann prinzipiell jeder Rechner als UI fungieren. Da die gLite-Middleware derzeit aber stark auf Scientific Linux Cern (SLC) ausgelegt ist, ist die Einrichtung auf Arbeitsplatzrechnern nicht uneingeschränkt möglich. Auf SuSE- oder Debian-Linux ist die Konfiguration mit einem deutlichen Mehraufwand verbunden.

Zur Zeit befinden sich im Rahmen der Mainzer WLCG-Cluster folgende User Interfaces im Betrieb:

⁸Die DGRID-Initiative ist ein nationales Projekt des Bundesministeriums für Bildung und Forschung (BMBF) zum Aufbau einer nachhaltigen Grid-Infrastruktur für Forschung und Entwicklung, auch über den akademischen Bereich hinaus [62].

⁹Im weiteren Verlauf werden zur Unterscheidung die Bezeichnungen *ZDV-Cluster* und *Atlas-Cluster* benutzt.

¹⁰dient der Statusüberwachung der Dienste (Monitoring), <http://www.monbox.com>

¹¹ermöglichen den gleichzeitigen Betrieb mehrerer Betriebssysteme auf dem gleichen physischen Computer, zu den Vertretern gehören u.a. *Xen* und *VirtualBox*

¹²Drei Blöcke von IP-Adressen hat die IANA (Internet Assigned Numbers Authority) von der öffentlichen Nutzung ausgeschlossen: `10.0.0.0/8`, `172.16.0.0/12` und `192.168.0.0/16` (siehe [63]). Diese Bereiche können verwendet werden um Hosts im Intranet vom Internet abzuschirmen. Zudem sind private Adressen eine stark genutzte Möglichkeit um lokalen Netzwerken den Zugang zum Internet zu ermöglichen ohne dafür dutzende der knapp werdenden IPv4-Adressen einkaufen zu müssen.

¹³Network Address (Port) Translation (siehe [64], Abschnitt 2.2)

- gridmz001 , 64bit, SLC 5.2
- gridmz003 und gridmz004 , 64bit, SLC 4.7, virtuell
- gridmzui001 und gridmzui002 , 32bit, SLC 4.7, virtuell
- dgridmzui001 , 64bit, SLC 5.2

Mit 8 Prozessorkernen und 16 bzw. 32 GB RAM laufen die nativen Maschinen `gridmz001` und `dgridmzui001` auch unter hoher Nutzerlast stabil. Da auf ihnen die Speicherressourcen `/exp_soft` und `/bigarray` verfügbar sind und das gleiche Betriebssystem läuft wie auf den Worker Nodes, können Kompilierungen bereits auf den UIs durchgeführt werden. Ebenso werden sie für permanent laufende Hintergrundprozesse mit Grid-Bezug genutzt (vgl. Abschnitt 4.2).

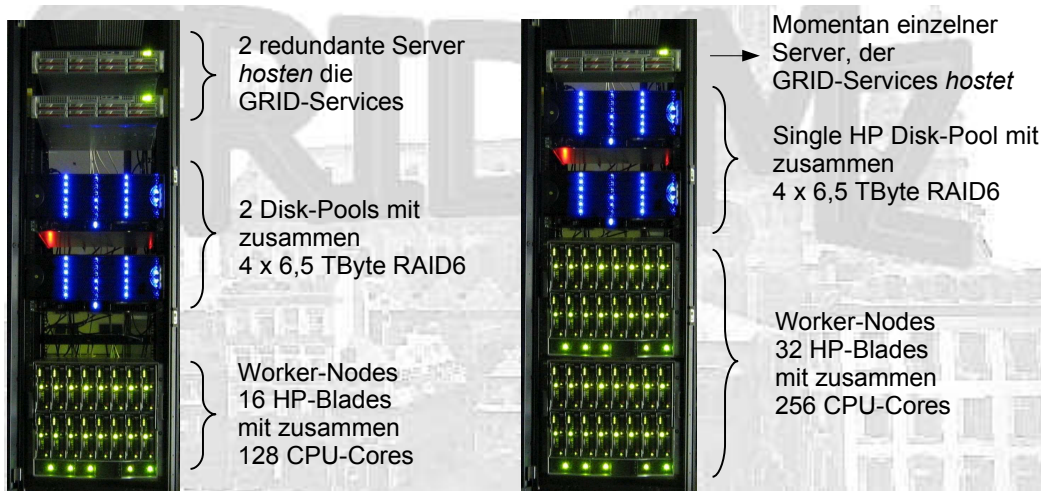


Abbildung 3.7: Die zwei Grid-Cluster und -Diskpools der Universität Mainz (aus [61]). Im oberen Teil befinden sich die *Transtec Calleo 302L*-Server, die Worker Nodes sind *HP ProLiant BL460c G1*-Blades (insgesamt 48 Stück), welche in drei *HP BladeSystem c7000 Enclosures* (jede Enclosure bietet Platz für 16 Blades) untergebracht sind. Jedes Blade verfügt über zwei *Intel Xeon E5345 QuadCore*-CPUs und 16GB Arbeitsspeicher. Als Festspeicher kommen jeweils 48 herkömmliche 750GB SATA-Festplatten zum Einsatz – zwecks Ausfallsicherheit im RAID6-Verbund.

Kapitel 4

MonteCarlo-Produktion für das IceCube-Experiment

Die Aufgabe von MonteCarlo-Simulationen ist die Erzeugung zufallsmodulierter Datensätze, die als unabhängiger Vergleichswert zu den Messungen dienen. Der Name geht zurück auf das monegasische Casinoviertel *Monte Carlo*, in dem ebenfalls der Zufall regiert.

Insbesondere physikalische Prozesse, die auf Wahrscheinlichkeiten beruhen (Zerfall, Wechselwirkung, Streuung), lassen sich durch MonteCarlo-Simulationen gut nachbilden. Die Umstände der Reaktionen (z.B. Wechselwirkungslängen, Lebensdauern, Wirkungsquerschnitte) müssen hierfür natürlich bekannt sein.

Im Rahmen des IceCube-Experiments werden MonteCarlo-Simulationen u.a. durchgeführt um zu überprüfen ob das Verhalten des Detektors richtig eingeschätzt wird, um die Güte von Schnitten auf Energie und Einfallswinkel zu untersuchen und um Rekonstruktionsalgorithmen zu testen und zu verbessern. Simuliert wird jeder relevante Schritt, von der Entstehung der Teilchen, über Propagation in Atmosphäre und Eis, bis zum Signal, welches der Detektor sieht¹. Bei den simulierten Daten hat man also jeweils den Vorteil, dass für jedes Ereignis Energie, Einfallswinkel und Teilchenart bekannt sind. So lässt sich bei Filterung und Anwendung von Schnitten genau sehen welche Ereignisse verworfen werden und ob evtl. zu viele oder zu wenige unerwünschte Ereignisse übrig bleiben.

Mit CORSIKA (Abschnitt 2.3) wird der aus Myonen bestehende Untergrund simuliert, die Signalsimulation wird mit der Software *Neutrino Generator*² (abgekürzt *NuGen*) durchgeführt. Die Berechnungen für Untergrund und Signal erfolgen getrennt. Auch für verschiedene Ausbaustufen des Detektors (22-, 40-, 59-string Konfiguration) werden eigene Datensätze simuliert. Zudem werden für Analysen unterschiedliche Energiespektren der sekundären Strahlung benötigt. Es ergeben sich also zahlreiche Kombinationsmöglichkeiten, die in [66] tabellarisch aufgeführt sind. Die Generierung dieser unterschiedlichen Simulationsdatensätze, die der gesamten Kollaboration zur Verfügung gestellt werden, bezeichnet man als *MonteCarlo-Produktion*.

Besonders erwähnenswert ist die Behandlung der Cherenkovlichtpropagation im Eis. Um jedes Cherenkov-Photon durch das Eis zu verfolgen, reicht die Rechenleistung heutiger Computersysteme bei weitem nicht aus. Um Simulationen in annehmbarer Zeit trotzdem zu ermöglichen, ist der Zusammenhang zwischen generiertem und detektiertem Licht tabellarisch in den *Photon Tabellen*³ erfasst [68]. Lichtpropagation im Eis wird also nicht simuliert,

¹Die einzelnen Stufen werden modular nacheinander simuliert, für die Simulation des Detektors ist z.B. die *icesim*-Software zuständig.

²Signalsimulationen werden auf den Mainzer Clustern nicht durchgeführt und auch im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht verwendet. Bei Interesse finden sich weitere Informationen z.B. in [65].

³auch *Photonics* genannt. Diese Tabellen werden basierend auf einer Simulation des Cherenkov-Spektrums erstellt, unter Berücksichtigung von Streuung and Absorption. Absorptions- und Streukoeffizienten wur-

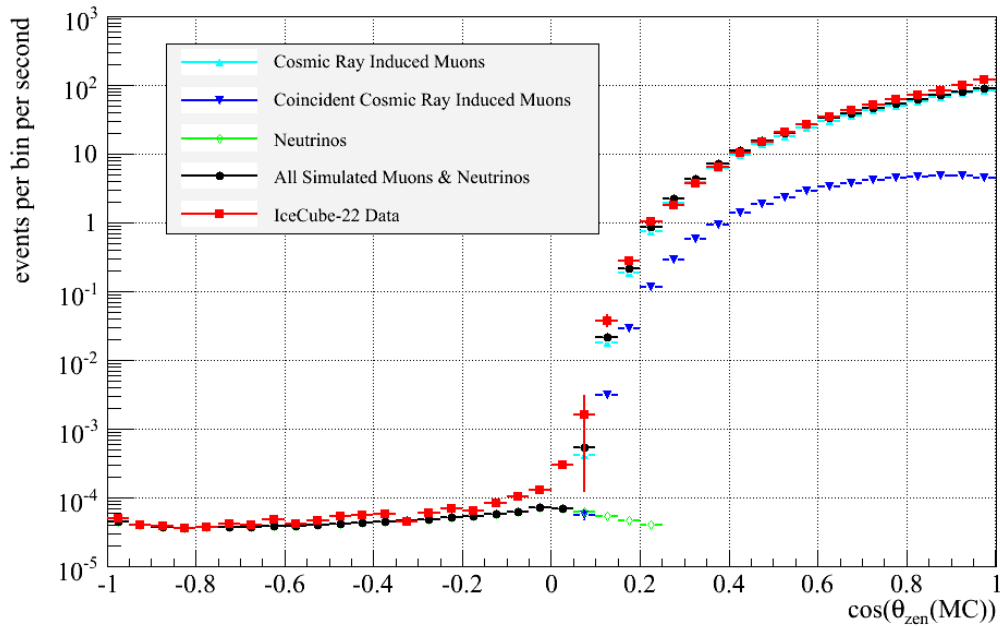


Abbildung 4.1: Vergleich von MonteCarlo- mit IceCube22-Daten (aus [70])

sondern nachgeschlagen. Nachteil dieser Methode ist der große Speicherumfang⁴ der Photon Tabellen (15 GB). Da jeder Prozessor die Tabellen zum Simulieren braucht und diese vorher über das Netzwerk lädt, entsteht eine hohe Netzwerkbelastung⁵. Alternativ lassen sich die Tabellen lokal auf jedem Knoten vorhalten, dies schont das Netzwerk, erhöht aber den Administrationsaufwand (z.B. bei Aktualisierung der Tabellen).

Analog zu den Detektordaten werden auch in MonteCarlo-Daten unerwünschte Ereignisse ausgefiltert⁶. In [69] sind die Maßnahmen der einzelnen Filterstufen dargelegt. Im Rahmen der MonteCarlo-Produktion wird die Filterung bis Stufe 2 durchgeführt [66].

Ein Vergleich von MonteCarlo- mit Detektordaten ist in Abb. 4.1 zu sehen. Gut erkennbar ist hier auch das Verhältnis von Myonuntergrund zu Neutrinoereignissen (Faktor 10^6).

4.1 Die IceProd-Umgebung

Zur MonteCarlo-Produktion⁷ trägt ein Großteil der global verteilten Arbeitsgruppen mit lokalen Rechenressourcen bei (Abb. 4.2). Die Koordination, Verteilung und Überwachung von Simulationsaufträgen und zugehöriger Filterung übernimmt eine in Python⁸ programmierte Software namens *IceProd*. IceProd gliedert sich zunächst in *Client*- und *Server*-Teil. Mit

den durch Messungen mit Lichtquellen im Eis bestimmt [67].

⁴Es wird derzeit versucht, die Tabellen durch sogenannte *Splines* fest anzupassen und nur noch die Anpassungsparameter zu speichern. Dadurch könnte die benötigte Datenmenge drastisch reduziert werden.

⁵In Abschnitt 4.2 werden Maßnahmen zur Reduzierung besprochen.

⁶Die für Filterung genutzte Software trägt die Bezeichnung *std-processing*.

⁷im folgenden abgekürzt mit *MC-Produktion*

⁸Python ist eine objektorientierte Programmiersprache. Ähnlich wie bei Java wird zunächst ein Zwischen-code erzeugt, der danach von einem Interpreter ausgeführt wird. Oft wird Python aber auch als Skriptsprache (wie z.B. Perl) verwendet.

Institute	Cores		Disk Space TB	Farm Type
	guaranteed	available		
UW GLOW (US)	140	800	190	grid
UW NPX2 (US)	100	256		batch
UW CHTC (US)	100	700		batch
UMD (US)	140	278	5	batch
PSU (US)	100	560		batch
LBNL PDSF (US)	21	700		2 batch
UDEL (US)	40	136	50	batch
SUBR/LONI (US)	200			batch
Aachen (DE)	90	200	15	grid
Dortmund (DE)	150	300	30	grid
Dortmund (DE)	100		20	batch
Mainz (DE)	230	400	26	grid
Wuppertal (DE)	64	128	17	grid
Wuppertal (DE)	150		30	batch
DESY (DE)	400	700	100	batch
DESY (DE)	100	200	20	grid
SweGrid (SE)	100	400		grid
Brussels (BE)				grid
Total	2225	5758	505	

Abbildung 4.2: Beiträge der Kollaborationsmitglieder zu Rechen- und Speicherressourcen für die globale MC-Produktion. Da die Cluster auch von anderen Nutzern mitgenutzt werden, ist in der Spalte *guaranteed* die Zahl der Kerne eingetragen, die für IceCube zur Verfügung stehen.

dem Client ist es möglich Konfigurationsdateien für Simulationsaufträge im XML⁹-Format zu laden, zu bearbeiten und zu speichern. Aufträge zur Simulation ganzer Datensätze (typischerweise 1000-100000 Jobs) können daraufhin an ein oder mehrere Cluster abgeschickt werden. Hierfür stehen die graphische Benutzerschnittstelle¹⁰ *xiceprod* und der kommandozeilenbasierte Client *iceprodsh* zur Auswahl. Da die IceProd-Clients im Rahmen dieser Arbeit nicht verwendet wurden, erfolgt an dieser Stelle keine nähere Beschreibung zu Bedienung und Funktionalität. Bei Interesse sind weitere Informationen in [71] zu finden.

Die serverseitigen Teile von IceProd laufen modular als eigenständige Daemons¹¹ und müssen für jeden Clusterstandort lokal installiert und administriert werden (Abschnitt 4.2). Folgende Servermodule sind Bestandteil von IceProd:

soaptray:

Empfängt via SOAP¹² Anfragen von Clients und überträgt entsprechende Konfigurationsinformationen an die zentrale Produktionsdatenbank¹³. *soaptray* steht als eine Art Proxy

⁹Erweiterte Auszeichnungssprache (engl.: *extensible markup language*). Die Syntax ist ähnlich der von HTML, allerdings können zur Auszeichnung auch eigene Elemente verwendet werden.

¹⁰engl: graphical user interface, GUI

¹¹engl.: *daemon*. In der Informationstechnologie Bezeichnung für einen im Hintergrund laufenden Prozess auf UNIX-basierten Betriebssystemen. Der Name leitet sich vom *Maxwellschen Dämon* ab, welcher im Hintergrund Informationen verarbeiten und Entscheidungen treffen kann. Da die deutsche Übersetzung *Dämon* nicht im Zusammenhang mit Hintergrundprogrammen verwendet wird, wird im folgenden der englische Begriff benutzt.

¹²Netzwerkprotokoll auf Anwendungsebene im TCP/IP-Referenzmodell. SOAP wird typischerweise mit http(s) kombiniert. Vor Version 1.2 war SOAP Akronym für *Simple Object Access Protocol*.

¹³Diese befindet sich in Madison und wird unter *db2.icecube.wisc.edu* bereitgestellt. In dieser Datenbank werden Simulationsaufträge erfasst und zugehörige Konfigurationsdateien gesammelt. Jeder Konfiguration wird eine Identifikationsnummer gegeben, welche eindeutig mit einem Datensatz im Data Warehouse¹⁵

zwischen Client und `soapqueue`. Dieses muss infolgedessen nicht via Internet erreichbar sein und ist dadurch vor Angriffen geschützt.

soapqueue:

Überprüft in regelmäßigen Abständen die Produktionsdatenbank auf neue Aufträge für den eigenen Standort. Falls neue vorhanden sind, verschickt es diese Aufträge (*jobs*) an den Computer-Cluster. Über Plugins¹⁴ werden mehrere Batch¹⁵- und Grid-Systeme unterstützt. Zur Zeit sind dies: PBS, SGE (Batch) und gLite, Condor, sweGrid (Grid).

Wird ein Grid-System genutzt, müssen die `iceprod`-Daemons auf einem Rechner laufen, auf dem die Middleware (vgl. Abschnitt 3.2) installiert ist (also auf einem User Interface, vgl. Abschnitt 3.4). Für den konkreten Fall des WLCG wäre dies die gLite-Middleware. gLite-Befehle (vgl. Anhang C) werden von `soapqueue` genutzt um Grid-Aufträge an das WMS (Abschnitt 3.2) zu verschicken und mit Statusabfragen auch zu überwachen. Eine Kopie der Konfigurationsdatei im XML-Format wird für jeden Auftrag zur zentralen Produktionsdatenbank übertragen.

Weiterhin kann `soapqueue` die erzeugten Daten einsammeln und zum Transfer in das Data Warehouse¹⁶ vorbereiten. Zur Vorbereitung gehört z.B. die Erstellung von beschreibenden Metadateien. Diese Funktion lässt sich über den `jobstageout`-Parameter in der `IceProd`-Konfiguration deaktivieren (vgl. Anhang D).

soapdh:

Der *data handler daemon* übernimmt die Übertragung an das Data Warehouse und entfernt temporäre Dateien, die beim Absenden von Aufträgen angelegt wurden. Dazu gehören etwa *.ids-Dateien (vgl. Anhang C). Zwecks Fehlerbehandlung können die IDs in diesen Dateien auch genutzt werden um manuell den Status eines Auftrags abzufragen und evtl. seine Ausgabe auszulesen.

Alternativ können die erzeugten MonteCarlo-Daten direkt im Anschluss an die Simulation von den Rechenknoten übertragen werden. Hierfür müssen die Knoten Zugriff auf das Internet haben. Da dies in der Regel der Fall ist, wird diese Methode auch genutzt und somit Netzwerkressourcen geschont. Als Übertragungsprotokoll für den Transfer kommt *GridFTP*¹⁷ zum Einsatz. Im Globus-Toolkit¹⁸ steht für Übertragungen mit GridFTP das Programm `globus-url-copy` zur Verfügung ([60], Abschnitt 7.7.1).

soapmon:

Dieser Daemon nimmt Statusupdates von laufenden Jobs entgegen. Sie enthalten z.B. den derzeitigen Fortschritt oder etwaige Fehlermeldungen. Der `soapmon`-Daemon muss nicht zwingend an jedem Standort laufen; ein entfernter `soapmon`-Server kann konfiguriert werden (vgl. Anhang D).

identifiziert werden kann.

¹⁴modulare Programmerweiterung

¹⁵Ein Batchsystem (engl. auch *queueing system* oder *scheduling system*) ist eine Software, die auszuführende Programme (Aufträge) auf mehrere Rechner verteilen kann. Batchsysteme können benutzt werden um Programme auf lokalen Clustern zu starten.

¹⁶zentrales Datenlager der Kollaboration für Detektor- und MonteCarlo-Daten.
Web-Zugang: <http://warehouse.icecube.wisc.edu>

¹⁷GridFTP ist ein sicheres und zuverlässiges Netzwerkprotokoll für den Datentransfer über Weitverkehrsnetze. Es basiert auf FTP (File Transfer Protocol) und implementiert zusätzlich Grid-Sicherheitskonzepte, Unterstützung paralleler Übertragungen, Server-zu-Server Übertragungen und weitere Funktionalitäten für Hochleistungsübertragungen über breitbandige Verbindungen.

¹⁸Globus gehört zu den ältesten Grid-Middlewares; die erste Version erschien bereits 1998 [72].

Welche Daemons an den global verteilten Standorten aktuell laufen, ist auf den Übersichtsseiten¹⁹ der MC-Produktion zu sehen (Abb. 4.3).

Grids										
ID	Name	Institution	System Type	Version	soaptray (pid)	soapmon (pid)	soapqueue (pid)	soapdh (pid)	soaphisto (pid)	Last Update
123	aachen-grid	RWTH Aachen	glite.gLite	1.1.5	RUNNING (16732)	RUNNING (16734)	RUNNING (16733)	RUNNING (16730)	DISABLED (N/A)	2009-08-08 11:56:26
24	ALICEnext	BU-Wuppertal	alicenext	1.0.5	STOPREQUEST (15759)	STOPPED (15761)	STOPREQUEST (15760)	STOPREQUEST (15758)	DISABLED (N/A)	
78	bartol	Bartol	sge	trunk	RUNNING (2251)	RUNNING (2253)	RUNNING (24991)	RUNNING (2249)	DISABLED (N/A)	2009-08-08 11:55:39
77	CHTC	UW-Madison	condor.Condor	trunk	RUNNING (3730)	RUNNING (3732)	RUNNING (3731)	RUNNING (3729)	DISABLED (N/A)	2009-08-08 11:52:57
9	desy	DESY	sge	1.1.5	RUNNING (22380)	RUNNING (22386)	RUNNING (22383)	RUNNING (22377)	DISABLED (N/A)	2009-08-08 11:56:33
79	EGEE	Dortmund grid	glite.gLite	trunk	RUNNING (2676)	RUNNING (2679)	STOPREQUEST (2678)	RUNNING (2674)	DISABLED (N/A)	2009-06-26 18:45:06
92	EGEE.Madison	EGEE	glite.gLite	trunk	DISABLED (N/A)	DISABLED (N/A)	RUNNING (22888)	RUNNING (22887)	DISABLED (N/A)	2009-08-08 11:56:12
8	FearTheTurtle	UMD	sge	1.1.5	RUNNING (14015)	RUNNING (14022)	RUNNING (14017)	RUNNING (14014)	DISABLED (N/A)	2009-08-08 11:55:31
1	GLOW	UW-Madison	condor.Condor	trunk	RUNNING (31250)	RUNNING (32282)	RUNNING (31251)	RUNNING (31249)	DISABLED (N/A)	2009-08-08 11:52:41
26	katrina	Southern University	pbs	1.1.2	DISABLED (N/A)	RUNNING (15170)	STOPREQUEST (15169)	RUNNING (15167)	DISABLED (N/A)	2009-05-04 13:17:18
69	LONI_Eric	Southern University	pbs	1.1.3	DISABLED (N/A)	DISABLED (N/A)	DISABLED (N/A)	DISABLED (N/A)	DISABLED (N/A)	2009-08-05 12:59:13
33	LONI_Louie	Southern University	pbs.Pbs	1.1.3	DISABLED (N/A)	DISABLED (N/A)	DISABLED (N/A)	DISABLED (N/A)	DISABLED (N/A)	2009-08-04 12:35:10
71	LONI_Oliver	Southern University	pbs	1.1.3	DISABLED (N/A)	DISABLED (N/A)	DISABLED (N/A)	DISABLED (N/A)	DISABLED (N/A)	2009-08-08 11:55:39
72	LONI_Poseidon	Southern University	pbs.Pbs	1.1.3	DISABLED (N/A)	DISABLED (N/A)	DISABLED (N/A)	DISABLED (N/A)	DISABLED (N/A)	2009-08-08 11:55:40
73	mainz	University of Mainz	glite.gLite	1.1.4	RUNNING (32027)	RUNNING (32029)	RUNNING (32028)	RUNNING (32025)	DISABLED (N/A)	2009-08-08 11:55:35
76	mainz-testing	University of Mainz	glite.gLite	1.1.4	STOPPED (14996)	STOPPED (14998)	STOPPED (14997)	STOPPED (14994)	DISABLED (N/A)	2009-07-10 08:26:22
14	npx2	UW-Madison	pbs.Pbs	trunk	DISABLED (N/A)	RUNNING (20085)	RUNNING (19638)	RUNNING (19637)	DISABLED (N/A)	2009-08-08 11:52:53
3	PDSF	LBNL	sge	1.1.4	RUNNING (20117)	RUNNING (20159)	RUNNING (20136)	RUNNING (20099)	DISABLED (N/A)	2009-08-08 11:55:48
91	pdsf2	LBNL	sge	1.1.4	RUNNING (20048)	RUNNING (20051)	RUNNING (20049)	RUNNING (20047)	DISABLED (N/A)	2009-08-08 11:55:45
25	psu_lionxc	PSU	pbs	1.1.5	RUNNING (2792)	RUNNING (2794)	RUNNING (2793)	RUNNING (2790)	DISABLED (N/A)	2009-08-08 11:55:36
120	psu_lionxi	PSU	pbs	1.1.4	RUNNING (32624)	RUNNING (32627)	RUNNING (18011)	RUNNING (32623)	DISABLED (N/A)	2009-08-08 11:55:36
31	psu_lionxj	PSU	pbs	1.1.4	RUNNING (15326)	RUNNING (15329)	RUNNING (15328)	RUNNING (15325)	DISABLED (N/A)	2009-08-08 11:55:36
5	SWEGRID	StockholmUniversity	swegrid	trunk	RUNNING (23009)	RUNNING (23011)	RUNNING (24867)	RUNNING (23007)	DISABLED (N/A)	2009-08-08 11:56:37

Abbildung 4.3: Status der Daemons an den Produktionsstandorten (Bildschirmfoto)

Zusätzlich zu den Daemons werden lokal noch die per MySQL²⁰ angebotenen *Logging Database* und *Software Release Database* betrieben. Zweitere ist nur in Verbindung mit einem IceProd-Client notwendig. Die Logging-Datenbank speichert temporär von soapmon empfangene Statusupdates und tauscht sich mit der zentralen Produktionsdatenbank aus [73]. Der Zusammenhang zwischen den vorgestellten Daemons und Datenbanken sowie die zur Kommunikation verwendeten Protokolle sind in Abb. 4.4 illustriert.

Liegen für einen Standort in der Produktionsdatenbank Aufträge vor, so kümmert sich soapqueue darum, diese Aufträge an den zuständigen Cluster zu schicken. Alle Aufträge haben in der Produktionsdatenbank jederzeit einen eindeutigen Zustand. Dieser Zustand wird bei jeder Änderung aktualisiert. Es lässt sich somit stets verfolgen wo im Produktionsablauf der Auftrag sich zurzeit befindet.

Nachdem soapqueue einen Satz²¹ Aufträge annimmt, ändert sich deren Status von WAITING zu QUEUEING. Daraufhin versucht soapqueue diese Aufträge einzeln an den Cluster zu schicken. Im Falle der gLite-Middleware geschieht dies mit glite-wms-job-submit. Verläuft das erfolgreich, ist das Workload Management System (WMS, siehe Abschnitt 3.2) von nun an für den Auftrag verantwortlich und der Status wechselt zu QUEUED.

Erreicht der Auftrag den Cluster, kontaktiert er den soapmon-Daemon um Einstellun-

¹⁹<http://internal.icecube.wisc.edu/simulation>

²⁰MySQL ist ein in C++ programmiertes Open-Source Datenbankverwaltungssystem. Durch den anstehenden Kauf von Sun Microsystems im September 2009 gehen die Rechte an MySQL dann in den Besitz der Oracle Corporation über.

²¹typischerweise zwischen 20 und 50, dieser Wert wird in der Konfigurationsdatei festgelegt (vgl. Anhang D, Option submit_jobs_per_interval)

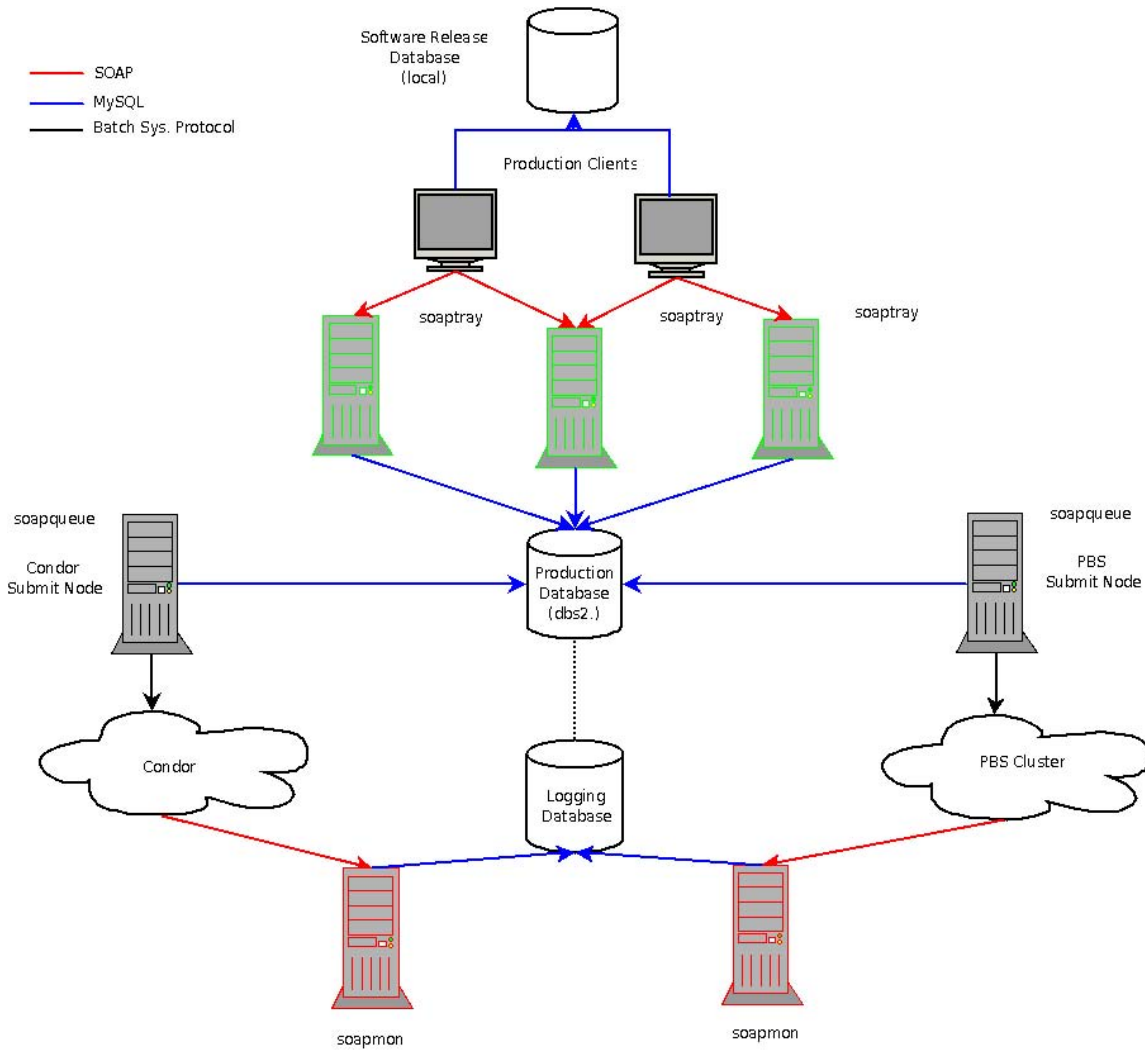


Abbildung 4.4: Funktionsprinzip der für die Verwaltung der MC-Produktion zuständigen Software IceProd. Die verwendeten Netzwerkprotokolle sind farbkodiert dargestellt. Der rechte Cluster ist ein Beispiel für ein Batchsystem (PBS), der linke für ein Grid-System (Condor) (aus [73]).

gen für die Simulation anzufordern. Wird die Berechnung gestartet, erhält er den Status **PROCESSING**. Während die vorherigen Stufen optimalerweise in einigen Minuten durchlaufen werden, dauert die Simulation selbst 3 bis 4 Stunden (etwa die Hälfte der Zeit für Filterung). Deswegen gibt es für diesen Zustand Fortschrittsanzeigen auf den Überwachungsseiten²². Hat ein Auftrag seine Simulationen durchgeführt, lädt er die Ausgabe (*output*) in das Data Warehouse (**COPYING**) und erreicht danach den finalen Zustand **OK**.

Tritt irgendwo ein Fehler auf, erfolgt nach den Zwischenzuständen **ERROR** und **RESET** eine erneute Einreihung des Auftrags (siehe Abb. 4.5). Die Fehlermeldung wird in diesem Fall über **soapmon** an die Produktionsdatenbank weitergegeben und kann für die Fehlerbehandlung nützlich sein.

Falls keine Zwischenfälle eintreten, durchläuft ein Auftrag chronologisch die Zustände **WAITING** → **QUEUEING** → **QUEUED** → **PROCESSING** → **READYTOCOPY** → **COPYING** → **OK**.

²²<http://internal.icecube.wisc.edu/simulation>

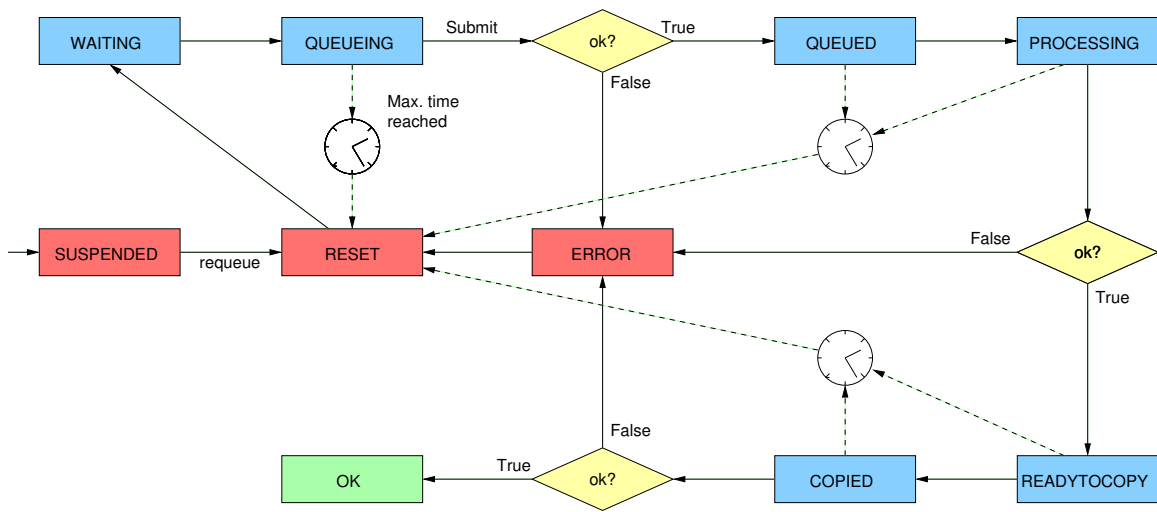


Abbildung 4.5: Zustandsdiagramm von IceProd-Aufträgen.

4.2 Einrichtung und Betrieb der MonteCarlo-Produktion

IceProd wird auf dem User Interface `gridmz001` (vgl. Abschnitt 3.4) eingerichtet. Hierzu wird der Quelltext zunächst heruntergeladen und kompiliert:

```
mkdir -p iceprod/V01-01-04/build
cd iceprod/V01-01-04
svn co http://code.icecube.wisc.edu/svn/meta-projects/iceprod/releases/V01-01-04 src
cd iceprod/V01-01-04/build/
python ../src/setup.py
```

Zum Kompilieren wird Python (ab Version 2.4) benötigt, eine eigene Installation wird deswegen in

```
/home/icepradmin/Linux-libstdc++6-x86_64
```

eingerichtet. Da in Python-Installationen standardmäßig keine MySQL-Funktionalität inbegriffen ist, diese aber benötigt wird (vgl. Abschnitt 4.1), werden MySQL-Bibliotheken für Python in

```
/home/icepradmin/mysql/MySQL-Python-1.2.2
```

zur Verfügung gestellt.

Die `ports`²³-basierte Softwaresammlung I3PORTS, welche unter anderem ROOT und QT enthält, wird in

```
/home/icepradmin/ports
```

abgelegt. Nachdem die nötigen Umgebungsvariablen gesetzt bzw. angepasst sind, z.B. als

```
export I3PYTHON=/home/icepradmin/Linux-libstdc++6-x86_64
export I3PORTS=/home/icepradmin/ports
export PATH=$I3PYTHON/bin:$PATH
export LD_LIBRARY_PATH=$HOME/lib:$I3PORTS/lib/mysql-4.1.20/mysql:$I3PYTHON/lib:$LD_LIBRARY_PATH
```

und die Konfiguration über die Datei `iceprod.cfg` (siehe Anhang D) vorgenommen wurde, lässt sich IceProd starten:

```
[icepradmin@gridmz001:~/iceprod/V01-01-04/build]$ ./env-shell.sh iceprod start
globus certificate passphrase:
Starting up iceprod.....ok
```

Zu beachten ist hier, dass IceProd ein gültiges Grid-Zertifikat zur Erzeugung eines Proxy (vgl. Abschnitt 3.3) und Versendung von Aufträgen benötigt. Das heißt, die `gLite`-Software muss auch unabhängig von IceProd benutzbar sein. Wie Zertifikate beantragt und im Heimverzeichnis eingerichtet werden, ist in ([60], Kap. 4) erklärt.

Nach dem Starten von IceProd laufen alle Daemons; dies lässt sich auf den Überwachungsseiten nachvollziehen (Abb. 4.3). Der IceProd-Server ist damit betriebsbereit und Aufträge können mit einem der Iceprod-Clients von jedem dazu autorisierten Nutzer an den Mainzer Cluster geschickt werden. Da die Verteilung der Simulationsaufgaben an die einzelnen Cluster in Madison zentral koordiniert wird, werden von dort aus auch die Aufträge verschickt.

²³auf FreeBSD zurückgehendes Software-Paketverwaltungssystem, <http://www.freebsd.org/de/ports>

Damit ein Auftrag erfolgreich laufen kann, muss diesem aber noch weitere Software zur Verfügung gestellt werden. Dazu gehören u.a. die Photon Tabellen, CORSIKA, Java und `icetray`, das Rahmenprogramm für die Simulation. Innerhalb von `icetray` laufen z.B. die Detektorsimulation `icesim` oder die Filterungssoftware `std_processing`. Diese Softwaresammlung muss von jedem Rechenknoten erreichbar sein. Zu diesem Zweck wird ein Verzeichnis auf dem Rechner `dgridmzdp01` per NFS²⁴ an alle Rechenknoten exportiert: diese sehen es dann als `/exp_soft/icecube`.

Die Photon Tables sind gespeichert in `/exp_soft/icecube/tables`, Java in `/exp_soft/icecube/java`, Software zur Simulation (`icetray`, `icesim`, `std_processing`, `CORSIKA`, `gcd`, usw.) in `/exp_soft/icecube/downloads`. Da für die Simulationssoftware regelmäßig aktualisierte Versionen erscheinen, läuft auf `dgridmzdp01` ein `cron`²⁵-Job, welcher mittels einer `rsync`²⁶-Anweisung regelmäßig auf neuere Dateien prüft und diese ggf. kopiert:

```
rsync -avu -e ssh kwiebe@pub.icecube.wisc.edu:/net/ice3simusr/downloads /exp_soft/icecube/
```

Die Auslastung des Clusters lässt sich auf den Überwachungsseiten einsehen. Wie in Abb. 4.6 gezeigt, sind aktive Aufträge, Aufträge in der Warteschlange und fehlerhafte Aufträge in einem einstellbaren Zeitraum (z.B. einem Tag) einsehbar. Nach einem Monat werden die Einzelwerte in 42-Stunden-Blöcke zusammengefasst.

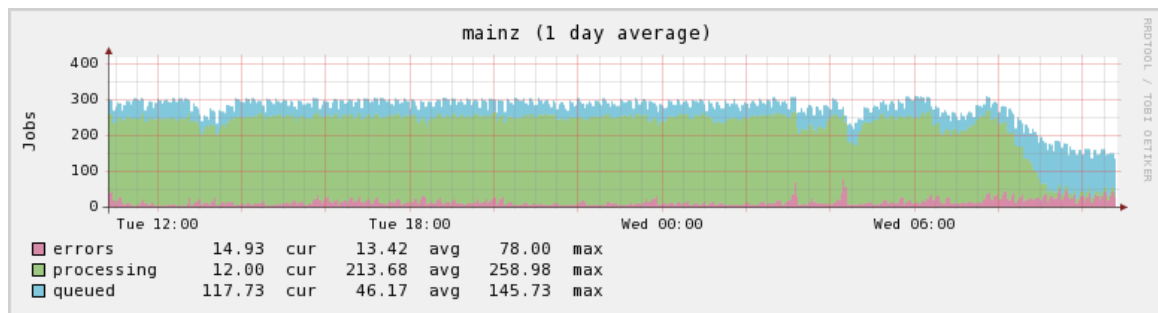


Abbildung 4.6: Auslastung des Mainzer Clusters mit IceProd-Aufträgen in einem Zeitraum von 24 Stunden. Da bei Filterungsaufträgen einige Datensätze nicht gefiltert werden können, werden diese als Fehler (rot) registriert.

Da die Simulation eines Datensatzes auch auf mehrere Standorte verteilt werden kann, wird auch der relative Anteil, den die einzelnen Cluster beitragen, in einem Kreisdiagramm dargestellt. In Abb. 4.7 ist ein solches für den noch nicht fertiggestellten Filterungsdatsatz 2039 gezeigt. Über die Hälfte der Aufträge wurde an den Mainzer Clustern (Abschnitt 3.4) `mainz` und `mainz-testing` gerechnet.

Der Durchlauf eines Simulationsauftrags dauert für CORSIKA-Untergrundsimulationen etwa 3–4 Stunden; hierbei fallen ca. 400 MB an Ausgabedaten an. Bei Signal-MonteCarlo sind es etwa 50 MB. Wird die Laufzeit eines Auftrags mit 3,5 Stunden angenommen so können bei 230 parallel rechnenden Prozessoren täglich bis zu 630 GB Untergrunddaten anfallen. Die Höchstwerte der globalen MonteCarlo-Produktion liegen bei 1 TB anfallenden

²⁴Network File System, ein verteiltes Dateisystem

²⁵Im Hintergrund laufender Daemon, der Programme automatisch zu bestimmten Zeiten oder in bestimmten Zeitabständen ausführen kann

²⁶Netzwerkprotokoll und Programm zur Synchronisation von Daten. Übertragen werden nur Dateien, welche im Quellpfad aktueller sind als im Zielpfad. Sind die Inhalte komplett identisch, findet keine Übertragung statt. Ob Dateien identisch sind, wird mit Prüfsummen sehr schnell festgestellt.

Daten pro Tag. Der Anspruch an das Data Warehouse ist also groß, was Speicherkapazität angeht. Für Simulationsdaten stehen dort 200 TB zur Verfügung, davon sind derzeit²⁷ etwa 30 TB unbesetzt. Die MC-Produktion wird somit nicht durch die Anzahl der global zur Verfügung stehenden Prozessorkerne limitiert, sondern durch knapp werdenden Speicherplatz [74]. Deswegen wurde die Einrichtung eines zweiten Datenzentrums, am Standort DESY-Zeuthen, beschlossen. Hier werden ca. 100 TB an Speicherplatz bereitgestellt.

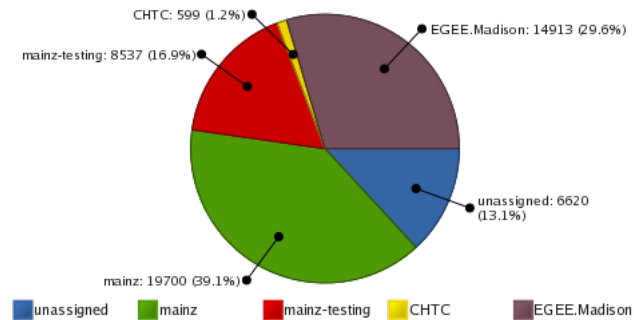


Abbildung 4.7: Anteilige Beteiligung der Mainzer Cluster am Filterungsdatensatz 2039.

Pro Rechenknoten stehen in den Mainzer Clustern 16 GB Arbeitsspeicher zur Verfügung, welchen sich 8 Prozessoren teilen müssen. Somit sollte ein einzelner Prozessor nicht mehr als 2 GB flüchtigen Speicher belegen. In diesem Zusammenhang können die mit 15 GB recht umfangreichen Photon Tables ein Problem darstellen. Da jeder Prozessor diese zum Simulieren braucht²⁸, wird er sie über NFS in seinen Arbeitsspeicher laden. Dieser kann allerdings nicht 120 GB aufnehmen und wird somit nicht ausreichen. Die angewandte Lösung besteht darin, die simulierten Ereignisse nach Einfallswinkeln (Zenitwinkeln) zu sortieren und sukzessiv entsprechende Winkelbereiche der Photon Tables (z.B. in Schritten von 10°) zu laden [75]. Für Ereignisse im Grenzbereich der Bins muss entweder der nächste Bin geladen werden während der alte noch im Speicher ist, oder die Bins müssen sich überschneiden (z.B. Binbereiche von 9-21°, 19-31°, usw.). Der Speicherbedarf eines einzelnen Prozessors senkt sich durch diese Maßnahmen auf 300-1800 MB (abhängig von Art und Fortschritt der Simulation) und liegt damit im erlaubten Rahmen.

Eine konsequentere Maßnahme bestünde darin, Ereignisse einzelner Winkelbereiche auf verschiedene Prozessoren aufzuteilen. Somit müsste pro Auftrag nur ein Winkelbereich der Photon Tables geladen werden. Dies würde auch die Netzwerkbelastung deutlich reduzieren. Für künftige Entwicklungen von IceProd (ab Version 1.2.x) ist die Unterstützung dieser Funktionalität angedacht, zunächst aber nur im Rahmen der Middleware Condor²⁹.

Da das WLCG genutzt wird, gäbe es eine weitere Optimierungsmöglichkeit. Beim Abschicken von Aufträgen wird üblicherweise der Zielcluster, auf dem der Auftrag gerechnet werden soll, angegeben. Wird dieser Parameter weggelassen, so nimmt das WMS die Verteilung selbstständig vor und zwar unter allen Clustern der entsprechenden virtuellen Organisation. Herrschen auf den WNs aller Cluster gleiche Software-Gegebenheiten, so reicht prinzipiell nur eine IceProd-Installation um alle WLCG-Cluster zu bedienen. Alternativ könnte eine Installation von IceProd auch Warteschlangen für mehrere Cluster verwalten und Aufträge gezielt an die verschiedenen Cluster entsprechend ihrer Prozessoranzahl versenden.

²⁷Stand August 2009

²⁸für Filterungen werden sie nicht benötigt

²⁹<http://www.cs.wisc.edu/condor/dagman>

Kapitel 5

Einfluss meteorologischer Parameter auf Myonraten

Wie in Abschnitt 1.2.3 dargelegt, ist die Änderung von Myonraten mit der atmosphärischen Temperaturänderung eng korreliert. Die mittlere Entstehungshöhe für Pionen wurde in Abschnitt 1.2.2 berechnet. Abbildung 1.9 zeigt, in welchem Ausmaß sich Temperaturen unterschiedlicher Höhen auf die Pionen auswirken sollten. Um diesen Sachverhalt nachzuvollziehen, werden zwei unterschiedliche meteorologische Datensätze der Südpolatmosphäre näher analysiert. Bei diesen handelt es sich zum einen um ECMWF-Modelldaten aus Reading, UK (Abschnitt 5.1.2) und zum anderen um Daten von Radiosonden, die durch Ballonaufstiege aufgenommen wurden. Die Charakteristiken der beiden Datensätze werden im folgenden Abschnitt näher erläutert. Aus diesen Daten können effektive Temperaturen bestimmt und mit Myonraten verglichen werden (Abschnitt 5.4). Die Myonraten werden aus den IceCube-DST-Daten ermittelt (Abschnitt 5.3).

Die in Abschnitt 1.2.2 dargestellte Abhängigkeit der mittleren Wechselwirkungshöhe von Einfallswinkel und Energie der Primärteilchen wird mit CORSIKA-Simulationen geprüft (Abschnitt 5.2).

5.1 Meteorologische Datensätze

5.1.1 Daten von Radiosonden

Radiosonden als Teil eines Wetterballons dienen der Meteorologie zur in-situ-Messung physikalischer Größen während des Aufstiegs in die Atmosphäre. Sie ergänzen somit Daten von Wettersatelliten und Bodenstationen und sind bei typischen maximalen Steighöhen um die 30 km insbesondere geeignet um Temperatur- und Druckprofile der unteren Atmosphäre (Tropo-/Stratosphäre) zu erstellen. In regelmäßigen Abständen von einigen Sekunden funken Radiosonden Messgrößen wie Temperatur, Druck, Luftfeuchte, Position und Windgeschwindigkeit¹ an die Bodenstation(en). Zur Übertragung werden Frequenzen um die 400 oder 1680 MHz gewählt. Die Ortung geschieht durch GPS² oder Radarsysteme. Der Durchmesser eines Ballons beträgt am Erdboden ungefähr 2 m, wächst mit steigender Höhe allerdings auf bis zu 10 m an. Die Steighöhe ist durch den Außendruck limitiert. Ist dieser zu gering (< 10 mb), zerplatzt der Ballon [76]. Größe und Proportionen eines Ballons sind in Abb. 5.1 zu sehen.

¹Ursprünglich wurden Radiosonden, die auch Winde messen können, als *Rawinsonden* bezeichnet. Es hat sich aber durchgesetzt auch für diese den verallgemeinerten Begriff *Radiosonde* zu verwenden.

²*Global Positioning System*, globales Navigationssatellitensystem zur Positionsbestimmung und Zeitmessung



Abbildung 5.1: Ein Wetterballon kurz vor dem Start.

Am Südpol werden Ballonflüge im Auftrag der US-amerikanischen *National Science Foundation* vom *Southpole Meteorology Office* durchgeführt. Die Messdaten werden in die USA übertragen und u.a. vom Antarctic Meteorological Research Center (AMRC) an der University of Wisconsin (Madison, USA) archiviert und öffentlich zugänglich gemacht³.

Die Datenorganisation ist an den Ballonflügen orientiert. Jedem Aufstieg entspricht eine ASCII⁴-Datei, in deren Spalten die Messgrößen Zeit, Höhe, Druck, Temperatur, Luftfeuchte, Geschwindigkeit und Richtung stehen. Bei einer durchschnittlichen Dateigröße von 175 kB und 1–2 Aufstiegen⁵ pro Tag nehmen Daten eines Jahres etwa 100 MB ein.

Welche Höhe ein Ballon erreicht, ist stark von der Jahreszeit abhängig (Abb. 5.2). Wie zuvor erwähnt, können Ballons nur bis zu einer Drucklage von 10 mb aufsteigen. Da im Winter die Atmosphäre „kompakter“ ist, werden Höhen von 10–15 Kilometern erreicht. Im Sommer sind es um die 35 km. Auffällig in Abb. 5.2 sind die beiden deutlich abgegrenzten Bereiche im antarktischen Winter. Der Großteil der Ballons scheint kaum Höhen über 15 km zu erreichen; einige wenige kommen allerdings deutlich über 20 km. Höhen unterhalb von 12 km erlauben es nicht einen aussagekräftigen Wert für die effektive Temperatur zu berechnen (vgl. Abschnitt 1.2.2). Um Messungen zu entfernen, die den Anforderungen nicht genügen, wird für jeden Aufstieg überprüft, ob der Ballon die Druckschwelle von 50 mb passiert hat. Ist dies nicht der Fall, wird die entsprechende Messreihe ignoriert. Die Verteilung der erreichten Höhen nach diesem Schnitt ist in Abb. 5.3 zu sehen.

Da der Großteil der Ballonflüge im Winter durch den Schnitt auf die Druckschwelle verloren

³<ftp://amrc.ssec.wisc.edu/pub/southpole/radiosonde/>

⁴American Standard Code for Information Interchange, 7-Bit-Zeichenkodierung

⁵Im antarktischen Sommer werden täglich zwei Ballons gestartet, im Winter ist es nur einer.

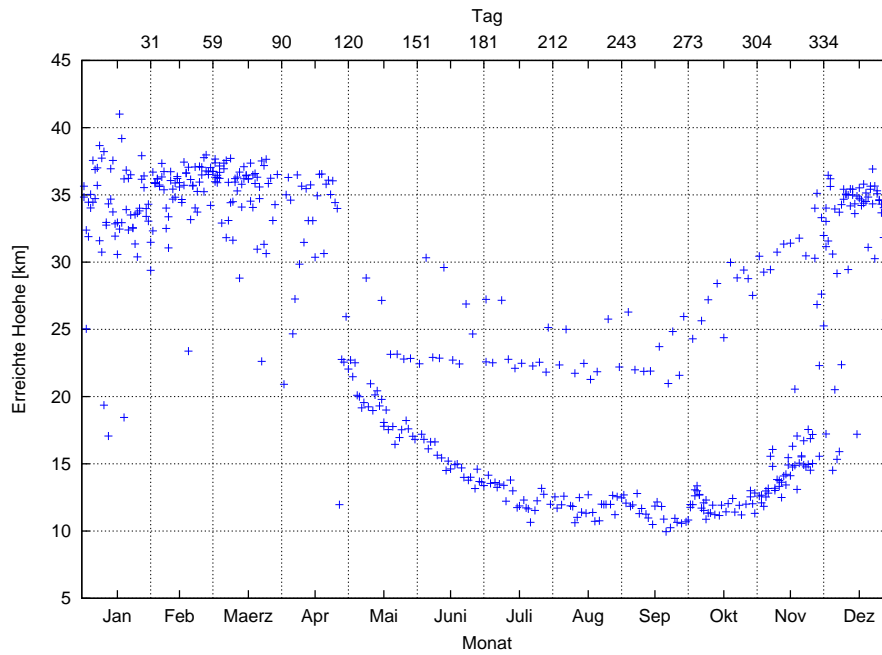


Abbildung 5.2: Maximal erreichte Höhen bei Wetterballonflügen am Südpol (2008).

geht, eignen sich die winterlichen Radiosondendaten nicht um effektive Temperaturen zu berechnen und somit auch nicht um Korrelationen mit Myonraten zu untersuchen.

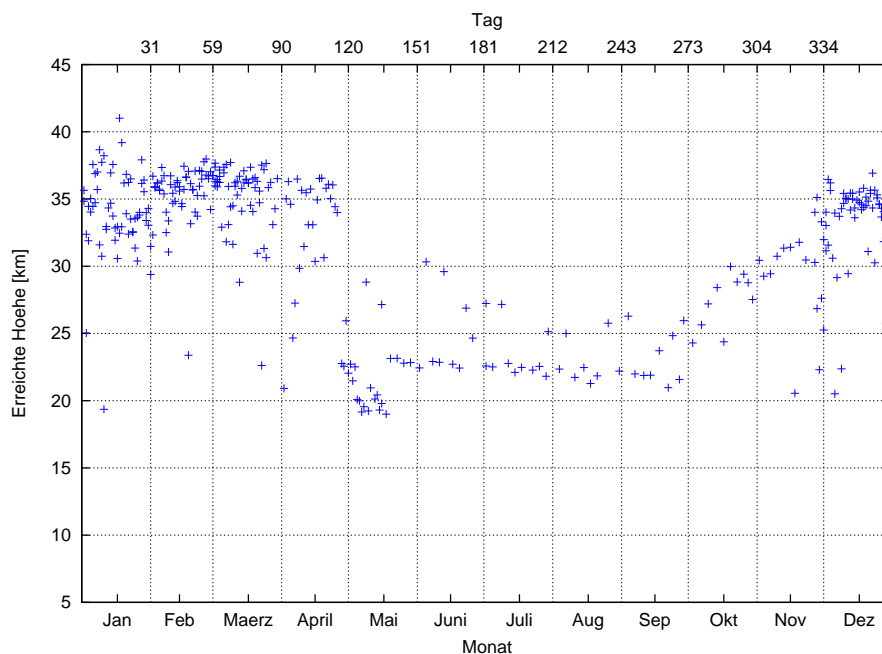


Abbildung 5.3: Maximal erreichte Höhen bei Wetterballonflügen am Südpol (nach dem Schnitt auf die Druckschwelle).

5.1.2 ECMWF-Atmosphärenmodellvorhersage

Das Europäische Zentrum für mittelfristige⁶ Wettervorhersage (engl.: *European Centre for Medium-Range Weather Forecasts*, ECMWF) mit Sitz in Reading (Vereinigtes Königreich) wurde 1975 gegründet und wird derzeit von 18 Mitgliedsstaaten unterstützt, darunter auch Deutschland. Zu den zentralen Aufgaben des ECMWF zählen die Entwicklung numerischer Methoden für eine mittelfristige Wettervorhersage, die regelmäßige Vorbereitung dieser Wettervorhersagen, wissenschaftliche und technische Forschung zur Verbesserung dieser Vorhersagen sowie das Sammeln und Speichern benötigter meteorologischer Daten. Bei der Produktion dieser Daten fließen verschiedenartige Messungen vom gesamten Globus ein. Dazu gehören Messungen

- am Boden (Bodenmessstationen, Wetterschiffe, Bojen, ...),
- von Radiosonden (aufsteigende Wetterballons),
- durch Flugzeuge (auch durch kommerzielle Fluggesellschaften),
- von (Wetter-)Satelliten.

Die Ergebnisse der Vorhersagen und die archivierten Datensätze werden den Mitgliedsstaaten im akademischen und kommerziellen Rahmen zur Verfügung gestellt.

Datensätze meteorologischer Messgrößen wie Temperatur, Druck und Windgeschwindigkeit lassen sich abhängig von geographischer Länge und Breite, Zeitpunkt und Höhe in diskreten Abständen aus den archivierten Daten extrahieren⁷. Zum besseren Vergleich mit Daten des IceCube-Detektors werden diese Sätze in das IceCube-Koordinatensystem⁸ umgerechnet und in sinnvollen Bin-Abständen (siehe später) interpoliert.

Die der Umrechnung zugrundeliegende Skizze ist in Abb. 5.4 gezeigt. Für ein Paar aus Zenitwinkel θ und Höhe h soll die geographische (südliche) Breite $\lambda(\theta, h)$ berechnet werden können.

Mit dem Sinussatz ergibt sich der Zusammenhang

$$\frac{r+h}{\sin(\pi-\theta)} = \frac{r+d}{\sin(\beta)} \iff \frac{r+h}{\sin(\theta)} = \frac{r+d}{\sin(\beta)} . \quad (5.1)$$

Da die Winkelsumme im Dreieck π ergeben muss, gilt

$$\beta = \theta - \alpha \quad \text{und damit ist} \quad \beta = \theta + \lambda - \pi/2 \quad , \quad \text{da} \quad \lambda = \pi/2 - \alpha . \quad (5.2)$$

Es folgt also:

$$-\cos(\theta + \lambda) = \sin(\theta) \frac{r+d}{r+h} \implies \lambda(\theta, h) = \arccos \left[\sin(\theta) \frac{r+d}{r+h} \right] - \theta . \quad (5.3)$$

r und d sind Konstanten ($r = 6357$ km, $d = 0,87$ km, vgl. Abb. 2.1).

⁶Die herausgegebenen Prognosen reichen etwa 10 Tage in die Zukunft. Vorhersagen bis zu 32 Tagen werden mit minderer Qualität (80 km Auflösung) ein Mal pro Woche erstellt.

⁷Dabei werden die fein aufgelösten (und sehr umfangreichen) Daten zu größeren Bins zusammengefasst und entsprechend gemittelt.

⁸Zenit-Winkelbereich von $0-90^\circ$, wobei ein Zenitwinkel $\theta = 0^\circ$ einem senkrechten Einfall entspricht. Der Azimut orientiert sich an der geographischen Länge, bewegt sich allerdings zwischen 0 und 360° . Ein Azimutwinkel $\varphi = 0^\circ$ zeigt entlang des 90. östlichen Längengrades und nimmt (bei Draufsicht auf den Südpol) gegen den Uhrzeigersinn zu. Der Ursprungspunkt des Koordinatensystems befindet sich im Zentrum des Detektors.

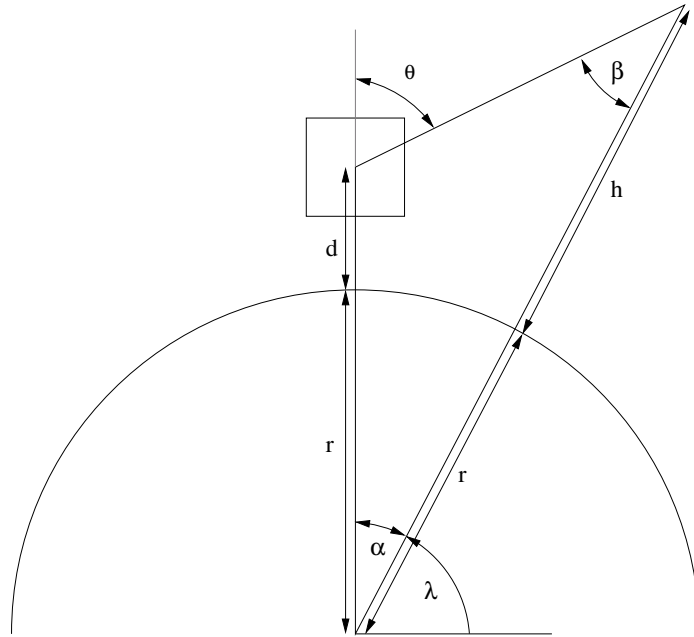


Abbildung 5.4: Skizze zur Umrechnung von geographischen Koordinaten in das Koordinatensystem von IceCube. Gezeigt sind Südhalbkugel, der IceCube-Detektor (nicht maßstabgetreu) und die zur Umrechnung relevante Geometrie. Die Eisschicht, in der sich der Detektor befindet, ist nicht dargestellt. Höhenangaben beziehen sich stets auf den Erdboden.

Mit dieser Funktion $\lambda(\theta, h)$ werden für die Höhen $h \in \{4; 5; 6; \dots; 42\}$ und 6 Mitten der Zenitwinkelbins θ (in den Bereichen $0-15^\circ$, $15-30^\circ$, $30-45^\circ$, usw.) 234 ($= 6 \cdot 39$) Zuordnungen erstellt. Basierend auf diesen werden die Wetterdaten extrahiert⁹. Die Zahl der Winkelbins für den Azimut ist abhängig vom Zenitbin. Je größer der Zenitwinkel, desto mehr Oberfläche bedeckt sein Bin auf einer imaginären Kugel. Deshalb erhöht sich die Zahl der Azimutbins mit dem Zenitwinkel (Abb. 5.5).

Die Daten liegen in Form von ASCII-Dateien vor. Jede Datei enthält Daten einer bestimmten Kombination von Zenit-, Azimut- sowie Höhenbin, und zwar für ein ganzes Jahr¹¹. Die zeitliche Auflösung beträgt 6 Stunden. Aus dem Dateinamen ist ersichtlich, um welche Bins es sich handelt. Eine Datei mit dem Namen 3_07_21 würde also Daten des dritten Zenit- und des siebten Azimutbins für eine Höhe von 21 km enthalten. Für die in Abb. 5.5 gezeigten 56 Winkelbins und 39 Höhenbins ergeben sich also insgesamt 2184 Kombinationen (Dateien). Bei einer Dateigröße von etwa 70 kB nehmen Daten eines ganzen Jahres ein Volumen von ca. 150 MB ein. Der Inhalt der Dateien ist spaltenweise organisiert. In der ersten Spalte steht die Zeitinformation im Format YYYYMMDD_HH, wobei die Stundenangabe in UTC¹² erfolgt. In den übrigen Zeilen sind meteorologische Größen wie Temperatur, Druck und longitudinale sowie latitudinale Windrichtung erfasst.

⁹Für die freundliche Kooperation und Durchführung der Extraktion sei an dieser Stelle Herrn Prof. H. Wernli und Stefan Pfahl vom Institut für Physik der Atmosphäre (Universität Mainz) gedankt.

¹⁰Die Datenextraktion mit o.g. Binning dauert für den Zeitraum von einem Jahr etwa zwei Wochen (für Wetterdaten am Südpol).

¹¹Daten verschiedener Jahre sind ordnerweise sortiert. Pro Jahr existiert ein Ordner.

¹²koordinierte Weltzeit

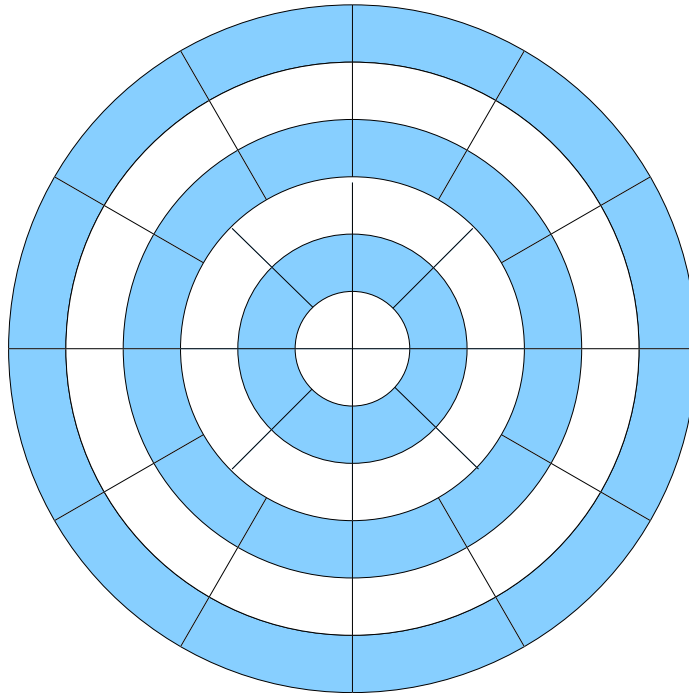


Abbildung 5.5: Anzahl von Azimutbins in den verschiedenen Zenitbins. Die Ringe symbolisieren die Zenitbins, wobei äußere Ringe größeren Zenitwinkeln entsprechen. Der innerste Zenitbin ist in vier Azimutbins unterteilt, die nächsten beiden in je acht. Die äußersten drei Zenitbins haben je zwölf Segmente. Die Festlegung auf diese Einteilung stellt einen Kompromiss zwischen Genauigkeit und Rechenaufwand¹⁰ zur Extraktion dar.

5.1.3 Vergleich

Sowohl die Daten von Radiosonden als auch die ECMWF-Daten haben Vor- und Nachteile. Wie in Abschnitt 5.1.1 besprochen, besteht ein gravierender Nachteil der Radiosonden in den unzureichenden Steighöhen im antarktischen Winter. Zudem beinhalten sie nur Daten des Atmosphärenbereichs direkt über dem Südpol. Für größere Zenitwinkel gibt es (im Gegensatz zu den ECMWF-Daten) keine Informationen. Als kleiner Nachteil der ECMWF-Daten kann das gröbere Höhenbinning (1 km) angesehen werden; Radiosonden messen in 2-Sekunden-Intervallen, bieten somit Höhenauflösungen um die zehn Meter. Die ECMWF-Daten hingegen sind mit 6-Stunden-Abständen zeitlich besser aufgelöst (zur Erinnerung: Ballons werden im Winter ein Mal und im Sommer zwei Mal pro Tag gestartet).

In Abb. 5.6 findet sich ein Vergleich der beiden Datensätze für je einen typischen Tag im Sommer und Winter. Die Temperaturverläufe stimmen jeweils gut überein. Die Ursache hierfür könnte sein, dass in den ECMWF-Daten zur Korrektur der Vorhersage auch Ballonmessungen berücksichtigt werden. Auffällig im Sommer ist der Wendepunkt im Temperaturverlauf (Stratopause). Im Winter findet wegen des Ozonlochs und reduzierter Sonneneinstrahlung in Höhen um die 10 km noch keine Erwärmung statt.

Für die folgenden Berechnungen in Abschnitt 5.4 werden die ECMWF-Daten benutzt.

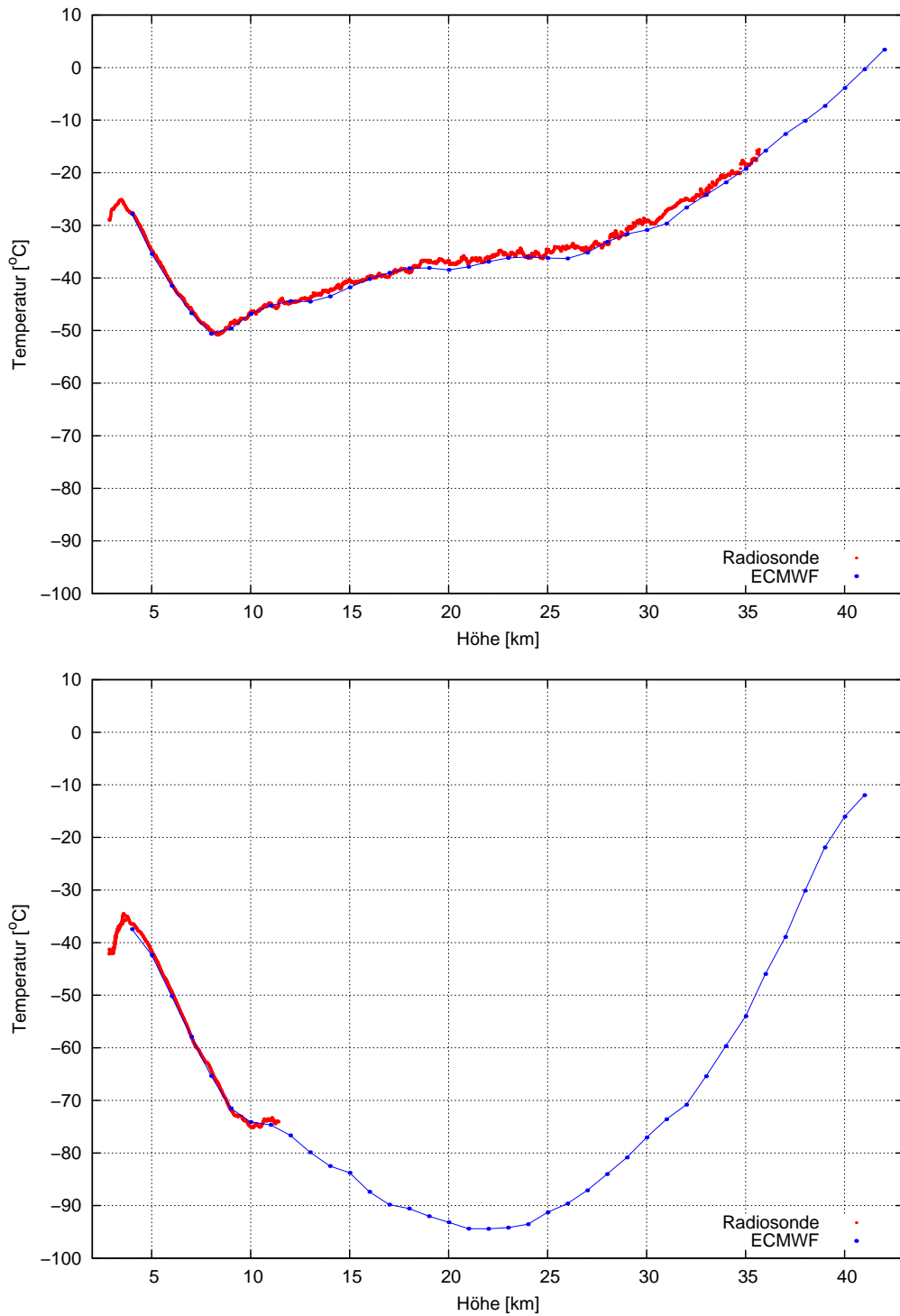


Abbildung 5.6: Temperaturprofile von ECMWF- und Radiosondendaten im Vergleich. Oben: Typischer Verlauf im antarktischen Sommer (am Beispiel des 19.01.2008). Unten: Typischer Verlauf im antarktischen Winter (am Beispiel des 13.07.2008). Zur Verdeutlichung des Verlaufs wurden die ECMWF-Datenpunkte verbunden.

5.2 CORSIKA-Simulationen

In den Abschnitten 1.2.2 und 1.2.3 wurde dargelegt, welche Einflüsse und Abhängigkeiten der Entstehung von atmosphärischen Myonen als Teil der Sekundärstrahlung zugrunde liegen. Diese Auswirkungen sollen qualitativ und quantitativ auch mit CORSIKA-Simulationen nachvollzogen werden. Für das IceCube-Experiment wird eine Vielzahl von MonteCarlo-Datensätzen generiert (Kap. 4). Allerdings werden derzeit in den auf die CORSIKA-Simulation folgenden Simulationsstufen, wie z.B. der Propagation der Myonen durch das Eis und der Detektorsimulation, die Informationen über die ursprünglichen Entstehungskordinaten der Myonen verworfen. Um die Sachverhalte trotzdem untersuchen zu können, werden mit Unterstützung durch die lokalen Grid-Ressourcen (Abschnitt 3.4) eigene CORSIKA-Simulationen durchgeführt. Da die innerhalb von CORSIKA zur Auswahl stehenden hadronischen Wechselwirkungsmodelle (vgl. Abb. 2.11) ähnliche Wirkungsquerschnitte verwenden, wird aus Geschwindigkeitsgründen das Modell QGSJET gewählt. Für niederenergetische Wechselwirkungen kommt das als Standard voreingestellte Modell GHEISHA zum Einsatz (vgl. Abschnitt 2.3). Die Absorption der Myonen durch das Eis wird in Form eines (winkelabhängigen) Energieschnitts (Abschnitt 5.2.1) realisiert.

In der Ausgabe von CORSIKA (vgl. Abb. A.2) sind die Entstehungsorte nicht gespeichert. Zwar finden sich drei Spalten mit den kartesischen Koordinaten der vermeintlichen Startposition der Teilchenspur, allerdings sind an diesen Stellen die Positionen der Teilchen beim Auftreffen auf die Beobachtungsebene (engl.: *observation level*) gespeichert (vgl. Abb. A.3). Zur Berechnung der Höhe wird deswegen die Spurlänge s (dritte Spalte von rechts) und der Zenitwinkel θ (fünfte Spalte von rechts) verwendet.

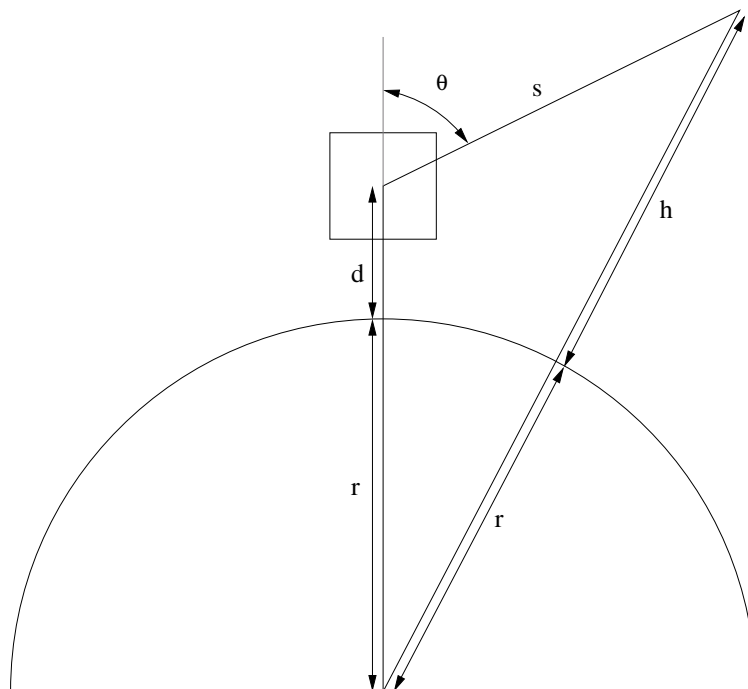


Abbildung 5.7: Skizze zur Berechnung der Myon-Entstehungshöhe aus Spurlänge s und Zenitwinkel θ . Die Darstellung ist nicht maßstabsgetreu und die Eisschicht nicht eingezeichnet.

Unter Vernachlässigung der Erdkrümmung berechnet sich die Höhe dann wie folgt:

$$h(\theta, s) = d + s \cdot \cos \theta \quad . \quad (5.4)$$

d ist der Abstand zwischen Detektormittelpunkt und Meereshöhe (etwa 870 m), s die Spurlänge des Myons und θ der Zenitwinkel in IceCube-Koordinaten (vgl. Abb. 5.4). Je schräger der Einfall, desto schlechter wird diese Näherung.

Mithilfe der Skizze in Abb. 5.7 und dem Kosinussatz lässt sich die Höhe jedoch auch exakt errechnen:

$$\begin{aligned} (r + h)^2 &= s^2 + (r + d)^2 - 2s(r + d) \cos(\pi - \theta) \\ \implies h(\theta, s) &= -r + \sqrt{s^2 + (r + d)^2 + 2s(r + d) \cos \theta} \quad , \quad r = 6357 \text{ km} \quad . \end{aligned} \quad (5.5)$$

Für nachfolgende Berechnungen wird ausschließlich diese exakte Höhenbestimmung genutzt.

5.2.1 Zenitabhängigkeit der Entstehungshöhen von Myonen

Abb. 5.8 zeigt Entstehungshöhen von Myonen in Abhängigkeit vom Einfallswinkel. Ein Zenitwinkel von 0° entspricht hierbei senkrechtem Einfall. Als Primärteilchen wurden Protonen mit Energien zwischen 10^{15} und 10^{19} eV simuliert (energieabhängige Häufigkeitsverteilung mit einer Abnahme $E^{-2,7}$, vgl. Abschnitt 1.1). Qualitativ ist eine Zunahme der Höhe mit dem Zenitwinkel zu erkennen, in Einklang mit Abschnitt 1.2.2. Auffällig ist auch die Struktur vertikaler Streifen. Jeder Streifen stellt jeweils einen eigenen Luftschauer dar (hochenergetische Myonen folgen in etwa der Einfallsrichtung der Primärteilchen und Pionen).

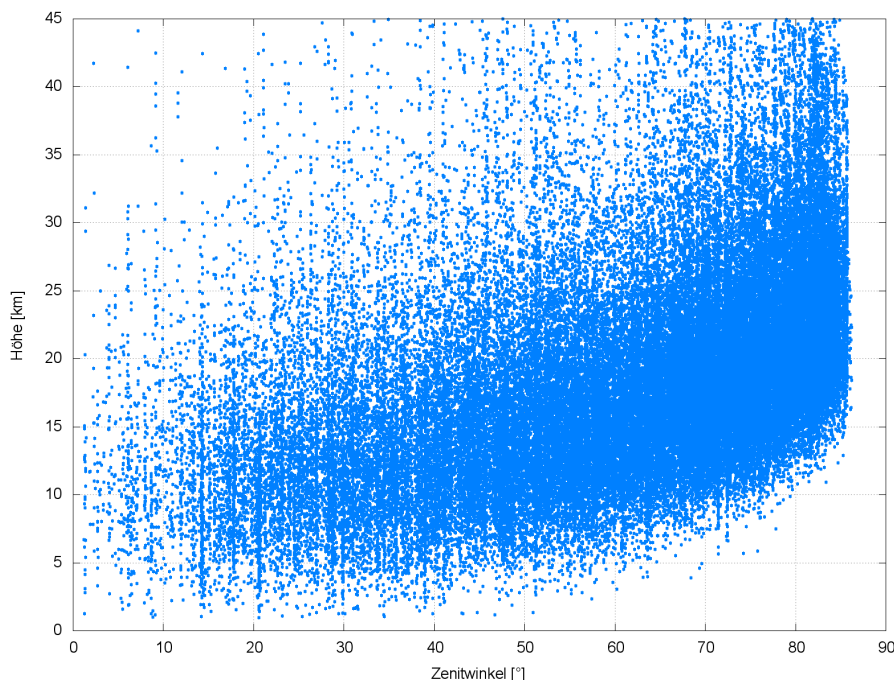


Abbildung 5.8: In simulierten Luftschauern entstehende Myonen. Zu jedem Myon, das auf der Beobachtungsebene auftritt, sind Entstehungshöhe und Einfallswinkel gegeneinander aufgetragen.

Wegen der Eisschicht über dem Detektor können nicht alle in Abb. 5.8 gezeigten Myonen den Detektor erreichen. Deswegen wird eine winkelabhängige Mindestenergie benötigt. Die zur Durchquerung des Eises benötigte Schwellenenergie wird nach [18] wie folgt berechnet:

$$E_{th}(\theta) = 0,53 \text{ TeV} \left(e^{0,4 \frac{1}{\text{km}} \cdot D} - 1 \right) . \quad (5.6)$$

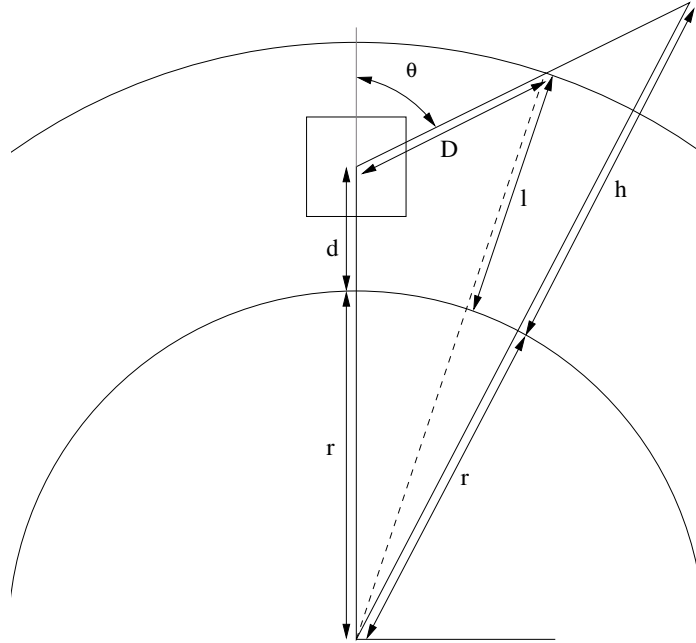


Abbildung 5.9: Der Berechnung der durchquerten Eisdicke zugrundeliegende Geometrie (nicht maßstabgetreu).

Die Größe D ist hier die winkelabhängige Strecke durch das Eis in der Einheit mwe^{13} . Mit der Skizze in Abb. 5.9 lässt sich $D_{geom}(\theta)$ berechnen (Kosinussatz):

$$\begin{aligned} (r+l)^2 &= D^2 + (r+d)^2 - 2D(r+d) \cos(\pi - \theta) \\ \Rightarrow D_{geom}(\theta) &= -(r+d) \cos \theta + \sqrt{(r+l)^2 - (r+d)^2 \sin^2 \theta} \end{aligned} \quad (5.7)$$

Die Berechnung liefert D_{geom} , das dann noch in D_{mwe} umgerechnet werden muss. Die Dicke der Eisschicht l ist 2,835 km. Abb. 5.10 zeigt die Abhängigkeit der Schwellenenergie vom Zenitwinkel.

Zu beachten ist, dass durch die Annahme eines punktförmigen Detektors insbesondere für große Winkel ein Fehler gemacht wird. Eine Berücksichtigung der Detektorausdehnung würde schräg einfallenden Myonen mit deutlich geringerer Energie das Erreichen des oberen Detektorteils ermöglichen (die Weglänge im Eis geht exponentiell in die Energieschwelle ein).

Wie in Abb. 5.11 zu sehen ist, filtert der Energieschnitt insbesondere schräg einfallende Myonen (vgl. auch Abb. 5.8). Bei höheren Energien fällt dieser Effekt erwartungsgemäß weniger gravierend aus (vgl. Abschnitt 5.2.2).

¹³Meters of water equivalent. Äquivalenzeinheit, die sich auf Wasser bezieht. Die Dicke eines Materials wird in der Dicke von Wasser angegeben, welches die gleiche Absorptionsfähigkeit hätte. Ein Meter Eis entspricht 0,9 mwe [77].

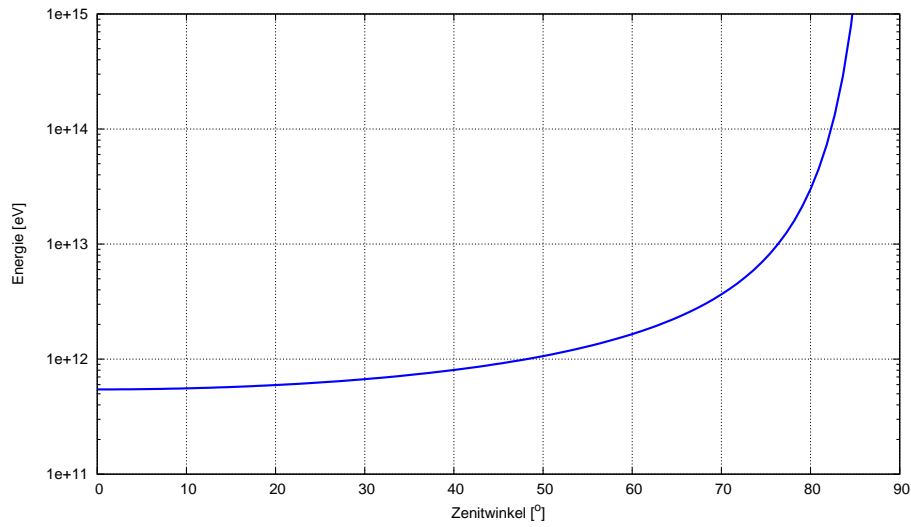


Abbildung 5.10: Zenitwinkelabhängige Minimalenergie, welche Myonen benötigen, um den Detektor durch die Eisschicht zu erreichen. Die Detektionsenergieschwelle von IceCube liegt bei etwa 1 TeV ($= 10^{12}$ eV).

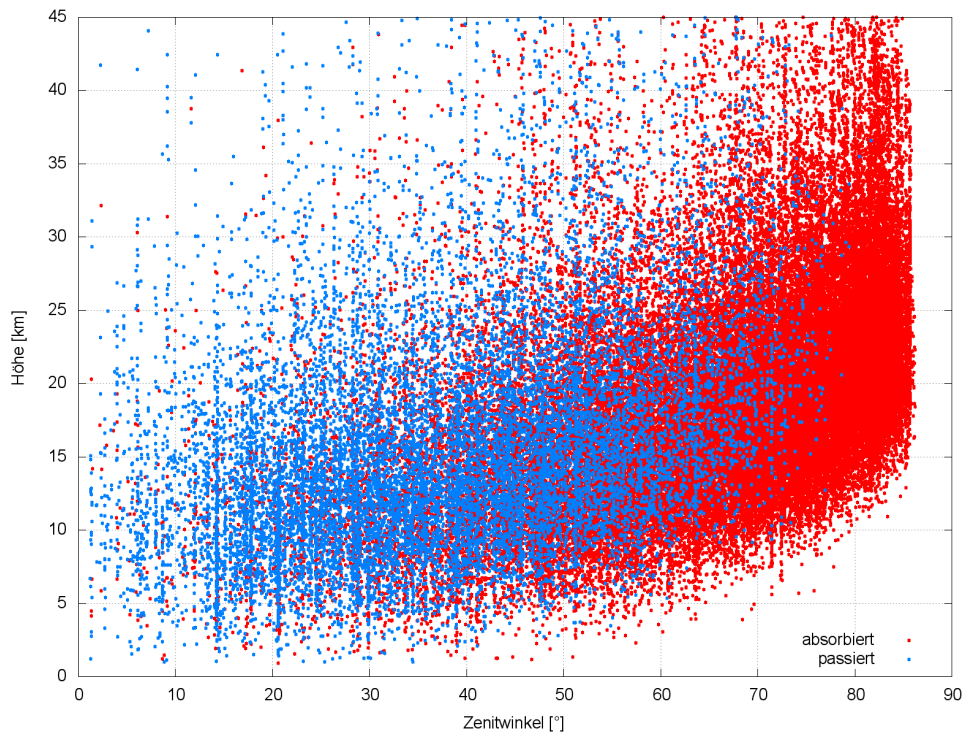


Abbildung 5.11: Höhen-/Winkelverteilung simulierter Myonen mit angewandtem zenitabhängigen Energieschnitt. Rot dargestellt sind Myonen, die den Detektor nicht erreichen, weil sie in höherliegenden Eisschichten steckenbleiben.

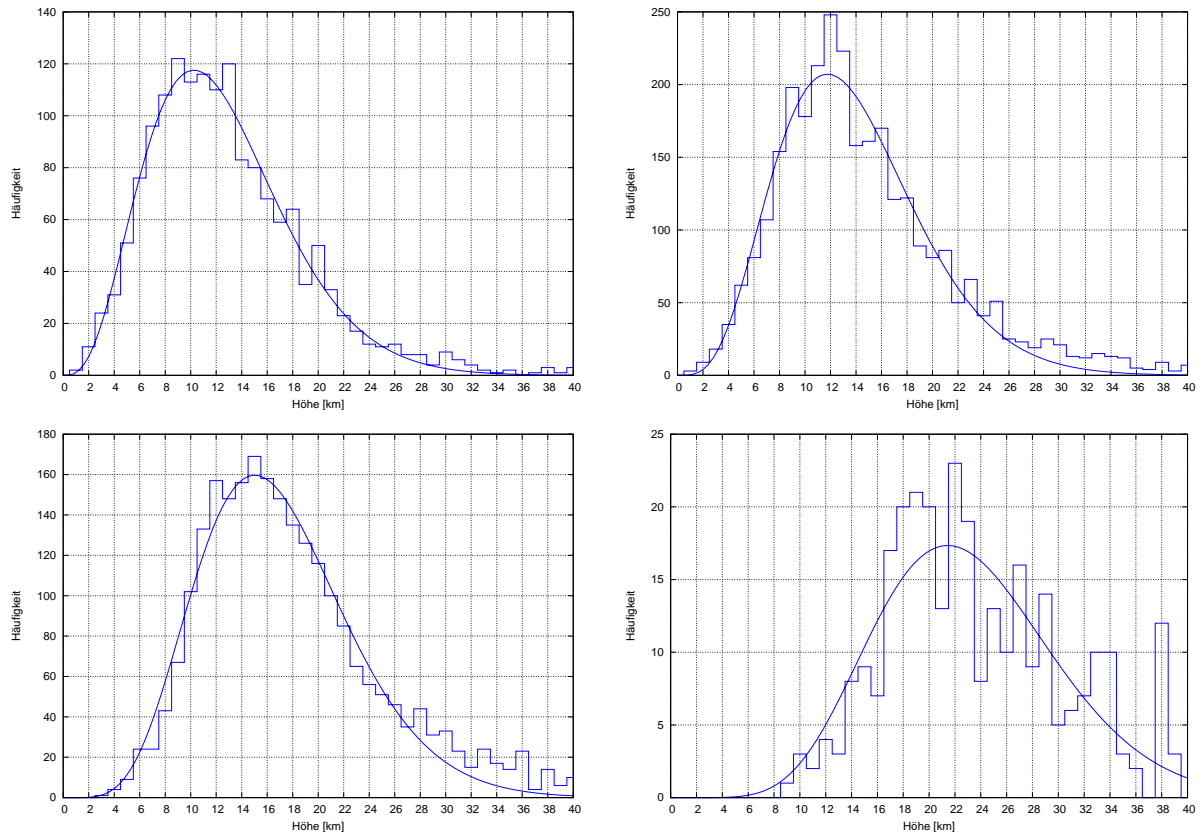


Abbildung 5.12: Häufigkeitsverteilung der Entstehungshöhen in den Zenitwinkelbereichen $10\text{-}20^\circ$ (oben links), $30\text{-}40^\circ$ (oben rechts), $50\text{-}60^\circ$ (unten links) und $70\text{-}80^\circ$ (unten rechts). Die restlichen fünf Bereiche werden aus Platzgründen nicht gezeigt. Mit größeren Einfallswinkeln sinkt die Statistik, da der Großteil der Myonen in diesen Bereichen durch den Energieschnitt verlorenght.

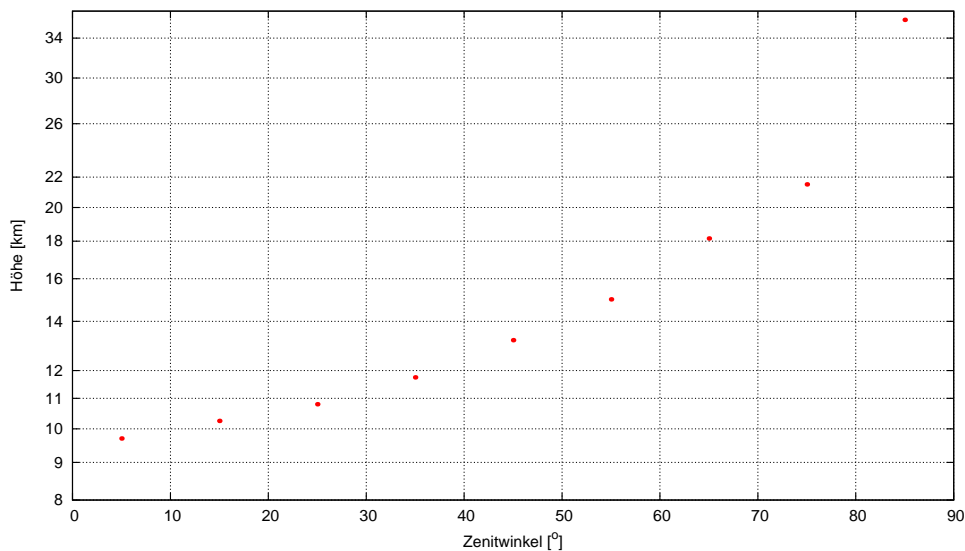


Abbildung 5.13: Logarithmisch aufgetragene Zenitwinkelabhängigkeit der mittleren Entstehungshöhe atmosphärischer Myonen.

Werden Ereignisse fester Zenitwinkelbereiche (z.B. im 10° -Binning) zusammengefasst, so lässt sich für jeden Bin eine Häufigkeitsverteilung der Entstehungshöhen erstellen (Abb. 5.12). So kann ein quantitativer Zusammenhang zwischen Einfallswinkel und Höhe bestimmt werden.

Zum Anfitzen der Verteilung wurde die Funktion $f(x) = x^d \cdot \exp(-a \cdot (x - b)^2)$ gewählt, mit a , b , c und d als freien Parametern. Da sie ausschließlich der Bestimmung des Maximums dient, hat diese Funktion keine tiefere physikalische Bedeutung. Die in den Projektionsplots gefitteten Maxima sind in Abb. 5.13 in Abhängigkeit des Zenitwinkels dargestellt. Die Zunahme der mittleren Entstehungshöhe mit dem Einfallswinkel ist konsistent mit Abb. 1.7 (Mitte).

5.2.2 Energieabhängigkeit der Entstehungshöhen von Myonen

Die Energie in CORSIKA wird nun konstant belassen (vgl. Anhang A) und die Simulation für verschiedene Energien durchgeführt. Aufgrund mangelnder Statistik¹⁴ ist allerdings keine deutliche Veränderung in der Höhe der ersten Wechselwirkung zu erkennen. Aus Abb. 1.6 lässt sich für Primärenergien von 1 PeV eine mittlere Höhe für die erste Wechselwirkung von etwa 18 km ablesen¹⁵, für $E = 1$ EeV sind es 21 km. Ein Höhenunterschied von 3 km kann mithilfe der Abb. 5.14 – 5.16 weder bestätigt noch ausgeschlossen werden. Es bedarf weiterer Untersuchungen um diesen Unterschied als Funktion des Zenitwinkels zu untersuchen.

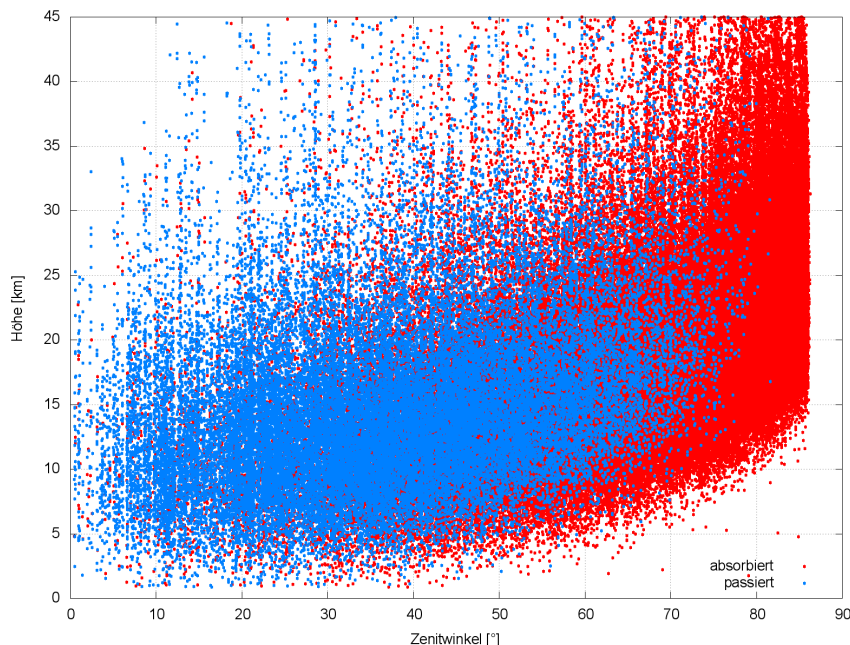


Abbildung 5.14: Zenitwinkelabhängigkeit der Entstehungshöhe von Myonen für eine feste Primärenergie von 1 PeV (10000 generierte Schauer).

¹⁴Insbesondere für hohe Primärenergien ($E \geq 1$ EeV) sind Simulationen wegen der großen Zahl entstehender Sekundärteilchen sehr rechenaufwändig. Deswegen wird mit höheren Energien die Anzahl der simulierten Schauer reduziert.

¹⁵Da diese Höhen sich auf die erste Wechselwirkung beziehen, müssen sie wegen der Fluglänge der Pionen um 4–5 km nach unten korrigiert werden (vgl. Abschnitt 1.2.2).

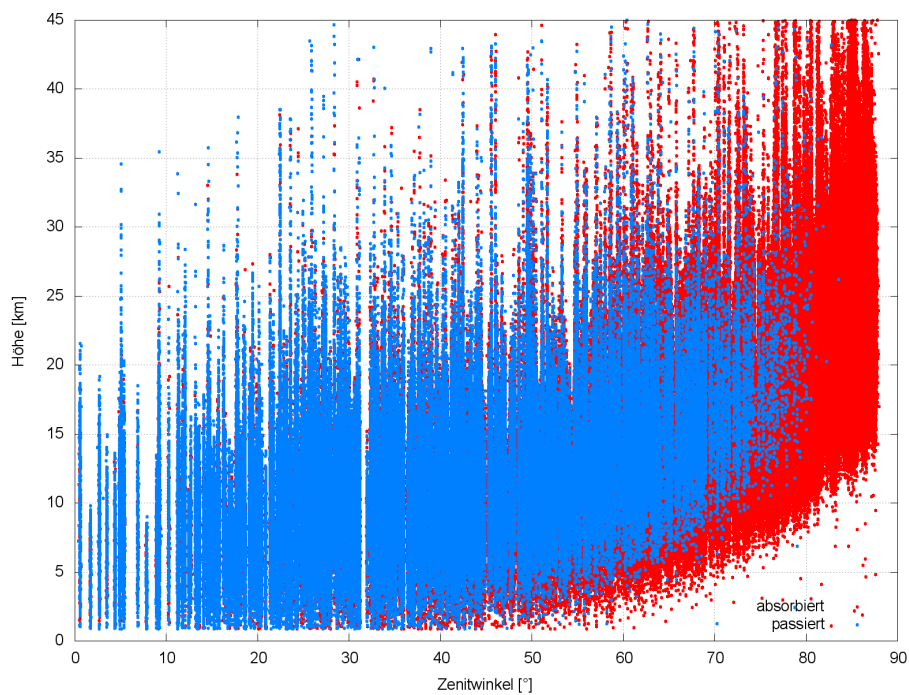


Abbildung 5.15: Zenitwinkelabhängigkeit der Entstehungshöhe von Myonen für eine feste Primärenergie von 100 PeV (1000 generierte Schauer).

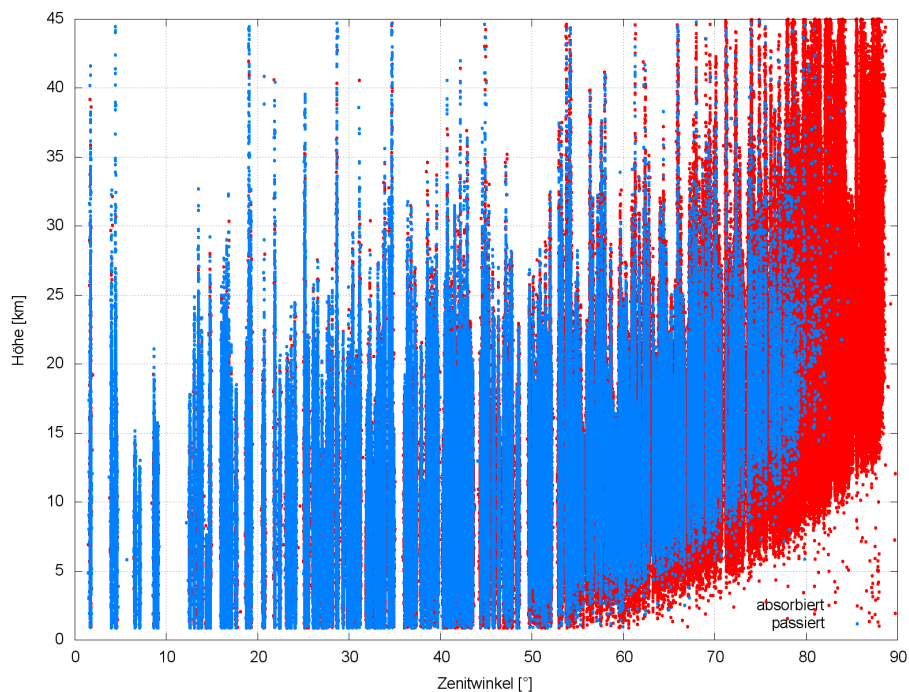


Abbildung 5.16: Zenitwinkelabhängigkeit der Entstehungshöhe von Myonen für eine feste Primärenergie von 1 EeV (500 generierte Schauer).

Wie zu erwarten war, überleben bei höheren Primärenergien auch mehr Sekundärteilchen den Energieschnitt. Mit zunehmender Energie erhöht sich zudem die Lebensdauer und mehr Myonen erreichen den Detektor. Da auch viel mehr Teilchen im Schauer produziert werden, wird der Luftschauer länger und sogar in Bodennähe entstehen noch neue Sekundärteilchen ($E_{prim} \geq 1$ PeV).

5.2.3 Jahreszeitliche Variationen

CORSIKA bietet für unterschiedliche geographische Standorte zahlreiche Atmosphärenmodelle an (vgl. Anhang A, Parameter `ATMOD`). Für die Südpolatmosphäre stehen vier Modelle (eines für jede Jahreszeit) zur Verfügung, welche auf meteorologischen Daten aus dem Jahr 1997 basieren ([35], Anhang D). Das Modell sieht eine analytische Beschreibung der höhenabhängigen atmosphärischen Tiefe in fünf Schichten vor. Für die ersten vier Schichten (0–4 km, 4–10 km, 10–40 km, 40–100 km) erfolgt die Beschreibung durch

$$T(h) = a_i + b_i \cdot e^{-h/c_i} \quad , \quad i \in \{1, 2, 3, 4\} \quad . \quad (5.8)$$

In der fünften Schicht (> 100 km) wird ein linearer Abfall angenommen:

$$T(h) = a_5 - h/c_5 \quad . \quad (5.9)$$

Durch Variation der Parameter a_i , b_i und c_i kann eine Anpassung an gewünschte Standorte erfolgen. Die Parametrisierungen für die Südpolatmosphäre wurden von D. Chirkin vorgenommen [37]. Der Verlauf von $T(h)$ für die vier Südpolatmosphären ist in Abb. 5.17 zu sehen.

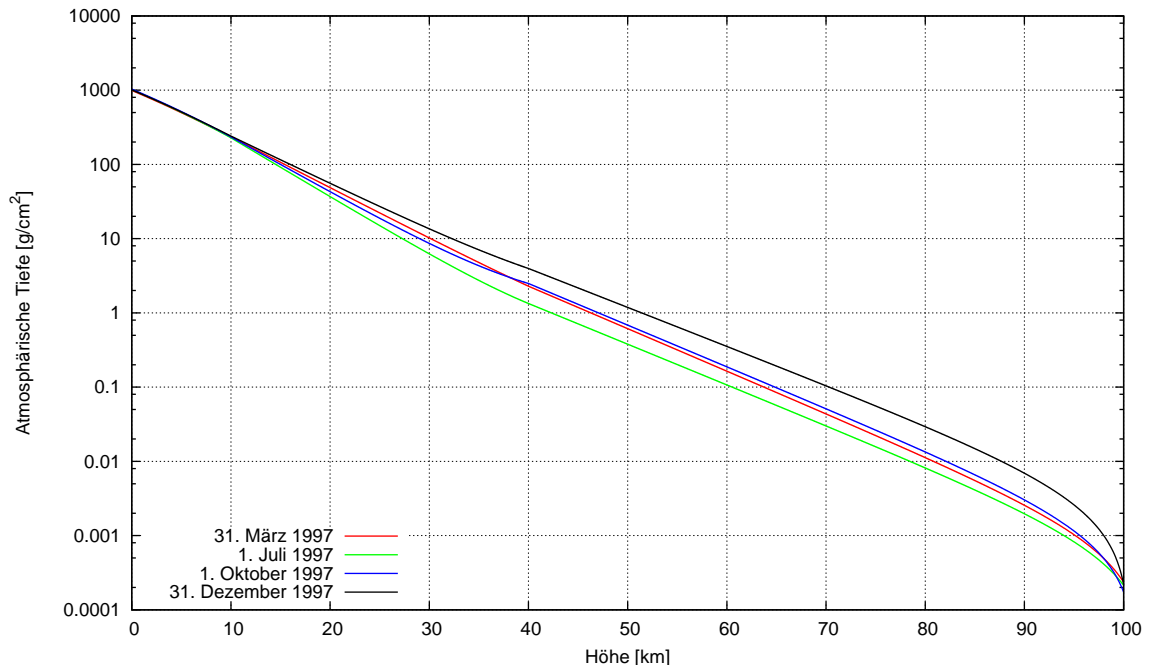


Abbildung 5.17: Atmosphärische Tiefe wie sie im Rahmen der vier Südpolatmosphären parametrisiert wird.

Im Sommer befindet sich wegen der Expansion ein größerer Anteil der Luft in höheren Schichten. Deswegen verläuft die Sommerkurve am höchsten. Da die gesamte atmosphärische Tiefe unabhängig von der Jahreszeit gleich bleiben muss, schneiden sich die Funktionen von Sommer und Winter in einer Höhe von 3,2 km (wegen des logarithmischen Maßstabs in der Abbildung nicht mehr erkennbar). Der Unterschied von Herbst und Frühling fällt weniger stark aus; die Kurven schneiden sich hier in einer Höhe von etwa 38 km.

Führt man Simulationen mit diesen unterschiedlichen Atmosphären durch, wird eine leichte Verschiebung der mittleren Myon-Entstehungshöhe deutlich (Abb. 5.18). Wie intuitiv zu erwarten ist, steigt diese im Vergleich zum Winter (15,8 km) im Sommer etwas an (17,4 km). Im Frühling und Herbst liegen die Maxima mit etwa 16,5 und 16,9 km dazwischen.

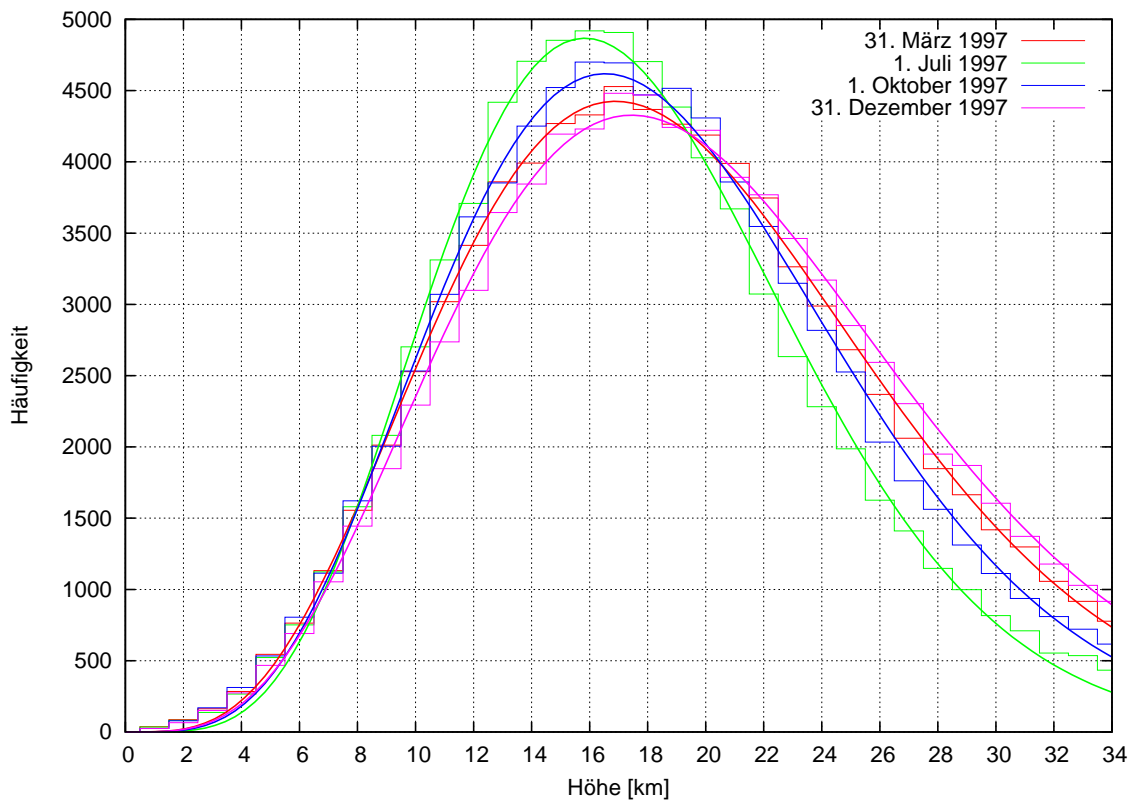


Abbildung 5.18: Simulation der jahreszeitlich abhängigen Häufigkeitsverteilung atmosphärischer Myonen.

5.3 Die IceCube-DST-Daten

Unter Verwendung der DST¹⁶-Daten von IceCube in der Ausbaustufe mit 40 Trossen (IceCube-40) sollen Myonraten innerhalb fester Zeitintervalle bestimmt und mit effektiven Temperaturen verglichen werden, welche zuvor aus den ECMWF-Daten berechnet wurden. Die technische Beschreibung der DST-Daten in Anhang E bildet die Grundlage für die folgenden Ausführungen. Um eine Rate zu berechnen, bedarf es eines ganzen Satzes physikalischer Ereignisse. Da die Daten in Runs und Subruns gegliedert sind, werden alle Ereignisse eines Subruns (entspricht einem Zeitintervall von ca. 5 Minuten mit rund 400.000 Ereignissen) zu einem Datenpunkt zusammengefasst. Bei einer Reprozessierung der DST-Daten wird für jeden Datenpunkt die Rate bestimmt und zusammen mit anderen relevanten Größen in einem gemeinsamen Tree-Objekt gespeichert. Da hierdurch etwa 400.000 Tree-Elemente zusammengefasst werden, reduziert sich der Datenumfang dadurch von 1,9 TB auf nur wenige Megabyte.

Leider kommt es vor, dass sich technische Probleme negativ auf die Qualität der DST-Daten auswirken. Betrachtet man z.B. die Häufigkeitsverteilung der zeitlichen Abstände aufeinanderfolgender Ereignisse, so wäre ein exponentieller Abfall (mit logarithmischer Skala linear) zu erwarten. Abb. 5.19 hingegen zeigt einen Knick bei etwa 8 ms.

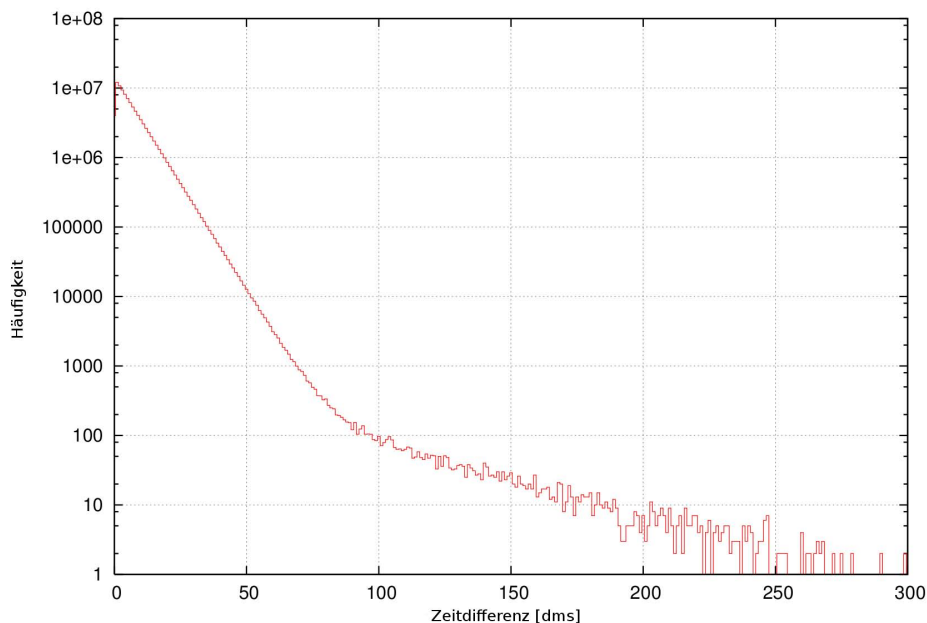


Abbildung 5.19: Häufigkeitsverteilung der zeitlichen Abstände aufeinanderfolgender Ereignisse in den DST-Daten (am Beispiel des 18. Apr. 2008). Die Zeit ist in der Einheit Dimisekunden (10^{-4} s) angegeben.

Das unerwartet hohe Auftreten zeitlicher Abstände ab 8 ms ist auf fehlerhafte Zeitstempel während der ersten 9.000 – 12.000 Ereignisse eines Runs zurückzuführen (siehe Abb. 5.20). Aus diesem Grund werden bei der Reprozessierung die ersten 15.000 Ereignisse aller Runs ignoriert.

Weiterhin werden Ereignisse mit einem Zenitwinkel $< 1^\circ$ nicht berücksichtigt, da derart kleine Einfallswinkel ein Hinweis auf falsche Richtungsrekonstruktion sind. Dadurch gehen ca.

¹⁶Abkürzung für *Data Summary Tape*.

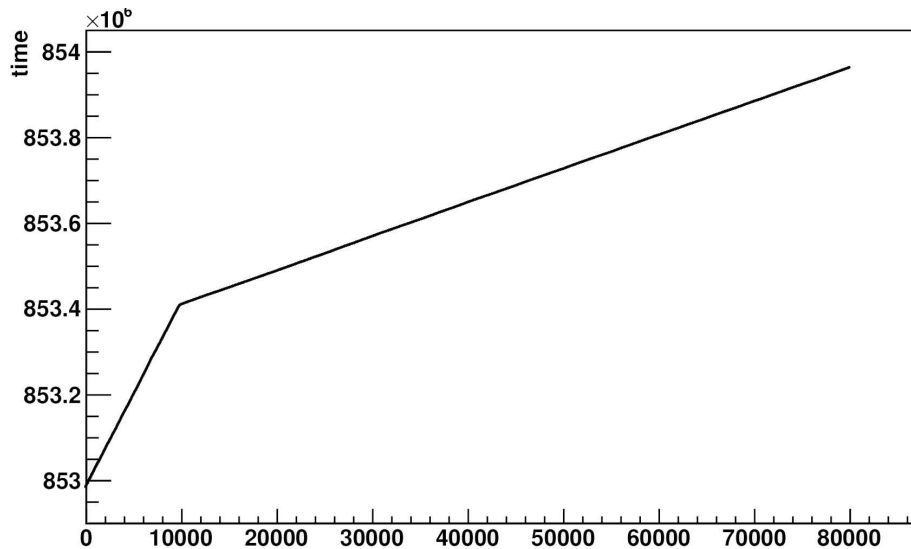


Abbildung 5.20: Die ersten 80.000 Ereignisse eines Runs und die dazugehörigen Zeitstempel. Die Zeiten sind in Einheiten von 10^{-4} s ab Tagesbeginn (UTC) angegeben.

9% der Ereignisse verloren. Bei den Triggern fällt die Auswahl auf den Multiplizitätstrigger¹⁷ (Simple Multiplicity Trigger), da er stabil funktioniert und gut verstanden ist. Zudem liefert er mit den meisten ausgelösten Ereignissen (etwa 2/3) den deutlichsten Beitrag.

Bei Fehlverhalten des Detektors kann es passieren, dass ganze Runs fehlerhafte Daten enthalten. Da bei einem erkannten Fehler der Run abgebrochen wird, sind diese meist sehr kurz. Um Fehler aufzudecken werden die Daten zeitnah im Anschluss an die Datennahme genauer betrachtet (Monitoring) und fehlerhafte Runs als *bad runs* markiert. Die Nummern guter Runs werden in einer *good run* Liste veröffentlicht [78]. Bei der hier durchgeführten Reprozessierung werden ausschließlich als GOOD markierte Runs dieser Liste berücksichtigt. Dies trifft auf etwa 95% aller Runs zu.

Die Durchführung der Reprozessierung dauert aufgrund der großen Datenmenge etwa zwei Tage. Ein Element der Ausgabe sähe z.B. wie folgt aus:

```
=====> EVENT:43762
srn = 43777
day = 268
endtime = 23173678
uptime = 293.712
gapcount = 0
downtime = 0
negTimeDiffCount = 1089124800
negTime = 0
nSMevents = 262481
nSMcutVictims = 23336
nEvents = 383797
rate = 893.667
totalrate = 1306.71
```

¹⁷Der Multiplizitätstrigger verlangt mindestens acht getroffene optische Module innerhalb eines Zeitintervalls von 5 μ s.

Gespeichert werden also die Nummer des Subruns (`srn`), der Tag (`day`), der Zeitpunkt, zu dem der Subrun endet (`endtime`, in Sekunden ab Jahresbeginn) und auch die Anzahl größerer Lücken (`gapcount`, ab 30 ms zwischen aufeinanderfolgenden Ereignissen wird um 1 hochgezählt). Solche Lücken tragen zu `downtime` bei und werden in `uptime` nicht berücksichtigt, schließlich würde dies die Ratenberechnung verfälschen. Zudem kann es vorkommen, dass Zeitstempel aufeinander folgender Ereignisse eine negative Zeitdifferenz aufweisen. Diese negative Zeit wird zu `negtime` addiert und `negTimeDiffCount` in diesem Fall um 1 erhöht¹⁸. Negative Zeiten tragen weder zu `uptime`, noch zu `downtime` bei. Die Anzahl aller Ereignisse des Subruns wird in `nEvents` gespeichert. In `nSMevents` finden sich Ereignisse, die durch den SM-Trigger (vgl. Anhang E) ausgelöst wurden und den Zenitschnitt überlebt haben. `nSMcutVictims` enthält die Anzahl der durch den Zenitschnitt entfernten Ereignisse. Basierend auf `uptime` und `nSMevents` wird die Myonrate `rate` berechnet. `totalrate` ist die mit `nEvents` berechnete Gesamtrate.

Der Ratenverlauf für IceCube-40-Daten (ab April) des Jahres 2008 ist in Abb. 5.21 gezeigt. Eine deutliche jahreszeitliche Abhängigkeit ist erkennbar. Die vereinzelt auftretenden Lücken sind auf fehlerhafte (verworfen) Runs zurückzuführen.

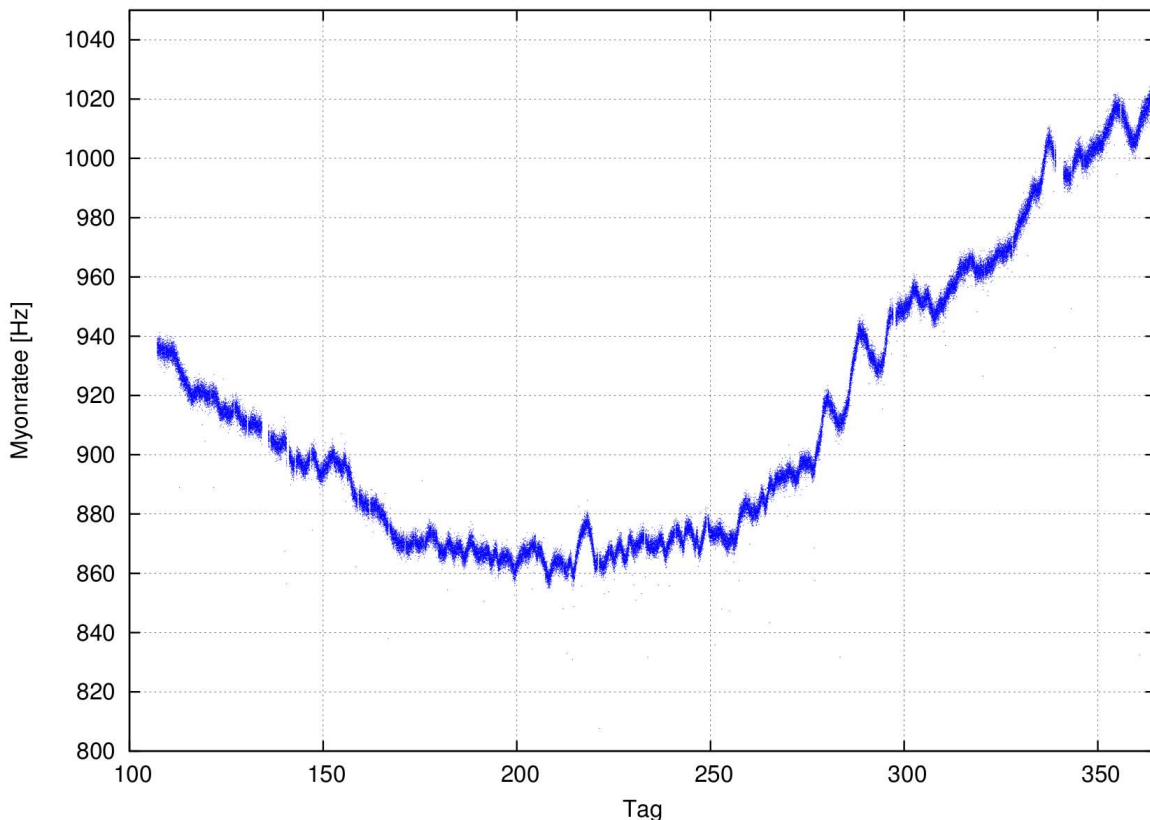


Abbildung 5.21: Aus IceCube-40-Daten bestimmte Myonraten für das Jahr 2008 (zeitliche Auflösung: ca. 5 min). Man beachte die stark komprimierte Ordinate; die Breite des Bandes entsteht durch die statistische Streuung der Messdaten, da einzelne Messpunkte in dieser Darstellung nicht optisch trennbar sind.

¹⁸Die in `negTimeDiffCount` gespeicherte Information ist aufgrund eines Programmfehlers nicht korrekt.

5.4 Vergleich effektiver Temperaturen mit Myonraten

Zum besseren Vergleich mit den Wetterdaten, bei denen die Abstände zwischen den Datenpunkten 6 Stunden betragen, werden auch die Myonraten (vgl. vorheriges Kapitel) in Bins zu 6 Stunden zusammengefasst.

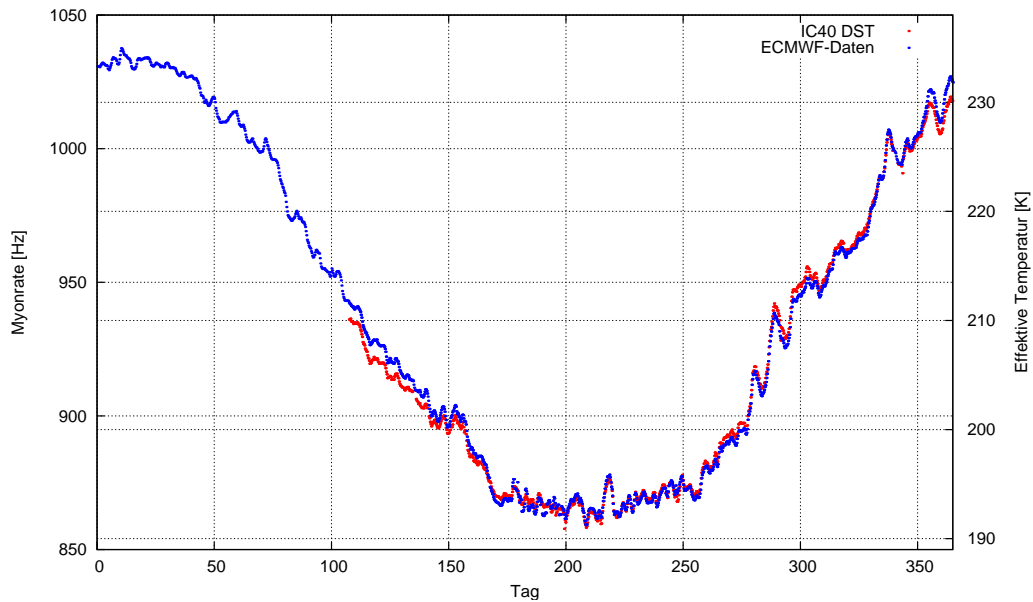


Abbildung 5.22: Effektive Temperaturen aus ECMWF-Daten und Raten atmosphärischer Myonen für 2008.

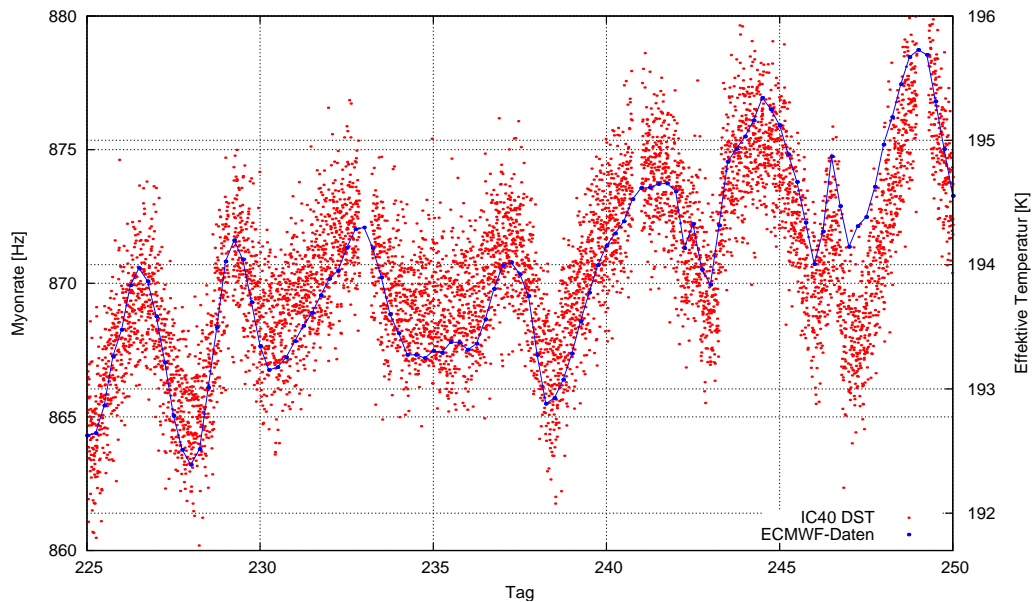


Abbildung 5.23: Effektive Temperaturen aus ECMWF-Daten und Raten atmosphärischer Myonen auf kleinerer Zeitskala (Ende August 2008). Zur Verdeutlichung des Verlaufs sind die Datenpunkte der effektiven Temperaturen miteinander verbunden.

In Abb. 5.22 sind die mit den ECMWF-Daten berechneten¹⁹ effektiven Temperaturen zusammen mit Myonraten aufgetragen²⁰. Die erwartete Korrelation fällt sehr deutlich aus: Zum einen ist der saisonale Effekt sehr gut zu sehen, zum anderen spiegeln sich aber auch alle kurzskaligen Temperaturänderungen im Ratenverlauf wider.

Auf kleinerer Zeitskala (Abb. 5.23) sind die Myonraten zwar stark verrauscht, folgen tendenziell jedoch dem Verlauf der effektiven Temperatur. Bei der allgemein guten Übereinstimmung finden sich jedoch auch kleinere Unterschiede. Hier könnten die Daten von IceCube in der Zukunft helfen um das ECMWF-Modell zu verbessern.

5.5 Suche nach periodischen Effekten

Periodische Änderungen (z.B. Gravitationswellen) in der Tropo- und Stratosphäre verursachen Druck- und Dichteschwankungen, die eine Auswirkung auf die Erzeugung atmosphärischer Myonen (vgl. Abschnitt 1.2.3) haben könnten und sich so in den detektierten Myonraten widerspiegeln würden. Da Signale periodischer Natur besonders gut mit einer Fourieranalyse identifiziert werden können, wird eine solche mit den IceCube-DST-Daten durchgeführt.

Allgemein betrachtet ist die Fouriertransformation eine Integraltransformation, die eine Funktion $x(t)$ in ihre Transformierte $\hat{x}(\omega)$ überführt:

$$\hat{x}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dt x(t) e^{-i\omega t} \quad . \quad (5.10)$$

Rücktransformationen können analog ausgeführt werden:

$$x(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \hat{x}(\omega) e^{i\omega t} \quad . \quad (5.11)$$

Wie durch die Variablen t und ω angedeutet ist, lässt sich durch eine Fouriertransformation die Frequenzabhängigkeit einer zeitabhängigen physikalischen Größe ermitteln. Messgrößen in der Physik liegen aber meist in zeitlich diskreten Abständen und nicht als analytische Funktion vor. In diesem Fall findet die *diskrete Fouriertransformation* (DFT) Anwendung. Sie kann eine Folge von N Messwerten verarbeiten:

$$\hat{x}_k = \sum_{n=0}^{N-1} x_n e^{-i2\pi \frac{kn}{N}} \quad . \quad (5.12)$$

In den 60er Jahren fanden J.W. Cooley und J. Tukey heraus, dass zur Berechnung eines transformierten Wertes \hat{x}_k die Summation über alle Eingangselemente x_n nicht ausgeführt werden muss. Sie entwickelten einen effizienteren Algorithmus, der die einzelnen \hat{x}_k nicht unabhängig voneinander berechnet, sondern zuvor ermittelte Ergebnisse weiterverwertet [81]. Da dieser Algorithmus die gesamte Berechnung in deutlich kürzerer Zeit abschließt als die konventionelle Methode, erhielt er den Namen *Fast Fourier Transform* (FFT). Eine prominente Weiterentwicklung stellt der Algorithmus FFTW (*Fastest Fourier Transform*

¹⁹Vielen Dank an Florian Rothmaier für die Berechnung der effektiven Temperaturen.

²⁰Zu Beginn des Jahres existieren noch keine IceCube-40-Daten, da der Detektor in dieser Ausbaustufe erst im April 2008 mit der Datennahme begann.

in the West) dar [82], welcher auch hier innerhalb der ROOT²¹-Umgebung zum Einsatz kommt.

Das aus der Transformation resultierende Frequenzspektrum ist nach oben hin durch die zeitliche Auflösung der Myonraten (ca. 5 min, vgl. Abschnitt 5.3) begrenzt:

$$f_{max} = \frac{1}{2 \cdot \Delta t} \approx 1,67 \cdot 10^{-3} \text{ Hz} \hat{=} T_{min} \approx 600 \text{ s} \quad . \quad (5.13)$$

Um Überhöhungen im Frequenzspektrum sichtbar zu machen, wird als Vergleichswert ein gauß'sches Rauschen mit gleicher statistischer Streuung ($\sigma \approx 2 \text{ Hz}$) simuliert und ebenfalls transformiert. Die Zahl der erzeugten Datenpunkte entspricht dabei genau der Anzahl aufgezeichneter Datenpunkte bei den Myonraten. Die Myonraten und das simulierte Rauschen sind in Abb. 5.24 dargestellt.

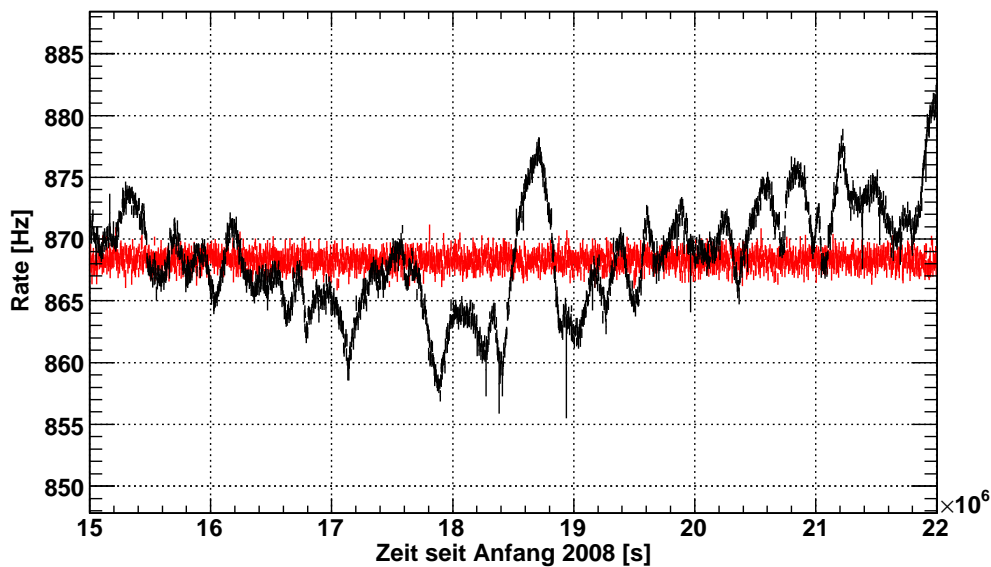


Abbildung 5.24: Verlauf der Myonrate zwischen Tag 174 und 254 des Jahres 2008. Mit abgebildet ist das simulierte gauß'sche Rauschen, das nach der Fouriertransformation als Vergleichswert dient.

Um den Einfluss saisonaler Effekte zu reduzieren, wird der zu transformierende Zeitraum auf knapp drei Monate im Winter (Tag 174–254) beschränkt. Das Frequenzspektrum mit einer Auflösung von 10^{-8} Hz ist in Abb. 5.25 dargestellt. Bei kleinen Frequenzen ist eine deutliche Überhöhung zu sehen: diese rührt von Ratenschwankungen im Bereich von Wochen her (vgl. Abb. 5.24). Im interessanten Periodenbereich von 1–12 Stunden (entspricht Frequenzen $> 2 \cdot 10^{-5} \text{ Hz}$) hingegen sind weder im feiner Auflösung von 10^{-8} Hz (Abb. 5.25) noch in einer Auflösung von 10^{-6} Hz (Abb. 5.26) deutliche Überhöhungen zu erkennen. Zur Verdeutlichung zeigt Abb. 5.27 die Häufigkeitsverteilung als Funktion der entsprechenden Periodendauern.

In Anbetracht der Möglichkeit, dass Schwerewellen zeitlich begrenzt erscheinen, ist ein Analysezeitraum von drei Monaten doch sehr beschränkt. Zudem können sich atmosphärische Wellenerscheinungen auch vertikal propagieren (planetarische Wellen). Durch Fouriertransformation von Raten verschiedener Höhen können auch solche Effekte untersucht werden. Für einen sinnvollen Ausbau der Analysen besteht also noch viel Spielraum.

²¹Ein C++-Software-Framework, welches der Datenanalyse im Bereich der Teilchenphysik dient. ROOT bietet Datenstrukturen, Algorithmen und Möglichkeiten der graphischen Ausgabe, z.B. für Diagramme.

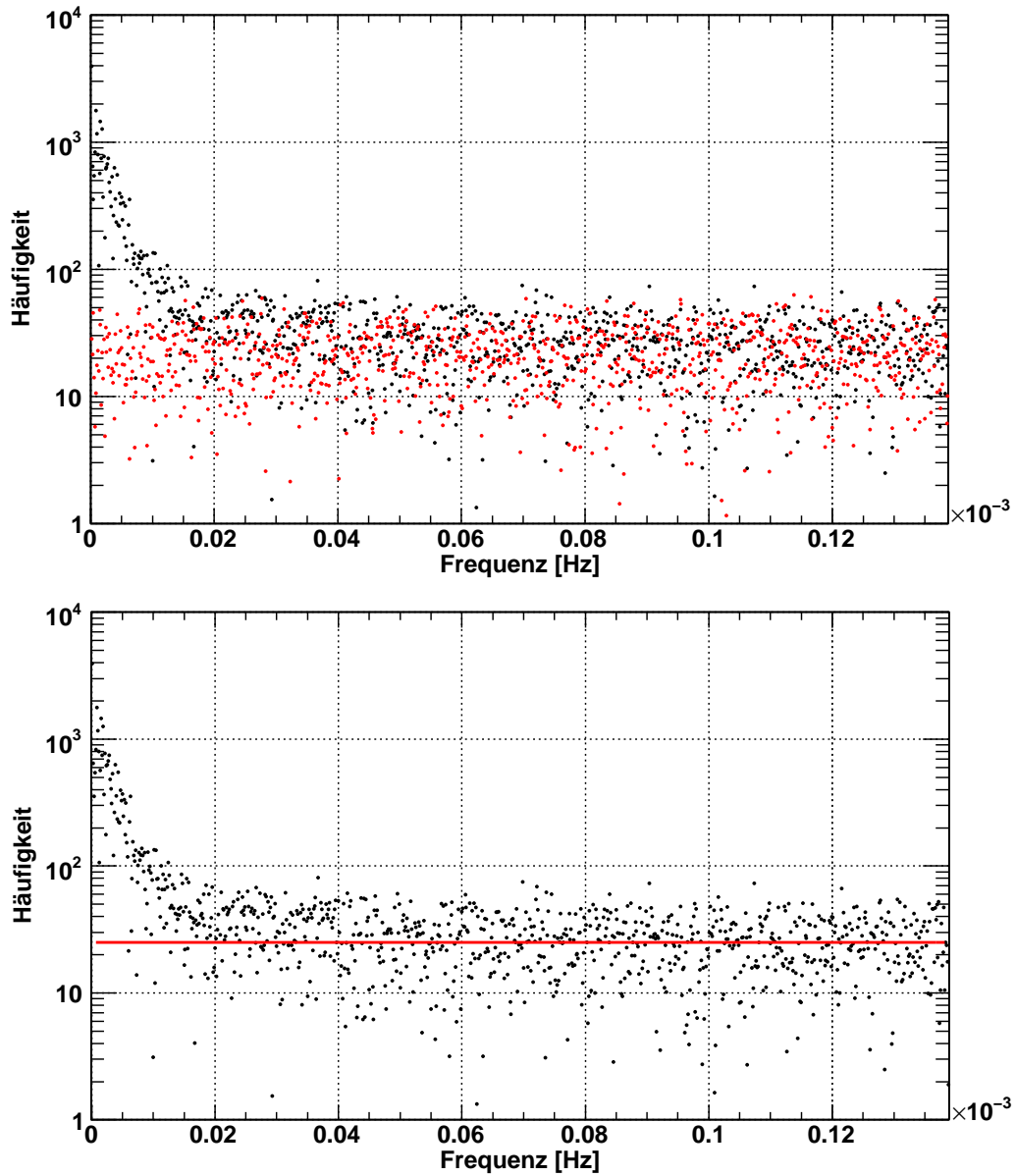


Abbildung 5.25: Oben: Frequenzspektren von gauß'schem Rauschen (rot) und den Myonraten im Winter des Jahres 2008 (schwarz) in einer Auflösung von 10^{-8} Hz. Das simulierte Rauschen stellt frequenzunabhängig eine Schwankung um einen Häufigkeitsmittelwert dar (*weißes Rauschen*). Deshalb wird im unteren Graph anstelle der Datenpunkte eine Referenzgerade gezeigt.

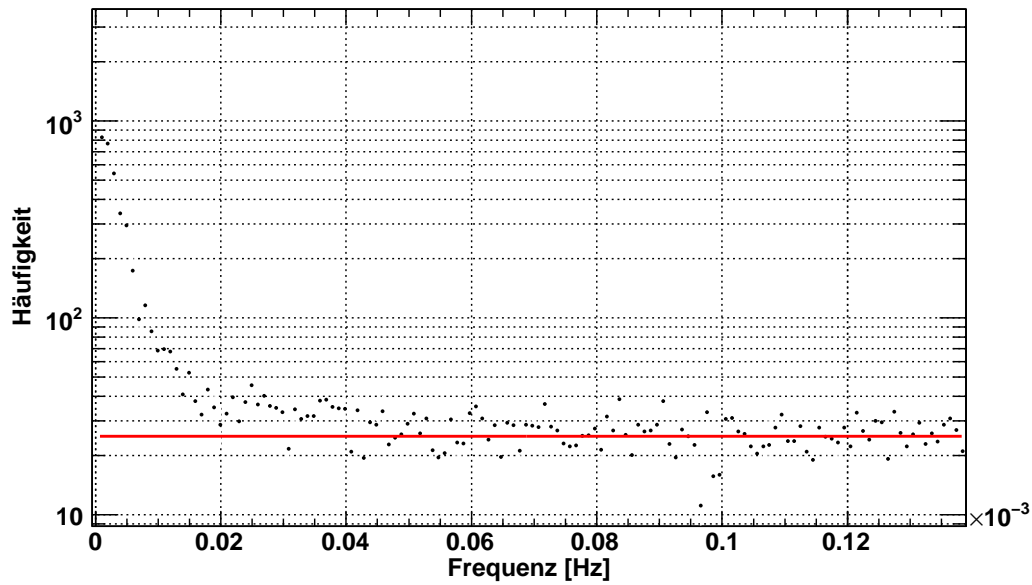


Abbildung 5.26: Frequenzspektren von Myonraten im Winter des Jahres 2008 in einer Auflösung von 10⁻⁶ Hz. In rot dargestellt ist auch die mittlere Häufigkeit des weißen Rauschens (vgl. Abb. 5.25).

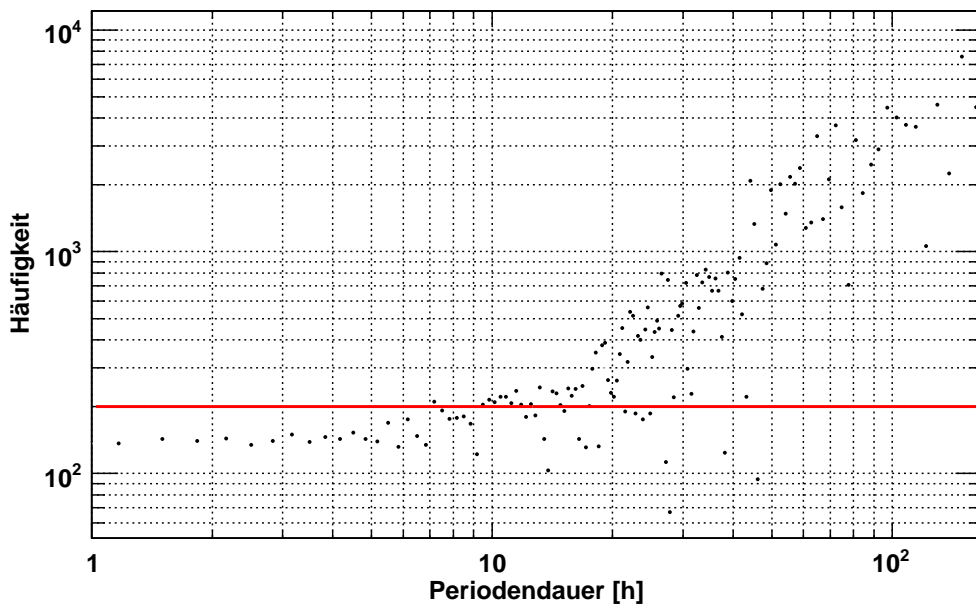


Abbildung 5.27: Häufigkeitsverteilung von Periodendauern (entsprechen den auftretenden Frequenzen in Abb. 5.25) in einer zeitlichen Auflösung von 20 Minuten.

Zusammenfassung und Ausblick

Der im Rahmen der DGRID-Initiative angeschaffte Cluster in Mainz wurde im Herbst 2008 als weltweit erster WLCG-Standort für IceCube-MonteCarlo-Produktionen eingerichtet. Anfang 2009 folgten die TU Dortmund und die RWTH Aachen mit ihren WLCG-Clustern. Die Nutzung des WLCG bietet den Vorteil bereits vorhandener Rechenressourcen und ausgereifter Software (glite-Middleware) und ist somit auch für Kollaborationen außerhalb des LHC-Experiments interessant.

Mit 230 zur Verfügung stehenden Prozessorkernen leistet die Universität Mainz nun einen signifikanten Beitrag zur globalen MonteCarlo-Produktion für das IceCube-Experiment. Soft- und Hardware laufen stabil, allerdings treten vereinzelt Unterbrechungen des Betriebs aufgrund von Problemen am zentralen Datenspeichersystem in Madison (z.B. Nichtverfügbarkeit oder Speicherknappheit) auf. Dessen Last und Speicherbedarf wurden durch die Einrichtung eines europäischen Datenzentrums am Standort DESY-Zeuthen deutlich verringert. Aber auch an anderen Stellen bieten sich Möglichkeiten der Optimierung. So kann durch geschicktere Nutzung der Photon-Tabellen der Arbeitspeicherbedarf auf den simulierenden Knoten deutlich reduziert werden. Durch Ausnutzung der Möglichkeiten des WLCG, wie z.B. der Verteilung von Rechenaufträgen auf verschiedene Standorte durch das WMS, kann der Administrationsaufwand in Verbindung mit der Produktionssoftware minimiert werden. An Stelle von Installationen an allen beteiligten Standorten (derzeitiger Stand) würde eine einzige Installation treten, die Rechenaufträge an alle europäischen Standorte verteilen könnte.

Für das IceCube-Experiment werden Simulationen des myonischen Untergrundes mit dem Softwarepaket CORSIKA durchgeführt. Allerdings werden in den folgenden Simulationsschritten, in denen z.B. die Propagation der Myonen durch das Eis und die Detektion des Cherenkovlichts simuliert werden, die Informationen über die ursprünglichen Entstehungsorte der Myonen überschrieben. Um die Umstände der Entstehung atmosphärischer Myonen trotzdem näher untersuchen zu können, wurden mithilfe der großen Rechenkapazitäten des WLCG eigene Luftschauer mit CORSIKA simuliert. Daraus konnten die Abhängigkeiten der Entstehungshöhen von Energie und Einfallswinkel der Primärteilchen sowie jahreszeitliche Einflüsse studiert und bestätigt werden. Für künftige Untersuchungen ist eine erweiterte Quantifizierung der Abhängigkeiten und die Berücksichtigung der ausgelassenen Simulationsstufen geplant.

Aufgrund der großen Datenmenge der DST-Daten ($\approx 10^{10}$ Ereignisse pro Jahr) werden durch Reprozessierung für das Jahr 2008 – unter Ausschluss fehlerhafter Daten – nur die nötigsten Informationen der registrierten Myonen in 5-Minuten-Intervallen gespeichert und die entsprechenden Myonraten berechnet. Unter Zuhilfenahme der ECMWF-Wetterdaten konnte der Zusammenhang zwischen Raten atmosphärischer Myonen und Temperaturänderungen in der Atmosphäre analysiert werden. Die erwartete Korrelation wird in beeindruckender Weise erfüllt, da sich sogar kurzskalige Änderungen in den Myonraten widerspiegeln. Durch Betrachtung verschiedener Zenitwinkelbereiche können Aussagen über

unterschiedliche Luftschichten getroffen werden, da unter größeren Einfallswinkeln eintreffende Myonen im Mittel in höheren Schichten entstehen. So können durch differenzierte Betrachtung der Myonratenvariationen höhenabhängig Temperaturschwankungen in feiner zeitlicher Auflösung deduziert werden. Bei entsprechender Automatisierung dieser Berechnung könnte der IceCube-Detektor also zur Verbesserung meteorologischer Datensätze beitragen. Für künftige Untersuchungen besteht aber noch größerer Spielraum. So könnte z.B. durch Ausnutzung der Azimutwinkelinformationen in Detektor- und Wetterdaten auch der Einfluss von Winden auf die Myonraten studiert werden. Eventuell wird dadurch auch eine Aussage über Windrichtung und -geschwindigkeit durch ausschließliche Betrachtung der Ratenvariation möglich sein.

Die Erzeugung atmosphärischer Myonen kann durch periodische Änderungen in der Atmosphäre (z.B. Schwerewellen) beeinflusst werden. Falls solche Oszillationen in der Südpolatmosphäre auftreten, sollten sich entsprechende Schwankungen auch in den Myonraten widerspiegeln. Mit einer Fourieranalyse der aus den DST-Daten berechneten Myonraten wurde dieser Sachverhalt untersucht. Deutliche Häufigkeitsüberschüsse bei Frequenzen, die Periodendauern zwischen einer und zwölf Stunden entsprechen, konnten nicht beobachtet werden. Weitere Untersuchungen stehen allerdings noch aus. So können u.a. vertikal propagierende periodische Erscheinungen (z.B. planetarische Wellen) durch Fourieranalysen von Ratenvariationen verschiedener Höhen studiert werden. Diese Untersuchungen werden nach Abgabe der Arbeit fortgeführt.

Anhang A

Konfiguration und Ausgabeformat von CORSIKA

In Abb. A.1 ist ein Beispiel für die INPUTS-Datei (Eingabedatei) von CORSIKA zu sehen. Sobald die Konfiguration vorgenommen ist, kann CORSIKA unter Übergabe von INPUTS gestartet werden, z.B. mit `corsika6735Linux_QGSJET_gheisha <INPUTS`. Wie am PRMPAR-Parameter zu sehen ist, gibt es zu Teilchensorten in CORSIKA feste Zuordnungen. Welches Teilchen welchen Wert hat, ist in Anhang B aufgeschlüsselt.

RUNNR	1	number of run
EVTNR	1	number of first shower event
NSHOW	10000	number of showers to generate
PRMPAR	14	particle type of prim. particle
ESLOPE	-2.7	slope of primary energy spectrum
ERANGE	0.95E6 1.05E6	energy range of primary particle (in GeV)
THETAP	0. 89.99	range of zenith angle (degree)
PHIP	0. 360.	range of azimuth angle (degree)
SEED	17 0 0	seed for 1. random number sequence
SEED	22 0 0	seed for 2. random number sequence
SEED	33 0 0	seed for 2. random number sequence
OBSLEV	884.E2	observation level (in cm) 2834.E2 1950.E2
ELMFLG	T F	em. interaction flags (NKG,EGS)
RADNKG	2.E5	outer radius for NKG lat.dens.determ.
ARRANG	0.	rotation of array to north
FIXHEI	0. 0	first interaction height & target
FIXCHI	0.	starting altitude (g/cm**2)
MAGNET	16.4 -53.4	magnetic field centr. Europe
HADFLG	0 1 0 1 0 2	flags hadr.interact.&fragmentation
ECUTS	273.0 500.0 0.003 0.003	energy cuts for particles
MUADDI	T	additional info for muons
MUMULT	T	muon multiple scattering angle
STEPFC	1.0	mult. scattering step length fact.
LONGI	F 20. F F	longit.distr. & step size & fit & out
ECTMAP	100	cut on gamma factor for printout
MAXPRT	0	max. number of printed events
DIRECT	../output	output directory
DATBAS	F	write .dbase file
DEBUG	F 6 F 1000000	debug flag and log.unit for out
ATMOD	13	southpole october atmosphere (all SP atm.: 11,12,13,14)
DETCFG	1.	detector information (l/d)
F2000	T	chooses F2000 format
LOCUT	T 1.58	enables skew angle cutoff
RANPRI	12	random primary
SPRIC	T	separate primary energy cutoffs
FSEED	T	enable random generator seed recovery
DSLOPE	0.	slope correction
SCURV	T 6.4E8 1.73E5	curved surf., radius of Earth, depth
EXIT		terminates input

Abbildung A.1: CORSIKA INPUTS-Datei

Der Wert von NSHOW entspricht der Anzahl der von CORSIKA durchzuführenden Luftschauer mit dem in PRMPAR festgelegten Primärteilchen. Falls ausschließlich hochenerge-

tische Primärteilchen betrachtet werden (ab 10^{15} eV), sollte dieser Wert nicht zu hoch eingestellt werden, denn die Anzahl der Sekundärteilchen steigt rapide mit der Energie und ihre Propagation, Wechselwirkung und ihr Zerfall müssen für jedes einzelne simuliert werden. In ESLOPE wird der spektrale Index eingetragen. 2.7 ist hier ein guter Wert, simuliert man jedoch ausschließlich zwischen Knie und Knöchel des Energiespektrums, ist 3.1 eine gute Alternative (vgl. Abschnitt 1.1). ERANGE legt den Energiebereich für einfallende Primärteilchen fest, THETAP und PHIP die Winkelbereiche. Mit dem Parameter ATM0D wird das zu nutzende Atmosphärenmodell ausgewählt. Für den Südpol stehen dabei die von der Jahreszeit abhängigen Modelle 11 (Herbst), 12 (Winter), 13 (Frühling) und 14 (Sommer) zur Verfügung.

```

! Muon track (implying that the file is MC rather than data).
! Track number
! | Parent track
! | | Particle type
! | | | Starting position (x,y,z)
! | | | | zenith (0 means straight downgoing)
! | | | | | azimuth (0 means along X axis)
! | | | | | length energy time
TR 1 ? A59 1241. 9124. 1700. 120.30 47.1 ? 19151.4 ? ! Fe primary
TR 2 ? mu- 53.7 22.4 230.7 120.31 47.2 inf 123.5 3200.1
TR 3 1 brehm 64.0 10.2 110.2 120.31 47.2 4.3 10.0 3613.2

```

Abbildung A.2: F2000-Format: Informationen über Teilchenspuren

Ist der Parameter F2000 auf T (*true*) gesetzt, so erfolgt die Ausgabe im F2000-Format, welches wie in Abb. A.2 gezeigt in Spalten organisiert ist. Jede Zeile mit dem TR-Präfix entspricht einer eigenen Teilchenspur. Es handelt sich um eine ASCII-Datei, welche von CORSIKA gepackt (*.tar.gz*-Format) und entsprechend der Werte für RUNNR und EVTNR korrekt benannt wird. Das Archiv findet sich nach Abschluss der Simulation in dem unter DIRECT spezifizierten Pfad. Ein Beispiel für eine CORSIKA-Ausgabe ist in Abb. A.3 zu sehen.

```

TR 1 ? p+ 0 0 884 26.588 152.585 -1 9.97537e+06 0
TR 5 1 mu- 44.1512 42.7538 884 26.6073 152.962 16005.1 370.594 29.7188
TR 5 2 ~nu_mu -24.9247 3.40577 884 26.5532 152.522 -1 939.444 -20.1875
TR 5 2 mu- -12.1046 2.46622 884 26.5541 152.582 12715.5 1436.75 -17.6562
TR 5 1 mu- 0.625316 2.16367 884 26.5743 152.643 9103.05 351.693 -0.34375
TR 2 2 ~nu_mu -25.3515 11.66 884 26.5895 152.578 -1 7636.41 1.03125
TR 2 2 mu- -0.82944 0.604421 884 26.5777 152.587 21343.2 5617.94 -1.3125
TR 3 1 mu+ -5.34668 -1.16414 884 26.5718 152.556 11799.8 1514.54 -6.25
TR 3 2 nu_mu -12.9408 3.50697 884 26.5711 152.559 -1 402.201 -6.5
TR 4 1 mu- 14.7955 -9.33536 884 26.7446 152.564 5237.03 308.586 26.1562
TR 6 1 mu- -1.25513 9.68291 884 26.5424 152.719 6541.79 628.232 -8.1875
TR 4 1 mu- 11.2929 -0.106042 884 26.6318 152.63 10719.3 421.83 15.0938
TR 4 1 mu- 10.412 -9.91496 884 26.6292 152.531 10378 292.574 20.6875
TR 3 1 mu+ 5.47492 1.27558 884 26.6015 152.587 7254.46 487.785 6.53125
TR 3 1 mu- -25.0802 -2.12956 884 26.5291 152.51 19484.2 584.025 -31.6562
TR 3 1 mu+ 28.4175 -8.13726 884 26.6899 152.623 17469 375.356 43.3438
TR 3 1 mu+ -7.54002 -26.1043 884 26.5837 152.371 15761.9 375.315 8.125
TR 3 1 mu+ -0.715436 3.39245 884 26.5862 152.609 17062.8 357.898 -3
TR 4 1 mu+ 9.82768 -9.81055 884 26.6282 152.54 9688.59 475.012 20.1562
TR 4 1 mu+ 0.863175 4.74429 884 26.5954 152.597 11243.6 502.074 -2.0625
TR 4 2 nu_mu -6.57494 9.63204 884 26.5814 152.623 -1 292.904 -3.46875
TR 5 1 mu+ -7.42648 -3.94437 884 26.5712 152.475 17025.2 378.888 -7
TR 2 1 mu+ 2.7608 -3.75549 884 26.5976 152.564 23151.5 1260.9 6.28125
TR 2 2 nu_mu -26.1916 12.374 884 26.5978 152.58 -1 634.278 6.9375
TR 5 1 mu+ -14.4001 17.6293 884 26.5294 152.665 15666.7 374.228 -31.0625
TR 4 2 ~nu_mu -14.7227 1.59556 884 26.5828 152.537 -1 557.819 -2.0625
TR 5 1 mu+ -3.4609 11.722 884 26.5549 152.666 12028.1 1132.89 -12.3125

```

Abbildung A.3: Beispiel für eine CORSIKA-Ausgabe im F2000-Format. Zu sehen sind lediglich die ersten 27 Zeilen; die Ausgabe von Elektronen/Positronen und Photonen ist unterdrückt.

Anhang B

Teilchenarten in CORSIKA

Die Aus- und Eingabe von Teilchen in CORSIKA erfolgt kodiert, da die oftmals griechischen Symbole im ASCII-Zeichensatz nicht enthalten sind. Abb. B.1 zeigt die entsprechenden Zuordnungen.

Particle identifications			
Identification	Particle	Identification	Particle
1	γ	51	ρ^0
2	e^+	52	ρ^+
3	e^-	53	ρ^-
		54	Δ^{++}
5	μ^+	55	Δ^+
6	μ^-	56	Δ^0
7	π^0	57	Δ^-
8	π^+	58	$\bar{\Delta}^{--}$
9	π^-	59	$\bar{\Delta}^-$
10	K_L^0	60	$\bar{\Delta}^0$
11	K^+	61	$\bar{\Delta}^+$
12	K^-	62	K^{*0}
13	n	63	K^{*+}
14	p	64	K^{*-}
15	\bar{p}	65	\bar{K}^{*0}
16	K_S^0	66	ν_e
17	η	67	$\bar{\nu}_e$
18	Λ	68	ν_μ
19	Σ^+	69	$\bar{\nu}_\mu$
20	Σ^0		
21	Σ^-	71	$\eta \rightarrow \gamma\gamma$
22	Ξ^0	72	$\eta \rightarrow 3\pi^0$
23	Ξ^-	73	$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$
24	Ω^-	74	$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$
25	\bar{n}	75	μ^+ add. info.
26	$\bar{\Lambda}$	76	μ^- add. info.
27	$\bar{\Sigma}^-$		
28	$\bar{\Sigma}^0$		
29	$\bar{\Sigma}^+$		
30	$\bar{\Xi}^0$		
31	$\bar{\Xi}^+$		
32	$\bar{\Omega}^+$		
50	ω		

Particle identifications (continued)			
Identification	Particle	Identification	Particle
116	D^0	149	$\bar{\Lambda}_c^-$
117	D^+	150	$\bar{\Xi}_c^-$
118	\bar{D}^-	151	$\bar{\Xi}_c^0$
119	\bar{D}^0	152	$\bar{\Sigma}_c^{--}$
120	D_s^+	153	$\bar{\Sigma}_c^-$
121	\bar{D}_s^-	154	$\bar{\Sigma}_c^0$
122	η_c	155	$\bar{\Xi}_c^+$
123	D^{*0}	156	$\bar{\Xi}_c^0$
124	D^{*+}	157	$\bar{\Omega}_c^0$
125	\bar{D}^{*-}		
126	\bar{D}^{*0}	161	Σ_c^{*++}
127	D_s^{*+}	162	Σ_c^{*+}
128	\bar{D}_s^{*-}	163	Σ_c^{*0}
130	J/ψ	171	$\bar{\Sigma}_c^{*-}$
131	τ^+	172	$\bar{\Sigma}_c^{*0}$
132	τ^-	173	$\bar{\Sigma}_c^{*+}$
133	ν_τ		
134	$\bar{\nu}_\tau$		
137	Λ_c^+		
138	Ξ_c^+		
139	Ξ_c^0		
140	Σ_c^{*+}		
141	Σ_c^{*+}		
142	Σ_c^0		
143	Ξ_c^+		
144	Ξ_c^0		
145	Ω_c^0		
$A \times 100 + Z$		nucleus of Z protons and A - Z neutrons ($2 \leq A \leq 59$)	
9900		Cherenkov photons on particle output file	

Abbildung B.1: Teilchenarten in CORSIKA (aus [35]).

Anhang C

Gebräuchliche Befehle der gLite-Middleware

Einige nützliche Befehle, die zum Senden von Aufträgen und zur Speicherung von Daten sinnvoll sind, werden im folgenden knapp ausgeführt. Eine erweiterte Darstellung findet sich in [60].

- `glite-voms-proxy-init -voms icecube`
Erzeugt einen sogenannten Proxy, welcher der sicheren Authentifizierung des Nutzers dient und bei Aufträgen mitgeschickt wird. Ein aktueller (nicht abgelaufener) Proxy ist notwendig, um Rechen- oder Speicherressourcen zu nutzen. Der Parameter `-voms icecube` erzeugt eine Erweiterung für den Proxy, welche u.a. die Information über die VO des Nutzers trägt (hier ist es die icecube-VO).
- `glite-voms-proxy-info -all`
Gibt Informationen über einen bestehenden Proxy inklusive der voms-Erweiterung aus.
- `glite-voms-proxy-destroy`
Zerstört einen bestehenden Proxy.
- `lcg-infosites --vo icecube ce`
Gibt alle Compute-Elemente aus, auf denen man für die angegebene VO Rechenberechtigung hat (inkl. Anzahl von Knoten und Auslastung).
- `lcg-infosites --vo icecube se`
Gibt alle Storage-Elemente aus, die bei gegebener VO benutzt werden können (inkl. gesamtem und freiem Speicherplatz).
- `glite-wms-job-submit -a -o test.ids -r specificComputeElement test.jdl`
Schickt einen in `test.jdl` spezifizierten Auftrag an ein bestimmtes Compute-Element und schreibt die diesem Auftrag zugewiesene ID in `test.ids`. Wird der Parameter `-r` nicht angegeben, delegiert das WMS den Auftrag selbst an ein beliebiges CE mit freier Rechenkapazität. Ein z.T. sehr nützlicher Parameter ist `-c glite_wms.conf`: So kann die Benutzung der angegebenen glite-Konfigurationsdatei erzwungen werden. Dies macht Sinn, falls z.B. ein anderer als der standardmäßig eingestellte WMS-Server benutzt werden soll.
- `glite-wms-job-status -i test.ids`
Erfragt beim WMS den Status des Jobs, dessen ID in `test.ids` gespeichert ist. Sind mehrere IDs dort erfasst, kann für alle zugleich der Status bestimmt werden.

- `glite-wms-job-output -i test.ids --dir output`
Ist ein Auftrag fertig gerechnet, kann seine Ausgabe hiermit abgeholt und im angegebenen Ordner abgespeichert werden. Die ID des Auftrags wird hier aus `test.ids` bezogen.
- `lfc-ls /grid/icecube/wiebe`
Listet Inhalte des angegebenen Verzeichnisses im logischen Dateikatalog (Logical File Catalog, LFC) auf. Um den (oder die) physikalischen Ablageort(e) seiner Dateien braucht ein Benutzer sich nicht zu kümmern.
- `lfc-mkdir /grid/icecube/wiebe/test`
Erstellt ein Verzeichnis im LFC.
- `lcg-cr -d dgridmzse001.physik.uni-mainz.de -l lfn:/grid/icecube/wiebe/mynewfile file:/home/wiebe/testfile`
Läd eine lokale Datei auf das spezifizierte Storage-Element (Angabe optional) und erstellt einen Eintrag im LFC.
- `lcg-rep -d gridmzse002.physik.uni-mainz.de lfn:/grid/icecube/wiebe/mynewfile`
Erstellt eine Kopie des angegebenen LFC-Eintrages auf einem anderen Storage-Element.
- `lcg-cp -t 100 lfn:/grid/icecube/wiebe/myfile file:/tmp/myfile`
Kopiert eine Datei von einem Storage-Element auf einen lokalen Speicher. Mit dem Parameter `-t` wird eine zeitliche Begrenzung (*timeout*) für die Aktion gesetzt.
- `lcg-del -s gridmzse002.physik.uni-mainz.de lfn:/grid/icecube/wiebe/mynewfile`
Löscht eine Kopie vom angegebenen Storage-Element. Existiert keine weitere Kopie, so wird auch der Eintrag im LFC entfernt.

Die Tatsache, dass Befehle zum Teil mit dem *lcg*-Präfix beginnen, ist ein Relikt aus früheren Zeiten, als die Middleware noch *LCG* hieß.

Anhang D

IceProd-Konfigurationsdatei

Die beim Starten der IceProd-Daemons verwendete Konfigurationsdatei ist unter `iceprod/V01-01-04/build/etc/iceprod.cfg` zu finden (abhängig von der Version ändert sich der Pfad entsprechend). Sie ist blockweise in die Bereiche `[server]`, `[daemons]`, `[monitoring]`, `[database]`, `[security]`, `[path]`, `[info]`, `[queue]`, `[environment]`, `[soapdh]`, `[logging]`, `[batchopts]`, `[globus]` und `[system]` gegliedert. Vorangestellte Rauten kennzeichnen auskommentierte Zeilen und werden genutzt um in der gleichen Datei eine knappe Dokumentation der Parameter anzubieten. Die Software ignoriert solche Zeilen. Folgende Konfiguration wird für den Betrieb mit dem Mainzer Grid-Cluster verwendet:

```
[server]
# This specifies the address soaptray will listen on for client
# connections (i.e. xiceprod). (Note that some hosts can have more than one
# interface so it is important to configure this parameter explicitly.)
server = 134.93.129.2

# port specifies the port number that soaptray will listen on for client
# connections.
port = 9080

#-----
# The daemons section specifies which daemons should run on the current host.
[daemons]

# The soaptray daemon listens for client requests and enqueues jobs
# accordingly.
soaptray = True

# The soapmon daemon listens for monitoring update requests from jobs
# running in the cluster.
soapmon = True

# The soapqueue daemon periodically checks the status of jobs performs systems
# calls such as job submission or data movement based on the status of the
# jobs as reported in the database.
soapqueue = True

# The soapdh handles data movement after jobs complete
soapdh = True

# The daemon for automatically generating histograms for datasets
soaphisto = False
```

```
#-----
# Information pertaining to soapmon
[monitoring]

# address on which soapmon will listen to monitoring updates from jobs.
# if a url is provided the server parameter will be ignored.
url = http://skua.icecube.wisc.edu:9081
server = 134.93.129.2

# portnumber on which soapmon will listen.
port = 9081
maxthreads = 3

#Optional: configuration for email notifications
#smtphost=
#smtpuser=
#smtpnotify=

#-----
# database information
[database]
server = dbs4.icecube.wisc.edu
database = i3simprod
username = i3simprod-mainz
password = *****

#-----
# Encryption: RSA certificate and private key
[security]
USESSL = False
SSLKEY = etc/userkey.pem
SSLCERT = etc/usercert.pem

#-----
# Various paths to resources used for production
[path]

# Default URL from which software including simulation
# metaprojects will be downloaded.
# A local mirror reduces internet traffic significantly.
# default: lib_url = http://x2100.icecube.wisc.edu/downloads
lib_url = file:/exp-soft/icecube/downloads

# This is the default URL to which data will be copied after completion
target_url = gsiftp://data.icecube.wisc.edu/

# submitdir is the base directory in which iceprod will write submission
# scripts and from which it will submit jobs. If you are working in a shared
# filesystem enviromnet this should be on a shared partition. If not, then it
# can be located anywhere.
submitdir = /tmp/IceSim
datawarehouse = /data/sim/IceSim

# This client is an executable built by simprod which retrieved the GCD from
# the database and writes a .i3 file to include with jobs.
i3dbclient=sim-prod-i3db
```

```
#-----  
# Information about your cluster  
[info]  
INSTITUTION = University of Mainz  
  
#-----  
# Configuration parameter for your queue  
[queue]  
  
# define the name of the cluster  
# as it will be shown on the simulation monitoring pages  
name = mainz  
  
# The name of your I3Queue plugin (condor, pbs, sge, etc.)  
batchsys = glite.gLite  
  
# Your submit node's address (as seen by the nodes)  
submithost= gridmz001.physik.uni-mainz.de  
  
# Number of jobs in processing or queued status.  
# This is used in order to avoid flooding the cluster with jobs.  
maxjobs = 230  
  
# Number of minutes between status checks  
checkinterval = 3  
  
# Maximum number of minutes that a job should remain in 'queued' status  
# before being reset to 'waiting'  
max_job.idle_time = 60  
  
# Maximum number of minutes that a job should remain in 'queueing' status  
# before being reset to 'waiting'  
max_job.submit_time = 4  
  
# Maximum number of minutes that a job should remain in 'processing' status  
# before being reset to 'waiting'  
max_job.processing_time = 700  
  
# Maximum number of minutes that a job should remain in 'COPYING' status  
# before being reset to 'ERROR'  
max_job.copy_time = 50  
  
# Maximum number of minutes that a job should remain in 'ERROR' status  
# before being reset to 'RESET' and logfiles are cleaned out.  
max_job.error_time = 10  
  
# Number of jobs to submit at every interval. This is useful to spread out  
# the load on the system  
submit_jobs_per_interval=40  
  
# How often (in minutes) should a running job issue a 'keepalive' or 'ping' to  
# the server in order to not be removed from the queue. Setting this to zero is  
# equivalent to infinity.  
ping_interval=30  
  
# Jobs will take care of moving data to targeturl.  
# iceprod daemons are not involved in transfer of output data if true.  
jobstageout=True
```

```
#-----
# Environment parameters
[environment]
scratch=$PWD

# platform of cluster nodes. If blank or equal to 'system' this will be
# automatically determined by node
platform=system

# Path to the python installation on cluster nodes
pythonhome = /usr
pythonpath = $PYTHONPATH:$VO_ICECUBE_SW_DIR/tools/python2.4/lib/python2.4/site-packages

# location of JAVA_HOME on cluster nodes
java=$JAVA_HOME:/exp_soft/icecube/java/jdk1.6.0_06/:/usr/lib/jvm/jre

# location of photon tables on cluster nodes
photontablesdir = /exp_soft/icecube/

#-----
#data handler options
[soapdh]
checkinterval = 3

#-----
#logging configuration
[logging]

# verbosity level of logging. (DEBUG, INFO, WARN, ERROR)
level=INFO

# Path to log files
logfile=log/simprod.err
simprod=log/simprod.log
soaptray=log/soaptray.log
soapqueue=log/soapqueue.log
soapmon=log/soapmon.log
soapdh=log/soapdh.log

#-----
#batch system options
[batchopts]
VirtualOrganisation = icecube

# Requirements
# This sets parameters to the submit command.
# In case of glite those are parameters of glite-wms-job-submit
# Parameter naming is arbitrary.
# -c : use a specific wms configuration
-config = -c /home/icepradmin/glite/etc/icecube/glite_wms.conf
# -r : specify destination compute element
-resource = -r dgridmzce001.physik.uni-mainz.de:2119/jobmanager-lcgpbs-icecube
# -a : autodelegation parameter
-adeleg = -a
```

```
#-----
#globus configuration (GridFTP)
[globus]
# Temporary proxy certificate to be shipped with the job
#proxy=etc/IceSim-test_xxxx
proxy= $X509_USER_PROXY
proxy-validity=720

# A tarball to be shipped with the job in case globus is not present in the
# nodes.
# libs=$I3PROD/shared/globus.tar.gz
libs=

# Where the server expects to find the globus libs,
# executables and CA certificates
directory=/opt/globus

# job_globus_location is where the job expects to find the globus libs,
# executables and CA certificates
job_globus_location=$GLOBUS_LOCATION
proxy-init=/opt/glite/bin/glite-voms-proxy-init -voms icecube
proxy-info=/opt/glite/bin/glite-voms-proxy-info

#-----
# system specific information to include in the steering file
[system]
# Location of photo reconstruction tables
photorec=/exp.soft/icecube/photorec

# Additionally make a local copy of simulation output?
localcp = False
```


Anhang E

DST-Daten: Organisation und Struktur

DST ist die Abkürzung für *Data Summary Tape*, eine Speichertechnologie zum Schreiben großer Datenmengen auf 19mm-Magnetband. Im Rahmen des IceCube-Experiments wird DST genutzt, um die kontinuierlich anfallenden Detektordaten im Rechenzentrum am Südpol schnell und ungefiltert zu speichern. Lediglich zwei schnelle Rekonstruktionsalgorithmen werden zuvor zwecks Richtungsbestimmung der Ereignisse ausgeführt; diese Information wird ebenso gespeichert. Genauere Richtungsbestimmungen erfordern rechenaufwändige Algorithmen und werden erst im Nachhinein im Rahmen der Filterung durchgeführt. Für das Jahr 2007 haben die DST-Daten einen Umfang von etwa 1,2 TB, für 2008 sind es rund 1,9 TB (mehr detektierte Ereignisse aufgrund der Vergrößerung des Detektors). In Mainz lagern diese Daten im Zentrum für Datenverarbeitung und werden als Teil von `/bigarray` auf das User Interface `dgridmzui001` und alle Rechenknoten des Compute-Elements `dgridmzce001` per NFS exportiert (vgl. Abschnitt 3.4). Die Speicherorte lauten

```
/bigarray/IceCube/data/exp/IceCube/2007
```

und

```
/bigarray/IceCube/data/exp/IceCube/2008 .
```

Für jeden Tag existiert innerhalb dieser Pfade ein Ordner mit Benennung im Format `MMDD`; diese Ordner beinhalten die gesamten Daten. Die Datennahme des Detektors wird in sogenannte *Runs* (Durchläufe) unterteilt. Tritt bei der Datennahme ein Fehler auf, wird der Run beendet und ein neuer begonnen. Gibt es keine Fehler, so kann ein Run bis zu acht Stunden dauern. Ein Run wiederum ist unterteilt in *Subruns*, welche eine Länge von ca. fünf Minuten haben. Da sich das Ende eines Subruns nicht nach der Zeit, sondern der Datenmenge¹ richtet, können Subruns im Sommer nur 270 Sekunden lang sein, im Winter hingegen bis zu 330 Sekunden. Dies liegt an der jahreszeitlichen Abhängigkeit der Ereignisraten (vgl. Abschnitt 5.4). Ein Run beinhaltet also optimalerweise etwa 100 Subruns.

Jedem Subrun entspricht eine `ROOT`²-Datei mit der Benennung

```
PFFilt_PhysicsTrig_PhysicsFiltering_Run[RUN-NR]_Subrun00000000_[SUBRUN-NR].root .
```

Für den 81. Subrun des 111045. Runs würde die entsprechende `ROOT`-Datei z.B. wie folgt benannt sein:

```
PFFilt_PhysicsTrig_PhysicsFiltering_Run00111045_Subrun00000000_00000081.root .
```

¹In einem Subrun sind etwa 400.000 Ereignisse gespeichert.

²Ein C++ Software-Framework, welches der Datenanalyse im Bereich der Teilchenphysik dient. `ROOT` bietet eigene Datenstrukturen, die sich auch in Dateien exportieren lassen. Als Dateinamenerweiterung wird `.root` verwendet.

In einer solchen Datei ist jeweils ein Objekt der ROOT-Datenstruktur *Tree*³ gespeichert. Die einzelnen Elemente dieses Objekts entsprechen physikalischen Ereignissen und für jedes Ereignis ist ein ganzer Satz an Daten wie etwa Zeitpunkt, Einfallrichtung und Ereignisnummer, abgespeichert. Ein Tree-Element könnte z.B. wie folgt aussehen:

```
dst = NULL
reco1.direction.zenith_ = 0.957021
reco1.direction.azimuth_ = 5.40582
reco1.position.x_ = 430
reco1.position.y_ = 330
reco1.position.z_ = 80
reco1.distance = 320.000000
reco1.reco_id = 1
reco2.direction.zenith_ = 0.969506
reco2.direction.azimuth_ = 5.40786
reco2.position.x_ = 400
reco2.position.y_ = 380
reco2.position.z_ = 40
reco2.distance = 330.000000
reco2.reco_id = 3
nchan = 9
nstring = 21
nhit = 28
time = 7.74984e+08
mjd = 54608
triggertag = 2
runId = 111045
eventId = 29799720
year = 2008
ndir = 0
cog.x_ = 430
cog.y_ = 330
cog.z_ = 80
```

In den Bereichen `reco1` und `reco2` stehen die Ergebnisse der zwei angewandten schnellen Rekonstruktionsalgorithmen (siehe oben). `reco_id` gibt dabei Auskunft, um welchen Rekonstruktionsalgorithmus es sich jeweils gehandelt hat. Zum Einsatz kommen die Algorithmen `PoleIcLinefit` (1), `PoleTrackLlhFit` (2) und `PoleToI` (3). Der Linefit funktioniert immer und seine Ergebnisse finden sich in `reco1`. Folglich hat `reco1.reco_id` immer den Wert 1. Der schnelle Likelihoodfit (2) liefert nicht immer ein Ergebnis, weshalb es passieren kann, dass für die zweite Rekonstruktion die Ergebnisse der ToI-Fits (Tensor of Inertia) gespeichert werden. Im obigen Beispiel ist dies der Fall (`reco2.reco_id = 3`). Auf die Rekonstruktionen soll an dieser Stelle nicht näher eingegangen werden. Falls Einfallswinkel oder Spurposition für Berechnungen benötigt werden, wird stets auf die Größen in `reco1` zurückgegriffen.

Die weiteren Einträge enthalten die Nummer des Runs (`runId`), die Nummer des Ereignisses

³Ein Tree-Objekt ist im Grunde genommen ein n-Tupel aus einem Satz verschiedener Variablen, ähnlich einem *array of struct* in der Programmiersprache C. Darüber hinaus bietet diese Datenstruktur jedoch zusätzliche Funktionalität, wie etwa die Organisation in *Branches* oder die Möglichkeit der Datenkompression.

(`eventId`), die Anzahl der Strings und DOMS, die an der Ereignisdetektion beteiligt waren (`nstring`, `nhit`) sowie Zeitinformationen. Im Eintrag `mjd` steht der modifizierte julianische Tag (vergangene Tage seit 17. Nov. 1858, 0 Uhr UTC), im Feld `time` die seit Beginn dieses Tages vergangene Zeit in Einheiten von 10^{-4} s. Mit diesen zwei Parametern ist also der Zeitpunkt eines Ereignisses bereits eindeutig bestimmt. Das gespeicherte Jahr (`year`) ist eine redundante Zusatzinformation.

Weiterhin erwähnenswert ist der in `triggertag` gespeicherte Wert. Der IceCube-Detektor bedient sich sieben verschiedener Trigger (Auslöser) um Ereignisse zu detektieren. So gibt es z.B. den *Simple Multiplicity Trigger*, der das Ereignis aufzeichnet, falls mindestens eine bestimmte Anzahl an DOMs (z.B. 8) getroffen werden. Der *String Trigger* erkennt, ob DOMs desselben Strings getroffen wurden. Ist dies der Fall und überschreitet die Anzahl der DOMS eine festgelegte Schwelle (z.B. 5), wird das Ereignis aufgezeichnet. Weitere Informationen zu Triggern sind in [79] zu finden. Nun passiert es sehr oft, dass dasselbe Ereignis mehrere Trigger gleichzeitig auslöst. Um Informationen über alle Trigger eindeutig in `triggertag` speichern zu können, wird jeder Trigger durch eine Zweierpotenz repräsentiert ($2^0 = 1$ für den SimpleMultiplicity-Trigger, $2^1 = 2$ für den MinBias-Trigger, $2^2 = 4$ für den String-Trigger, usw.) [80]. Die den ausgelösten Triggern entsprechenden Zweierpotenzen werden aufaddiert und im 2 Byte fassenden `triggertag` gespeichert. Binär gesehen entspricht also jede Speicherstelle einem Triggertyp. Um auf einen bestimmten Typ zu prüfen, reicht also die bitweise Anwendung einer AND-Operation aus. Beispiel:

```
if ( triggertag & ( DST_SM << DST_IN_ICE ) ) ...
```

`DST_SM=1` und `DST_IN_ICE=1` sind definierte Konstanten, wobei für einen Zugriff auf die Felder der IceCube-Trigger eine Verschiebung um `DST_IN_ICE` notwendig ist (das erste Bit fungiert als Header). Das Datenfeld hat weitere Bereiche, z.B. für IceTop-Trigger (`DST_ICE_TOP` hat den Wert 6). Aufbau und Benutzung von `triggertag` sind in [80] detaillierter dargestellt.

Abbildungsverzeichnis

0.1	Astrophysikalische Botenteilchen	7
1.1	Energiespektrum der kosmischen Strahlung	10
1.2	Entstehung von Sekundärstrahlung in der Atmosphäre	12
1.3	Temperaturorientierte Schichteinteilung der Erdatmosphäre	13
1.4	Atmosphärische Tiefe in Abhängigkeit der Höhe	15
1.5	Inelastischer Wirkungsquerschnitt für Protonen mit Luft	15
1.6	Energieabhängigkeit der mittlere Höhe der ersten Wechselwirkung für Protonen	16
1.7	Energieabhängige Zerfallswahrscheinlichkeit für geladene Pionen und Zenit- winkelabhängigkeit der atmosphärischen Tiefe	17
1.8	Totaler Wirkungsquerschnitt für $\pi^\pm d/p$ Kollisionen als Funktion des Impulses im Laborsystem	17
1.9	Tiefenabhängige Wichtung der zur Effektivtemperatur beitragenden Tempe- raturen	19
1.10	Messungen von α_T mit Untergrunddetektoren in verschiedenen Tiefen . . .	19
1.11	Von Gravitationswellen verursachtes Wolkenmuster	21
2.1	Der IceCube-Detektor	23
2.2	An IceCube beteiligte Institute	24
2.3	Entstehung von Cherenkov-Strahlung entlang einer kegelförmigen Front . .	25
2.4	Neutrinoreaktion über geladenen schwachen Strom	26
2.5	Cherenkov-Lichtsignaturen von Elektron, Myon und Tauon	26
2.6	Mit IceCube-Daten erstellte Himmelskarte.	27
2.7	Innenausstattung und Aufhängung eines digitalen optischen Moduls	28
2.8	Versenken einer Trosse im gebohrten Loch	29
2.9	Sukzessiver Aufbau des Detektors	29
2.10	Proton- und photoninduzierter Luftschauber	30
2.11	Energieabhängige Wirkungsquerschnitte für inelastische p-Luft-Kollisionen .	32
3.1	Der Traum vom Grid	34
3.2	Tier-Struktur des WLCG	36
3.3	Komponentenstruktur eines Grid-Standortes	37
3.4	Rechenzentrum des CERN	37
3.5	Mögliche Zustände eines Jobs	38
3.6	Job-Interaktion im Grid	38
3.7	Grid-Cluster und -Diskpools der Universität Mainz	40
4.1	Vergleich von MonteCarlo- mit IceCube22-Daten	42
4.2	Beiträge der Kollaborationsmitglieder zu Rechenressourcen für die globale MC-Produktion	43
4.3	Status der Daemons an den Produktionsstandorten	45

4.4	Funktionsprinzip der für die Verwaltung der MC-Produktion zuständigen Software IceProd	46
4.5	Zustandsdiagramm von IceProd-Aufträgen	47
4.6	Auslastung des Mainzer Clusters mit IceProd-Aufträgen	49
4.7	Beteiligung der Mainzer Cluster am Filterungsdatensatz 2039	50
5.1	Ein Wetterballon kurz vor dem Start	52
5.2	Maximal erreichte Höhen bei Wetterballonflügen am Südpol (2008)	53
5.3	Maximal erreichte Höhen bei Wetterballonflügen am Südpol (nach dem Schnitt auf die Druckschwelle)	53
5.4	Skizze zur Umrechnung von geographischen Koordinaten in das Koordinatensystem von IceCube	55
5.5	ECMWF-Daten: Anzahl von Azimutbins in den verschiedenen Zenitbins	56
5.6	Temperaturprofile von ECMWF- und Radiosondendaten im Vergleich	57
5.7	Skizze zur Berechnung der Myon-Entstehungshöhe aus Spurlänge s und Zenitwinkel θ	58
5.8	In simulierten Luftschauern entstehende Myonen	59
5.9	Der Berechnung der durchquerten Eisdicke zugrundeliegende Geometrie	60
5.10	Zenitwinkelabhängige Schwellenenergie zur Durchquerung der Eisschicht	61
5.11	Höhen-/Winkelverteilung simulierter Myonen mit angewandtem zenitabhängigem Energieschnitt	61
5.12	Häufigkeitsverteilung der Entstehungshöhen in verschiedenen Zenitwinkelbereichen	62
5.13	Zenitwinkelabhängigkeit der Entstehungshöhe atmosphärischer Myonen	62
5.14	Zenitwinkelabhängigkeit der Entstehungshöhe von Myonen für eine feste Primärenergie von 1 PeV	63
5.15	Zenitwinkelabhängigkeit der Entstehungshöhe von Myonen für eine feste Primärenergie von 100 PeV	64
5.16	Zenitwinkelabhängigkeit der Entstehungshöhe von Myonen für eine feste Primärenergie von 1000 PeV	64
5.17	Atmosphärische Tiefe wie sie im Rahmen der vier Südpolatmosphären parametrisiert wird	65
5.18	Simulation der jahreszeitlich abhängigen Häufigkeitsverteilung atmosphärischer Myonen	66
5.19	Häufigkeitsverteilung der zeitlichen Abstände aufeinanderfolgender Ereignisse in den DST-Daten	67
5.20	Die ersten 80.000 Ereignisse eines Runs und die dazugehörige Zeitstempel	68
5.21	Aus IceCube-40-Daten bestimmte Myonraten für das Jahr 2008	69
5.22	Effektive Temperaturen aus ECMWF-Daten und Raten atmosphärischer Myonen für 2008	70
5.23	Effektive Temperaturen aus ECMWF-Daten und Raten atmosphärischer Myonen auf kleinerer Zeitskala	70
5.24	Verlauf der Myonrate zwischen Tag 174 und 254 des Jahres 2008	72
5.25	Frequenzspektren von gauß'schem Rauschen und Myonraten im Winter des Jahres 2008 (feines Binning)	73
5.26	Frequenzspektren von Myonraten im Winter des Jahres 2008 (grobes Binning)	74
5.27	Häufigkeitsverteilung von Periodendauern in einer zeitlichen Auflösung von 20 Minuten	74

Literaturverzeichnis

- [1] W. Wagner, *Design and Realisation of a new AMANDA Data Acquisition System with Transient Waveform Recorders*, Dissertation, 2004
- [2] J. Kelley, *Searching for Quantum Gravity with High-energy Atmospheric Neutrinos and AMANDA-II*, PhD Thesis, 2008,
http://www.icecube.wisc.edu/~jk Kelley/misc/kelley_thesis_v1.0a.pdf
- [3] The IceCube Exotic Particles Working Group,
http://wiki.icecube.wisc.edu/index.php/Exotic_Particle
- [4] WIMP Analysis with IceCube,
http://w3.iihe.ac.be/icecube/3_Activities/1_WIMPsAnalysis
- [5] Thomas K. Gaisser, *Cosmic rays and particle physics*, Cambridge University Press, 1991
- [6] P.L. Biermann et G. Medina-Tanco, *Ultra high energy cosmic ray sources and experimental results*, Nuclear Physics B Proceedings Supplements, 122:86-97, arXiv:astro-ph/0301299, 2003
- [7] University of Chicago, <http://astroparticle.uchicago.edu/announce.htm>
- [8] R. Abbasi et al., *First Observation of the Greisen-Zatsepin-Kuzmin Suppression*, Physical Review Letters 100 101101, 2008
- [9] H. Kolanoski, *Einführung in die Astroteilchenphysik*, Vorlesung, DESY-Zeuthen, 2006,
<http://www-zeuthen.desy.de/~kolanosk/astro0607/skripte/cosmics02.pdf>
- [10] B. Louis et al., Los Alamos Sci. 25, 16, 1997
- [11] Povh et al., *Teilchen und Kerne*, 8. Aufl., Springer Berlin, 2009
- [12] C. Grupen, *Astroteilchenphysik*, Springer Berlin, 2001
- [13] K. Gericke, Vorlesung zur Physikalischen Chemie V, TU Braunschweig,
http://www.pci.tu-bs.de/aggericke/PC5/Kap_II/Atmosphaere.htm
- [14] D. Horns, *Experimentelle Astroteilchenphysik*, Vorlesung, DESY, 2008,
http://wwwiexp.desy.de/studium/lehre/astroteilchen/Astroteilchen_2008_4a.pdf
- [15] C. AMSLER et al. (Particle Data Group), Physics Letters B667, 1 ,2008
- [16] K. Barrett et al., Rev. Mod. Phys. 24 133, 1952
- [17] S. Sagisaka, Il Nuovo Cim. C9 809, 1986
- [18] M. Ambrosio et al., The MACRO Collaboration, Astrop. Phys. 7, 109-124, 1997
- [19] A. Bouchta, *Seasonal variation of the muon flux as seen by AMANDA*, 1999
- [20] Leibniz-Institut für Atmosphärenphysik Kühlungsborn,
<http://www.iap-kborn.de/Schwerewellen-Gezeiten-69-N.109.0.html>

- [21] NASA Earth Observatory,
http://earthobservatory.nasa.gov/images/imagerecords/6000/6151/amsterdam_tmo_2005353_lrg.jpg
- [22] Die KM3NeT-Kollaboration, <http://www.km3net.org>
- [23] Die IceCube-Kollaboration, <http://icecube.wisc.edu>
- [24] SketchUp graphics in IceCube DocuShare,
<https://docushare.icecube.wisc.edu/dsweb/View/Collection-6883>
- [25] R. Gandhi et al., Phys. Rev. D. 58, 093009, 1998
- [26] J. Ahrens, *Überprüfung der Genauigkeit der Relativitätstheorie mit atmosphärischen Myonenneutrinos aus den AMANDA-Daten der Jahre 2000 bis 2003*, Dissertation, 2006
- [27] A. Karle, IceCube Übersichtsvortrag, ICRC, 2009,
http://icecube.wisc.edu/~karle/ICRC09/IceCube_ICRC09v3b.pdf
- [28] IceCube Public Gallery, <http://gallery.icecube.wisc.edu>
- [29] J. Dumm et al., *All-Sky Point-Source Search with 40 Strings of IceCube*, Proceedings of the 31st ICRC, Lodz, 2009
- [30] L. V. Volkova. Yad. Fiz., 31:1510, 1980. Sov. J. Nucl. Phys. 31 , 784, 1980
- [31] Hamamatsu PMT Handbook,
http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/catsandguides/PMT_handbook_v3aE.pdf
- [32] The IceCube DOM Glass Pressure Vessel,
http://wiki.icecube.wisc.edu/index.php/Glass_Pressure_Vessel
- [33] IceCube Digital Optical Module Overview,
http://wiki.icecube.wisc.edu/index.php/Digital_Optical_Module
- [34] D. Heck et al., Report FZKA 6019 *CORSIKA: A Monte Carlo Code to simulate extensive Air Showers*, 1998
- [35] D. Heck et T. Pierog, *Extensive Air Shower Simulation with CORSIKA: A User's Guide*, 2009, <http://www-ik.fzk.de/corsika/usersguide/usersguide.pdf>
- [36] F. Schmidt, *CORSIKA Shower Images*, <http://www.ast.leeds.ac.uk>
- [37] D. Chirkin, *Cosmic Ray Energy Spectrum Measurement with the Antarctic Muon and Neutrino Detector Array (AMANDA)*, PhD thesis, 2003
- [38] D. Heck, *Das Luftschauder-Simulationsprogramm CORSIKA und hadronische Wechselwirkungsmodelle*, 2001,
<http://www-ik.fzk.de/~heck/publications/fzk-nachr2001.pdf>
- [39] J. Ranft, Phys. Rev. D51 64, 1995
- [40] K. Werner, F. M. Liu and T. Pierog, Phys. Rev. C 74 044902, 2006
- [41] H.J. Drescher et al., Phys. Rep. 350 93, 2001
- [42] S.S. Ostapchenko, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 151 143 and 147, 2006
- [43] R.S. Fletcher, T.K. Gaisser, P. Lipari, and T. Stanev, Phys. Rev. D50 5710, 1994
- [44] K. Werner, Phys. Rep. 232 87, 1993
- [45] A. Fassò, A. Ferrari, S. Roesler, P.R. Sala, G. Battistoni, F. Cerutti, E. Gadioli, M.V. Garzelli, F. Ballarini, O. Ottolenghi, A. Empl, and J. Ranft, The physics models of FLUKA: status and recent developments, Computing in High Energy and Nuclear

- Physics 2003 Conference (CHEP2003), La Jolla, CA (USA), March 24-28, 2003 (paper MOMT005); eConf C0303241 (2003); arXiv:hep-ph/0306267, <http://www.fluka.org>
- [46] H. Fesefeldt, Report PITHA-85/02, RWTH Aachen, 1985
- [47] S.A. Bass et al., Prog. Part. Nucl. Phys. 41 225, 1998
- [48] R. Ulrich et al., *On the measurement of the proton-air cross section using air shower data*, New Journal of Physics 11, 2009
- [49] R. J. Glauber, *Theory of high energy hadron-nucleus collisions*, High Energy Physics and Nuclear Structure, 1970
- [50] C. Baun, *Tonangebend: Grid-, Cloud-, Cluster- und Meta-Computing*, c't 21/08, 2008
- [51] I. Foster and C. Kesselman, *The Grid: Blueprint for a new Computing Infrastructure*, Morgan Kaufmann Publishers Inc., San Francisco, CA, 1998
- [52] A. Gellrich, *Introduction to the Grid and Grid at DESY*, Synchrotron Grid Workshop ESRF, 2008, http://grid.desy.de/mytalks/gellrich_esrf_2008-12-08.pdf
- [53] Enabling Grids for e-Science, <http://www.eu-egee.org>
- [54] gLite: Lightweight Middleware for Grid Computing, <http://glite.web.cern.ch>
- [55] The Grid Café, <http://www.gridcafe.org>
- [56] Amazon Elastic Computing Cloud, <http://aws.amazon.com/ec2>
- [57] Amazon Simple Storage Services, <http://aws.amazon.com/s3>
- [58] B. Jones, *Les Grilles: Nouvelles infrastructures pour les collaborations scientifiques et industrielles*, 2006,
<http://www.urec.cnrs.fr/IMG/pdf/JTR2006-perspectives-enjeux.pdf>
- [59] D. Foster, *Networking tackles the LHC challenge*, 2006,
<http://cerncourier.com/cws/article/cern/29579>
- [60] gLite 3.1 User Guide, 2008,
<https://edms.cern.ch/file/722398/1.2/gLite-3-UserGuide.pdf>
- [61] J. Ahrens, *GRID in Mainz*, Vortrag im Rahmen des ETAP Arbeitsgruppenseminars, Mainz, 2009
- [62] Die DGRID-Initiative, <http://www.d-grid.de>
- [63] Y. Rekhter et al., *Address Allocation for Private Internets*, RFC 1918, 1996,
<http://tools.ietf.org/html/rfc1918>
- [64] P. Srisuresh et al., *Traditional IP Network Address Translator*, RFC 3022, 2001,
<http://tools.ietf.org/html/rfc3022>
- [65] M. Kowalski, A. Gazizov, *High Energy Neutrino Generator for Neutrino Telescopes*, Proceedings of the 28th International Cosmic Ray Conference, 2003
- [66] Overview of the IceCube Simulation Production Datasets,
http://wiki.icecube.wisc.edu/index.php/Simulation_Production#IC22
- [67] M. Ackermann et al., *Optical properties of deep glacial ice at the South Pole*, Journal of Geophysical Research - Atmospheres, Vol. 111, No. D13., D13203, 2006
- [68] J. Lundberg et al., *Light tracking through ice and water – Scattering and absorption in heterogeneous media with Photonics*, 2007,
<http://arxiv.org/pdf/astro-ph/0702108v2>

- [69] Offline filtering levels for IC59 data,
http://wiki.icecube.wisc.edu/index.php/IC59_offline_preparation
- [70] K. Rosenau, *First All-Sky Measurement of Muon Flux with IceCube*, IceCube REU Summer, 2008
- [71] Submitting Simulation Datasets via IceProd Shell and the IceProd GUI Client,
http://wiki.icecube.wisc.edu/index.php/IceProd_1.1.x#Submitting_Datasets
- [72] I. Foster, *Globus Toolkit Version 4: Software for Service-Oriented Systems*, IFIP International Conference on Network and Parallel Computing, Springer-Verlag LNCS 3779, 2005
- [73] J. C. Díaz Vélez, *The IceCube Simulation Production System*,
<http://wiki.icecube.wisc.edu/index.php/IceProd>
- [74] P. Desiati, *High Level Status of Simulation Production*, 03/2009,
<https://docushare.icecube.wisc.edu/dsweb/Get/Document-48809/status%20revised.pdf>
- [75] R. Lang, *Search for point sources of high-energy neutrinos with the AMANDA detector*, Diplomarbeit, Universität Ulm, 2005
- [76] E. Hopkins, *Radiosondes – An Upper Air Probe*,
<http://www.aos.wisc.edu/~hopkins/wx-inst/wxi-raob.htm>
- [77] *Global glacier melt continues*, Universität Zürich, 2009,
http://www.mediadesk.uzh.ch/articles/2009/globales-gletscherschmelzen-geht-weiter_en.html
- [78] IceCube 40 Good Run List, http://www.icecube.wisc.edu/~carott/good_run_list_IC40
- [79] IceCube Trigger Information,
http://wiki.icecube.wisc.edu/index.php/Trigger_information
- [80] IceCube DST Filter 2008,
http://wiki.icecube.wisc.edu/index.php/I3DST_Filter_2008
- [81] J.W. Cooley, J.W. Tukey, *An algorithm for the machine calculation of complex Fourier series*, Math. Comput. 19, 297–301, 1965, <http://dx.doi.org/10.2307/2003354>
- [82] S.G. Johnson, M. Frigo, *A modified split-radix FFT with fewer arithmetic operations*, IEEE Trans. Signal Processing 55 (1), 2007, <http://www.fftw.org/newsplit.pdf>

Danksagung

****Aus datenschutzrechtlichen Gründen entfernt****

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbstständig und unter ausschließlicher Verwendung der angegebenen Literatur und Hilfsmittel erstellt zu haben.

Die Arbeit wurde bisher in gleicher oder ähnlicher Form weder veröffentlicht noch einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Mainz, den 31.08.2009

Unterschrift

Hinweis zum Urheberrecht

Alle im Rahmen dieser Arbeit genannten Marken und abgebildeten Markenzeichen sind Eigentum ihrer jeweiligen Inhaber.