Bestimmung von Wasser- und Detektorparametern und Rekonstruktion von Myonen bis 100 TeV mit dem Baikal-Neutrinoteleskop NT-72

von

Dirk Pandel

Diplomarbeit in Physik
vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät I
Institut für Physik
der
Humboldt-Universität zu Berlin

Februar 1996

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 0

Einleitung

Seit ihrer Begründung hat die Astronomie einen wesentlichen Beitrag geleistet, die physikalischen Prozesse von den kleinsten Teilchen bis zum gesamten Universum zu verstehen. Angefangen mit der optischen Astronomie wurden immer wieder neue Wege beschritten, um die bisher verborgenen Bereiche des Weltalls sichtbar zu machen. Mit jeder neuen Methode, das Universum zu betrachten, war eine Vielzahl unerwarteter Entdeckungen und neuartiger Erkenntnisse verbunden, die das physikalische Weltbild entscheidend geprägt haben.

Die heutige Astronomie umfaßt ein breites Spektrum an Beobachtungsmethoden, von der Messung kosmischer Radio-Wellen bis zum Nachweis höchstenergetischer Gamma-Strahlung. Alle diese Methoden haben jedoch eines gemeinsam, sie basieren auf dem Nachweis elektromagnetischer Strahlung. Durch die Eigenschaft der Photonen, bereits bei geringen Materiekonzentrationen zwischen Quelle und Beobachter absorbiert zu werden, ist es der „elektromagnetischen“ Astronomie nicht möglich, die Prozesse hinter dichten Materieansammlungen oder im Inneren kosmischer Objekte direkt zu untersuchen.

Eine neue Methode zur Beobachtung des Weltalls bietet die Neutrino-Astronomie. Sie benutzt die Eigenschaft der Neutrinos, selbst große Materiedichten fast ungehindert durchdringen zu können. Durch sie wird es möglich sein, in Bereiche des Universums vorzudringen, die der Astronomie bisher verschlossen blieben.

Die ersten großen Erfolge der Neutrino-Astronomie wurden bereits vor mehr als 20 Jahren mit Untergrund-Detektoren erzielt. Sie sind unter dicken Gesteinsschichten vor atmosphärischen Myonen abgeschirmt und registrieren die wenigen Neutrinos, die auf ihrem Weg durch die Erde mit ihr wechselwirken. Mit den Untergrund-Detektoren ist es erstmals gelungen, die Neutrinos aus der Kernverschmelzung im Inneren der Sonne nachzuweisen und das Spektrum der durch hochenergetische kosmische Strahlung erzeugten atmosphärischen Neutrinos zu messen. Im Jahre 1987 wurden erstmals Neutrinos aus einer Supernova-Explosion nachgewiesen. Man erkannte jedoch, daß Untergrund-Detektoren für die Messung hochenergetischer Neutrinos aus kosmischen Beschleunigern zu klein waren.

Die Forderung nach Detektoren mit deutlich größerem Volumen konnte mit der Bauweise der Untergrund-Detektoren nicht erfüllt werden und führte zur Entwicklung neuartiger Detektorkonzepte. Zu ihnen gehört die Gruppe der Unterwasser-Neutrino-Teleskope. Diese Čerenkov-Detektoren bestehen aus einem Netz von Photomultipliern in einem natürlichen Wasser- oder Eisvorkommen und werden bis zu mehrere Kilometer tief unter der Oberfläche installiert. Gegenwärtig befinden sich vier solche Detektoren im Bau, von denen zwei bereits in kleineren Ausbaustufen betrieben werden.

Eines der Projekte ist das Baikal-Neutrino-Teleskop NT-200. Dieses soll aus 192 Photomultipliern bestehen und in etwa $1200\,m$ Tiefe im russischen Baikalsee installiert werden. Eine Vorstufe des Detektors, das NT-36 mit 36 Photomultipliern, wurde 1993 in Betrieb genommen. Mit ihm ist es gelungen, Myonen aus der Atmosphäre nachzuweisen und deren Spuren zu rekonstruieren. 1995 folgte die Erweiterung des Detektors zum NT-72.

Die vorliegende Arbeit beschreibt einige Untersuchungen, die für den Baikal-Detektor in der Ausbaustufe NT-72 durchgeführt wurden. Kapitel 3 beschäftigt sich mit den Messungen zu einem Laserexperiment, bei dem der Detektor von einem externen Laser beleuchtet wurde. In diesem Zusammenhang wird auf die Rekonstruktion des Lasers als Punktlichtquelle eingegangen. Es wird ein Modell zum Amplitudenverhalten der Photomultiplier vorgestellt und mit dessen Hilfe eine Amplitudenkalibration des Detektors durchgeführt. Weiterhin wird aus den Lasermessungen die Absorptionslänge des Wassers im Baikalsee bestimmt. Im zweiten Teil des 3.Kapitels wird ein Modell zur Beschreibung der Photonstreuung erarbeitet und aus den Lasermessungen die Streulänge des Wassers bestimmt. In Kapitel 4 folgen Untersuchungen zur Rekonstruktion der Myon-Energie.

Kapitel 1

Grundlagen der Neutrino-Astrophysik

Eine Aufgabe der Astrophysik ist es, durch Beobachtung der verschiedenen Strahlungsarten aus dem Weltall die physikalischen Prozesse im Innern kosmischer Objekte zu untersuchen. Eine wichtige Voraussetzung dafür ist die Möglichkeit, aus der Richtung der gemessenen Strahlung ihren Weg zurückverfolgen zu können, und dadurch das kosmische Objekt, von dem sie erzeugt wurden, zu lokalisieren. Man benötigt dazu stabile, elektrisch neutrale Teilchen, die auf ihrem Weg von der Quelle bis zur Erde nicht durch die galaktischen Magnetfelder abgelenkt werden. Von den bekannten Elementarteilchen erfüllen nur Photonen und Neutrinos diese Bedingung und sind damit vermutlich die einzigen Informationsträger, die eine direkte Beobachtung kosmischer Objekte ermöglichen.

Die heutigen Kenntnisse in der Astrophysik basieren fast ausschließlich auf der Beobachtung des elektromagnetischen Spektrums. Die zur Messung verwendeten Photonen besitzen jedoch einen wesentlichen Nachteil. Bereits geringe Materiekonzentrationen zwischen Quelle und Beobachter können von ihnen nicht mehr durchdrungen werden. Dadurch bleibt ein großer Teil des Weltalls für die elektromagnetische Astronomie unsichtbar. Zudem liefern Photonen meist nur ein Abbild sekundärer Prozesse, die am Rande der kosmischen Objekte stattfinden, erlauben aber keinen Einblick in die Vorgänge in ihrem Inneren. Bei extrem hochenergetischer Strahlung kommt ein weiterer Nachteil der Photonen zum Tragen. Oberhalb einer bestimmten Energieschwelle können sie durch Photon-Photon-Wechselwirkung $\gamma + \gamma(3K) \rightarrow e^+ + e^-$ mit der 3K-Hintergrundstrahlung absorbiert werden. So wird z.B. $100\,TeV$ Gamma-Strahlung bei Entfernungen größer $10\,Mpc$ fast vollständig absorbiert. [Bere92]

Einen Ausweg bietet die Neutrino-Astronomie, die anstelle des Photons das schwer nachweisbare Neutrino als Informationsträger verwendet. Seine Eigenschaft, selbst große Materiedichten nahezu ungehindert durchdringen zu können, ermöglicht die Beobachtung von Objekten, die sich hinter dichten Materieansammlungen befinden, und liefert Einblicke ins Innere von Sternen. Der Schritt von der Photonen-Astronomie zur Neutrino-Astronomie ist zudem von besonderer Bedeutung, da die Neutrinos von grundlegend anderer Natur sind und den Gesetzen der schwachen Wechselwirkung unterliegen. Man kann mit ihnen völlig andersartige Prozesse beobachten, als es mit Photonen möglich ist. Im Universum wird Gamma-Strahlung sowohl in hadronischen als auch in rein elektromagnetischen Reaktionen erzeugt. Neutrinos sind dagegen ein eindeutiger Hinweis auf die hadronischen Charakter der zugrundeliegenden Prozesse.

Das Hauptproblem bei der Suche nach Neutrinos ist ihr geringer Wirkungsquerschnitt beim Durchgang durch Materie. Eine Untersuchung kosmischer Objekte erfordert Detektoren mit einem großen Volumen. Erste Erfolge in der Neutrino-Astronomie wurden mit Untergrund-Detektoren, wie z.B. MACRO, IMB oder Kamioka, erzielt. Insbesondere für den Nachweis von Neutrinos höchster Energie erwiesen sie sich jedoch als zu klein. Der nächste Schritt in der Entwicklung der Neutrino-Astronomie ist daher der Bau von deutlich größeren Neutrino-Teleskopen. Mit ihnen wird es möglich sein, die hochenergetischen Neutrinos aus kosmischen Quellen zu untersuchen.

1.1 Erzeugung hochenergetischer Neutrinos

Nach den gegenwärtigen Modellen entstehen kosmische Neutrinos sehr hoher Energie hauptsächlich durch Wechselwirkung hochenergetischer Protonen mit interstellarer Materie. Dieser Mechanismus wird als kosmischer „beam dump“ bezeichnet. Eine Beschleunigung der Protonen zu den für diesen Prozeß notwendigen Energien erfolgt abhängig von der Art der Quelle nach verschiedenen Mechanismen (siehe weiter unten). VHE-Neutrinos (*Very High Energy*) mit Energien von $10^{11}..10^{14}\,eV$ entstehen vorzugsweise durch p-p-Reaktionen von beschleunigten Protonen mit der die Quelle umgebenden Materie (Abbildung (1.1)).

$$
\begin{array}{llll}
p+p & \longrightarrow & \pi^{\pm}+X & \\
 & & \hookrightarrow \mu^{\pm}+\overset{(-)}{\nu}_{\mu} & \\
 & & \qquad \hookrightarrow e^{\pm}+\overset{(-)}{\nu}_{e}+\overset{(-)}{\nu}_{\mu} & \\
 & \longrightarrow & \pi^{\circ}+X & \\
 & & \hookrightarrow \gamma+\gamma &
\end{array}
\tag{1.1}
$$

Bei der Wechselwirkung der Protonen werden geladene und neutrale Pionen sowie weitere Hadronen und andere Teilchen erzeugt. Ist die Dichte der umgebenden Materie ausreichend gering, werden die Pionen nicht absorbiert und können zerfallen. Aus einem geladenen Pion entstehen dabei in der Regel ein Myon und ein Myon-Neutrino. Das erzeugte Myon kann anschließend in ein Elektron (Positron), ein Elektron-Neutrino und ein Myon-Neutrino zerfallen. Aus einem neutralen Pion ensteht in den meisten Fällen ein Photonpaar.

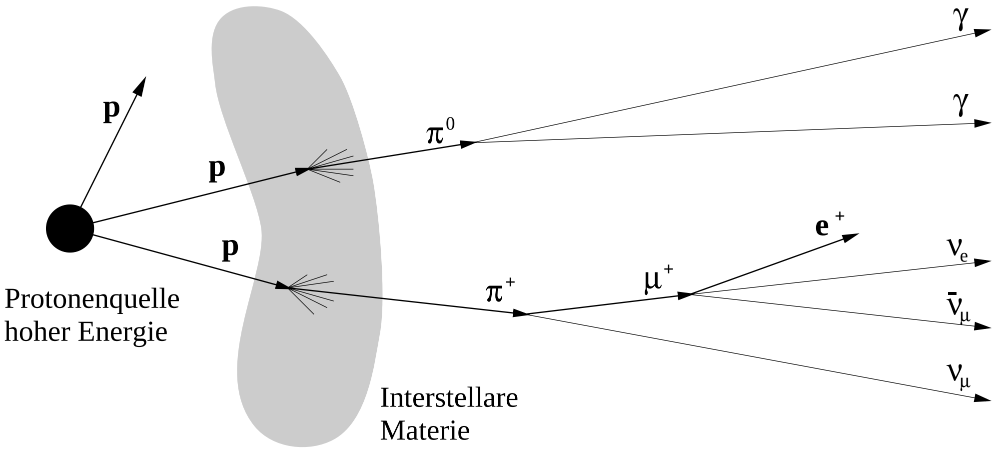


Abbildung 1.1: Prinzip eines kosmischen „beam dump“

Ein weiterer Prozeß, in dem hauptsächlich UHE-Neutrinos (*Ultra High Energy*) mit Energien bis etwa $10^{17}\,eV$ erzeugt werden können, ist die Wechselwirkung beschleunigter Protonen mit einem thermischen Photonengas.

$$
\begin{array}{ccc}
p + \gamma & \longrightarrow & \pi^{\pm} + X \\
 & \longrightarrow & \pi^{\circ} + X
\end{array}
\qquad (1.2)
$$

Dieser Prozeß findet nur bei sehr hohen Proton-Energien statt. Die untere Schwelle der Reaktion liegt, abhängig von der Temperatur des Photonengases, im PeV-Bereich.

Der differentielle Fluß der Neutrinos, die nach den beschriebenen Modellen in kosmischen Beschleunigern entstehen, wird in Abhängigkeit von der Energie E_ν durch eine Potenzfunktion beschrieben.

$$
\frac{dN_\nu}{dE_\nu} \sim E^{-\alpha} \qquad (1.3)
$$

Der sogenannte Spektralindex α ist über einen großen Bereich der Energieskala konstant und liegt nach den Vorhersagen verschiedener Modelle um $2,0$. Im Vergleich dazu fällt das Spektrum der atmosphärischen Neutrinos (siehe Abschnitt (1.3)) mit $\alpha \approx 3,7$ deutlich stärker zu höheren Energien ab. [Bere92], [Gais90]

Ein wichtiger Aspekt bei der Beobachtung von Gamma- und Neutrino-Quellen ist die Zusammensetzung der von ihnen abgegebenen Strahlung. Aus den Erzeugungsprozessen der Neutrinos nach Formel (1.1) läßt sich ableiten, daß etwa doppelt soviele Myon-Neutrinos wie Elektron-Neutrinos erzeugt werden. Ebenso folgt, daß die Zahl der Neutrinos und Antineutrinos etwa gleich ist. Wegen der nahezu ungehinderten Ausbreitung der Neutrinos sind dies auch die Verhältnisse, die man bei Messungen auf der Erde erwartet. Schwieriger ist dagegen der Vergleich zwischen Gamma- und Neutrino-Strahlung. Für einen einfachen Erzeugungsmechanismus erwartet man entsprechend Formel (1.1) etwa gleich große

Teilchenzahlen. Aus genaueren Berechnungen, die die Absorption von Pionen und Myonen sowie elektromagnetische Kaskaden berücksichtigen, folgt bei sehr hohen Materiedichten eine Reduzierung der Neutrino-Zahl. Andererseits geht auch Gamma-Strahlung durch Absorption innerhalb der Quelle sowie durch Wechselwirkung mit interstellarer Materie und der 3K-Hintergrundstrahlung verloren. Das Verhältnis zwischen der die Erde erreichenden Neutrino- und Gamma-Strahlung ist derzeit noch unbekannt. Nach den gegenwärtigen Modellen wird ein um etwa den Faktor 30 größerer Neutrino-Fluß erwartet. Die gleichzeitige Messung von Neutrino- und Gamma-Flüssen ist eine wichtige Voraussetzung, um die Prozesse in den kosmischen Beschleunigern zu verstehen.

Die Erzeugung von Neutrinos aus hochenergetischen Protonen erfolgt unabhängig von der Art der Quelle weitgehend durch die beschriebenen p-p- und p-γ-Reaktionen. Hinsichtlich der Prozesse zur Beschleunigung der Protonen existieren jedoch wesentliche Unterschiede zwischen den verschiedenen kosmischen Objekten. Ein Mechanismus, der vermutlich für die Beschleunigung der Protonen bis zu höchsten Energien verantwortlich ist, wird als Fermi-Beschleunigung bezeichnet. Man unterscheidet zwischen Fermi-Beschleunigung erster Ordnung („*first order Fermi acceleration*“), bei der geladene Teilchen durch relativistische Schockwellenfronten, die sich durch ein turbulentes Plasma bewegen, beschleunigt werden, und Fermi-Beschleunigung zweiter Ordnung („*second order Fermi acceleration*“), bei der stochastische Beschleunigung der Teilchen bei Diffusion durch ein turbulentes, sich bewegendes Plasma erfolgt. In beiden Prozessen wird makroskopische kinetische Energie des Plasmas an einzelne geladene Teilchen übertragen, deren Energie sich dabei um ein Vielfaches erhöhen kann. Die Energieverteilung der Protonen bei diesen Prozessen folgt nach den gegenwärtigen Modellen einer Potenzabhängigkeit (vgl. Formel (1.3)) mit einem Spektralindex α etwas größer als $2,0$. Dieser Wert wird auch von den Beobachtungen der primären kosmischen Strahlung unterstützt. [Gais90], [Bere92]

1.2 Extraterrestrische Neutrinos

1.2.1 Solare Neutrinos

Im Inneren der Sonne finden Kernfusionen statt, bei denen sich Protonen und Neutronen zu Heliumkernen verbinden. Die Umwandlung kann über verschiedene Kernprozesse erfolgen, von denen in der Sonne die Proton-Proton-Kette und der CNO-Zyklus dominiert. Bei diesen Reaktionen entstehen Elektron-Neutrinos, die den Kern der Sonne nahezu ungehindert verlassen und auf der Erde nachgewiesen werden können. Der größte Energieumsatz erfolgt durch den Prozeß

$$p + p \quad \longrightarrow \quad d + e^+ + \nu_e \tag{1.4}$$

im ersten Schritt der Proton-Proton-Kette. Die dabei erzeugten Neutrinos besitzen Energien bis zu $0,4\,MeV$. In einigen selteneren Prozessen können auch Neutrinos mit Energien bis zu $14\,MeV$ entstehen. Untergrund-Detektoren haben auf der Erde einen Neutrino-Fluß aus der Sonne von etwa $6 \cdot 10^{10}\,cm^{-2}s^{-1}$ gemessen. [Bahc89]

1.2.2 Pulsare

Pulsare sind schnell rotierende Neutronensterne, die sich aus der Supernova-Explosion eines Sterns mit einer Kernmasse größer $1,4\,M_\odot$[1] gebildet haben. Sie besitzen extrem hohe Dichten von $10^{13}..\,10^{16}\,g\,cm^{-3}$ und rotieren wegen ihres geringen Durchmessers von $10\,..\,20\,km$ mit Perioden von einigen Millisekunden. Aufgrund ihrer Entstehung aus einem kollabierenden Stern besitzen Pulsare Magnetfelder bis zu $10^8\,T$. Durch die schnelle Rotation des Neutronensterns kann das Magnetfeld geladene Teilchen auf Energien bis $10^{18}\,eV$ beschleunigen. Eine Erzeugung von Neutrinos erfolgt durch Wechselwirkung der beschleunigten Protonen mit interstellarer Materie oder mit der abgestoßenen Hülle des kollabierten Sterns. Charakteristisch für einen Pulsar ist die periodische Aussendung von Radiowellen und anderer Strahlung. [Bere92], [Bere90]

1.2.3 Doppelsternsysteme

Unter den Doppelsternsystemen sind diejenigen für die Neutrino-Astronomie interessant, bei denen ein kompaktes Objekt, wie z.B. ein Pulsar oder ein Schwarzes Loch, von einem normalen Stern begleitet wird. Aufgrund der starken Gravitationsfelder werden Gasmassen aus der Hülle des Sterns abgesaugt und bilden eine Akkretionsscheibe um das kompakte Objekt. Durch Reibungsverlusten stürzt die Materie im inneren Teil der Akkretionsscheibe auf das kompakte Objekt zu. Die dadurch freiwerdende Gravitationsenergie heizt das Plasma auf Temperaturen bis 100 Millionen Grad auf, wobei thermische Röntgen- und Gamma-Strahlung entsteht. Eine weitere Beschleunigung der geladen Teilchen zu wesentlich höheren Energien erfolgt durch andere Prozesse, wie z.B. Schockwellen in der Akkretionsscheibe oder einen Dynamoeffekt, der durch das rotierende Magnetfeld eines Neutronensterns verursacht wird. Die dabei beschleunigten Protonen können entweder mit der Akkretionsscheibe oder dem Begleitstern wechselwirken und hochenergetische Neutrinos erzeugen.

Binärer Sternensysteme dieser Art gehören zu den hellsten Gamma-Quellen in unserer Galaxis. Bei einem Neutronenstern der Masse $1,4\,M_\odot$ als kompakte Komponente erwartet man Luminositäten in der Größenordnung $10^{31}\,Js^{-1}$. Befindet sich im Zentrum dagegen ein Schwarzes Loch, wie es bei aktiven Radioga-

[1] $M_\odot$ bezeichnet die Sonnenmasse.

laxien und Quasaren vermutet wird, können wesentlich höhere Luminositäten bis $10^{43}\,J\,s^{-1}$ erreicht werden. Mögliche Kandidaten für solche Systeme sind CYG X-3 und HER X-1 von denen Gamma-Strahlung im VHE- und UHE-Bereich gemessen wurde. [Bere92], [Gais90], [Bere90]

1.2.4 Supernovae

Am Ende der Hauptreihenphase eines Sterns, wenn die Brennstoffvorräte zur Kernfusion verbraucht sind, kann der innere Druck den Gravitationskräften nicht mehr standhalten. Ein massearmer Stern kontrahiert dann zu einem Weißen Zwerg, der seine restliche thermische Energie langsam als Strahlung abgibt. Ein massereicher Stern mit einer Kernmasse größer als die sogenannte Chandrasekhar-Grenze von $1,4\,M_\odot$ kollabiert dagegen in einer Supernova-Explosion, bei der innerhalb weniger Millisekunden sein Kern zu einem Neutronenstern oder Schwarzen Loch zusammenfällt, während seine Hülle in den Weltraum geschleudert wird. Die Neutrino-Produktion verläuft dabei in zwei Phasen. Während der Kern des Sterns implodiert, reagieren Elektronen und Protonen der Atome miteinander und es entstehen Neutronen und Elektron-Neutrinos.

$$p + e^- \longrightarrow n + \nu_e \tag{1.5}$$

Dieser Prozeß dauert nur wenige Millisekunden und erzeugt Neutrinos mit Energien in der Größenordnung von $10\,MeV$. In der zweiten Phase, die einige Sekunden dauert, kühlt der Neutronenstern ab und Neutrinos aller Sorten $(\nu_e, \bar{\nu}_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, \nu_\tau, \bar{\nu}_\tau)$, die durch Reaktionen wie $e^+ + e^- \rightarrow \nu + \bar{\nu}$ oder $n+p \rightarrow n+p+\nu+\bar{\nu}$ entstanden sind, diffundieren aus seinem Inneren. Die elektromagnetische Strahlung einer Supernova-Explosion tritt gegenüber den Neutrinos verzögert auf, da die im Kern erzeugten Photonen in der Hülle des Sterns absorbiert werden und ihre Energie in Form einer Plasmawelle nach außen gelangt. [Moha91]

Im Jahre 1987 wurden erstmals Neutrinos aus einer Supernova-Explosion nachgewiesen. Von den beiden Wasser-Čerenkov-Detektoren IMB und Kamiokande konnten 2 Stunden vor der optischen Entdeckung der Supernova Neutrinos mit Energien von $7..40\,MeV$ registriert werden. [Bere90]

1.2.5 Supernova-Überreste

Im Zentrum der Überreste einer Supernova werden Protonen durch das starke Magnetfeld eines schnell rotierenden Neutronensterns oder durch Akkretion um ein Schwarzes Loch oder einen Neutronenstern beschleunigt. Diese Protonen treffen auf die expandierende Sternenhülle, die bei der Supernova-Explosion abgestoßen wurde, und erzeugen durch die Reaktion nach (1.1) hochenergetische Neutrinos. Die Produktion der Neutrinos beginnt einige Tage nach der Supernova-Explosion,

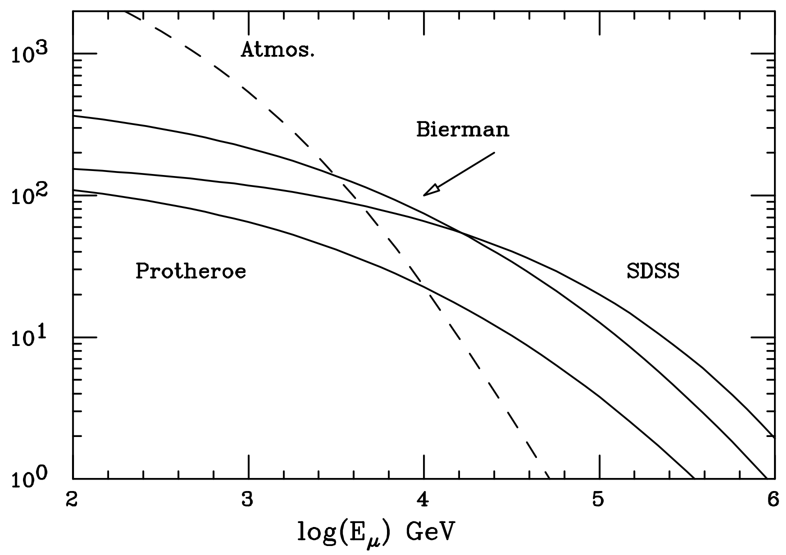


Abbildung 1.2: Vorhergesagte Ereignisraten für Neutrinos aus AGN. Gezeigt ist die für DUMAND-II jährlich erwartete Zahl von Ereignissen mit Myon-Energien größer als E_μ. (aus [Duma94])

wenn sich die Dichte der Hülle ausreichend verringert hat. Einige Jahre später ist die Materiedichte soweit gesunken, daß nur noch ein Teil der beschleunigten Protonen mit der Hülle wechselwirkt, und die Luminosität der Neutrinos quadratisch mit der Zeit abfällt. Zusätzlich zu diesem Prozeß können Neutrinos durch Schockwellen erzeugt werden (vgl. (1.1)), die bei der Bewegung der expandierenden Supernova-Hülle durch interstellare Materie oder den langsameren Sternenwind des ursprünglichen Sterns entstehen. [Bere92]

1.2.6 Aktive Galaktische Kerne

Als Aktive Galaktische Kerne (AGN[2]) bezeichnet man kompakte Kernregionen extragalaktischer Objekte, die sehr viel intensiver leuchten als normale Galaxien. Die von ihnen emittierte Strahlung ist nicht thermisch, besitzt aber ein kontinuierliches Spektrum. AGN sind im gesamten Spektralbereich von den Radiowellen bis zur Gamma-Strahlung Quellen sehr hoher Luminosität. Im Radio- und Röntgenbereich wurden bei ihnen ausgeprägte Jet-Strukturen beobachtet.

Die genauen Vorgänge, die in Aktiven Galaktischen Kernen ablaufen, sind noch weitgehend unbekannt. Man vermutet in ihrem Zentrum Schwarze Löcher mit Massen von $10^4 .. 10^{10} M_\odot$. Rotierende magnetische Supersterne (Spinare) mit $10^8 .. 10^{10}$ Sonnenmassen oder Sternenhaufen mit Dichten von 10^{11} Sternen pro Kubikparsec werden ebenfalls diskutiert. Im Modell des Schwarzen Loches bil-

[2] Active Galactic Nuclei

det eingefangene Materie eine Akkretionsscheibe, in der Protonen im Plasmafluß beschleunigt werden. Senkrecht zur Akkretionsscheibe wird ein Teil der Materie in Jets wieder in den Weltraum geschleudert. Dabei können durch Schockwellen ebenfalls Protonen beschleunigt werden. Die Erzeugung von Neutrinos erfolgt durch Wechselwirkung der hochenergetischen Protonen mit dem dichten Photonengas in der Nähe des Kerns. Mit diesen Prozessen erreichen die Neutrinos Energien bis ca. $10^{18}\,eV$. Abbildung (1.2) zeigt die von verschiedenen Modellen für ein Neutrino-Teleskop vorhergesagten Ereignisraten der Neutrinos aus Aktiven Galaktischen Kernen. [Bere90], [Sten91], [Bere92]

Bei Aktiven Galaktischen Kernen wurden starke Emissionen im Radiowellen-Bereich beobachtet. In einem ähnlichen Modell wird die Existenz sogenannter radio-leiser AGN vorausgesagt, bei denen die Jets durch Turbulenzen in der Nähe der Akkretionsscheibe gestört werden und dadurch keine Radiowellen ausstrahlen. Man erwartet jedoch die Erzeugung von Neutrinos und Gamma-Strahlung im VHE- und UHE-Bereich. Unter der Annahme, daß radio-leise AGN der Ursprung der diffusen Röntgen-Hintergrundstrahlung sind, kann der von ihnen erzeugte Fluß hochenergetischer Neutrinos abgeschätzt werden. Man erhält dabei Neutrino-Energien bis $10^{15}\,eV$ und einen um mehrere Größenordnungen höheren Neutrino-Fluß als von radio-lauten AGN. [Mann95]

1.3 Atmosphärische Myonen und Neutrinos

In jeder Sekunde treffen etwa 1000 hochenergetische kosmische Teilchen auf einen Quadratmeter der Erdatmosphäre. Diese kosmische Strahlung besteht fast ausschließlich aus vollständig ionisierten Atomkernen mit einem Anteil von 90 Prozent Protonen und 9 Prozent Alphateilchen ([Gais90]). Die meisten davon besitzen relativistische Energien vergleichbar mit ihrer Masse. Mit Airshower-Teleskopen wurde bereits kosmische Strahlung mit Energien über $10^{20}\,eV$ registriert. Besonderes Interesse gilt Teilchen oberhalb $100\,TeV$, da ihre Entstehung in unserer Galaxis noch weitgehend ungeklärt ist.

Bei der Wechselwirkung kosmischer Strahlung mit der Erdatmosphäre kommt es zur Ausbildung hadronischer Schauer, in denen unter anderem Pionen und K-Mesonen erzeugt werden. Diese zerfallen weiter, wobei Myonen, Myon-Neutrinos und weitere Teilchen entstehen.

$$p + p \longrightarrow \pi + K + X \longrightarrow \mu + \nu_\mu + X \tag{1.6}$$

Ein Teil der Myonen zerfällt auf ihrem Weg durch die Atmosphäre in Elektronen, Elektron-Neutrinos und Myon-Neutrinos.

$$\mu \longrightarrow e + \nu_e + \nu_\mu \tag{1.7}$$

Hochenergetische Myonen oberhalb $2\,GeV$ erreichen vor ihrem Zerfall die Erdoberfläche und können bei ausreichender Energie mehreren Kilometer in die Erde eindringen. Bei den beiden Prozessen (1.6) und (1.7) zur Neutrino-Erzeugung entstehen insgesamt etwa doppelt soviele Myon- wie Elektron-Neutrinos.

Bereits seit mehreren Jahrzehnten wird mit Hilfe von Untergrund-Detektoren das Spektrum atmosphärischer Neutrinos untersucht. Ihre Energien liegen vor allem im Bereich einiger GeV. Das Spektrum fällt bei höheren Energien nach einer Potenzabhängigkeit mit dem Spektralindex $\alpha \approx 3.7$ ab. Abbildung (1.2) zeigt die für ein Neutrino-Teleskop erwartete Ereignisrate von atmosphärischer Neutrinos im Vergleich zu der von Aktiven Galaktischen Kernen. [Gais90], [Gais95], [Bere92]

1.4 Magnetische Monopole

Seit der Begründung der Elektrodynamik wurde versucht, die Frage nach der Existenz Magnetischer Monopole zu beantworten. Bis zum heutigen Zeitpunkt ist es allerdings nicht gelungen, diese Teilchen nachzuweisen. In einigen GUTs (*Grand Unified Theories*) wird ihre Existenz jedoch vorhergesagt. Nach diesen Theorien besitzen Monopole eine Masse etwa 10^{16} mal größer als die des Protons. Diese extrem schweren Teilchen könnten in der Frühphase des Universums entstanden sein und seither den Weltraum durchwandern. Eine obere Grenze für den Monopolfluß ist durch das Parker-Limit von $10^{-15}\,cm^{-2}s^{-1}sr^{-1}$ gegeben. Ein höherer Fluß kann aufgrund der gemessene galaktischen Magnetfelder ausgeschlossen werden, da andernfalls die Magnetischen Monopolen die Felder merkbar beeinflussen würden.

Mit Hilfe von Neutrino-Teleskopen wird sowohl nach relativistischen als auch nach sehr langsamen Magnetischen Monopolen gesucht. Die relativistischen Monopole können anhand der von ihnen erzeugten Čerenkov-Strahlung nachgewiesen werden, die bei einer großen magnetischen Ladung deutlich intensiver als die eines minimal ionisierenden Myons ist. Nichtrelativistische Monopole katalysieren bei ihrem Durchgang durch Materie Baryon-Zerfälle (Rubakov-Effekt), deren Zerfallsprodukte entlang der Flugbahn des Monopols Čerenkov-Licht erzeugen. Der Wirkungsquerschnitt des Baryon-Zerfalls verhält sich umgekehrt proportional zum Quadrat der Geschwindigkeit, nimmt also mit geringer werdender Geschwindigkeit zu. [Bezr90]

1.5 WIMPs

Die Bezeichnung WIMP steht für *Weakly Interacting Massive Particle*, also schwach wechselwirkendes massives Teilchen. Die Existenz solcher Materie wird von einigen Theorien, wie der Super-Symmetrie (SUSY), vorausgesagt. Die WIMPs gelten als Kandidaten für dunkle Materie, die in Galaxien und deren Halos vermutet wird. Sie könnten im frühen Stadium des Universums entstanden sein und sich durch kohärente Streuung im Zentrum kompakter Objekte, wie der Sonne oder der Erde, gesammelt haben. Bei ausreichender Akkumulationsrate kann dort ein Annihilationsprozeß einsetzen.

$$\chi + \bar{\chi} \longrightarrow Fermion + \overline{Fermion} \longrightarrow \nu + \bar{\nu} + X \tag{1.8}$$

Dieser Prozeß führt zu einem erhöhten Neutrino-Fluß aus dem Zentrum der Sonne oder der Erde und könnte mit Neutrino-Teleskopen gemessen werden. Entstehen bei der WIMP-Annihilation ein Neutrino und ein Antineutrino, ist ihre Energie monochromatisch und entspricht der WIMP-Masse. [Soka92]

1.6 Neutrino-Oszillationen

Ein aktuelles Forschungsgebiet der Elementarteilchenphysik ist die Suche nach Neutrino-Oszillationen. Eng damit verbunden ist die Frage, ob Neutrinos eine Masse besitzen. Sind Neutrinos massive Teilchen, dann besteht die Möglichkeit, daß die Eigenzustände ν_e, ν_μ, ν_τ der schwachen Wechselwirkung nicht mit den Masseneigenzuständen übereinstimmen. Die drei Neutrino-Sorten sind dann Mischungen verschiedener Massezustände. Dies führt dazu, daß ein erzeugtes Neutrino einer bestimmten Sorte bei einer späteren Messung als ein Neutrino einer anderen Sorte identifiziert wird. Betrachtet man zur Vereinfachung nur die Mischung zwischen zwei Neutrino-Sorten, dann ist die Wahrscheinlichkeit, daß z.B. ein anfängliches Myon-Neutrino nach einem Weg L ebenfalls als Myon-Neutrino beobachtet wird, im Vakuum

$$P(\nu_\mu \to \nu_\mu) = 1 - \sin^2 2\Theta \, \sin^2\left(\frac{\Delta m^2}{4E} L\right) \tag{1.9}$$

Hier ist Θ der Mischungswinkel und Δm^2 die Differenz der quadrierten Massen der Masseneigenzustände. Die Wahrscheinlichkeit $P(\nu_\mu \to \nu_\mu)$ oszilliert mit dem zurückgelegten Weg. Dabei hängt die Stärke der Oszillation vom Mischungswinkel Θ und die Periode von Δm^2 ab. [Moha91]

Mit verschiedenen Methoden der Elementarteilchenphysik wurden große Bereiche des Δm^2–$\sin^2 \Theta$–Parameterraumes untersucht. Bisher konnten jedoch keine Neutrino-Oszillationen nachgewiesen werden. Die Messung kosmischer Neutrinos ermöglicht aufgrund der großen Entfernungen L die Suche im Bereich kleinster Δm^2, die mit künstlichen Neutrino-Quellen auf der Erde nicht erreichbar sind. Eine vorhandene Neutrino-Oszillation im astronomischen Maßstab würde sich in einem veränderten Verhältnis der Neutrino-Sorten einer Quelle äußern. Bei Untersuchungen von atmosphärischen Neutrinos und Sonnen-Neutrinos wurden bereits Hinweise auf Neutrino-Oszillation gefunden.

1.7 Tau-Neutrinos

Das Tau-Neutrino ist das letzte, bisher nicht nachgewiesene Lepton des Standardmodells. Neutrino-Teleskope bieten die Möglichkeit, nach Tau-Neutrinos mit Energien im PeV-Bereich zu suchen. Beim Durchgang durch Materie können diese Teilchen über eine CC-Reaktion (Charged Current) ein Tau-Lepton erzeugen. Dieses zerfällt weiter, nachdem es einen gewissen Weg zurückgelegt hat. Die bei den beiden Prozessen entstehenden hadronischen Kaskaden könnten bei ausreichend hoher Tau-Energie als getrennte Punktlichtquellen beobachtet werden.

Nach den gegenwärtigen Modellen der kosmischen Beschleuniger werden nahezu keine Tau-Neutrinos von diesen Objekten erwartet. Ein eventueller Nachweis kosmischer Tau-Neutrinos könnte daher ein Hinweis auf Neutrino-Oszillationen sein. [Lear94]

Kapitel 2

Das Baikal-Neutrino-Teleskop

Das Baikal-Neutrino-Teleskop gehört zu einer neuen Generation von Detektoren, mit denen hochenergetische Neutrinos aus kosmischen Quellen nachgewiesen werden sollen. Entwickelt wurde das Konzept eines Neutrino-Teleskops, weil sich die in der Vergangenheit verwendeten Untergrund-Detektoren für die Messung der hochenergetischen kosmischen Neutrinos als zu klein erwiesen haben. Ein Nachweis dieser seltenen Teilchen erfordert deutlich größere Detektor-Volumina, die mit den neuen Unterwasser-Neutrino-Teleskopen verfügbar sein sollen. Charakteristisch für diese Detektoren ist die Installation in einem natürlich vorhandenen, transparenten Medium, wie z.B. Wasser oder Eis. Zur Abschirmung gegen atmosphärische Myonen befinden sie sich bis zu mehrere Kilometer tief unter der Erdoberfläche. Derzeit befinden sich vier solcher Neutrino-Teleskope im Bau, von denen einige bereits in kleineren Ausbaustufen betrieben werden. Die gegenwärtigen Projekte sind das NT-200[1] im Wasser des Baikalsees, AMANDA[2] im Eis der Antarktis, DUMAND[3] vor der Küste von Hawaii und NESTOR[4] im griechischen Mittelmeer. Alle diese Projekte stellen eine Minimalkonfiguration für ein Neutrino-Teleskop dar und dienen der Untersuchung veschiedener Technologien zum Bau und Betrieb eines solchen Detektors. Sie wurden so konzipiert, daß mit ihnen die Funktionsfähigkeit eines Neutrino-Teleskops gezeigt werden kann. Zur Untersuchung kosmischer Neutrino-Quellen sind weitaus größere Detektoren nötig. Für die nächste Generation von Neutrino-Teleskopen werden Volumina im Bereich eines Kubikkilometers angestrebt.

In diesem Kapitel werden die Nachweisprinzipien eines Unterwasser-Neutrino-Teleskops erläutert sowie Aufbau und Funktionsweise des Baikal-Detektors NT-200 beschrieben.

[1] **N**eutrino **T**elescope 200 (mit 192 Photomultipliern)
[2] **A**ntarctic **M**uon **A**nd **N**eutrino **D**etector **A**rray
[3] **D**eep **U**nderwater **M**uon **A**nd **N**eutrino **D**etection
[4] **N**eutrinos from **S**upernovae and **T**eV sources, **O**cean **R**ange

2.1 Nachweisprinzip von Neutrino-Teleskopen

Ein Neutrino-Teleskop ist ein Čerenkov-Detektor zum Nachweis relativistischer geladener Teilchen, die bei Wechselwirkung von Neutrinos mit der Erde entstehen. Ein natürliches Wasser- oder Eisvorkommen dient dabei als transparentes Detektormedium. Darin installierte Photomultiplier messen Ankunftszeiten und Intensitäten des von den Teilchen erzeugten Čerenkov-Lichtes und erlauben eine Rekonstruktion ihrer Spur.

Kosmische Myon-Neutrinos durchdringen die Erde nahezu ungehindert. Mit einer geringen Wahrscheinlichkeit können sie jedoch mit den Nukleonen der Atomkerne über eine CC[5]- oder NC[6]-Reaktion schwach wechselwirken.

$$\begin{aligned} \nu_\mu + N &\longrightarrow \mu + X && \text{CC-Reaktion} \\ &\longrightarrow \nu_\mu + X && \text{NC-Reaktion} \end{aligned} \tag{2.1}$$

Für die Beobachtung mit einem Neutrino-Teleskop ist die CC-Wechselwirkung besonders interessant, da das erzeugte Myon bei ausreichender Energie große Entfernungen bis zum Detektor zurücklegen kann. Der Wirkungsquerschnitt σ der CC-Reaktion ist sehr gering und hängt bei hohen Energien annähernd linear von der Neutrino-Energie E_ν ab.

$$\sigma \approx 0,7 \cdot 10^{-38}\, cm^2 \cdot \frac{E_\nu}{GeV} \tag{2.2}$$

Die Richtung des erzeugten Myons unterscheidet sich nur wenig von der des ursprünglichen Neutrinos. Die mittlere Winkelabweichung ψ zwischen beiden Teilchen ist energieabhängig.

$$\psi \approx \frac{1,5^\circ}{\sqrt{E_\nu/TeV}} \tag{2.3}$$

Dieser Wert gibt gleichzeitig an, wie genau die Richtung des Neutrinos aus der Myon-Spur bestimmt werden kann, definiert also die maximal mögliche Winkelauflösung eines Neutrino-Teleskops.

Der Nachweis der Myonen erfolgt über das von ihnen erzeugte Čerenkov-Licht. Ein elektrisch geladenes Teilchen gibt diese Art von Strahlung ab, wenn seine Geschwindigkeit größer als die Lichtgeschwindigkeit im Detektormedium ist. Die Abstrahlung erfolgt unter einem festen Winkel Θ_c, der als Čerenkov-Winkel bezeichnet wird und durch die folgende Beziehung beschrieben werden kann.

$$\cos\Theta_c = \frac{c_v}{n \cdot v} = \frac{c_w}{v} = \frac{1}{n \cdot \beta} \tag{2.4}$$

[5] **C**harged **C**urrent - Geladener Strom (Austausch eines W-Bosons)
[6] **N**eutral **C**urrent - Neutraler Strom (Austausch eines Z-Bosons)

Hier ist c_v die Vakuum-Lichtgeschwindigkeit, n der Brechungsindex des Mediums, v die Geschwindigkeit des Teilchens und $\beta = \frac{v}{c_v}$. Das Wasser des Baikalsees besitzt einen Brechungsindex $n = 1,333$, was einer Lichtgeschwindigkeit $c_w = 2,249 \cdot 10^8 \frac{m}{S}$ entspricht. Mit dem Baikal-Neutrino-Teleskop werden relativistische Myonen mit Geschwindigkeiten nahe der Vakuum-Lichtgeschwindigkeit untersucht. Für diese beträgt der Čerenkov-Winkel $\Theta_c = 41,4°$. Die mittlere Photonenzahl, die ein Teilchen pro Wegstrecke x und Wellenlänge λ als Čerenkov-Licht abgestrahlt, kann durch die folgende Gleichung beschrieben werden. [Part92]

$$\frac{d^2N}{dxd\lambda} = \frac{2\pi\alpha z^2}{\lambda^2}\left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\lambda)}\right) \tag{2.5}$$

Hier ist $\alpha \approx \frac{1}{137}$ die Feinstrukturkonstante und z die Ladungszahl des Teilchens. Das Wasser des Baikalsees ist hauptsächlich zwischen 400 und $600\,nm$ transparent. Durch Integration von $\frac{d^2N}{dxd\lambda}$ erhält man etwa $200\,Photonen/cm$, die ein Myon in diesem Bereich des Spektrums als Čerenkov-Strahlung abgibt. [Mohr94]

Neben der direkten Čerenkov-Strahlung des Myons ensteht Licht auch durch Sekundärteilchen. Diese werden bei Wechselwirkungen des Myons mit den Nukleonen oder Elektronen des Wassers erzeugt und geben bei ausreichend hoher Energie ebenfalls Čerenkov-Licht ab. Die stochastischen Prozesse, die dabei auftreten, sind δ-Elektronen-Produktion, Paarerzeugung, Bremsstrahlung und photonukleare Wechselwirkung. Sie führen zur Ausbildung von hadronischen und elektromagnetischen Schauern, die Längen bis zu mehreren Metern erreichen können. Während die Schauer von δ-Elektronen und Paarerzeugung im typischen Abständen von einigen Metern auftreten und vergleichsweise kleine Energien besitzen, liegen die Schauer der Bremsstrahlung und der photonuklearen Wechselwirkung mehrere hundert Meter auseinander und setzen vergleichsweise große Energiemengen frei ([Krab95]). Die mittlere Photonenzahl $\bar{N}_\gamma$, die ein hochenergetisches Myon insgesamt abgibt, läßt sich in Abhängigkeit von der Energie E_μ durch eine lineare Näherung beschreiben. [Belo90]

$$\bar{N}_\gamma \approx \bar{N}^0_\gamma \cdot \left(1,2 + 1,6 \cdot \frac{E_\mu}{TeV}\right) \tag{2.6}$$

$\bar{N}^0_\gamma$ ist hier die Photonenzahl der reinen Čerenkov-Strahlung des Myons. Der konstante Term ist nicht 1,0, da das Myon auch bei geringen Energien niederenergetische δ-Elektronen erzeugt.

Der Energieverlust eines Myons wird bei niedrigen Energien durch Ionisation hervorgerufen und kann durch die bekannte Bethe-Bloch-Formel beschrieben werden. Bei hohen Energien kommen noch Verluste durch die oben beschriebenen Sekundärprozesse hinzu. Dies führt dazu, daß die Reichweite der Myonen bis $1\,TeV$ annähernd linear und darüber logarithmisch mit der Energie wächst ([Krab95]). Ein $10\,GeV$-Myon legt im Mittel etwa $50\,m$ zurück, während ein $1\,TeV$-Myon bereits Entfernungen größer als $2\,km$ erreicht. $10\,GeV$ entspricht etwa der unteren

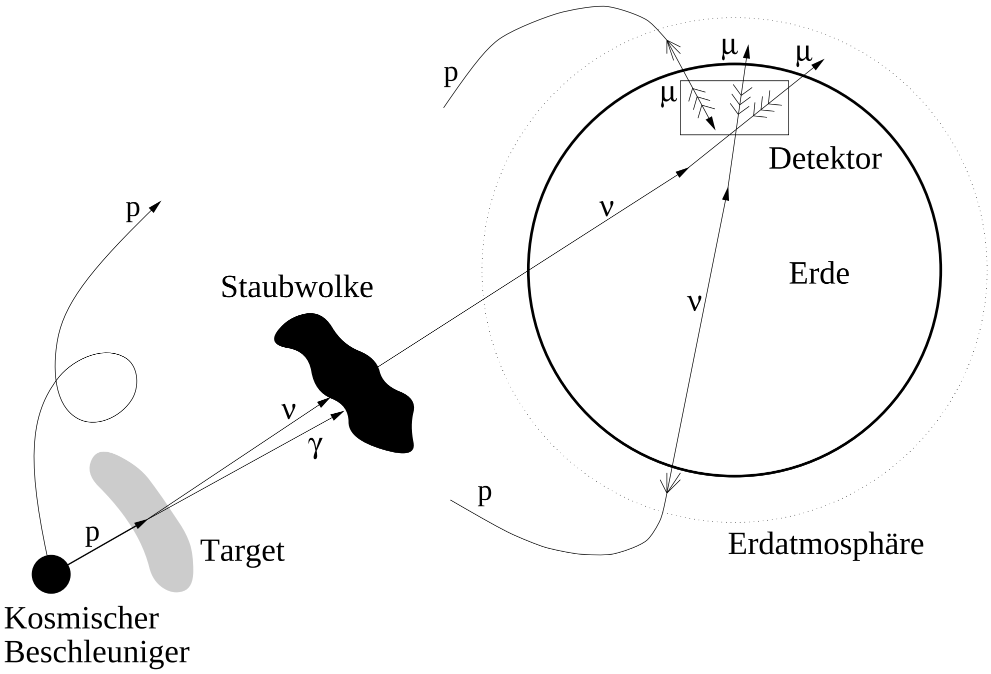


Abbildung 2.1: Prinzip des Nachweises von Neutrinos mit einem Unterwasser-Neutrino-Teleskop

Energieschwelle eines Unterwasser-Neutrino-Teleskops, da für eine Rekonstruktion der Myon-Richtung ein Mehrfaches des Photomultiplier-Abstandes als Mindestspurlänge nötig ist. Eine obere Energieschwelle ist ebenfalls vorhanden, da sehr hochenergetische Neutrinos auf ihrem Weg durch die Erde fast vollständig absorbiert werden. Man erwartet bei einem Unterwasser-Neutrino-Teleskop, daß Myon-Neutrinos im Energiebereich von $10^1 .. 10^8\,GeV$ nachweisbar sind.

Ein Neutrino-Teleskop registriert Myonen aus drei verschiedenen Arten von Quellen (siehe Abbildung (2.1)). Der größte Teil der Myonen stammt aus atmosphärischen Schauern, die von kosmischer Strahlung erzeugt werden (siehe Abschnitt (1.3)). Um den Baikal-Detektor in ca. $1200\,m$ Tiefe zu erreichen, benötigen die Myonen primäre Energien größer $360\,GeV$ ([Krab95]). Bei den Schauern der kosmischen Strahlung werden außerdem atmosphärische Neutrinos erzeugt. Diese können mit einem Neutrino-Detektor nachgewiesen werden, wenn sie in der Erde wechselwirken und ein Myon erzeugen. Beide Quellen stellen für ein Neutrino-Teleskop Untergrund dar, da das eigentliche Interesse den Neutrinos kosmischer Objekte gilt. Sie werden ebenfalls durch ein von ihnen erzeugtes Myon nachgewiesen. Ein Problem bei der Analyse ist die Trennung der Myonen aus Neutrino-Wechselwirkungen in der Erde von den atmosphärischen Myonen. Letztere werden im Baikal-Detektor etwa 10^6 mal häufiger registriert als Myonen von atmosphärischen Neutrinos. Man unterscheidet die Myonen beider Gruppen anhand der Richtung ihrer Spur. Da unterhalb des Detektor die gesamte

Erde als Abschirmung gegen atmosphärische Myonen dient, kann ein von unten kommendes Myon nicht in der Atmosphäre erzeugt worden sein. Es stammt dann vermutlich aus einer Neutrino-Wechselwirkung unter dem Detektor. Ein Neutrino-Teleskop ist somit geeignet, nach Quellen zu suchen, die sich unterhalb des Horizontes befinden. Die Schwierigkeit bei der Analyse besteht nun darin, die Zahl der von oben kommenden atmosphärischen Myonen, die fälschlicherweise als von unten kommend rekonstruiert wurden, ausreichend zu reduzieren. Wenn dies gelungen ist, enthalten die gefundenen Neutrino-Ereignisse noch den Untergrund atmosphärischer Neutrinos. Da diese jedoch gleichmäßig über den gesamten Beobachtungsbereich verteilt sind, können sie von den aus einer kosmischen Quelle hoher Luminosität stammenden Neutrinos, die an einem Punkt des Himmels konzentriert auftreten, getrennt werden. Zudem fällt das Energiespektrum der atmosphärischen Neutrinos stärker ab, als das der kosmischen Neutrinos (vgl. Abschnitt 1.2), wodurch eine Trennung anhand der Energie möglich ist.

Neben der Suche nach Myon-Spuren eignen sich Neutrino-Teleskope auch zum Nachweis von hochenergetischen Schauern. Diese Art von Ereignissen, die Größen bis zu einigen Metern erreichen können, werden als punktförmige Lichtquellen registriert. Sie entstehen beispielsweise, wenn anstelle des Myon-Neutrinos in Reaktion (2.1) ein Elektron-Neutrino mit einem Nukleon wechselwirkt und das erzeugte Elektron nach einer kurzen Wegstrecke absorbiert wird. Eine weitere Möglichkeit ist die Reaktion

$$\bar{\nu}_e + e^- \longrightarrow W^- \longrightarrow hadronische\, Kaskade \tag{2.7}$$

die bei einer Neutrino-Energie von $6,4\,PeV$ (Glashow-Resonanz) einen hohen Wirkungsquerschnitt besitzt. [Bere92], [Perk90]

2.2 Aufbau und Funktion des NT-200

Für die Installation des NT-200 wurde eine Position im südlichen Teil des Baikalsees mit den geographischen Koordinaten $51°50'N$ und $104°20'O$ gewählt. Der Detektor befindet sich $3,6\,km$ vom Ufer entfernt in einer Tiefe von 1140 bis $1210\,m$ unter der Wasseroberfläche. Der Baikalsee ist an dieser Stelle $1366\,m$ tief. Das Wasser an der gewählten Position besitzt mit einer Absorptions- und einer Streulänge um $20\,m$ gute Eigenschaften als optisch transparentes Medium für einen Čerenkov-Detektor. Als Plattform für die Installation des Neutrino-Teleskops wird die Eisschicht auf dem Baikalsee verwendet, die im Frühjahr für vier bis sieben Wochen befahrbar ist. Dadurch ist Montage und Wartung des Detektors mit einem vergleichsweise geringen technischen Aufwand möglich.

Das geplante NT-200 wird aus 192 Photomultiplier bestehen, die an 8 vertikalen Stahltrossen (Strings) befestigt sind (Abbildung (2.2)). Die Strings sind in Form eines Siebenecks, mit einem zentralen und sieben äußeren Strings, angeordnet. Der Abstand vom Zentralstring zu einem Außenstring beträgt $21\,m$, und

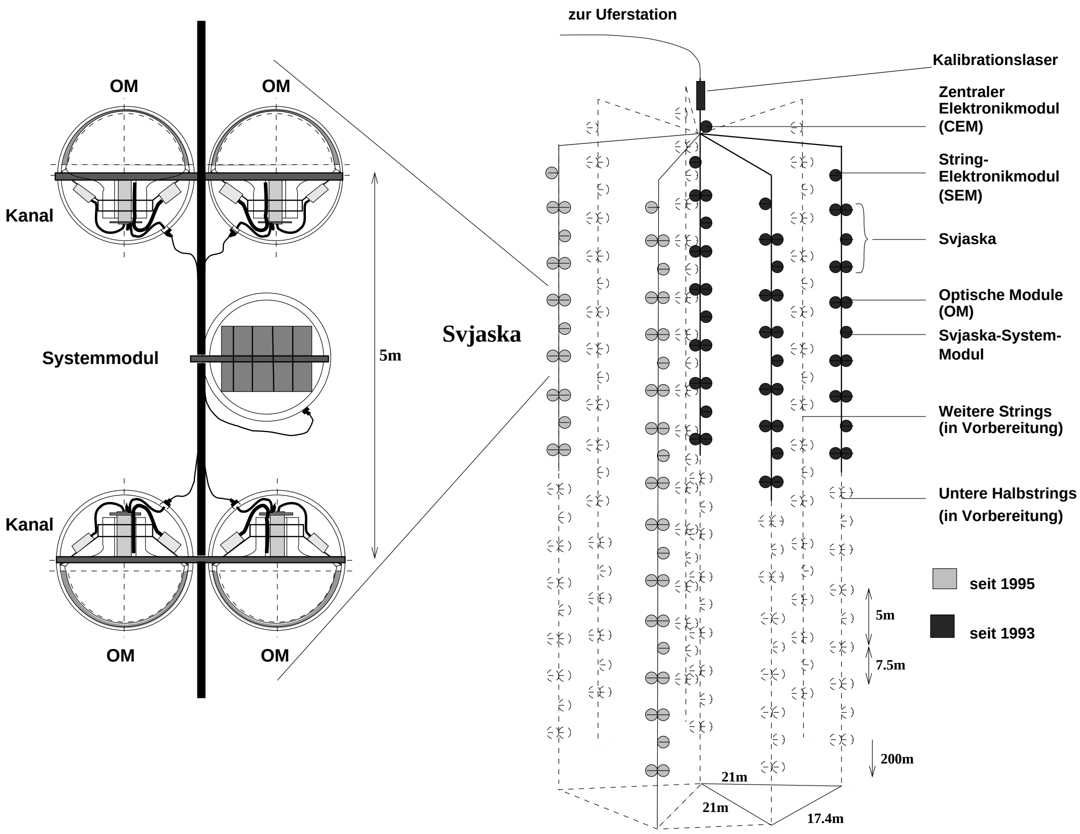


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des im Aufbau befindlichen NT-200

der zwischen zwei benachbarten Außenstrings $17,4\,m$. In den Jahren 1993 und 1994 wurde die erste Ausbaustufe des NT-200, das NT-36 mit 36 Photomultipliern an 3 kurzen Strings, betrieben. 1995 folgte eine Erweiterung des Detektors zum NT-72, bei dem 72 Photomultiplier an vier kurzen und einem langen String installiert wurden.

Das Hauptelement des Detektors ist der optische Modul (OM). Er enthält in einer druckfesten Glaskugel einen Photomultiplier QUASAR-370, der eine Photokathode mit einem Durchmesser von etwa $37\,cm$ besitzt. Je zwei optische Module werden nebeneinander mit $60\,cm$ Abstand zwischen ihren Mittelpunkten montiert und bilden zusammen einen logischen Kanal. Beide Module können wahlweise nach oben oder nach unten gerichtet sein. Auf einem langen String sind jeweils 12 Modulpaare mit vertikalen Abständen von abwechselnd $5\,m$ und $7,5\,m$ installiert. Die Photomultiplier eines Kanals werden in Koinzidenz betrieben. Liefern beide innerhalb eines Zeitfensters von $15\,ns$ ein Signal, dann ist die Bedingung der „lokalen Koinzidenz“ erfüllt und der Kanal löst aus. Durch diese Koinzidenz wird die Rauschrate, die bei einem einzelnen Photomultiplier $50-100\,kHz$ beträgt, auf $100-300\,Hz$ für einen Kanal reduziert. Die resultierende Zeitinformation liefert dabei der zuerst ausgelöste Photomultiplier. Als Amplitudensignal wird je nach

Betriebsmodus die Amplitude von einem der beiden Photomultiplier oder deren summierte Amplitude verwendet. Die Elektronik von jeweils zwei Modulpaaren ist in einem eigenen Modul („Systemmodul") untergebracht. Die Anordnung von vier optischen Modulen und einem Elektronikmodul wird auch als „Svjaska" bezeichnet (siehe Abbildung (2.2)). Nach einer Ladungs-Zeit-Konvertierung der Amplitude wird das Signal zum String-Elektronikmodul (SEM), das in einer eigenen Glaskugel untergebracht ist, weitergeleitet. Ein einzelner SEM kann die Signale von 6 Kanälen verarbeiten, sodaß auf jedem langen String zwei Systemmodule installiert sind. Im SEM wird die Umwandlung der Zeit- und Amplitudeninformation in digitale Werte vorgenommen. Analog-Digital-Konverter digitalisieren die Auslösezeiten in 11-bit-Binärzahlen mit $1\,ns$ Auflösung und die Amplituden in 10-bit-Binärzahlen mit etwa $1\,p.e.$ (*Photoelektron*) Auflösung. Als Triggerbedingung für Myon-Ereignisse wird für den gesamten Detektor eine „globale Koinzidenz" gefordert. Diese trifft zu, wenn innerhalb eines Zeitfensters von $600\,ns$ mindestens 3 Kanäle ausgelöst wurden. Die Informationen aller Strings werden dann im Zentralen Elektronikmodul (CEM) gesammelt und über ein Telefonkabel zur Uferstation übertragen.

Ein wichtiger Teil des Baikal-Detektors ist das Kalibrationssystem. Die Zeitkalibration erfolgt mit einem Farbstofflaser, der von einem Stickstoff-Impulslaser angeregt wird, und dessen Licht über Lichtleitfasern gleicher Länge zu den Photomultipliern gelangt. Durch Messung der Lichtpulse ist eine Zeiteichung aller Kanäle relativ zueinander möglich. Zur Kalibration der Amplitude befindet sich in jedem optischen Modul eine Lichtemitterdiode (LED), die den Photomultiplier beleuchten kann. Eine Bestimmung der Kalibrationskonstanten (siehe Abschnitt (3.3.3)) erfolgt dann entweder aus der Breite der Amplitudenverteilung bei Multi-Photoelektron-Messungen mittels LED oder Laser, oder durch eine Messung der 1-Photoelektron-Verteilung bei vorübergehend 16-fach verbesserter Amplitudenauflösung. [Miko95]

Für verschiedene andere Aufgaben befinden sich weitere Komponenten am Detektor. Eines davon ist das Ultraschall-Vermessungssystem zur Bestimmung der relativen Stringpositionen. Ebenso werden einige Eigenschaften des Wassers monitoriert. Neben dem Nachweis von Myonen wird der Baikal-Detektor auch zur Suche nach magnetischen Monopolen und Supernova-Explosionen verwendet. Dazu werden die Zählraten der Kanäle gemessen und nach einer kurzzeitigen Erhöhung untersucht, die bei solchen Ereignissen erwartet wird. [Soka92], [Miko95], [Mohr94], [Stre94]

2.3 Der optische Modul

Das Hauptelement des Baikal-Detektor ist der optische Modul. Er besteht im wesentlichen aus einem Photomultiplier QUASAR-370 und einer Hochspannungs-

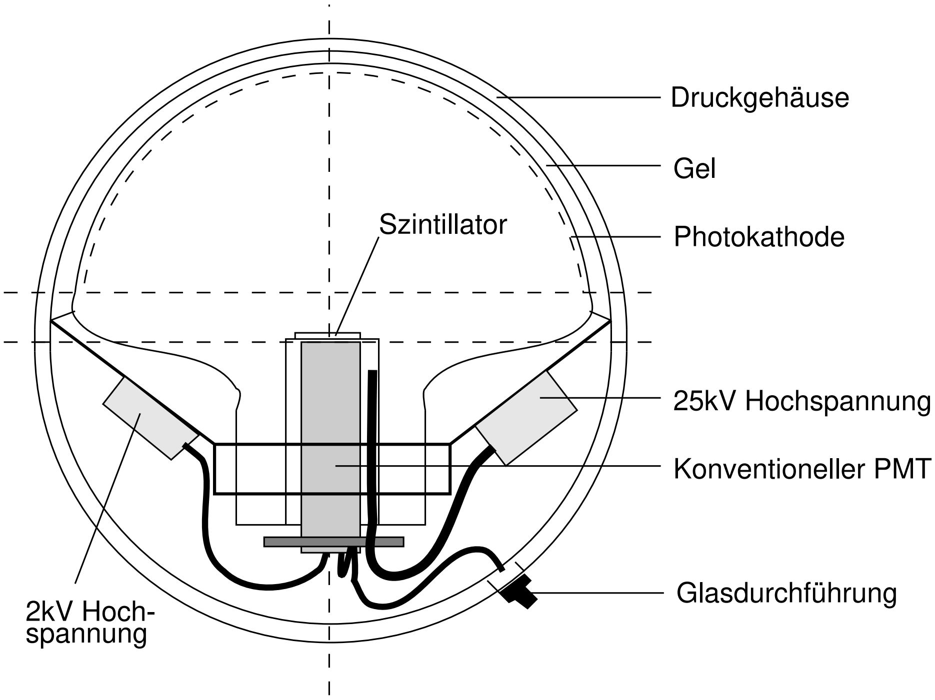


Abbildung 2.3: Der optische Modul des Baikal-Detektors besteht im wesentlichen aus einem Photomultiplier QUASAR-370 und einer Hochspannungsversorgung in einer druckfesten Glaskugel

versorgung in einer druckfesten Glaskugel (Abbildung (2.3)). Um einen guten optischen Kontakt zwischen der Glasinnenwand und dem Photomultiplier zu erreichen, ist ihr Zwischenraum mit Glyzerin gefüllt. Der QUASAR-370 ist ein sogenannter hybrider Photomultiplier. Sein Hauptmerkmal ist die Verwendung eines optischen Vorverstärkers als erste Verstärkerstufe. Er besitzt eine großen Photokathode mit einem Durchmesser von $37\,cm$, an der eine Hochspannung von $25\,kV$ angelegt wird. Die von den Photonen auf der Photokathode erzeugten Photoelektronen werden beschleunigt und treffen auf einen Szintillator. Dort entstehen Photonen, die mit einem konventionellen Photomultiplier, der bei etwa $2\,kV$ Hochspannung betrieben wird, gemessen werden. Aufgrund der hohen Verstärkung durch den Szintillator besitzt der QUASAR-370 eine gute Auflösung der Photoelektronenzahl. Die sehr hohe Spannung an der Photokathode führt zu kurzen Laufzeiten der Elektronen zum Szintillator und zu einer geringen Empfindlichkeit gegenüber dem Erdmagnetfeld. Durch eine Optimierung der Photokathodenform wurde erreicht, daß die Laufzeitunterschiede der Elektronen geringer als $1\,ns$ sind. Das Zeitjitter des QUASAR-370 bei Punktbeleuchtung mit einem Photoelektron beträgt etwa $3\,ns$. Die Photokathode besteht aus K_2CsSb und besitzt bei 400 .. $420\,nm$ Lichtwellenlänge eine maximale Quanteneffizienz von 15 %. [Soka92], [Miko95], [Mohr94], [Stre94]

Kapitel 3

Das Laserexperiment 1995

Während der Winterexpedition 1995 wurde nach Abschluß der Installation und Inbetriebnahme des NT-72-Detektors ein Experiment mit einem externen Laser als definierter Lichtquelle durchgeführt. Die dabei erhaltenen Daten erlauben es, die Reaktion des Detektors auf Lichtquellen mit definierten Eigenschaften zu untersuchen, und so einen unabhängigen Nachweis seiner Funktionsfähigkeit zu erbringen. Im Gegensatz zu ähnlichen Messungen bei früheren Expeditionen ([Mohr94]) wurde 1995 der Abstand des Lasers zum Detektor über einen großen Bereich variiert. Daraus ergeben sich neuartige Möglichkeiten zur Untersuchung der verschiedensten Detektoreigenschaften sowie alternative Verfahren zur Überprüfung bereits anderweitig bestimmter Detektorparameter.

Ein Teil des Experimentes wurde mit einer isotropen Verteilung das Laserlichtes durchgeführt. Die dabei erhaltenen Daten erlauben es, die Möglichkeit der Rekonstruktion von entfernten Punktlichtquellen zu untersuchen. Weiterhin können die zwei wichtigsten optischen Parameter des Wassers, die Absorptionslänge und die Streulänge, bestimmt werden. Ebenso besteht die Möglichkeit, die Kalibration des Detektors unabhängig vom integrierten Kalibrationssystem zu überprüfen. Das folgende Kapitel behandelt einige dieser Aspekte mit dem Ziel, durch ein besseres Verständnis der Detektoreigenschaften die Rekonstruktion der Myon-Spuren zu vervollkommnen.

3.1 Experimenteller Aufbau

Als Lichtquelle für das Laserexperiment wurde eine modifizierte Variante des am Detektor installierten Kalibrationslasers verwendet ([Miko95]) und getrennt vom Detektor in verschiedenen Tiefen positioniert. Der Laser ist eine Kombination aus einem Stickstoff-Impulslaser und einem Farbstofflaser. Dabei erzeugt der Stickstofflaser Lichtpulse mit $337,1\,nm$ Wellenlänge, die vom nachfolgenden Farbstofflaser auf $475\,nm$ verschoben wird. Dieser Wert liegt nahe bei $490\,nm$,

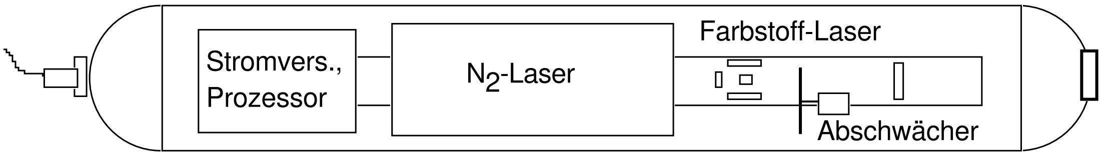


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des in einem druckfesten Gehäuse installierten Lasers

wo das Wasser seine maximalen Transparenz besitzt. Die Quanteneffektivität der Photokathode des Photomultipliers ist bei dieser Wellenlänge mit ca. 10 Prozent deutlich geringer als ihr Maximum von etwa 15 Prozent, das bei $400\,nm$ erreicht wird. Die Länge eines erzeugten Lichtpulses beträgt etwa $0,5\,ns$ und ist damit im Vergleich zur Zeitauflösung des Photomultipliers von einigen Nanosekunden hinreichend kurz. Hinter dem Farbstofflaser befand sich eine Abschwächungsscheibe, die, über einen Schrittmotor gesteuert, die Intensität des Laserlichtes in mehreren Stufen abschwächen konnte. Laser und Abschwächungsscheibe befanden sich zusammen mit einer Mikrocomputer-Steuereinheit in einem druckfesten Gehäuse, das über ein Stromversorgungskabel mit der Eisoberfläche verbunden war. Der Mikrocomputer wurde so programmiert, daß er nach Einschalten der Stromversorgung ein festes Programm abarbeitet und für 5 verschiedene Einstellungen der Abschwächungsscheibe je 200 Lichtpulse mit einer Rate von ca. $9,1\,Hz$ erzeugt. Der Laser konnte damit vollständig getrennt von der Detektorelektronik und ohne zur Oberfläche führende Datenleitungen betrieben werden.

Das parallele Laserlicht, das über ein Fenster das Druckgehäuse verlassen konnte, wurde mit Hilfe zweier reflektierender Vorsätze, die am Gehäuse befestigt werden konnten, aufgefächert. Verwendet wurde zum einen ein verspiegelter Kegel mit einem Öffnungswinkel von 90 Grad, der das parallele Laserlicht bei Einfall auf seine Spitze zu einer horizontalen Lichtscheibe auffächert. Zur Erzeugung einer isotropen Verteilung wurde stattdessen eine Hohlkugel verwendet, in deren Innerem das Laserlicht mehrfach diffus reflektiert wurde und über kleine, gleichmäßig verteilte Löcher austrat. Die beiden verwendeten Lichtverteilungen ermöglichen die Untersuchung unterschiedlicher Eigenschaften des Detektors. So ist die horizontale Lichtscheibe zur Messung der Streuwinkelverteilung der Photonen geeignet, während die isotrope Lichtverteilung zur Bestimmung der Absorptionslänge und zur Untersuchung der Reaktion des Detektors auf Punktlichtquellen verwendet werden kann. Die Betrachtungen in diesem Kapitel beschränken sich auf die isotrope Lichtverteilung.

Abbildung (3.2) zeigt eine räumliche Darstellung des Detektors und einiger Laserpositionen sowie eine Draufsicht der Anordnung. Bei der Darstellung der Laserpositionen wurden die in Abschnitt (3.2.2) berechneten Koordinaten verwendet. Für die Messungen wurde der Laser durch eine Eisbohrung, die $33,7\,m$ von der Bohrung für den Zentralstring entfernt war, in eine Tiefe von 900 bis

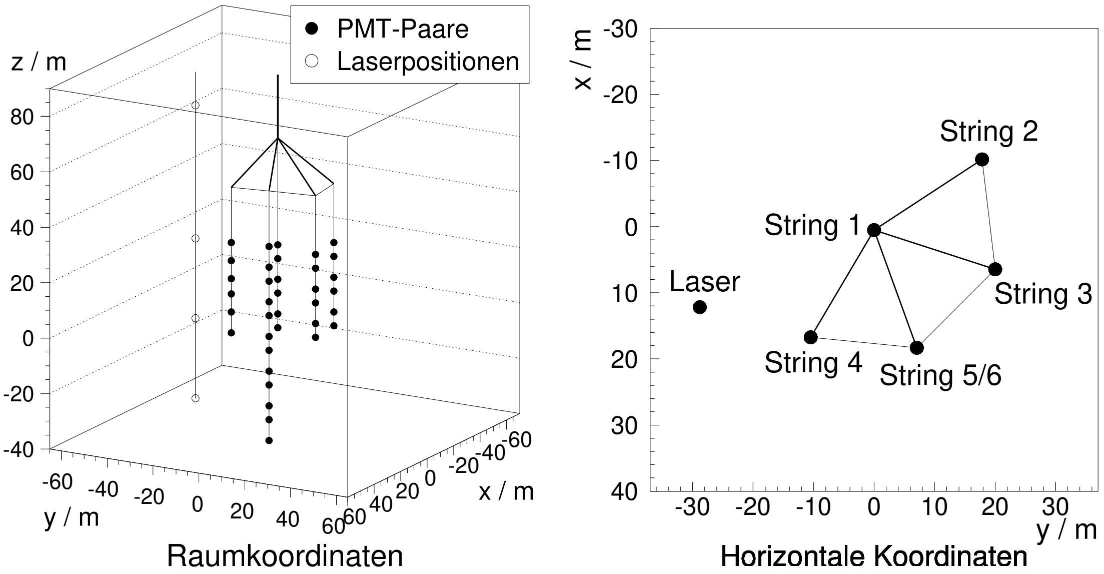


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des NT-72 und einiger Laserpositionen räumlich und als Ansicht von oben

1200 m hinab gelassen. Aufgrund der stets gleichen Aufhängung des Lasers an der Eisoberfläche kann vorausgesetzt werden, daß seine horizontale Position für alle Messungen annähernd konstant war. Eine Variation des Abstandes zum Detektor erfolgte durch Veränderung der vertikalen Position. Dadurch konnten Abstände zwischen Laser und Photomultipliern von 20 m bis 200 m erreicht werden. Die Bestimmung der Tiefe des Lasers erfolgte durch Ultraschall-Messungen und über die Länge des Kabel, an dem der Laser befestigt war. Diese Messungen wurden unabhängig vom Ultraschall-Vermessungssystem des Detektors durchgeführt, so daß nur der Höhenunterschied zwischen verschiedenen Laserpositionen, nicht jedoch die relative Position des Lasers zum Detektor direkt gemessen werden konnte.

3.2 Aufbereitung der Daten

3.2.1 Filtern der Laserereignisse

Da die vom Laser erzeugten Ereignisse nicht mit dem Detektor synchronisiert waren, müssen sie erst von dem durch Myonen erzeugten Untergrund getrennt werden. Bei der verwendeten Triggerschwelle von mindestens 3 angesprochenen Kanälen innerhalb eines Zeitfensters von 600 ns beträgt die Myon-Rate ca. 10 Hz, so daß etwa die Hälfte aller Ereignisse Untergrund darstellt. Ein ähnliches Problem besteht bei der Zeitkalibration des Detektors, wo die Lichtpulse eines Lasers über Lichtleitfasern zu den Photomultipliern gelangen. Dort erfolgt das Filtern der Laserpulse durch Auswahl von Ereignissen mit einer hohen Zahl ausgelöster

Kanäle (Kanalmultiplizität). Dies ist möglich, da stets fast alle Kanäle ansprechen. Für das Laserexperiment ist diese Methode jedoch ungeeignet, da besonders für große Abstände und kleine Lichtintensitäten die Kanalmultiplizität der Laserereignisse nicht von der Multiplizität der Myon-Ereignisse unterscheidbar ist. Eine effektive Selektion kann deshalb nur über den zeitlichen Abstand der Laserereignisse, der durch die Laserpulsfrequenz gegeben ist, erfolgen.

Die Daten eines Ereignisses enthalten zusätzlich zu den relativen Ansprechzeiten der Kanäle eine absolute Zeitinformation mit einer Auflösung von $1\,\mu s$. Die Laserereignisse lassen sich dadurch erkennen, daß sie in einem zeitlichen Abstand von ca. $110\,ms$ auftreten. Dabei ist zu beachten, daß die Auslösezeit des Lasers etwa $100\,\mu s$ um den mittleren Wert schwankt.

Die Selektion der Laserereignisse erfolgt durch einen zweistufigen Algorithmus mit automatischer Anpassung an die Laserparameter. Im ersten Schritt werden alle Ereignisse ausgewählt, bei denen einige Laserpulse davor oder danach andere Ereignisse innerhalb der erwarteten Zeitschwankung aufgetreten sind. Dadurch kann bereits ein großer Teil des Myon-Untergrundes unterdrückt werden. Mit Hilfe der verbleibenden Laserereignisse kann nun sowohl die genaue Impulsperiode als auch die Zeitschwankung des Lasers bestimmt werden. Man erhält aus den Berechnungen eine mittlere Periode von $109,83\,ms$ und eine mittlere Schwankung der Impulszeit von ca. $90\,\mu s$. Mit diesen Werten kann nun für jeden Lichtpuls die erwartete absolute Zeit seiner Registrierung durch den Detektor berechnet werden. Im zweiten Schritt werden die Daten nach Ereignissen durchsucht, die zu den für Laserereignisse erwarteten Zeiten innerhalb eines Zeitfensters von $\pm 3 * 90\,\mu s$ auftreten. Mit dieser Methode werden mehr als 99 Prozent aller Laserereignisse gefunden. Schließlich erfolgt noch eine Zuordnung der Laserereignisse zu den verschiedenen Laserpositionen und Abschwächungsstufen.

Nach einer Anwendung des Selektionsverfahrens lassen sich die Laserpulse in drei Gruppen einteilen, je nachdem ob in dem zugehörigen Zeitintervall kein Ereignis, genau ein Ereignis oder mehr als ein Ereignis gefunden wurde. Da für die Laserpulse mit mehr als einem zugehörigen Ereignis aus der Zeitinformation nicht festgestellt werden kann, welches das Laserereignis ist, werden nur die Ereignisse als Laserereignisse akzeptiert, die im entsprechenden Zeitfenster allein auftreten. In der Regel wurde diese Bedingung von $98 - 99\,\%$ aller Ereignisse erfüllt.

Die nach dieser Auswahl verbleibenden Ereignisse enthalten nur noch Untergrund, der dadurch entsteht, daß in einem Zeitintervall genau ein Myon-Ereignis auftritt, aber kein Laserereignis darin enthalten ist. Aus dem Produkt dieser beiden Wahrscheinlichkeiten erhält man eine Abschätzung für den verbleibenden Anteil an Untergrundereignissen. Betrachtet man die Anzahl der Laserpulse n_0 ohne zugehöriges Ereignis, n_1 mit genau einem Ereignis und n_2 mit mehr als einem Ereignis, dann läßt sich die Wahrscheinlichkeit $P_{Untergrund}$, daß ein als Laserpuls identifiziertes Ereignis durch ein Myon erzeugt wurde, mit der folgenden

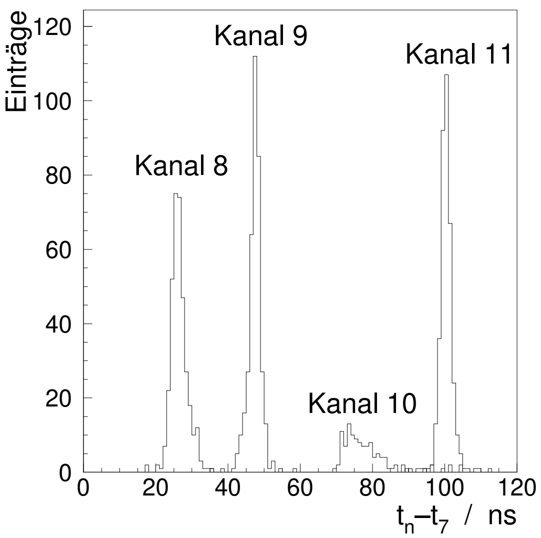


Abbildung 3.3: Verteilung der Zeitdifferenzen zwischen Kanal 7 und den anderen Kanälen von String 2 für Laserposition 5 und Abschwächungsstufe 2

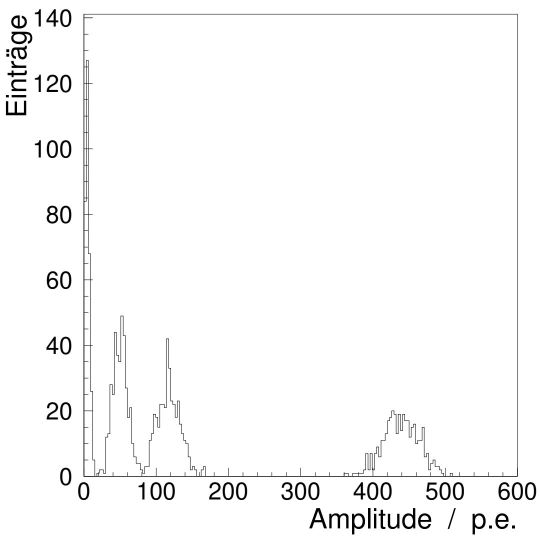


Abbildung 3.4: Amplitudenverteilung von Kanal 9 bei Laserposition 4 und verschiedenen Laserintensitäten

Formel abschätzen.

$$P_{Untergrund} \approx \frac{n_0 \cdot n_2}{n_1 \cdot (n_0 + n_1 + n_2)} \tag{3.1}$$

Das Filtern der Daten des Laserexperimentes ergab Werte für $P_{Untergrund}$, die stets kleiner als 0,1 Prozent waren. Bei Messungen mit höheren Lichtstärken konnte zusätzlich eine Vorauswahl nach der Kanalmultiplizität erfolgen. Dadurch wurde der Untergrundanteil auf unter 0,01 Prozent reduziert.

Nachdem die Laserereignisse vom Myon-Untergrund getrennt wurden, liegen die Daten in Form von Zeit- und Amplitudenverteilungen bei verschiedenen Laserpositionen und Lichtintensitäten vor. Die Abbildungen (3.3) und (3.4) zeigen Beispiele solcher Zeit- bzw. Amplitudenverteilungen. In Abbildung (3.3) sind die Verteilungen der Zeitdifferenzen zwischen Kanal 7 und den anderen Kanälen von String 2 bei einer festen Laserposition und Laserintensität dargestellt. Die Kanäle 7, 9 und 11 sind nach oben gerichtet und waren bei dieser Messung dem Laser zugewandt. Durch die hohen Amplituden der Signale ist ihre Zeitauflösung deutlich genauer als bei den nach unten gerichteten und vom Laser abgewandten Kanälen 8 und 10. Bei Kanal 10 war die Photonenzahl bereits so gering, daß die Streuung der Photonen eine deutliche Verzögerung der Auslösezeiten verursacht hat. Abbildung (3.4) zeigt die Verteilungen der Amplituden eines Kanals bei fester Laserposition und verschiedenen Laserintensitäten. Man erkennt das aus der Statistik der Photoelektronenzahl erwartete Verhalten. Die Verteilungen der Zeiten und Amplituden bei verschiedenen Laserpositionen und Abschwächungsstufen bilden die Grundlage für die Untersuchungen in diesem Kapitel.

3.2.2 Bestimmung der Laserpositionen

Während des Laserexperimentes war eine Ultraschall-Positionsbestimmung des Lasers relativ zum Detektor nicht möglich. Durch geometrische Betrachtungen der Bohrungen in der Eisoberfläche und Berücksichtigung der Detektordrehung konnte zwar eine Abschätzung der Laserkoordinaten erfolgen, ihre Genauigkeit von einigen Metern ist jedoch für die Betrachtungen in diesem Kapitel nicht ausreichend. Eine genauere Bestimmung der Laserkoordinaten mit Hilfe einer Punktlichtquellen-Rekonstruktion wird im folgenden beschrieben.

Rekonstruktion von Punktlichtquellen

Der lichtabstrahlende Teil des Lasers kann aufgrund seiner im Vergleich zum Detektor geringen Größe als Punktlichtquelle betrachtet werden. Die zeitliche Länge eines Lichtpulses ist kürzer als die Zeitauflösung der Photomultiplier und braucht daher nicht berücksichtigt zu werden. Eine einfache Beschreibung des Lichtes einer solchen Punktquelle ist mit dem Modell einer Kugelwelle möglich. Dabei werden Störeffekte wie z.B. die Lichtstreuung vernachlässigt.

Befindet sich die Punktlichtquelle am Ort $\vec{x}$ und erzeugt zur Zeit t_0 einen Lichtpuls, dann erreicht die Kugelwelle den Ort $\vec{x}_i$ zum Zeitpunkt t_i entsprechend der Gleichung:

$$t_i = t_0 + \frac{1}{c_w} \, |\, \vec{x}_i - \vec{x} \,| \tag{3.2}$$

Im Wasser des Baikalsees, das einen Brechungsindex von $n = 1,333$ besitzt, erfolgt die Lichtausbreitung mit einer Geschwindigkeit:

$$c_w = \frac{c_{Vakuum}}{n} = 0,2249 \, \frac{m}{ns} \tag{3.3}$$

Die Photomultiplier des Detektors haben eine endliche Zeitauflösung und messen die Ankunftszeiten der Kugelwelle mit einer entsprechenden Ungenauigkeit. Unter der Annahme, daß die Abweichungen des gemessenen Wertes vom Idealwert annähernd einer Gaußverteilung folgen, kann die Rekonstruktion der Punktlichtquelle mit Hilfe einer χ^2-Methode erfolgen. Dazu wird aus der Summe der quadrierten Zeitabweichungen eine χ^2-Funktion gebildet, die mit Hilfe eines geeigneten numerischen Algorithmus durch Variation der Punktquellenkoordinaten minimiert wird. Abhängig von verschiedenen Randbedingungen ergibt sich eine gute Approximation der Punktquellenposition.

Zur Rekonstruktion der Punktlichtquelle eignet sich die folgende reduzierte χ^2-Funktion.

$$\chi^2_{red} = \frac{1}{n-4} \sum_{i=1}^{n} \frac{\left(\tilde{t_i} - t_i\right)^2}{\sigma_t^2} \tag{3.4}$$

Die Summation erfolgt über alle n Photomultiplier, die eine Zeitinformation $\tilde{t_i}$ geliefert haben. t_i ist die mit Gleichung (3.2) berechnete theoretische Ankunftszeit der Photonen. Das Zeitjitter σ_t der verwendeten Photomultiplier wird zur Vereinfachung als konstant angenommen. χ^2_{red} ist eine Funktion der vier Parameter $\vec{x}$ und t, durch deren Variation die Minimierung erfolgt. Es ist üblich, die χ^2-Funktion um die Zahl der Freiheitsgrade $n-4$ zu reduzieren, damit Qualitätskriterien der Rekonstruktion unabhängig von der Zahl n der angesprochenen Kanäle eingeführt werden können.

Wahl der Detektorkoordinaten

Die Bestimmung der Photomultiplierkoordinaten erfolgt mit Hilfe eines Ultraschall-Vermessungssystems. Dazu ist am oberen und unteren Ende jedes Strings ein Hydrophon befestigt, dessen Position gemessen werden kann. Aus den für die Montage vorgegebenen Abständen auf dem String lassen sich die Koordinaten jedes Photomultiplierpaares berechnen.

An den Ultraschall-Meßergebnissen des NT-72 fällt auf, daß der Abstand zwischen oberem und unterem Hydrophon jedes Strings $0,5\,m$ bis $1,5\,m$ kleiner als erwartet gemessen wurde. Die bisherige Methode, dies zu berücksichtigen, bestand darin, die theoretische Anordnung der Module auf den Strings so zu skalieren, daß sie mit den gemessenen Hydrophonabständen übereinstimmen. Aufgrund der Genauigkeit von $0,001\,\%$, mit der die Schallgeschwindigkeit im Wasser gemessen werden kann, erwartet man bei der Bestimmung der Hydrophon-Positionen einen Fehler kleiner als $10\,cm$ ([Soka92]). Neuere Erkenntnisse ([Budn95]) räumen jedoch die Möglichkeit ein, daß infolge ungenau plazierter Transponder systematische Fehler der Z-Koordinate auftreten. Da sich die Größe dieser Abweichungen nur mit der Z-Koordinate wesentlich ändert, kann angenommen werden, daß für Hydrophone, die sich auf gleicher Höhe befinden, dieser Fehler nur einen geringen Einfluß auf die Relativkoordinaten hat. Zur Berechnung der Photomultiplier-Koordinaten wurden deshalb nur die oberen Hydrophone der Strings verwendet, die alle etwa in gleicher Höhe liegen. Zusätzlich wurde angenommen, daß die Positionierung der Photomultiplier auf den Strings den Montagevorgaben entspricht und daß die Strings im verwendeten Koordinatensystem senkrecht sind. Es bleibt jedoch weiterhin die Möglichkeit bestehen, daß auch bei der Bestimmung der horizontalen Koordinaten der Hydrophone Fehler aufgetreten sind, die sich auf diese Weise nicht korrigiert lassen.

Eine Liste der berechneten Kanal-Positionen ist in Tabelle (A.1) auf Seite 90 enthalten. Die Bezeichnung Kanal-Position bezieht sich dabei auf die Mitte zwischen den beiden optischen Modulen des Kanals. Das verwendete Koordinatensystem ist rechtshändig mit einer senkrecht nach oben gerichteten Z-Achse. Dabei weist die X-Achse in Richtung Norden und die Y-Achse in Richtung Westen. Der Koordinatennullpunkt befindet sich in einer Tiefe von $1170 \pm 5\,m$ unter der

Wasseroberfläche nahe dem Detektorschwerpunkt. Alle folgenden Koordinatenangaben beziehen sich auf die durch Tabelle (A.1) definierte Detektorgeometrie.

Ausschluß defekter Kanäle

Um zu verhindern, daß anomal arbeitende Kanäle das Ergebnis der folgenden Berechnungen verfälschen, müssen die Kanäle erst auf eine fehlerfreie Funktion überprüft werden. In der folgenden Liste ist beschrieben, welche Kanäle am Tag des Experimentes ein von der Norm abweichendes Verhalten gezeigt haben[1].

Kanäle mit anomalem Verhalten:

- Die Kanäle 4, 14, 15, 17, 21, 22, 24, 25 und 26 lieferten während des Laserexperimentes keine Daten.
- Zwei Kanäle zeigten einen amplitudenabhängigen Ausfall. Kanal 1 lieferte keine Signale für erwartete Amplituden größer als $300\,p.e.$, und Kanal 3 fiel für einen Amplitudenbereich oberhalb des ADC-Maximalwertes aus.
- Die Kanäle 29 und 33 zeigten eine deutlich zu geringe Auslöse-Effektivität und teilweise starke Fluktuationen der Zeitinformation.
- Das Auftreten zweier Maxima in der Zeitverteilung konnte bei den Kanälen 8 und 20 beobachtet werden. Bei größeren Amplituden verschob sich das Zeitsignal um ca. $5\,ns$.
- Bei Kanal 12 wurde ein Übersprechen von Signale des Kanals 11 beobachtet.

Von diesen Kanälen können die meisten nicht zur Datenanalyse verwendet werden. Die Kanäle 4, 12, 14, 15, 17, 21, 22, 24, 25, 26, 29 und 33 wurden von allen Berechnungen in dieser Arbeit ausgeschlossen. Mit der Beschränkung auf nicht zu große Amplituden werden die Kanäle 1, 3, 8 und 20 weiter verwendet.

Von den 36 Kanälen des NT-72 stehen somit 24 für weitere Untersuchungen zur Verfügung.

Bestimmung der Laserkoordinaten

Die Bestimmung der Laserpositionen erfolgt mit Hilfe der χ^2-Methode unter Verwendung des Modells einer Punktlichtquelle (siehe Abschnitt (3.2.2)). Um zu verhindern, daß durch Streuung verzögerte Photonen zu einem verspäteten Auslösen der Kanäle führen, werden nur Messungen mit hoher Lichtintensität und damit hoher Photonenzahl verwendet.

[1] Das Laserexperiment wurde am 2.4.1995 durchgeführt.

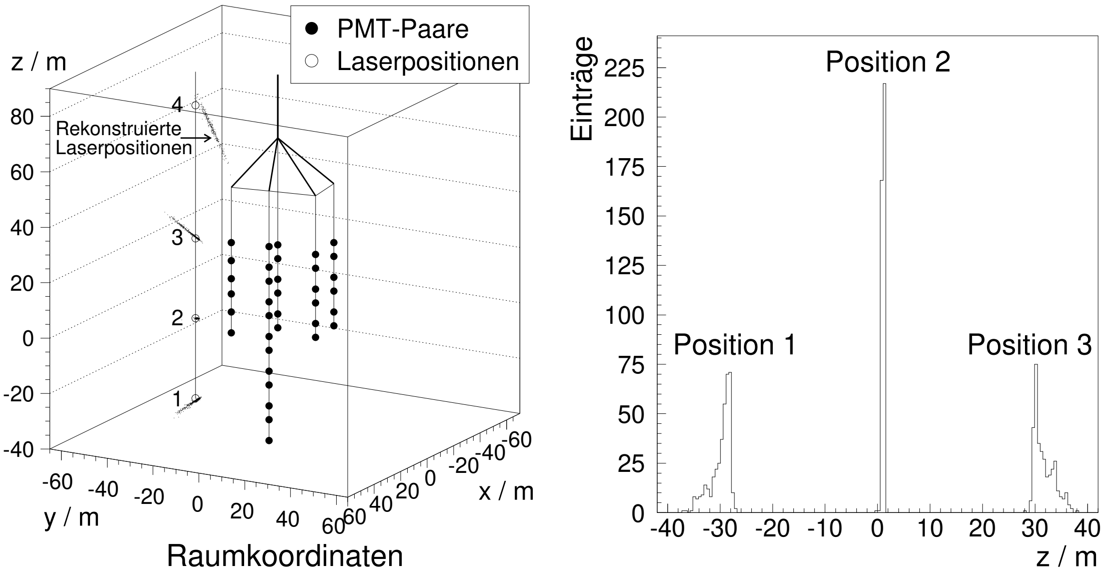


Abbildung 3.5: Verteilung der rekonstruierten Laserkoordinaten

Aus der Rekonstruktion erhält man für jeden Laserpuls die wahrscheinlichsten Laserkoordinaten. Abbildung (3.5) zeigt ihre Verteilung für verschiedene Positionen des Lasers. Man erkennt, daß die rekonstruierten Punkte nur bei Position 2 in einem kleinen Raumgebiet konzentriert sind. Für alle anderen Laserpositionen tritt eine deutlich größere Ungenauigkeit der Rekonstruktion in mindestens einer Raumrichtung auf. Ursache dafür ist das Zeitjitter der Photomultiplier verbunden mit ihrer geometrischen Anordnung. Verändert man beispielsweise die Laserposition entlang einer Richtung großer Rekonstruktionsungenauigkeit, dann ändern sich die relativen Auslösezeiten der Kanäle nur gering. Sind diese Zeitänderungen kleiner als das Zeitjitter der Photomultiplier, wird eine Messung der Positionsänderung unmöglich.

Besonders deutlich wird dies bei einer entfernten Punktlichtquelle (z.B. Position 4). Ihr Abstand zum Detektor wird hauptsächlich aus der Krümmung der erzeugten Kugelwelle bestimmt. Bei großen Entfernungen hat eine Änderung des Abstandes nur geringen Einfluß auf die Krümmung der Kugelwelle und damit auf die Auslösezeiten der Photomultiplier. Dadurch wird eine Entfernungsbestimmung der Punktquelle mit zunehmendem Abstand deutlich ungenauer.

Dieser Effekt läßt sich an einem einfachen Beispiel demonstrieren. In der Ebene werden drei Photomultiplier mit den Koordinaten $\vec{r}_1 = (-x_p, 0)$, $\vec{r}_2 = (0,0)$ und $\vec{r}_3 = (x_p, 0)$ sowie eine Punktlichtquelle am Ort $\vec{r}_q = (0, y_q)$ betrachtet. Die von der Quelle erzeugte Kugelwelle erreicht die Photomultiplier zu genau bestimmten Zeiten t_i wobei $t_1 = t_3$. Aus der Zeitdifferenz $t_{12} = t_1 - t_2$ kann die Entfernung der Punktquelle y_q rekonstruiert werden. Betrachtet man eine kleine Variation δt_{12} von t_{12}, die man z.B. als Zeitjitter der Photomultiplier ansehen kann, dann erhält man eine Variation δy_q der rekonstruierten Entfernung y_q. Aus geometrischen Berechnungen ergibt sich der Zusammenhang:

$$\delta y_q = \frac{\sqrt{y_q^2 + x_p^2}}{y_q - \sqrt{y_q^2 + x_p^2}}\, c_w\, \delta t_{12} \approx 2\left(\frac{y_q}{x_p}\right)^2 c_w\, \delta t_{12} \tag{3.5}$$

c_w ist die Lichtgeschwindigkeit nach (3.3). Die angegebene Näherung gilt für Entfernungen y_q groß gegenüber x_p. In analoger Weise erhält man die Variation δx_q der rekonstruierten X-Koordinate der Punktquelle bei einer Variation δt_{13} der Zeitdifferenz $t_{13} = t_1 - t_3$.

$$\delta x_q = \frac{\sqrt{y_q^2 + x_p^2}}{2\, x_p}\, c_w\, \delta t_{13} \approx \frac{1}{2}\frac{y_q}{x_p}\, c_w\, \delta t_{13} \tag{3.6}$$

Man erkennt an der Gleichung, daß δx_q für große Entfernungen linear mit dem Abstand y_q wächst. Die Variation δy_q wächst dagegen quadratisch mit y_q. Das erklärt, warum bei Laserposition 4 die Rekonstruktion des Abstandes zum Detektor deutlich ungenauer ist als die Bestimmung der anderen Raumkoordinaten. Aus den Gleichungen (3.5) und (3.6) erhält man für diesen Fall eine grobe Abschätzung. Mit den typischen Abständen $x_p = 20\,m$ und $y_q = 60\,m$ und einem Zeitjitter $\delta t_{ij} = 3\,ns$ folgt $\delta y_q \approx 12\,m$ und $\delta x_q \approx 1\,m$. Die Rekonstruktion der Entfernung des Lasers bei Position 4 ist damit eine Größenordnung ungenauer als die der anderen Koordinaten. Die in Abbildung (3.2.1) erkennbare Abweichung des Mittelwertes der Verteilung von der tatsächlichen Laserposition entsteht vermutlich durch systematische Zeitabweichungen einzelner Kanäle. Mögliche Ursachen dafür werden weiter unten in diesem Abschnitt beschrieben.

Die Koordinaten für Laserposition 2 erhält man aus der Verteilung der rekonstruierten Punkte. Dabei werden die Koordinaten x, y und z getrennt voneinander betrachtet. Bei einer Näherung der drei Verteilungen durch Gaußfunktionen ergeben sich die folgenden Mittelwerte und Standardabweichungen.

Koordinate	Mittelwert	Standardabweichung
x	$12,6\,m$	$0,2\,m$
y	$-28,8\,m$	$0,4\,m$
z	$1,0\,m$	$0,1\,m$

(3.7)

Da etwa 400 Laserpulse gemessen wurden, beträgt der statistische Fehler der Mittelwerte 5 Prozent der Standardabweichungen. Es besteht jedoch die Möglichkeit, daß systematische Zeitabweichungen einzelner Kanäle das Ergebnis verfälscht haben. Um die systematischen Fehler abzuschätzen, wurden die Kanäle in zwei Gruppen eingeteilt und die Rekonstruktion nur unter Verwendung der Kanäle einer Gruppe wiederholt. Die nachfolgende Tabelle zeigt die erhaltenen Koordinatenmittelwerte, wenn nur die Kanäle mit geraden bzw. ungeraden Kanalnummern zur Rekonstruktion verwendet werden.

Koordinate	Gerade Kanalnummern	Ungerade Kanalnummern
x	$13,0\,m$	$12,3\,m$
y	$-30,0\,m$	$-28,0\,m$
z	$1,0\,m$	$1,0\,m$

(3.8)

Die Unterschiede zwischen den Resultaten sind deutlich größer als ihr statistischer Fehler. Mit ihnen als grobe Gesamtfehlerabschätzung erhält man das abschließende Ergebnis:

Laserkoordinaten für Position 2
$x = \quad 12,6\,m \pm 0,4\,m$
$y = \; -28,8\,m \pm 1,0\,m$
$z = \quad 1,0\,m \pm 0,1\,m$

(3.9)

Diese Position wird nun als Referenz zur Bestimmung der anderen Laserkoordinaten verwendet. Da der Laser an einem senkrechten Seil befestigt war, können für alle Laserpositionen die gleichen horizontalen Koordinaten angenommen werden. Ein Positionsänderung des Lasers während einer Messung, die etwa $20\,s$ dauert, wurde an den rekonstruierten Koordinaten nicht beobachtet. Unterschiede zwischen zwei Messungen bei gleicher Laserposition, die im Abstand von einigen Minuten durchgeführt wurden, konnten ebenfalls nicht festgestellt werden. Aus Langzeitmessungen der Detektorposition ([Belo95f]) kann man schließen, daß sich diese für die Dauer des Laserexperimentes maximal um $10\,cm$ geändert hat. Der vertikale Abstand zwischen den Laserpositionen ist aus Ultraschall- und Seillängenmessungen bekannt ([Karl95]). Eine Liste der daraus bestimmten Laserkoordinaten ist in Tabelle (A.2) zu finden.

Zeitverhalten der Kanäle

Mit den berechneten Laserkoordinaten kann nun überprüft werden, ob jeder Kanal zur erwarteten Zeit t_i angesprochen hat. Tabelle (A.3) zeigt die mittleren Abweichungen $\langle \tilde{t_i} - t_i \rangle$ der gemessenen Auslösezeiten $\tilde{t_i}$ von t_i bei verschiedenen Laserpositionen. Die meisten der Werte zeigen systematische Abweichungen um mehrere Nanosekunden. Die großen Differenzen bei den Kanälen 8 und 12 lassen sich durch die auf Seite 29 beschriebenen Fehlfunktionen erklären. Das deutlich verspätete Auslösen der Kanäle 31 und 35 bei den Positionen 4 und 5 ist auf den Einfluß der Streuung zurückzuführen. Dieser wird hier erkennbar, da die beiden Kanäle weit vom Laser entfernt und von ihm abgewandt waren und nur von wenigen Photonen getroffen worden sind.

Die Größe der Zeitabweichungen in Tabelle (A.3) zeigt deutliche Veränderungen mit der Laserposition. Eine systematische Veränderung, die eindeutig auf eine bestimmte Ursache schließen läßt, konnte an ihnen nicht erkannt werden. Für die beobachteten Zeitabweichungen könnten die folgenden Einflüsse verantwortlich sein.

1. Die Zeitkalibration des Kanals ist ungenau. In den Daten würde dieser Fehler zu einer konstanten Zeitverschiebung führen.

2. Bei der Montage des Moduls am String wurde nicht die vorgesehene Position eingehalten. Der Modul kann sich dadurch bis zu $50\,cm$ höher oder tiefer als erwartet befinden.

3. Die relativen Positionen der Strings zueinander sind ungenau bestimmt. Aufgrund systematischer Fehler bei der Ultraschall-Positionsbestimmung können die gemessenen Koordinaten der Hydrophone verfälscht worden sein ([Budn95]).

4. Die Strings sind nicht senkrecht. Da der Detektor nicht starr ist, kann er seine Form geringfügig verändern. Wasserströmungen haben auf die Form nur einen geringen Einfluß, da sie in der Regel den gesamten Detektor gleichmäßig, maximal um $1\,m$ verschieben ([Belo95f]).

5. Die geometrische Ausdehnung des optischen Moduls führt zu richtungsabhängigen Zeitabweichungen. Wenn ein Photomultiplier dem Laser zugewandt ist, dann befindet sich seine Photokathode näher an der Lichtquelle als wenn er von ihr abgewandt wäre. Dadurch löst ein zum Laser gerichteter Kanal früher und ein vom Laser weggerichteter Kanal später als erwartet aus. Mit einem Durchmesser der optischen Module von $43,5\,cm$ können Zeitdifferenzen bis zu $1\,ns$ erwartet werden. Zusätzlich ist auch eine Verdrehung der Modulpaare um die Stringachse als Ursache für Zeitverschiebungen möglich.

6. Die Transitzeiten der Elektronen im Photomultiplier hängen vom Auslöseort auf der Photokathode und damit von der Richtung der Beleuchtung ab. Labormessungen haben für die Punkte der Photokathode, die mit dem Pol des Photomultipliers einen Winkel kleiner $70°$ bilden, Unterschiede bis zu $1\,ns$ ergeben ([Miko95]). Bei größeren Winkeln wurden jedoch auch deutlich stärkere Zeitverzögerungen beobachtet. Diese können zu einem verspäteten Auslösen eines Kanals führen, wenn er von der Rückseite beleuchtet wird und die Photonen dadurch nur auf die Randbereiche des Photomultipliers treffen.

7. Die Zeitkalibration des Kanals ändert sich mit der Amplitude. Bei kleinen Amplituden wurde ein verspätetes Auslösen der Photomultiplier beobachtet ([Wieb95]).

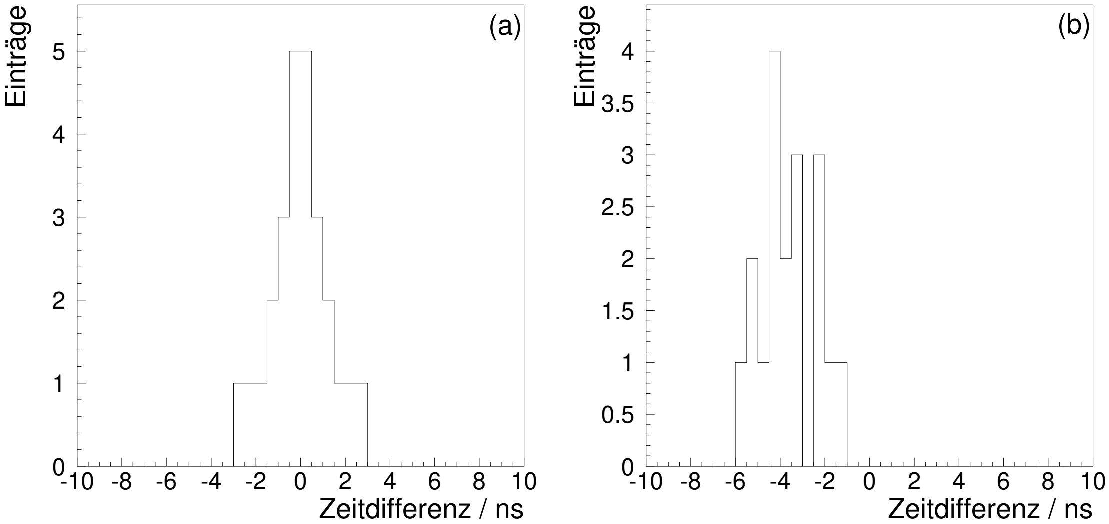


Abbildung 3.6: Verteilung der mittleren Zeitdifferenzen $\langle(\tilde{t}_i - t_i) - (\tilde{t}_j - t_j)\rangle$ verschiedener Paare i/j von Kanälen der Strings 1 bis 3 bei Laserposition 4 und Abschwächungsstufe 1 (a) für zwei Kanäle gleicher Blickrichtung und (b) für je einen nach oben und einen nach unten gerichteten Kanal

Welche dieser Einflüsse, die auch kombiniert auftreten können, zu den Zeitabweichungen geführt haben, läßt sich mit den verfügbaren Daten vermutlich nicht rekonstruieren. Eine Mindestanforderung zur Untersuchung der Photomultipliereigenschaften wäre die genaue Positionsbestimmung der optischen Module.

Einige der oben genannten Ursachen für Zeitabweichungen sind abhängig vom Winkel unter dem der Photomultiplier beleuchtet wird. An einem einzelnen Kanal läßt sich ihr Einfluß jedoch nur schwer bestimmen, da gleichzeitig auch die anderen Effekte das Zeitsignal verfälschen. Aus Betrachtungen, die über mehrere Kanäle mitteln, können diejenigen Winkelabhängigkeiten bestimmt werden, die bei allen optischen Module gleichermaßen auftreten.

Abbildung (3.6) zeigt zwei Verteilungen der Zeitdifferenzen $\langle(\tilde{t}_i - t_i) - (\tilde{t}_j - t_j)\rangle$ verschiedener Paare von Kanälen, wobei $\tilde{t}_i$ die gemessene und t_i die erwartete Auslösezeit des Kanals i bezeichnet. Für Verteilung (a) wurden jeweils zwei Kanäle mit gleicher Blickrichtung verwendet (beide nach oben bzw. beide nach unten gerichtet). Die gemessenen Zeitdifferenzen liegen nahe Null und folgen damit den Erwartungen. Bei Verteilung (b) erfolgte die Differenzbildung zwischen je einem nach oben und einem nach unten gerichteten Kanal. In der Abbildung ist eine deutliche Verschiebung des Mittelwertes um etwa $3,6\,ns$ zu erkennen. Man kann daraus schließen, daß ein von der Rückseite beleuchteter optischer Modul einige Nanosekunden später auslöst als ein Modul bei Beleuchtung von vorn. Da bei den verwendeten Messungen die Amplitude jedes Kanals stets größer als $60\,p.e.$ war, kann die Photonstreuung als Ursache der Zeitunterschiede ausgeschlossen werden. Stattdessen entstehen sie vermutlich durch die geometrische

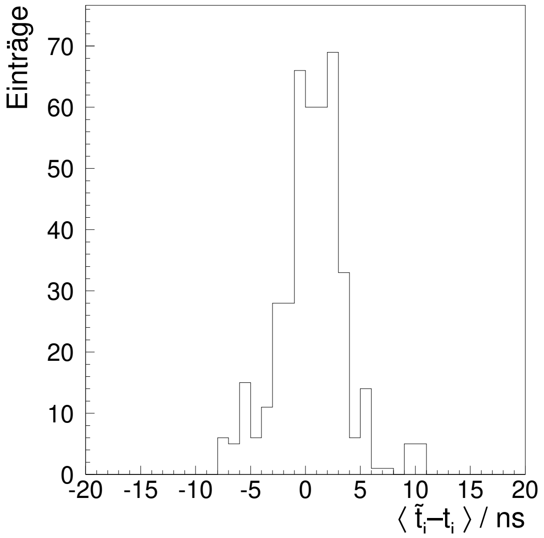


Abbildung 3.7: Verteilung der mittleren Zeitabweichungen $\langle \tilde{t_i} - t_i \rangle$ der Auslösezeiten $\tilde{t_i}$ von den erwarteten Werten t_i für alle nach (3.2.2) fehlerfrei arbeitenden Kanäle bei den Laserpositionen 1 bis 3 und den Abschwächungsstufen 1 bis 3. Die Verteilung hat eine mittlere Breite (RMS) von $3\,ns$.

Ausdehnung der optischen Module und durch unterschiedliche Transitzeiten der Elektronen im Photomultiplier (siehe obige Liste Punkt 5 und 6). Die gezeigten Verteilungen gelten für Laserposition 4, bei der die Photomultiplier unter Winkeln zwischen 32° und 47° bzw. 133° und 148° beleuchtet wurden.

Zur Abschätzung des Zeitfehlers, der durch die oben beschriebenen Effekte verursacht wird, ist in Abbildung (3.7) die Verteilung der systematischen Abweichungen $\langle \tilde{t_i} - t_i \rangle$ für alle nach (3.2.2) fehlerfrei arbeitenden Kanäle dargestellt. Die Auswahl der Laserpositionen und Abschwächungsstufen erfolgte so, daß die Amplituden aller Kanäle stets größer $20\,p.e.$ waren. Man erhält aus der gezeigten Verteilung einen mittleren systematischen Zeitfehler von etwa $3\,ns$. Der Einfluß der Streuung und das statistische Zeitjitter der Photomultiplier ist in diesem Wert nicht enthalten. Aus der Größe der Zeitabweichungen kann man außerdem abschätzen, daß die tatsächlichen Positionen der optischen Module nicht mehr als $1\,m$ von den berechneten Positionen abweichen. Für eine Untersuchung des Amplitudenverhaltens ist diese Genauigkeit ausreichend, da der Abstand zum Laser stets größer als $20\,m$ war. Bei Berechnungen zum Zeitverhalten sind die Fehler jedoch nicht vernachlässigbar. Stattdessen müssen dort die Zeitinformationen so verknüpft werden, daß sich die Fehler weitgehend kompensieren.

3.3 Untersuchung des Amplitudenverhaltens

In diesem Abschnitt wird das Amplitudenverhalten der optischen Module bei Beleuchtung des Detektors mit dem Laser untersucht. Für diese Untersuchungen wird ein Modell aufgestellt, mit dem eine Beschreibung des Amplitudensignals möglich ist.

3.3.1 Theoretische Amplitudenverteilung

Der Quasar-370 ist ein sogenannter hybrider Photomultiplier bestehend aus einer großen Photokathode, einem Szintillator und einem kleinen konventionellen Photomultiplier. Auf der Photokathode ausgelöste Elektronen werden beschleunigt und treffen auf den Szintillator. Dort erzeugt jedes Elektron eine große Zahl Photonen, von denen etwa 20 im kleinen Photomultiplier ein Photoelektron freisetzen. Jedes der Photoelektronen erzeugt im kleinen Photomultiplier ein Signal, dessen integrierte Ladung einer bestimmten Verteilung folgt. Das Gesamtsignal des Photomultipliers bildet sich aus der Summe der Signale aller Photoelektronen. Da ihre Anzahl im Mittel etwa 20 beträgt, kann man aus dem zentralen Grenzwertsatz der Statistik folgern, daß die Amplitude des Gesamtsignals annähernd normalverteilt ist. Unter der vereinfachenden Annahmen, daß in jeder Verstärkerstufe des Photomultipliers die Erzeugung von Sekundärelektronen einer Poisson-Verteilung folgt, kann die Breite dieser Gaußverteilung berechnet werden. Nach Normierung der Amplitude auf die Zahl der primären Photoelektronen erhält man für ihre Standardabweichung:

$$\sigma_N^2 = N \cdot \left(\frac{1}{V_0} + \frac{1}{V_0 V_1} + \frac{1}{V_0 V_1 V_2} + \cdots + \frac{1}{V_0 \cdots V_m} \right) \tag{3.10}$$

Dabei ist N die Zahl der primären Photoelektronen, V_0 die Verstärkung des Szintillators und V_i die Verstärkung der i-ten Stufe des kleinen Photomultipliers. Man erkennt an dieser Beziehung, daß die Amplitudenauflösung im wesentlichen durch die erste Verstärkerstufe V_0 bestimmt wird. Bei hybriden Photomultipliern erfolgt die erste Vervielfachung durch einen Szintillator, der eine höhere Verstärkung als eine Dynode besitzt. Dies führt zu einer guten Amplitudenauflösung hybrider Photomultiplier und macht sie besonders geeignet für Amplitudenmessungen.

Aufgrund der hohen Verstärkung V_0 des Szintillators kann die Amplitudenverteilung des Photomultipliers bei einer gegebenen Anzahl N primärer Photoelektronen durch eine Gaußfunktion genähert werden, deren Breite mit der Wurzel von N zunimmt ([Ley94]). Für die Wahrscheinlichkeitsdichte $G_N(x)$ der Amplitude x gilt:

$$G_N(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\sigma_1 \sqrt{N}} \cdot \exp\left(-\frac{(x-N)^2}{2\sigma_1^2 N} \right) \tag{3.11}$$

σ_1 ist die Breite des Ein-Photoelektron-Signals nach Gleichung (3.10).

Bei einer Lichtquelle, die im Mittel ν primäre Photoelektronen auslöst, verteilt sich ihre tatsächliche Anzahl N entsprechend der Poisson-Statistik. Die Wahrscheinlichkeit $P_N(\nu)$, daß N primäre Photoelektronen entstehen, ist somit:

$$P_N(\nu) = \frac{\nu^N}{N!}\, e^{-\nu} \tag{3.12}$$

Die Amplitudenverteilung $A(x,\nu)$ des Photomultipliers bei Beleuchtung mit im Mittel ν Photoelektronen ergibt sich aus einer Faltung der beiden Verteilungen

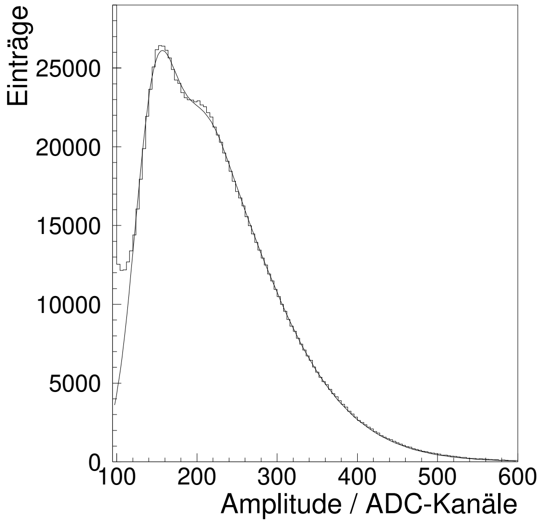


Abbildung 3.8: Amplitudenverteilung eines Quasar-370 bei Beleuchtung mit $2,3\,p.e.$ experimentell und berechnet nach Formel (3.13). Ein ADC-Kanal entspricht einer erzeugten elektrischen Ladung von etwa $25\,pC$.

$G_N(x)$ und $P_N(\nu)$.

$$A(x,\nu) = \sum_{N=1}^{\infty} P_N(\nu) \cdot G_N(x) \tag{3.13}$$

Die Summation beginnt erst bei $N = 1$, da für den Fall $N = 0$ der Photomultiplier nicht ausgelöst wird. Dadurch ist die integrierte Wahrscheinlichkeit der Verteilung kleiner als Eins.

Mit Hilfe von Gleichung (3.13) kann aus Amplitudenmessungen mit Multi-Photoelektron-Signalen die Breite σ_1 des Ein-Photoelektron-Signals bestimmt werden. Abbildung (3.8) zeigt die Amplitudenverteilung eines Quasar-370, der im Labor mit einer gepulsten Lichtemitterdiode beleuchtet wurde ([Miko95]). Man erkennt mindestens zwei überlagerte Gaußkurven, die dem Ein- und Zwei-Photoelektron-Signal entsprechen. Die durchgehende Linie entspricht der Funktion $A(x,\nu)$ mit angepaßten Parametern. Für σ_1 erhält man dabei:

$$\sigma_1 = 0,50 \tag{3.14}$$

Dieser Wert entspricht einer Energieauflösung[2] von 118 %. Gute Exemplare des QUASAR-370 erreichen Werte von 80 .. 90 % ([Miko95]). Da die Energieauflösung durch die Verstärkung der ersten Stufen des Photomultipliers bestimmt wird, können Abhängigkeiten der V_i von der Hochspannung bzw. Unterschiede zwischen verschiedenen Photomultipliern zu Abweichungen führen.

Im Baikal-Detektor wird jeder Photomultiplier mit einem Diskriminator betrieben, der nur bei Amplituden oberhalb einer Schwelle S auslöst. Bei kleineren Amplituden erzeugt der entsprechende Kanal kein Signal. Die Schwellen der Diskriminatoren können nach Inbetriebnahme des Detektors nur grob eingestellt

[2]Als Energieauflösung wird die Halbwertsbreite (FWHM) der 1-Photoelektron-Verteilung in der Einheit $p.e.$ bezeichnet. Sie entspricht $2,36 \cdot \sigma_1$.

werden, lassen sich aber anschließend genau messen ([Soka92]). Übliche Werte von S liegen im Bereich zwischen $0,2$ und $0,8$ Photoelektronen.

Die Amplitudenverteilung für N Photoelektronen ist bei Berücksichtigung der Schwelle S:

$$A_N(x) = \left\{ \begin{array}{cc} G_N(x) & \text{für } x \geq S \\ 0 & \text{für } x < S \end{array} \right\} \tag{3.15}$$

Die Wahrscheinlichkeit $W_N^{\geq S}$, daß der Photomultiplier auslöst, erhält man durch Integration dieser Verteilung.

S	$0,2\,p.e.$	$0,5\,p.e.$	$0,8\,p.e.$
$W_{1p.e.}^{\geq S}$	$0,945$	$0,841$	$0,655$
$W_{2p.e.}^{\geq S}$	$0,995$	$0,983$	$0,955$
$W_{3p.e.}^{\geq S}$	$0,999$	$0,998$	$0,994$

(3.16)

Die Messung der Amplitude erfolgt durch einen Ladungs-Zeit-Konverter. Dieser integriert über das Photomultiplier-Signal und wandelt es in ein digitales Zeitsignal mit einer zur Ladung proportionalen Länge um. Ein nachfolgender Zeitzähler digitalisiert die Signallänge. Die dabei auftretenden Ungenauigkeiten bei der Zeitmessung führen zu einer Schwankung des Amplitudenwertes. Es sind so z.B. auch negative Amplituden möglich. Diese Schwankungen werden im folgenden als amplitudenunabhängig und normalverteilt mit der Standardabweichung σ_E angenommen.

Die Verteilung des Amplitudenwertes nach der Ladungs-Zeit-Wandlung erhält man aus der Faltung von (3.15) mit der entsprechenden Gaußverteilung.

$$A'_N(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\sigma_E} \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_E^2}\right) \cdot A_N(x-y)\,dy \tag{3.17}$$

Eine analytische Berechnung des Integrals ergibt:

$$A'_N(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\sigma_S} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_S^2}\right) \cdot \frac{1 - \operatorname{erf}\left(\frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\sigma_S}{\sigma_E \sigma_N} \left(S - \frac{x\sigma_N^2 + N\sigma_E^2}{\sigma_S^2}\right)\right)}{2} \tag{3.18}$$

$$\text{mit :} \quad \sigma_N = \sqrt{N}\,\sigma_1$$
$$\sigma_S = \sqrt{\sigma_E^2 + \sigma_N^2}$$

'erf' ist die Gaußsche Fehlerfunktion, welche definiert ist durch:

$$\operatorname{erf}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z \exp\left(-t^2\right)\,dt \tag{3.19}$$

Die Verteilungsfunktion für eine beliebige Lichtquelle mit durchschnittlich ν Photoelektronen ergibt sich wiederum durch Faltung mit einer Poisson-Verteilung.

Man erhält für die Verteilung des Amplitudensignals $A'(x,\nu)$ eines einzelnen Photomultipliers einschließlich Diskriminator und Ladungs-Zeit-Konverter (vgl. Abbildung (3.9)):

$$A'(x,\nu) = \sum_{N=1}^{\infty} \frac{\nu^N}{N!} e^{-\nu} \cdot A'_N(x) \tag{3.20}$$

Für eine praktische Anwendung bei der Rekonstruktion ist diese Funktion jedoch zu kompliziert. Außerdem liegt die Amplitudeninformation des Detektors nicht mit einer solchen Genauigkeit vor. Der Analog-Digital-Wandler erlaubt im Normalbetrieb eine Auflösung von etwa einem Photoelektron, wodurch die Maxima der N-Photoelektron-Verteilungen nicht voneinander getrennt werden können. Die Verteilung $A'(x,\nu)$ kann entsprechend vereinfacht werden. Dazu wird der Einfluß der Schwelle vorerst nicht berücksichtigt, später jedoch wieder hinzugefügt.

Für die Grenzfälle $\nu \ll 1$ und $\nu \gg 1$ entspricht $A(x,\nu)$ annähernd einer Gaußverteilung. Dies folgt bei großen ν aus der Poisson-Statistik und bei kleinen ν aus der gaußschen Form der 1-Photoelektron-Verteilung. Zur Vereinfachung kann nun $A(x,\nu)$ durch eine Gaußverteilung ersetzt werden, die in Mittelwert und Varianz mit $A(x,\nu)$ übereinstimmt.

Man erhält den Mittelwert $\bar{x}_\nu$ der gemessenen Amplitude bei einer mittleren Photonenzahl ν durch Integration über $A(x,\nu)$.

$$\bar{x}_\nu = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} x \cdot A(x,\nu)\, dx}{\int_{-\infty}^{\infty} A(x,\nu)\, dx} = \frac{\nu}{1-e^{-\nu}} \tag{3.21}$$

Analog ergibt sich für die Varianz:

$$\sigma_\nu^2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} (x-\bar{x}_\nu)^2 \cdot A(x,\nu)\, dx}{\int_{-\infty}^{\infty} A(x,\nu)\, dx} = (\sigma_1^2+1)\, \bar{x}_\nu - e^{-\nu}\, \bar{x}_\nu^2 \tag{3.22}$$

Die Normierung der Gaußverteilung muß so gewählt werden, daß ihre Gesamtwahrscheinlichkeit mit der Auslösewahrscheinlichkeit des Photomultipliers übereinstimmt. Diese entspricht der Wahrscheinlichkeit W_ν, daß mindestens ein Photoelektron registriert wird und das Signal oberhalb der Diskriminatorschwelle liegt. Es folgt also:

$$W_\nu = \sum_{N=1}^{\infty} \frac{\nu^N}{N!} e^{-\nu} \cdot W_N^{\geq S} = 1 - e^{-\nu} - \sum_{N=1}^{\infty} \frac{\nu^N}{N!} e^{-\nu} \cdot W_N^{<S} \tag{3.23}$$

Die Terme in der letzten Summe nehmen mit wachsendem N schnell ab. Bereits derjenige für $N=2$ ist stets kleiner als 0.013. Es genügt deshalb im weiteren, nur den Term für $N=1$ zu verwenden. Die Auslösewahrscheinlichkeit W_ν ist dann:

$$W_\nu = 1 - e^{-\nu} - \nu e^{-\nu} \cdot W_{1p.e.}^{<S} \tag{3.24}$$

Insgesamt ergibt sich für die genäherte Amplitudenverteilung eines Photomultipliers:

$$A'_{\approx}(x,\nu) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\sigma_\nu} \exp\left(-\frac{(x-\bar{x}_\nu)^2}{2\,\sigma_\nu^2}\right) \cdot \left(1 - e^{-\nu} - \nu e^{-\nu} \cdot W_{1p.e.}^{<S}\right) \tag{3.25}$$

Bisher wurde nur ein einzelner Photomultiplier betrachtet. Im Baikal-Detektor werden jedoch stets zwei von ihnen in Koinzidenz betrieben. Sie bilden einen Kanal mit einer gemeinsamen Zeit- und Amplitudeninformation. Falls sich der Detektor in einem Betriebsmodus befindet, in dem nur die Amplitude von einem der beiden Photomultiplier verwendet wird, ist die Verteilung (3.25) auch für einen Kanal gültig[3]. Dabei muß berücksichtigt werden, daß der zweite Photomultiplier ebenfalls die Auslösewahrscheinlichkeit W_ν besitzt. Man korrigiert dies durch Multiplikation von $A'_{\approx}(x,\nu)$ mit W_ν.

Ein weiterer Effekt, der die Auslösewahrscheinlichkeit eines Kanals reduziert, ist die Totzeit der Photomultiplier. Sein Einfluß ist unabhängig von der Amplitude und kann durch Multiplikation der Wahrscheinlichkeitsverteilung mit einem Faktor P_{eff} berücksichtigt werden (siehe Abschnitt (3.3.2)). Weiterhin muß das durch die Elektronik verursachte Amplitudenjitter σ_E (siehe weiter oben) quadratisch zu σ_ν addiert werden.

Faßt man alle obigen Berechnungen zusammen, dann ergibt sich die folgende theoretische Verteilung $A(x,\nu)$ der Amplitude x für einen Kanal bei Beleuchtung mit im Mittel ν Photoelektronen pro Photomultiplier.

$$\boxed{\begin{aligned} A(x,\nu) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\sigma_\nu} \exp\left(-\frac{(x-\bar{x}_\nu)^2}{2\,\sigma_\nu^2}\right) \cdot \left(1 - e^{-\nu} - \nu e^{-\nu} \cdot W_{1p.e.}^{<S}\right)^2 \cdot P_{eff} \\ \bar{x}_\nu &= \frac{\nu}{1-e^{-\nu}} \\ \sigma_\nu^2 &= (1+\sigma_1^2)\,\bar{x}_\nu - e^{-\nu}\,\bar{x}_\nu^2 + \sigma_E^2 \end{aligned}} \tag{3.26}$$

Für die Auslösewahrscheinlichkeit P_ν eines Kanals gilt entsprechend:

$$\boxed{P_\nu = \left(1 - e^{-\nu} - \nu e^{-\nu} \cdot W_{1p.e.}^{<S}\right)^2 \cdot P_{eff} \;\approx \left(1 - e^{-\nu\cdot(1+W_{1p.e.}^{<S})}\right)^2 \cdot P_{eff}} \tag{3.27}$$

[3] Sämtliche in dieser Arbeit verwendeten Daten wurden in diesem Betriebsmodus gemessen.

Dabei haben die Konstanten die folgende Bedeutung:

σ_1	Breite der 1-Photoelektron-Verteilung ($\approx 0,50$)
σ_E	Breite des Amplitudenjitters verursacht durch die Elektronik
$W_{1p.e.}^{<S}$	Integral über die $1\,p.e.$-Verteilung unterhalb der Schwelle S
P_{eff}	Auslöseeffektivität des Kanals

In der Amplitudenverteilung $A(x,\nu)$ wird σ_ν hauptsächlich durch den Poisson-Anteil $\sqrt{\bar{x}_\nu}$ bestimmt. Der Term σ_1^2 ist etwa $0,25$ und stellt für große ν nur eine Korrektur dar. Ebenso dominiert in P_ν der Einfluß von $e^{-\nu}$ gegenüber $\nu e^{-\nu} \cdot W_{1p.e.}^{<S}$. Unsicherheiten bei der Kenntnis von σ_1 und S führen damit bei Mehr-Photoelektron-Signalen nur zu geringen Fehlern. Im folgenden werden für alle Kanäle einheitlich die Werte $\sigma_1 = 0,5$, $S = 0,5$ und $W_{1p.e.}^{<S} = 0,16$ verwendet.

3.3.2 Ineffektivität der Kanäle

Aufgrund des Eigenrauschens der Photomultiplier und einer gewissen Totzeit nach einem Rauschimpuls kann es vorkommen, daß ein Kanal kein Signal liefert, obwohl ausreichend Photonen auf die Photokathode treffen. Dieser Effekt wird als Ineffektivität bezeichnet. Die Wahrscheinlichkeit für ihr Auftreten liegt zwar nur bei wenigen Prozent, eine Nichtberücksichtigung bei der Rekonstruktion würde jedoch zu Divergenzen der Wahrscheinlichkeitsfunktion führen.

Die Ineffektivität eines Photomultipliers ist abhängig von seiner Rauschrate f_i und der Totzeit τ_i nach einem Rauschimpuls. Die Wahrscheinlichkeit P_i, daß ein Lichtimpuls ein Signal auslöst, ist dann:

$$P_i = 1 - f_i \cdot \tau_i \tag{3.28}$$

Entsprechend gilt für einen Kanal, der aus zwei in Koinzidenz betriebenen Photomultipliern besteht:

$$P_{eff} = (1 - f_1 \cdot \tau_1) \cdot (1 - f_2 \cdot \tau_2) \tag{3.29}$$

P_{eff} ist die Auslöseeffektivität des Kanals (siehe auch Gleichung (3.26)).

Die Rauschrate f_i ist stark abhängig vom Photomultiplier und der verwendeten Hochspannung bzw. Diskriminatorschwelle. Man kann daher deutliche Unterschiede zwischen den Ineffektivitäten der verschiedenen Kanälen erwarten. Eine Bestimmung von P_{eff} mit Hilfe des Laserexperimentes kann erfolgen, indem gezählt wird, bei wieviel registrierten Laserereignissen der entsprechende Kanal nicht ausgelöst wurde. Um ein Nichtansprechen der Kanäle aufgrund der Poisson-Statistik auszuschließen, dürfen nur Laserpositionen und -intensitäten mit hoher erwarteter Amplitude verwendet werden.

Die Ergebnisse einer solchen Untersuchung sind in Tabelle (A.1) aufgeführt. Die Werte von P_{eff} liegen für die verschiedenen Kanäle zwischen 94 und 98 Prozent. Frühere Messungen am NT-36 ([Stre94]) ergaben ebenfalls Effektivitäten in diesem Bereich. Aus den je etwa 5000 verwendeten Laserereignissen folgt eine Genauigkeit der P_{eff} von 0,2 Prozent.

Mit Gleichung (3.29) kann Totzeit und Rauschrate des Photomultipliers gegeneinander abgeschätzt werden. Bei einer Gesamttotzeit von $200\,ns$ folgen Rauschraten zwischen 50 und $150\,kHz$. Dieses Ergebnis ist konsistent mit Labormessungen an einzelnen Photomultipliern ([Miko95]).

3.3.3 Standardkalibration der Amplitude

Der Detektor liefert die Amplitude eines Kanals als 10-Bit-Binärzahl b_a. Bei der Kalibration erfolgt eine Umrechnung in Photoelektronen durch die Transformation:

$$\hat{x} = (b_a - b_0) \cdot \beta \tag{3.30}$$

b_0 definiert den Nullpunkt der Amplitude (Pedestal) und β die Amplitudenauflösung des Analog-Digital-Konverters (ADC). Die Bestimmung der beiden Größen erfolgt durch spezielle Kalibrationsmessungen. Das Pedestal b_0 erhält man aus dem Spektrum der Amplitude bei zufälligem Auslesen des ADC. Die Auflösung β kann entweder durch eine Messung der 1-Photoelektron-Verteilung bei vorübergehend 16-fach verbesserter ADC-Auflösung oder aus der Breite der Amplitudenverteilung bei Mehr-Photoelektron-Messungen mittels Laser oder LED bestimmt werden. Allerdings liefern die verschiedenen Methoden teilweise deutlich voneinander abweichende Kalibrationskonstanten.

In den folgenden Abschnitten wird unter anderem die Verläßlichkeit der Kalibration überprüft. Alle angegebenen Korrekturen beziehen sich dabei auf Amplituden, die bereits nach obigem Verfahren kalibriert wurden. Tabelle (A.4) enthält eine Liste der verwendeten Konstanten b_0 und β nach [Soka95].

3.3.4 Korrektur des Amplitudennullpunktes

Eine einfache Überprüfung des Amplitudennullpunktes kann durch Messung der 1-Photoelektron-Verteilung erfolgen. Diese sollte bei korrekter Kalibration ein Maximum bei $1\,p.e.$ besitzen. Die Amplitudenverteilungen des Laserexperimentes sind nach Gleichung (3.20) Überlagerungen von N-Photoelektron-Verteilungen. Durch Auswahl von Laserpositionen, bei denen weniger als die Hälfte der Laserereignisse den untersuchten Kanal ausgelöst haben, kann die mittlere Photoelektronenzahl ν entsprechend Gleichung (3.27) auf Werte kleiner als $1,4$ beschränkt werden. Dadurch wird gewährleistet, daß das Maximum der gemessenen Amplitudenverteilung nahe bei $1\,p.e.$ liegt.

Abbildung (3.9) zeigt die Amplitudenverteilung für zwei Kanäle bei einer mittleren Photoelektronenzahl von etwa 1. Bei beiden Kanälen weicht das Maximum

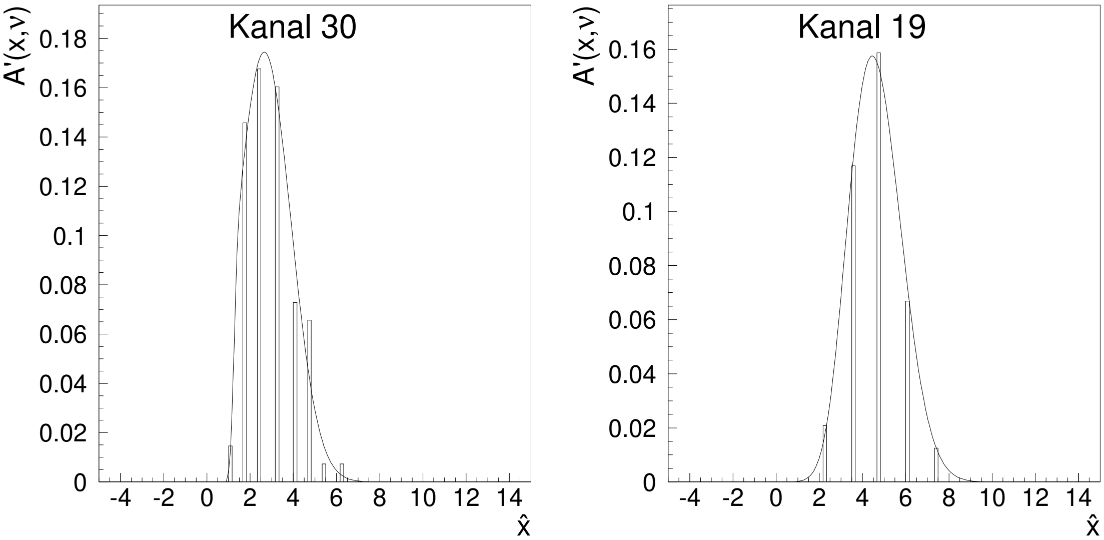


Abbildung 3.9: Verteilung der kalibrierten Amplitude $\hat{x}$ zweier Kanäle bei Beleuchtung mit etwa einem Photoelektron pro Photomultiplier. Die Balken zeigen gemessene Verteilungen, die aufgrund der Digitalisierung des Amplitudensignals diskret sind. Die Kurven entsprechen der Funktion $A'(x,\nu)$ nach Formel (3.20), wobei ν aus den gemessenen Zählraten bestimmt wurde.

der Verteilung deutlich von $1\,p.e.$ ab. Es liegt offensichtlich ein Kalibrationsfehler vor. Zur Korrektur dieses Fehlers wird die experimentelle Verteilung durch $A'(x,\nu)$ nach Formel (3.20) approximiert (durchgehende Kurven in Abbildung (3.9)). Sie stellt die nicht genäherte Amplitudenverteilung dar, die sowohl den Einfluß der Diskriminatorschwelle als auch den der Poisson-Statistik enthält. Zur Berücksichtigung von Kalibrationsfehlern wurde x durch $(\hat{x} + b_k) \cdot \beta_k$ ersetzt, sodaß b_k das Pedestal b_0 und β_k die Auflösung β korrigiert. Bei der Anpassung der Parameter wurden nur die Größen b_k und σ_E variiert. ν ist nach Gleichung (3.27) aus der gemessenen Auslösehäufigkeit des Kanals bekannt. Die Auflösungskorrektur β_k wurde nach der im nächsten Abschnitt beschriebenen Methode berechnet. Beide Korrekturen b_k und β_k lassen sich mit den verwendeten Verfahren nicht unabhängig voneinander bestimmen. Da die Berechnung beider Größen in einem Schritt schwierig ist, erfolgte die Anwendung eines iterativen Verfahrens. Zuerst wurde b_k unter der Annahme $\beta_k = 1{,}0$ berechnet, anschließend β_k bestimmt und mit diesem Wert b_k erneut berechnet. Dieser Vorgang wurde mehrfach wiederholt. Die Iteration konnte bereits nach zwei Schritten beendet werden, da das b_k im dritten Schritt stets weniger als $0{,}1\,p.e.$ vom b_k im zweiten Schritt abwich.

Die auf diese Weise bestimmten b_k-Werte sind in Tabelle (A.4) aufgelistet. Sie liegen für die verschiedenen Kanäle im Bereich zwischen –4 und 1. Offenbar weist die übliche Nullpunktkalibration eine Ungenauigkeit von einigen $p.e.$ auf. Bei den folgenden Berechnungen werden die durch

$$\tilde{x} = \hat{x} + b_k \tag{3.31}$$

korrigierten Amplituden $\tilde{x}$ verwendet.

Aus der Approximation der Amplitudenverteilung erhält man außerdem einen Wert für das konstante Amplitudenjitter σ_E (siehe (3.18) und (3.26)). Für die verschiedenen Kanäle ergeben sich Werte zwischen $0,4$ und $1,6$. Allerdings ist ihre Bestimmung sehr ungenau, so daß im folgenden für alle Kanäle der konstante Wert $\sigma_E = 1,0$ verwendet wird.

3.3.5 Nichtlinearität der Amplitude

Eine weitere mögliche Fehlerquelle bei der Amplitudenmessung ist eine nichtlineare Abhängigkeit des Amplitudensignals von der Photonenzahl. Diese Nichtlinearität würde sich besonders bei hohen Amplituden, wie sie im Laserexperiment aufgetreten sind, bemerkbar machen. Die Messung eines solchen nichtlinearen Verhaltens ist mit Hilfe definierter Lichtintensitäten leicht möglich. Für die Lasermessungen stehen hinreichend genaue Intensitätswerte jedoch nicht zur Verfügung, da einige Parameter der Anordnung, wie z.B. die Absorptionslänge des Wassers oder die Lichtverteilung des Lasers, nicht ausreichend genau bekannt sind.

Ein anderes Verfahren, die Linearität der Amplitude zu überprüfen, verwendet das statistische Verhalten der Zahl der Photoelektronen. In Abschnitt (3.3.1) wurde gezeigt, daß die Amplitude eines Kanals bei Beleuchtung mit einer konstanten mittleren Photonenzahl normalverteilt ist. Aus Gleichung (3.26) folgt für die Breite σ_ν der Amplitudenverteilung bei einer mittleren Amplitude $\nu \gtrsim 2$:

$$\boxed{\sigma_\nu \approx \sqrt{(1+\sigma_1^2)\cdot\nu} \approx 1,12\cdot\sqrt{\nu}} \tag{3.32}$$

Diese Beziehung ist jedoch nur dann gültig, wenn eine Linearität der Amplitude vorliegt und die Kalibration korrekt ist.

Abbildung (3.10) zeigt für zwei Kanäle die Abhängigkeit der Breite der Amplitudenverteilung von der mittleren Amplitude. Zur Berechnung der Meßpunkte wurde für jede Laserposition und Abschwächung die Amplitudenverteilung durch eine Normalverteilung genähert. In den Abbildungen sind die dabei erhaltenen Standardabweichungen über den zugehörigen Mittelwerten eingetragen.

Die gestrichelten Linien in Abbildung (3.10) entsprechen dem Verhalten der Kanäle nach Gleichung (3.32) bei korrekter Kalibration. Kanal 18 weist die erwartete Abhängigkeit der Verteilungsbreite von der Wurzel der Amplitude auf. Das zeigt, daß dieser Kanal im betrachteten Amplitudenbereich linear ist. Allerdings weichen die Meßpunkte um einen konstanten Faktor von Gleichung (3.32)

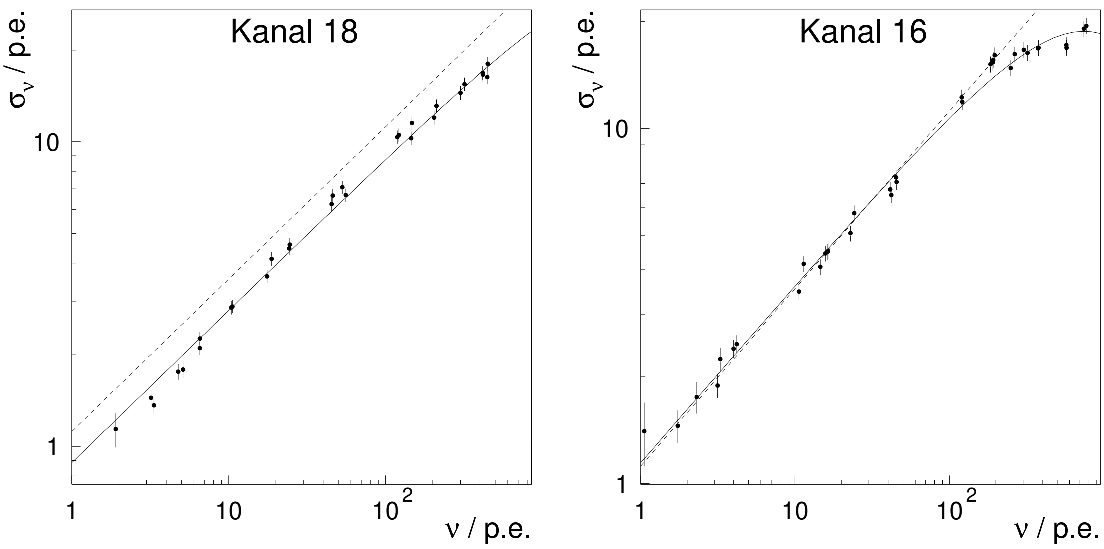


Abbildung 3.10: Breite σ_ν der Amplitudenverteilung in Abhängigkeit von der mittleren Amplitude ν

ab. Das läßt auf einen Fehler bei der Bestimmung der Kalibrationskonstanten β schließen. Im Gegensatz zu Kanal 18 ist bei Kanal 16 eine deutliche Nichtlinearität bei hohen Amplituden zu erkennen. Ein Kalibrationsfehler bei niedrigen Amplituden liegt nicht vor.

Die Ursache der Nichtlinearitäten sind vermutlich Sättigungseffekte innerhalb der elektronischen Schaltungen oder im Photomultiplier. Unter der Annahme, daß der auf den Photomultiplier folgende Vorverstärker bei hohen Signalen eine Sättigung erreicht, lassen sich die Nichtlinearitäten auf die folgende Weise erklären. Ein im Photomultiplier ausgelöstes Signal erzeugt eine elektrische Ladung, die über den Eingang des Verstärkers abgeleitet wird. Da es sich bei diesem Vorgang um die Entladung einer Kapazität handelt, ist die Eingangsspannung annähernd exponentiell abfallend. Das verstärkte Signal wird von einem Ladungs-Zeit-Konverter, der über die Ausgangsspannung des Verstärkers zeitlich integriert, in einen zur erzeugten Ladung proportionalen Ausgabewert umgewandelt ([Soka92]). Bei hohen Amplituden besteht die Möglichkeit, daß das Eingangssignal am Verstärker dessen maximale Eingangsspannung erreicht und nicht mehr linear verstärkt wird. Als Folge davon mißt der Ladungs-Zeit-Konverter eine zu geringe Ladung. Zur Vereinfachung kann man annehmen, daß unterhalb einer bestimmten Schwelle des Verstärkers die Ausgangsspannung linear mit der Eingangsspannung wächst, oberhalb der Schwelle jedoch konstant bleibt. Nimmt man zusätzlich das Photomultipliersignal als ideal exponentiell abfallend an, kann der Ausgabewert des Analog-Digital-Konverters berechnet werden. Es ergibt sich eine Abhängigkeit, die annähernd durch die folgende Gleichung beschrieben wird:

$$\tilde{x} = \frac{1}{\beta_k \cdot \eta} \cdot \ln(1 + \eta x) \tag{3.33}$$

Dabei ist x die korrekte Amplitude des Photomultipliers in der Einheit $p.e.$ und $\tilde{x}$ die nach Formel (3.31) korrigierte gemessene Amplitude. η beschreibt die Nichtlinearität der Verstärkung und β_k korrigiert einen möglichen Fehler von β bei der Kalibration nach Gleichung (3.30). $\tilde{x}$ hängt für $\eta x \ll 1$ linear und für $\eta x \gg 1$ logarithmisch von x ab.

Die Verfälschung der Amplitude nach Formel (3.33) hat zur Folge, daß Mittelwert ν und Breite σ_ν der Amplitudenverteilung verändert werden und nicht mehr die Bedingung (3.32) erfüllen. Bezeichnet $\sigma_{\tilde{\nu}}$ die Breite der verfälschte Amplitudenverteilung, dann gilt die Beziehung:

$$\sigma_{\tilde{\nu}} = \frac{\partial \tilde{x}}{\partial x} \cdot \sigma_\nu \tag{3.34}$$

Daraus erhält man die Abhängigkeit von $\sigma_{\tilde{\nu}}$ von der verfälschten mittleren Amplitude $\tilde{\nu}$. Zusammen mit Gleichung (3.32) folgt:

$$\sigma_{\tilde{\nu}} = \frac{1}{\beta_k \sqrt{\eta}} \cdot \sqrt{e^{-\eta\beta_k\tilde{\nu}} - e^{-2\eta\beta_k\tilde{\nu}}} \cdot \sqrt{\sigma_1^2 + 1} \tag{3.35}$$

Die beiden Größen $\tilde{\nu}$ und $\sigma_{\tilde{\nu}}$ entsprechen den in Abbildung (3.10) dargestellten Mittelwerten und Breiten der Amplitudenverteilungen. Durch eine Optimierung der Parameter β_k und η läßt sich die Funktion (3.35) an die Meßwerte anpassen (durchgehende Linien in den Abbildungen). Man erkennt, daß die Nichtlinearität bei Kanal 16 durch Gleichung (3.35) beschrieben wird.

In Tabelle (A.4) ist eine Liste der berechneten Korrekturparameter β_k und η enthalten. Die Werte der Kalibrationskorrektur β_k bewegen sich fast ausschließlich im Bereich zwischen $0,6$ und $1,6$. Den größten Fehler weist Kanal 36 auf, der um einen Faktor $3,5$ falsch kalibriert wurde. Offenbar treten bei der herkömmlichen Kalibrationsmethode erhebliche Unsicherheiten auf. Eine mögliche Ursache dafür ist die Annahme eines linearen Amplitudenverhaltens. Die größte Nichtlinearität η wurde ebenfalls bei Kanal 36 gemessen. Der Wert von $0,008$ bedeutet, daß eine 10-prozentige Abweichung von der Linearität bereits bei einer Amplitude von $30\,p.e.$ auftritt.

Mit Hilfe der Korrekturparameter lassen sich die Amplituden der Kanäle korrigieren. Als Umkehrung von Gleichung (3.33) erhält man die folgende Korrekturformel:

$$\boxed{x = \frac{1}{\eta} \cdot \left(e^{\eta\beta_k\tilde{x}} - 1\right)} \tag{3.36}$$

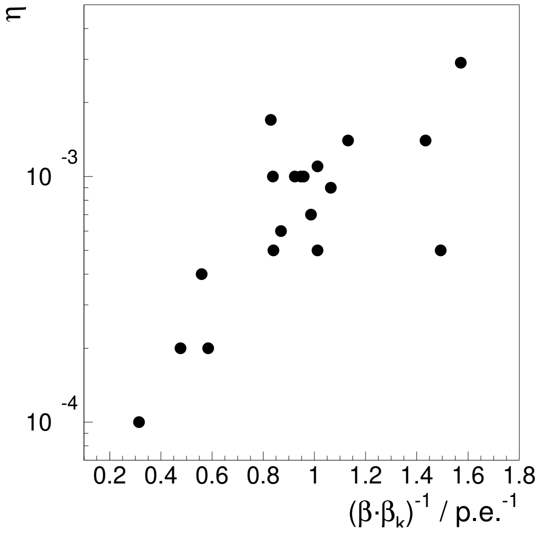


Abbildung 3.11: Korrelation zwischen der Nichtlinearität η der Amplitude und der Verstärkung $\frac{1}{\beta \cdot \beta_k}$ der Photomultiplier

Dabei ist x die korrigierte und $\tilde{x}$ die unkorrigierte Amplitude. β_k beschreibt die Kalibrationskorrektur und η die Nichtlinearität. Nach einer Korrektur der Amplitude mit dieser Gleichung ist das eigentliche Ziel der Kalibration erreicht. Die Amplitude x liegt jetzt in der Einheit *Photoelektronen* vor.

Bei den obigen Berechnungen wurde angenommen, daß die Nichtlinearitäten der Amplitude durch Sättigungseffekte in den Vorverstärkern verursacht werden. Setzt man voraus, daß alle Vorverstärker etwa die gleichen Betriebsparameter aufweisen, dann müßte eine Beziehung zwischen der Nichtlinearität η und der Verstärkung V_{PM} der Photomultiplier erkennbar sein. Die Größe V_{PM} läßt sich aus der Amplitudenauflösung $\beta \cdot \beta_k$ abschätzen.

$$V_{PM} \approx \frac{1}{\beta \cdot \beta_k} \tag{3.37}$$

V_{PM} gibt an, um wieviel Einheiten sich die Binärzahl des Analog-Digital-Konverters pro $p.e.$ verändert. Die Beziehung (3.37) ist nur eine Abschätzung für V_{PM}, da auch die Verstärkung der elektronischen Schaltungen in $\beta \cdot \beta_k$ enthalten ist und zwischen den Kanälen variieren kann. Abbildung (3.11) zeigt η über V_{PM} für die verschiedenen Kanäle. Man erkennt eine deutliche Korrelation zwischen den Nichtlinearitäten der Amplitude und den Verstärkungen der Photomultiplier.

Bei der Untersuchung der Abhängigkeit $\sigma_{\tilde{\nu}}$ von $\tilde{\nu}$ zeigte Kanal 5 ein unregelmäßiges Verhalten oberhalb einer Amplitude von $12\,p.e.$ Zur Vermeidung von Fehlern werden deshalb nur Amplituden verwendet, die unterhalb dieser Schwelle liegen. In analoger Weise wird mit Kanälen verfahren, die bei hohen Amplituden ein nichtlineares oder fehlerhaftes Verhalten zeigen (siehe Abschnitt (3.2.2)). Bei allen anderen Kanälen wird die meßbare Amplitude durch den Maximalwert des Analog-Digital-Konverters begrenzt. Faßt man die verschiedenen Einschränkungen der Amplitude zusammen, ergeben sich die in Tabelle (A.4) dargestellten Maximalwerte. Für Amplituden unterhalb der Grenzen ist eine lineare Abhängigkeit

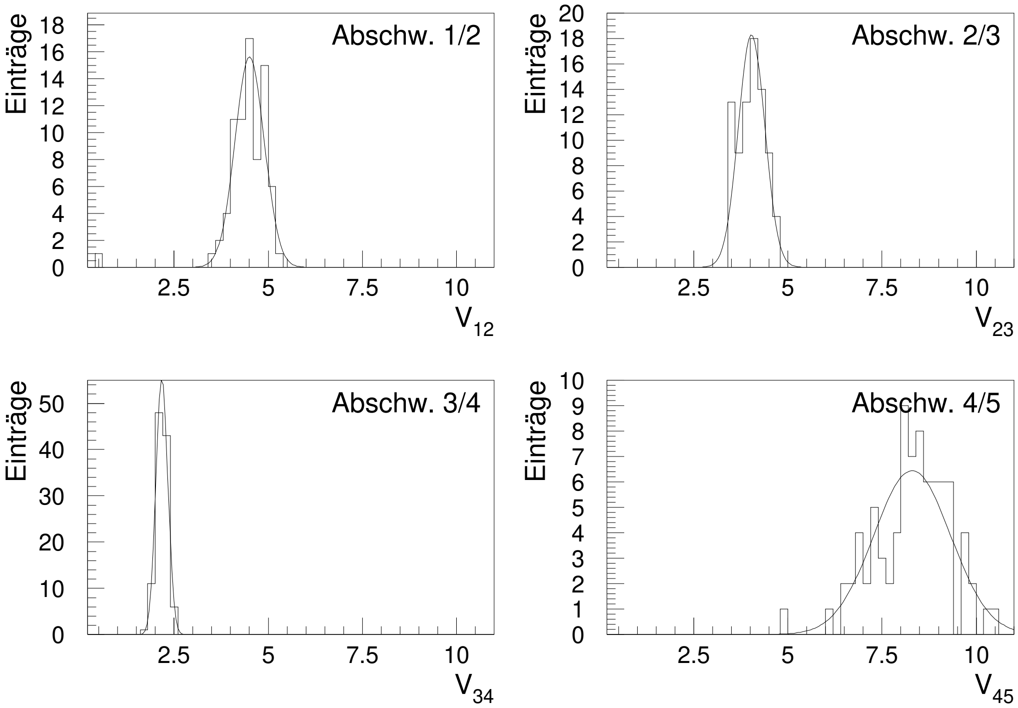


Abbildung 3.12: Amplitudenverhältnis V_{ij} nach Formel (3.38) zwischen verschiedenen Laserabschwächungen i/j

von der Lichtintensität gewährleistet. Darüber liegende Amplituden sind nur eingeschränkt verwendbar und werden von den Berechnungen zum Laserexperiment ausgeschlossen.

Bestimmung der Lichtabschwächung des Lasers

Der Laser wurde mit Hilfe einer Abschwächungsscheibe bei 5 verschiedenen Lichtintensitäten betrieben. Da die korrigierte Amplitude linear von der Laserintensität abhängt, kann man erwarten, daß das Amplitudenverhältnis zwischen verschiedenen Abschwächungsstufen unabhängig von Kanal und Laserposition gleich ist. Abbildung (3.12) zeigt Verteilungen des Verhältnisses

$$V_{ij} = \frac{\bar{x}_i}{\bar{x}_j} \tag{3.38}$$

der mittleren Amplituden $\bar{x}_i$ und $\bar{x}_j$ von benachbarten Abschwächungsstufen i und j. Zur Darstellung wurden nur die Kanäle und Laserpositionen verwendet, bei denen die benutzten Amplituden zwischen $10\,p.e.$ und der Maximalamplitude des Kanals lagen. Das verhindert Ungenauigkeiten bei kleinen Amplituden und Fehler oberhalb des linearen Amplitudenbereiches. Die geringe Breite der gezeigten Verteilungen von etwa 10 Prozent des Mittelwertes bestätigt die Linearität der korrigierten Amplituden.

Aus den Verteilungen in Abbildung (3.12) erhält man Mittelwert und statistischen Fehler der V_{ij}.

Abschwächungen $i-j$	Amplitudenverhältnis V_{ij}	σ_V	ΔV_{ij}
$1-2$	$4,49$	$0,39$	$0,05$
$2-3$	$4,02$	$0,35$	$0,04$
$3-4$	$2,17$	$0,16$	$0,02$
$4-5$	$8,33$	$1,08$	$0,12$

(3.39)

Die gemessenen Amplitudenverhältnisse weichen erheblich von dem erwarteten Wert $4,9$ ab, der aus Angaben des Herstellers der Abschwächungsscheibe ermittelt wurde.

Definiert man die Laserintensität bei Abschwächung 1 als $1,0$, ergeben sich die folgenden relativen Intensitäten I_k der Abschwächungsstufen:

Abschwächung k	Relative Intensität I_k
1	$1,0$
2	$0,223 \pm 0,003$
3	$0,0554 \pm 0,0008$
4	$0,0255 \pm 0,0005$
5	$0,00306 \pm 0,00007$

(3.40)

Mit Hilfe dieser Werte sind nun vergleichende Betrachtungen zwischen den verschiedenen Laserabschwächungen möglich.

3.3.6 Bestimmung der Absorptionslänge des Wassers

Einer der wichtigsten Wasserparameter, der die Ausbreitung des Lichtes beeinflußt, ist die Absorptionslänge der Photonen. Sie bestimmt, bis zu welchen Entfernungen vom Detektor Myon-Spuren nachgewiesen werden können und legt damit wesentliche Detektoreigenschaften wie z.B. die effektive Fläche fest. Monte-Carlo-Simulationen der Myon-Spuren erfordern eine genaue Kenntnis der Absorptionslänge. Während des Laserexperimentes wurde die Entfernung des Lasers zum Detektor über einen großen Bereich variiert. Das ermöglicht eine genaue Bestimmung der Absorptionslänge.

Die Ausbreitung des Lichtes einer isotropen Punktquelle läßt sich mit dem Modell einer Kugelwelle beschreiben. Danach nimmt die Photonenzahl pro Fläche quadratisch mit der Entfernung ab. Wird zusätzlich Absorption berücksichtigt, ergibt sich eine weitere Reduzierung der Photonenzahl die exponentiell von der Entfernung abhängt. Der Einfluß der Photonstreuung soll vorerst nicht berücksichtigt werden. Insgesamt erhält man für die mittlere Photoelektronenzahl ν

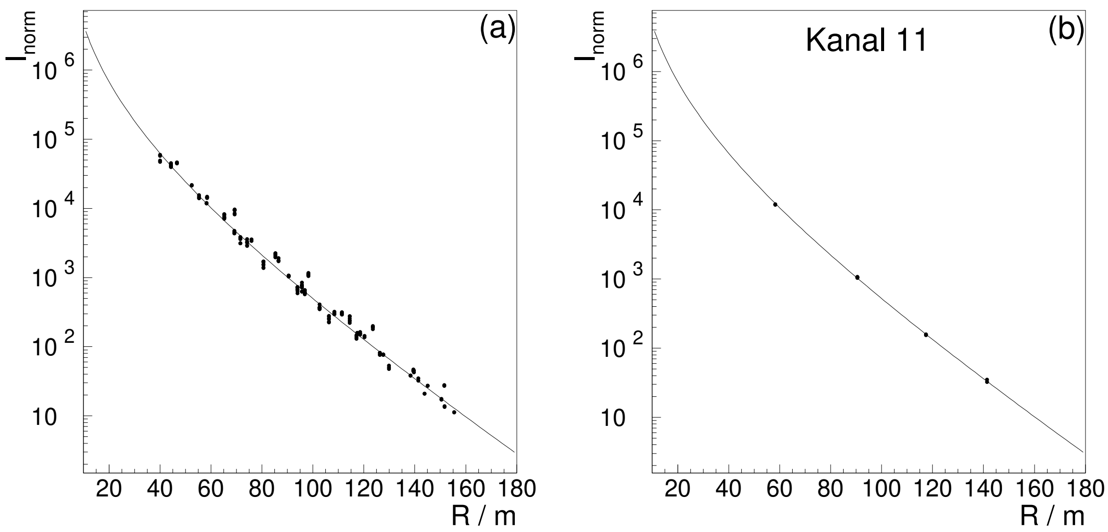


Abbildung 3.13: Abhängigkeit der normierten mittleren Amplitude I_{norm} nach Gleichung (3.43) vom Abstand R zum Laser (a) für alle nach oben gerichteten Photomultiplier und (b) für Kanal 11

eines Photomultipliers im Abstand R von der Punktlichtquelle:

$$\nu = N_0 \cdot I_k \cdot \frac{1}{4\pi R^2} \cdot e^{-\frac{R}{\lambda_a}} \cdot A_{pm} \cdot S_{pm}(\theta) \cdot Q_{pm} \tag{3.41}$$

Hier ist N_0 die vom Laser bei Abschwächungsstufe 1 abgestrahlte Photonenzahl und I_k die relative Laserintensität nach Tabelle (3.40). Der dritte Term der Gleichung beschreibt die Veränderung der Kugelwellenfläche und der folgende Exponentialterm die Photonenabsorption mit λ_a als Absorptionslänge. Die Eigenschaften des Photomultipliers werden durch seine maximale effektive Fläche A_{pm}, die winkelabhängige relative Sensitivität $S_{pm}(\theta)$ und die Quanteneffektivität Q_{pm} beschrieben. Der QUASAR-370 besitzt eine maximale effektive Fläche von $0.223\,m^2$ bei $\theta = 0°$ und eine Quanteneffektivität von ca. 0,10 bei $475\,nm$ Lichtwellenlänge ([Mohr94]). Die winkelabhängige relative Sensitivität wird beschrieben durch ([Stre94]):

$$S_{pm}(\theta) = 0.49 + 0.51 \cdot \cos\theta \tag{3.42}$$

Bei einer vorgegebenen Laserposition und Abschwächung sind in Gleichung (3.41) nur die Größen N_0 und λ_a nicht bekannt. Um sie zu bestimmen, werden aus der gemessenen mittleren Photoelektronenzahl ν die winkelabhängigen Sensitivitäten $S_{pm}(\theta)$ und die verschiedenen Laserintensitäten I_k korrigiert. Man erhält dann eine normierte Amplitude:

$$I_{norm} = \frac{\nu}{I_k \cdot S_{pm}(\theta)} \tag{3.43}$$

Nach Formel (3.41) wird die Abhängigkeit von I_{norm} vom Abstand R zum Laser durch die folgende Gleichung beschrieben.

$$I_{norm}(R) = N_0 \cdot \frac{1}{4\pi R^2} \cdot e^{-\frac{R}{\lambda_a}} \cdot A_{pm} \cdot Q_{pm} \tag{3.44}$$

Abbildung (3.13a) zeigt die normierte Amplitude I_{norm} für alle nach oben gerichteten Kanäle. Man erkennt deutliche Schwankungen der Meßpunkte, die nach Beziehung (3.44) alle auf einer Kurve liegen sollten. Zur Erklärung der Abweichungen ist in Abbildung (3.13b) die gleiche Abhängigkeit für nur einen Kanal dargestellt. Die durchgehende Linie entspricht der Beziehung (3.44) mit angepaßten Parametern N und λ_a. Schwankungen der Meßpunkte, wie sie in Abbildung (3.13a) auftreten, sind hier nicht zu erkennen. Man kann daraus schließen, daß die beobachteten Abweichungen nur durch unterschiedliche Empfindlichkeiten der Photomultiplier hervorgerufen werden. Ursache dafür sind offensichtlich Variationen in der Quanteneffektivität Q_{pm} oder der effektiven Fläche A_{pm}.

Unabhängig von den verschiedenen Empfindlichkeiten muß die normierte Amplitude für alle Kanäle durch die gleiche Absorptionslänge λ_a beschrieben werden. Bestimmt man λ_a durch Anpassung der Parameter in Gleichung (3.44) für jeden nach oben gerichteten Kanal einzeln, erhält man die folgende Tabelle.

Kanal	$\lambda_a\,/\,m$	Kanal	λ_a/m	Kanal	$\lambda_a\,/\,m$
1	$20,1 \pm 0,4$	9	$20,0 \pm 0,3$	30	$19,7 \pm 0,2$
3	$19,6 \pm 0,5$	11	$20,4 \pm 0,5$	32	$19,6 \pm 0,3$
5	$19,7 \pm 0,5$	13	$19,4 \pm 0,2$	34	$20,1 \pm 0,2$
7	$21,7 \pm 0,8$	28	$20,4 \pm 0,2$	36	$19,5 \pm 0,3$

(3.45)

Die angegebenen Fehler ergeben sich direkt aus den Berechnungen zur Parameterbestimmung. Durch Bildung des gewichteten Mittelwertes erhält man für die Absorptionslänge:

$$\lambda_a = (19,9 \pm 0,2)\,m \tag{3.46}$$

Dieses Ergebnis stimmt mit früheren Messungen überein, die jahreszeitabhängig Werte zwischen $18\,m$ und $22\,m$ ergeben haben ([Belo95e]).

Zu den obigen Berechnungen muß bemerkt werden, daß die Größe λ_a keine reine Absorptionslänge ist, sondern eine Kombination aus Absorption und Streuung darstellt. Als Folge der Photonstreuung erreichen nicht alle Photonen die Photomultiplier auf direktem Weg. Gestreute Photonen legen einen längeren Weg als ungestreute zurück und werden dadurch stärker absorbiert. Infolgedessen ist die gemessene Größe λ_a kleiner als die reine Absorptionslänge ohne Streuung. λ_a wird deswegen auch als Attenuations- bzw. Abschwächungslänge λ_{att} bezeichnet. Ebenso ist zu erwarten, daß durch Streuung die exponentielle Abstandsabhängigkeit nach Formel (3.41) bei großen Entfernungen nicht mehr gültig ist. Für die Berechnungen zur Kalibration in diesem Abschnitt ist eine Beschreibung nach

Formel (3.41) ausreichend (siehe gestrichelte Linie in Abbildung (3.14)). Eine genauere Untersuchung der Streuung einschließlich der Bestimmung der reinen Absorptionslänge erfolgt später in Abschnitt (3.4.1).

Mit Hilfe der berechneten Absorptionslänge lassen sich die Amplituden der Kanäle relativ zueinander korrigieren. Dazu wird bei festem λ_a die Konstante N_0 in Formel (3.44) für jeden Kanal getrennt bestimmt. Man erhält dabei Photonenzahlen, die bis zu 30 Prozent um einen mittleren Wert $N_0 = 9 \cdot 10^{11}$ schwanken. Im folgenden wird angenommen, daß diese Abweichungen durch unterschiedliche Quanteneffizienzen der Kanäle verursacht werden. Eine Korrektur erfolgt dann durch Einführung eines Faktors Q_k, der bei Ersetzen der Quanteneffizienz Q_{pm} durch $Q_{pm} \cdot Q_k$ die Unterschiede in N_0 aufhebt. Die Korrekturwerte Q_k lassen sich hier nur relativ zueinander bestimmen, da die Zahl der vom Laser abgestrahlten Photonen nicht hinreichend genau bekannt ist. Im weiteren werden die Korrekturen $\tilde{Q}_k$ verwendet, die man durch willkürliche Festlegung von $\tilde{Q}_k = 1$ bei $N_0 = 9 \cdot 10^{11}$ erhält.

In Abschnitt (3.3.7) erfolgt eine Bestimmung der absoluten Quanteneffizienzkorrekturen Q_k, die in Bezug auf den in der Monte-Carlo-Simulation verwendeten Standard-Photomultiplier gelten. Man erhält dabei die Beziehung $Q_k = \tilde{Q}_k \cdot 1,23$. Tabelle (A.4) zeigt eine Liste dieser Korrekturwerte.

Die berechneten Q_k-Werte bewegen sich mit Ausnahme zweier Kanäle im Rahmen der üblichen Toleranzen. Die deutlichen Abweichungen bei Kanal 3 und Kanal 5 entstehen vermutlich durch Funktionsstörungen der optischen Module. Beide Kanäle wurden bereits in Abschnitt (3.2.2) und (3.3.5) als fehlerhaft arbeitend beschrieben. Verursacht werden diese Abweichungen entweder durch eine zu geringe Quanteneffizienz des Photomultipliers oder durch eine falsche Kalibration, die dann auftreten kann, wenn die Amplitude nicht dem erwarteten Verhalten nach Gleichung (3.32) folgt. Ein eventuell aufgetretener Fehler in der Kalibration hat jedoch keinen Einfluß auf die weiteren Berechnungen, da er durch die Anwendung der Korrekturen Q_k behoben wird.

In Abbildung (3.14) ist die normierte Intensität nach einer Korrektur der Quanteneffizienz mit $\tilde{Q}_k$ dargestellt. Im Vergleich zu Abbildung (3.13a) ist eine deutlich bessere Übereinstimmung der Meßpunkte mit der erwarteten Abhängigkeit zu erkennen.

Bei den obigen Betrachtungen wurden nur nach oben gerichtete Kanäle verwendet. Diese haben bei Laserpositionen oberhalb des Detektors ausreichend hohe Amplituden gemessen. Bei den nach unten gerichteten Kanäle waren die Amplituden jedoch zu gering, um in gleicher Weise die normierten Amplituden I_{norm} berechnen zu können. Stattdessen müssen für diese Kanäle Laserpositionen unterhalb des Detektor gewählt werden. Die Berechnungen werden dann allerdings dadurch erschwert, daß die als isotrop angenommene Lichtverteilung des Lasers in Wirklichkeit nur bei Abstrahlung nach unten ausreichend gleichmäßig war. Auf die bisherigen Berechnungen hatte dies keinen Einfluß, da nur Laserpositionen

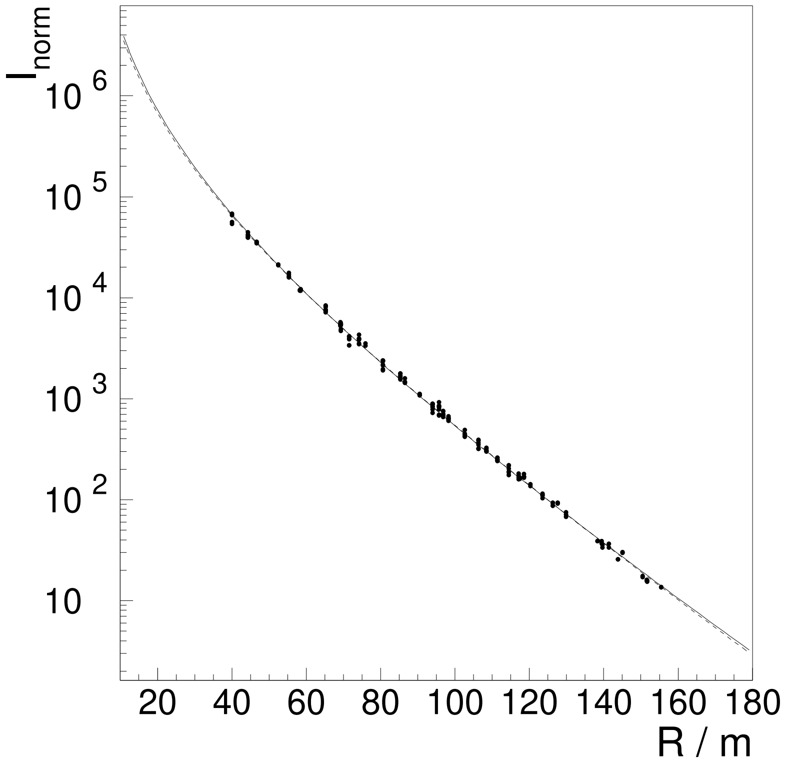


Abbildung 3.14: Normierte mittlere Amplitude I_{norm} nach Formel (3.43) für alle nach oben gerichteten Kanäle nach einer Korrektur der Quanteneffizienz durch $\tilde{Q}_k$. Die gestrichelte Linie entspricht dem erwarteten Verhalten bei Berücksichtigung von Streuung nach Formel (3.60).

über dem Detektor verwendet wurden.

Aufgrund des bezüglich der Z-Achse symmetrischen Aufbaus des Laservorsatzes ist eine wesentliche Veränderung der Lichtstärke nur mit dem Zenitwinkel zu erwarten. Eine Bestimmung der Winkelabhängigkeit der relativen Abstrahlintensität I_{Laser} des Lasers kann mit Hilfe der bereits kalibrierten, nach oben gerichteten Kanäle erfolgen. Man erhält daraus eine Abhängigkeit, die mit 10-prozentiger Genauigkeit wie folgt parametrisiert werden kann:

$$I_{Laser} = 1 - 0.15 \cdot (\cos\theta_{Laser} - 1)^2 \tag{3.47}$$

Die Beziehung gilt bis $\theta_{Laser} = 140°$, wobei θ_{Laser} der Abstrahlwinkel relativ zur nach unten gerichteten vertikalen Achse ist. Mit der gemessenen Lichtverteilung lassen sich nun Quanteneffizienzkorrekturen für die nach unten gerichteten Kanäle berechnen. Die erhaltenen Werte sind ebenfalls in Tabelle (A.4) angegeben.

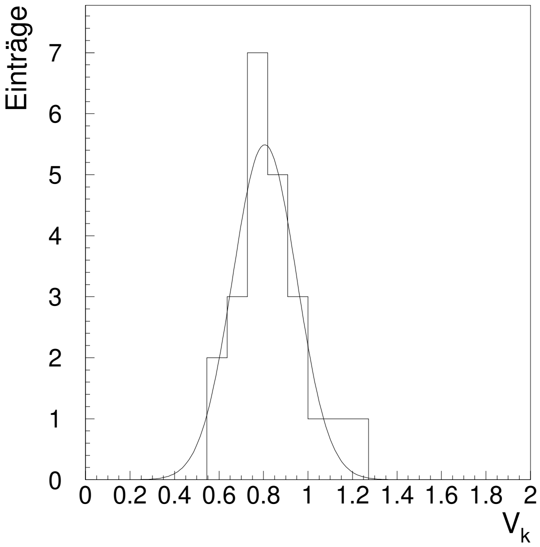


Abbildung 3.15: Verteilung der V_k nach Formel (3.48) für alle Kanäle

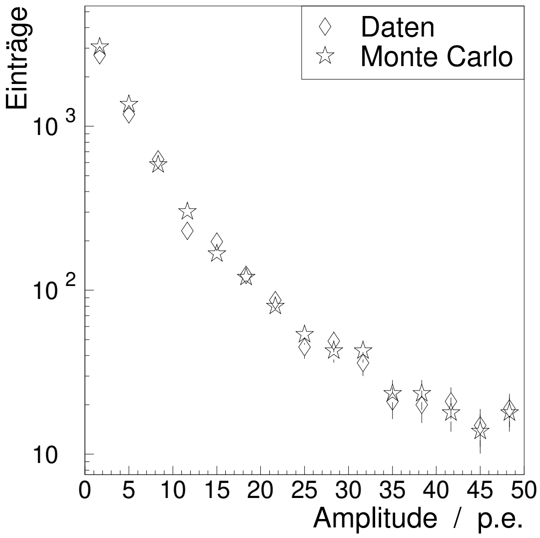


Abbildung 3.16: Amplitudenverteilung erzeugt durch atmosphärische Myonen (Kanal 28, Triggerbedingung 3/1)

3.3.7 Das Amplitudenspektrum der Myonen

Die in diesem Kapitel beschriebene Methode der Amplitudenkalibration mit einem externen Laser ist für einen späteren Langzeitbetrieb des Detektors ungeeignet. Es wird daher angestrebt, die Amplitude über das von atmosphärischen Myonen erzeugte Spektrum zu kalibrieren. Diese Methode erfordert eine gute Beschreibung der Prozesse zur Erzeugung und Ausbreitung der Myonen sowie der Detektoreigenschaften durch die verwendeten Monte-Carlo-Simulationen.

Eine Kalibration über das Spektrum der atmosphärischen Myonen erfolgt durch einen Vergleich zwischen simulierter und gemessener Amplitudenverteilung bei gleichen Triggerbedingungen. Durch eine Veränderung der Kalibrationskonstanten können beide Verteilungen in Übereinstimmung gebracht werden. Auf einfache Weise kann dies durch Bestimmung einer die Verteilung charakterisierenden Größe erfolgen. An dieser Stelle wird dafür derjenige Amplitudenwert $\widehat{X}_{0,95}$ verwendet, der die Verteilungen in 95 Prozent kleinere und 5 Prozent größere Amplituden aufteilt. Bei korrekter Kalibration sollte $\widehat{X}_{0,95}^{Mess}$ der gemessenen Verteilung mit $\widehat{X}_{0,95}^{Sim}$ der simulierten Verteilung übereinstimmen. Unterscheiden sich beide Werte, kann die Kalibration durch Skalierung mit dem Quotienten

$$V_k = \frac{\widehat{X}_{0,95}^{Sim}}{\widehat{X}_{0,95}^{Mess}} \tag{3.48}$$

korrigiert werden. Abbildung (3.15) zeigt die Verteilung der V_k für alle Kanäle, wenn zur Bestimmung von $\widehat{X}_{0,95}^{Mess}$ die vollständig kalibrierten und durch $\widetilde{Q}_k$ dividierten Amplituden verwendet werden. Der Mittelwert der Verteilung liegt nicht bei $1,0$, da die Quanteneffizienzkorrekturen $\tilde{Q}_k$, wie in (3.3.6) beschrieben, nur relativ zueinander bestimmt werden können. Sie lassen sich durch eine Skalierung in die absoluten Korrekturen Q_k überführen. Verwendet man als Skalierungsfaktor den Mittelwert der Verteilung in Abbildung (3.15) folgt die Umrechnung:

$$Q_k = \frac{\tilde{Q}_k}{0,81} \tag{3.49}$$

Die Q_k-Werte gelten dann relativ zu dem im Simulationsprogramm verwendeten Standardphotomultiplier. Dessen Parameter entsprechen den aus Labormessungen bekannten durchschnittlichen Eigenschaften eines QUASAR-370.

Nach einer Kalibration der gemessenen Amplituden mit den Q_k-Werten sind diese nun direkt mit den simulierten Amplituden vergleichbar. Abbildung (3.16) zeigt das Amplitudenspektrum der atmosphärischen Myonen für einen Kanal bei der Triggerbedingung 3/1 (mindestens 3 ausgelöste Kanäle auf mindestens einem String innerhalb eines Zeitfensters von $600\,ns$). Die gute Übereinstimmung zwischen gemessener und simulierter Verteilung bestätigen die Richtigkeit der Kalibration.

Der mittlere Fehler der V_k-Werte in Abbildung (3.15) beträgt etwa 15 Prozent. Dieser setzt sich zusammen aus der verbliebenen Ungenauigkeit der Kalibration mit dem Laser, Unsicherheiten bei der Monte-Carlo-Simulation sowie Toleranzen der Methode zur Bestimmung der $\widehat{X}_{0,95}$. Durch die Anwendung eines verbesserten Verfahrens zum Vergleich zwischen simulierten und gemessenen Amplitudenspektren sollte eine weitere Reduzierung des letzten Fehlers möglich sein.

3.3.8 Abschätzung des verbleibenden Kalibrationsfehlers

Nachdem die Korrektur der Amplitude abgeschlossen ist, erfolgt nun eine Abschätzung der verbleibenden Ungenauigkeit. Abbildung (3.17) zeigt für alle Kanäle und Laserpositionen die gemessene mittlere Amplitude $\bar{x}_\nu$ über der theoretischen mittleren Photoelektronenzahl ν vor und nach der Anwendung aller beschriebenen Kalibrationskorrekturen. Bei einer guten Kalibration sollten die Meßpunkte nahe der eingezeichneten Einheitsgeraden liegen. Zum Vergleich ist auch die statistischen Breite der Amplitudenverteilung gezeigt (gestrichelten Linien). Man erkennt an den Abbildungen, daß durch die Amplitudenkorrekturen eine erhebliche Verbesserung der Genauigkeit erreicht wurde. Bis etwa $100\,p.e.$ sind die Abweichungen des gemessenen Amplitudenmittelwertes vom theoretischen kleiner als die statistischen Schwankungen einer einzelnen Amplitudenmessung. Damit ist in diesem Bereich eine Genauigkeit erreicht, die sich nur noch geringfügig verbessern läßt. Für eine Untersuchung von Myon-Spuren, die in der Regel kleine Amplituden erzeugen, ist diese Genauigkeit ausreichend.

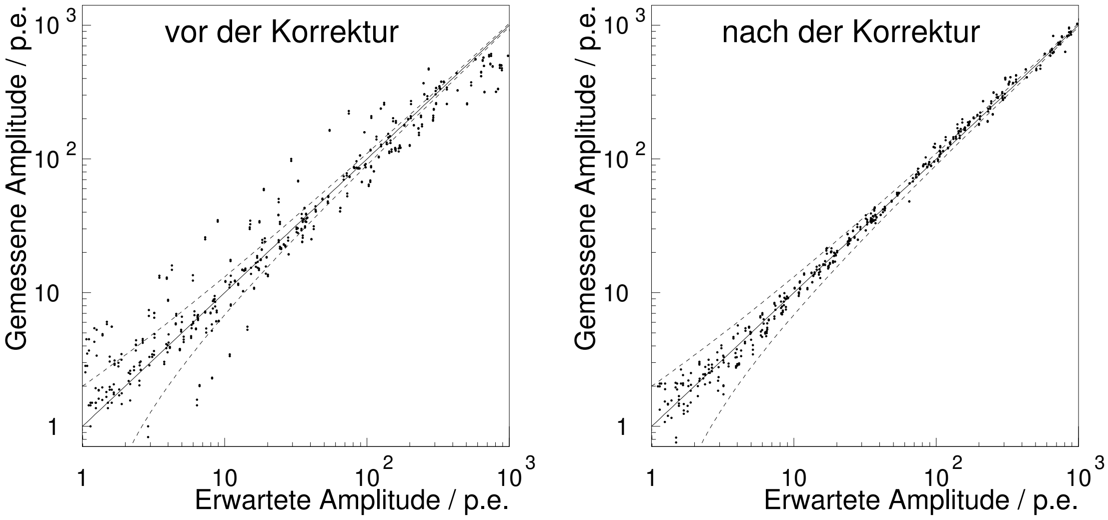


Abbildung 3.17: Vergleich zwischen vorhergesagter und gemessener Amplitude vor und nach sämtlichen Kalibrationskorrekturen

Zur Berücksichtigung der verbleibenden Amplitudenungenauigkeit wird angenommen, daß die Fehler der Kalibrationskonstanten β_k und Q_k für die verschiedenen Kanäle zufällig verteilt sind und einer Normalverteilung folgen. Man kann sie dann als eine Verbreiterung der Amplitudenverteilung in Formel (3.26) integrieren. Dazu wird die mittlere quadratische Abweichung σ'_ν der Amplitude vom erwarteten Mittelwert ν summiert über alle Kanäle berechnet.

$$\sigma'_\nu = \sqrt{\langle\, (x_\nu - \nu)^2 \,\rangle} \tag{3.50}$$

Diese Größe ist in Abbildung (3.18) über der mittleren Amplitude ν dargestellt. Für kleine Amplituden wird σ'_ν durch die statistischen Breite σ_ν entsprechend Gleichung (3.32) bestimmt (gestrichelte Linie). Bei hohen Amplituden dominiert dagegen der Fehler der Kalibration, und σ'_ν ist deutlich größer als die statistischen Schwankungen. Die durchgehende Linie in der Abbildung entspricht dem erwarteten Verhalten bei einer relativen Genauigkeit der Kalibrationskonstante β_k bzw. Q_k von $0,1$. Es folgt daraus ein relativer Fehler der kalibrierten Amplitude von 10 Prozent. Um ihn zu berücksichtigen, wird in der Amplitudenverteilung nach Gleichung (3.26) die statistische Breite σ_ν durch

$$\sigma'_\nu = \sqrt{\sigma_\nu^2 + (0,1 \cdot \bar{x}_\nu)^2} \tag{3.51}$$

ersetzt.

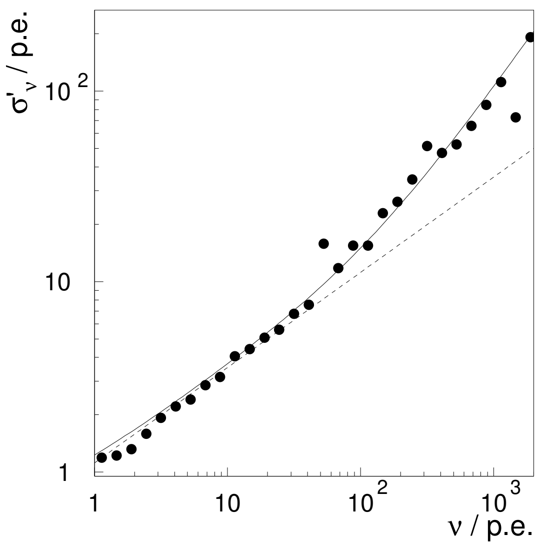


Abbildung 3.18: Abhängigkeit der mittleren quadratischen Amplitudenabweichung σ_ν von der mittleren Amplitude ν. Die gestrichelte Linie entspricht dem aus der Statistik erwarteten Verhalten nach Formel (3.26) bei nicht vorhandenem Kalibrationsfehler. Die durchgehende Linie enthält zusätzlich einen 10-prozentigen Fehler der Kalibration entsprechend Formel (3.51).

3.3.9 Sensitivität der optischen Module bei Beleuchtung von der Rückseite

Labormessungen der Winkelabhängigkeit der Sensitivität $S_{pm}(\theta)$ des QUASAR-370 ergaben eine lineare Beziehung entsprechend der Gleichung ([Stre94]):

$$S_{pm}(\theta) = 0.49 + 0.51 \cdot \cos\theta \tag{3.52}$$

Nach dieser Beziehung werden unter Winkeln größer 164° keine Photonen mehr nachgewiesen. Diese Aussage ist jedoch nur beschränkt gültig, da im Baikalsee infolge der Lichtstreuung nicht nur direkte, sondern auch gestreute Photonen den Photomultiplier erreichen. Letztere treffen in der Regel unter anderen Winkeln und damit bei anderen Sensitivitäten auf die Module. Dadurch weicht die effektive Sensitivität, die den Einfluß der Streuung beinhaltet, von Gleichung (3.52) ab. Insbesondere werden bei hohen Lichtintensitäten auch unter Winkeln größer 164° Photonen nachgewiesen.

Zur Berücksichtigung des Einflusses der Streuung auf die Amplitude wird eine effektive Sensitivität $S'_{pm}(\theta)$ eingeführt. Diese läßt sich aus den beim Laserexperiment gemessenen mittleren Amplituden nach Gleichung (3.41) berechnen. Abbildung (3.19) zeigt die Winkelabhängigkeit von $S'_{pm}(\theta)$ für alle nach unten gerichteten Kanäle bei Beleuchtung von oben. Wie erwartet weicht die effektive Sensitivität von der linearen Abhängigkeit nach Gleichung (3.52) ab. Aus der Abbildung erhält man eine minimale Sensitivität S_{min}, die auch bei Beleuchtung von hinten nicht unterschritten wird.

$$S_{min} = 0,04 \pm 0.01 \tag{3.53}$$

Zur Beschreibung der Winkelabhängigkeit von $S'_{pm}(\theta)$ eignet sich die ebenfalls in

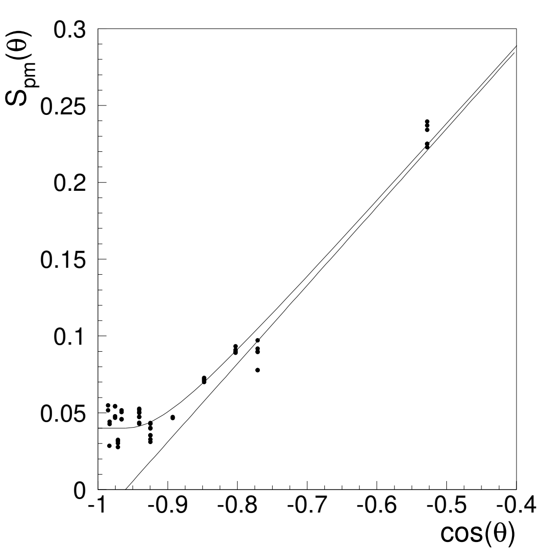


Abbildung 3.19: Sensitivität aller nach unten gerichteten Kanäle bei Beleuchtung von oben

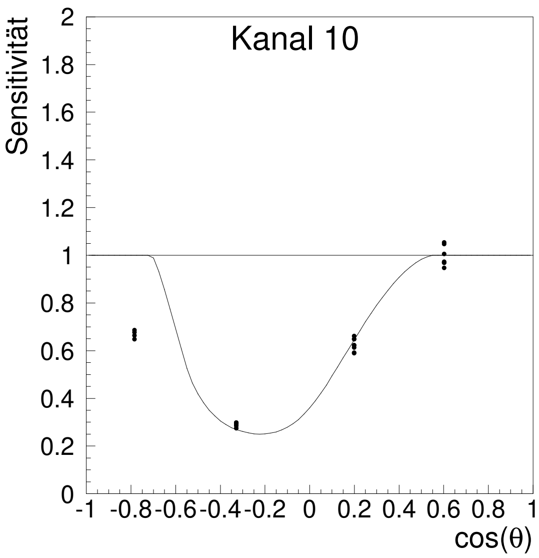


Abbildung 3.20: Abschattung eines optischen Moduls von Kanal 10 durch das benachbarte

Abbildung (3.19) dargestellte Beziehung:

$$S'_{pm}(\theta) = \sqrt{S^2_{min} + S^2_{pm}(\theta)} \qquad (3.54)$$

Die in Abbildung (3.19) gezeigten Meßpunkte für $\cos(\theta) < -0,9$ entsprechen Entfernungen zum Laser zwischen $40\,m$ und $100\,m$. Eine Veränderung der Sensitivität mit dem Abstand ist an ihnen nicht erkennbar. Der erhaltene Wert für S_{min} stimmt mit Monte-Carlo-Simulationen zur Photonstreuung überein.

3.3.10 Abschattung optischer Module

Bei den Untersuchungen der Amplitude wurde an einem Kanal beobachtet, daß abhängig von der Position des Lasers die gemessene Amplitude deutlich niedriger als erwartet war. Ursache dafür sind offensichtlich Abschattungseffekte der optischen Module untereinander. Abbildung (3.20) zeigt die gemessene relative Sensitivität von Kanal 10 in Abhängigkeit vom Winkel zwischen der Photomultiplierachse und der Richtung zum Laser. Dabei wurden Einflüsse wie die Winkelabhängigkeit der effektiven Fläche korrigiert, sodaß bei nicht vorhandener Abschattung für die Sensitivität ein konstanter Wert von etwa 1.0 zu erwarten ist.

Der beobachtete Effekt entsteht vermutlich dadurch, daß der amplitudenmessende Photomultiplier des Kanals durch die nur wenige Zentimeter entfernte Glaskugel des Partnermoduls abgeschattet wird. Da beide Module eines Kanals horizontal nebeneinander montiert sind, tritt eine gegenseitige Abschattung nur dann auf, wenn sich der Laser neben den Modulen nicht aber über bzw. unter ihnen befindet. Die in Abbildung (3.20) gezeigte Kurve entspricht dem erwarteten Verhalten, wenn das Modulpaar um einen Winkel von 12° gegenüber der Ausrichtung mit maximaler Abschattung gedreht ist. Zur Vereinfachung wurde angenommen, daß die lichtempfindliche Fläche des Moduls eine Halbkugel darstellt und gleichmäßig sensitiv ist. Der Durchmesser eines Moduls beträgt $43,5\,cm$ und die Mittelpunkte der beiden Module eines Kanals sind $60\,cm$ voneinander entfernt. Die Meßpunkte in der Abbildung werden gut durch die geometrischen Berechnungen beschrieben. Die Abweichungen bei kleinen $\cos\theta$ entstehen durch zusätzliche Abschattungen von einem Ring am Äquator des Moduls bzw. von der Vorrichtung zur Befestigung des Moduls am String.

Der beschriebene Abschattungseffekt wurde nur bei Kanal 10 beobachtet. Keiner der anderen Kanäle zeigte eine Winkelabhängigkeit der Sensitivität. Da die horizontale Ausrichtung der Modulpaare nicht bekannt ist, läßt sich die Stärke der Abschattung nicht vorherbestimmen. Ihr Einfluß wird deshalb nicht weiter berücksichtigt.

3.4 Untersuchungen zur Photonstreuung

In der Vergangenheit wurden bereits umfangreiche Untersuchungen zum Zeitverhalten der Photomultiplier durchgeführt. Entsprechende Resultate sind in [Miko95], [Stre94] und [Mohr94] eingehend erläutert. Der folgende Abschnitt beschränkt sich auf den Einfluß der Lichtstreuung auf die Auslösezeiten der Photomultiplier. Das Zeitverhalten in Verbindung mit einer Punktquellenrekonstruktion des Lasers wurde bereits in Abschnitt (3.2.2) beschrieben.

3.4.1 Die Photonstreuung

Neben der Absorptionslänge des Lichtes ist die Streulänge einer der wichtigsten Parameter des Wassers im Baikalsee. Verursacht wird die Streuung der Photonen durch Beugung an im Wasser schwebenden mikroskopischen Teilchen. Beeinflußt von verschiedenen Naturprozessen zeigt ihre Konzentration große jahreszeitabhängige Schwankungen. Bei mehrjährigen Messungen wurden Variationen der Streulänge im Bereich zwischen 8 und $23\,m$ beobachtet. Für den Zeitpunkt der Lasermessung am 2.4.1995 ist eine vergleichsweise große Streulänge zu erwarten.

Abbildung (3.21) zeigt die Streuwinkelverteilung, wie sie aus theoretischen Betrachtungen und Messungen im Baikalsee bestimmt wurde ([Karl95]). Der wesentliche Teil der Photonstreuungen erfolgt unter kleinen Winkeln. In seltenen Fällen treten auch große Streuwinkel bis zu 180° auf. Die gezeigte Verteilung beschreibt den Streuwinkel pro Wechselwirkung, wobei nur Streuungen um mehr

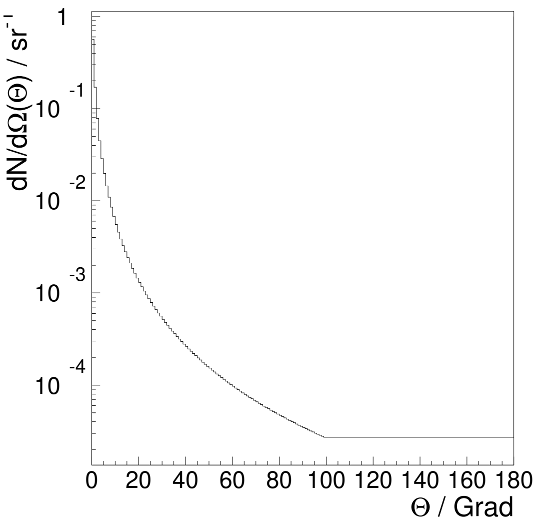


Abbildung 3.21: Streuwinkelverteilung der Photonen im Wasser des Baikalsees. Für Winkel größer als 100° ist ihr Verlauf nicht bekannt und wird als konstant angenommen. Die Verteilung hat einen mittleren Streuwinkel $\langle\Theta\rangle = 18°$ und ein RMS $\sqrt{\langle\Theta^2\rangle} = 32°$.

als einen kleinen, definierten Winkel berücksichtigt werden. Die Winkelverteilung ist unabhängig von der Streulänge.

Die Wirkung der Photonstreuung auf die Meßdaten läßt sich anhand zweier Effekte erkennen. Zum einen führt die Verlängerung des vom Photon zurückgelegten Weges zu einer verzögerten Ankunft am Photomultiplier. Bei geringen Amplituden äußert sich dies in einem verspäteten Auslösen des Kanals. Zum anderen ist durch den längeren Weg des Photons die Wahrscheinlichkeit größer, daß es durch Absorption vernichtet wird. Dies führt zu einer Verringerung der gemessenen Amplituden in großen Entfernungen. Beide Einflüsse der Streuung auf die Meßgrößen können zur Bestimmung der Streulänge herangezogen werden. Aufgrund der guten Zeitauflösung der Photomultiplier wird im folgenden nur die Zeitverzögerung dazu verwendet.

3.4.2 Theoretische Betrachtungen

Die Streuung der Photonen ist ein komplizierter Prozeß, der sich nur schwer theoretisch erfassen läßt. In diesem Abschnitt werden einige Beziehungen hergeleitet, mit denen die Wirkung der Photonstreuung auf das Zeit- und Amplitudenverhalten des Detektors berechnet werden kann.

Der Einfluß der Streuung auf die Ankunftszeiten der Photonen läßt sich durch eine Verteilungsfunktion $P(r,t)$ beschreiben. Diese gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit $P(r,t)dt$ ein Photon im Abstand r von der Quelle eine Zeitverzögerung gegenüber ungestreuten Photonen zwischen t und $t+dt$ aufweist. Die Verteilung $P(r,t)$ wird nur durch die Streulänge λ_s und die Streuwinkelverteilung $dN/d\Omega(\Theta)$ festgelegt. Eine analytische Berechnung dieser Funktion kann über ein Pfadintegral erfolgen, welches die Ankunftswahrscheinlichkeit des Photons über alle möglichen Wege mit der Zeitverzögerung t integriert. Ein solches Integral ist

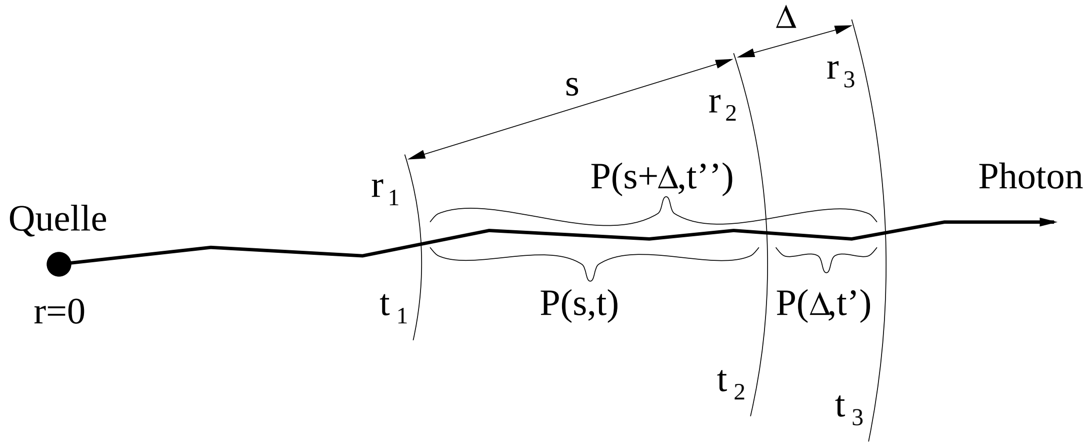


Abbildung 3.22: Darstellung zu den Verteilungsfunktionen der Zeitverzögerung

jedoch zu komplex für eine analytische Bestimmung. Es folgen deshalb verallgemeinerte Betrachtungen zur Streuung und eine Berechnung der notwendigen Parameter aus Monte-Carlo-Simulationen.

Angenommen, ein Photon befindet sich zum Zeitpunkt t_1 im Abstand r_1 vom Ort seiner Entstehung (siehe Abbildung (3.22)). Dann läßt sich die Wahrscheinlichkeit, daß es sich zur Zeit t_2 in einer Entfernung r_2 aufhält, durch die Verteilung $P(s, t; p_i)$ der Zeitverzögerung t beschreiben. Dabei ist $s = r_2 - r_1$ die Vergrößerung des Abstandes zur Quelle und $t = t_2 - t_1 - \frac{S}{C_W}$ die Zeit, um die das Photon gegenüber einem ungestreuten verspätet eintrifft. c_w ist die Lichtgeschwindigkeit im Wasser nach Formel (3.3). Die Größen p_i in der Verteilung $P(s, t; p_i)$ bezeichnen zusätzliche Parameter, die durch Eigenschaften der Streuung, wie Streulänge oder Streuwinkelverteilung, definiert werden. Sie sind nicht notwendig konstant und können sich mit dem Abstand r zur Lichtquelle ändern.

Entfernt sich nun das Photon ein weiteres kleines Wegstück Δ von der Quelle, dann kann die Verteilung der Zeitverzögerung t' relativ zur Zeit $t_2 + \frac{\Delta}{C_W}$, die für ein auf dem Weg Δ ungestreutes Photon erwartet wird, mit der Funktion P durch $P(\Delta, t'; p_i)$ beschrieben werden. Betrachtet man dagegen die Verzögerung t'' gegenüber der Zeit $t_1 + \frac{S+\Delta}{C_W}$, zu der ein auf dem Weg $s + \Delta$ ungestreutes Photon eintrifft, dann erfolgt eine Beschreibung durch $P(s + \Delta, t''; p_i)$. Die drei angegebenen Zeiten t, t' und t'' erfüllen entsprechend ihrer Definition die Bedingung $t'' = t + t'$. Bezogen auf ihre Verteilungen P ist diese Eigenschaft äquivalent mit einer mathematischen Faltung. Diese läßt sich durch das folgende Integral ausdrücken.

$$P(s + \Delta, t'') = \int_0^{t''} P(s, t) \cdot P(\Delta, t'' - t)\, dt \tag{3.55}$$

Da bei den obigen Betrachtungen nur allgemeine Eigenschaften der Ausbreitung gestreuter Photonen verwendet wurden, ist diese Integralgleichung eine notwendige Bedingung für jede Streuverteilung $P(s, t)$. Eine Lösung dieser Gleichung ist die folgende normierte Funktion[4].

$$P(r,t) = \frac{1}{\Gamma\left(\frac{r}{\lambda}\right)} \cdot \frac{1}{t} \cdot \left(\frac{t}{\tau}\right)^{\frac{r}{\lambda}} \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} \tag{3.56}$$

Hier wurde bereits s durch die Entfernung r ersetzt, sodaß $P(r,t)$ die gesamte Zeitverzögerung des Photons auf seinem Weg von der Quelle bis zum Abstand r beschreibt. Die Größen λ und τ sind freie Parameter, die durch konkrete Eigenschaften der Streuung, wie Streulänge und Streuwinkelverteilung, definiert werden. Beide sind Funktionen der Entfernung r und können durch Monte-Carlo-Simulationen bestimmt werden.

Die Eigenschaften von λ und τ lassen sich durch Überlegungen zur Skaleninvarianz des Problems weiter einschränken. Betrachtet man eine Änderung der Streulänge λ_s durch Multiplikation mit einem Faktor s bei gleichbleibender Streuwinkelverteilung und gleichzeitig eine Skalierung von Raum und Zeit mit s, dann folgt aus geometrischen Überlegungen, daß das transformierte Problem des gestreuten Photons identisch mit dem nicht transformierten ist. Daß heißt, es gilt die Äquivalenz $P(r,t;\lambda_s) \equiv P(s\,r, s\,t; s\,\lambda_s)$. Nach Gleichung (3.56) ist diese Bedingung nur erfüllt, wenn sich λ und τ bei der Skalierung proportional mit s verändern. Da von allen Parametern der Streuung nur λ_s und r ebenfalls mit s transformiert werden, müssen sich λ und τ auf die folgende Weise darstellen lassen.

$$\lambda = \sum_i \lambda_i \cdot \lambda_s^{\gamma_i} \cdot r^{1-\gamma_i} \qquad \text{bzw.} \qquad \tau = \sum_i \tau_i \cdot \lambda_s^{\gamma_i} \cdot r^{1-\gamma_i} \tag{3.57}$$

Die Größen γ_i, λ_i und τ_i können dabei beliebige Werte annehmen. Für die weiteren Betrachtungen wird ein linearer Ansatz verwendet, der gegebenenfalls eine nichtlineare Abhängigkeit nähert.

$$\lambda = \lambda_1 \cdot \lambda_s + \lambda_2 \cdot r \qquad \text{bzw.} \qquad \tau = \tau_1 \cdot \lambda_s + \tau_2 \cdot r \tag{3.58}$$

Diese Einschränkung reduziert die Zahl der freien Parameter auf vier Konstanten. Eine Bestimmung von λ_1, λ_2, τ_1 und τ_2 erfolgt später über Monte-Carlo-Simulationen.

Bei den bisherigen Betrachtungen wurde die Absorption der Photonen nicht weiter berücksichtigt. Sie läßt sich jedoch leicht in $P(r,t)$ integrieren. Für ein Photon ist die Wahrscheinlichkeit, daß es vor dem Zurücklegen des Weges x nicht absorbiert wird $\exp(-\frac{x}{\lambda_a})$ mit λ_a als Absorptionslänge. Aufgrund der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit c_w im Wasser ist der Weg x proportional zur Zeit, die seit der Erzeugung des Photons vergangen ist. Die Absorption läßt sich daher

[4] Zur Berechnung des Integrals in Formel (3.55) kann die in [Bron89] angegebene Beziehung $\int_0^1 x^\alpha\,(1-x)^\beta\,dx = \frac{\Gamma(\alpha+1)\,\Gamma(\beta+1)}{\Gamma(\alpha+\beta+2)}$ verwendet werden.

durch einfaches Einfügen der Ankunftswahrscheinlichkeit $\exp(-\frac{r+c_w t}{\lambda_a})$ in Gleichung (3.56) berücksichtigen. Man erhält:

$$\boxed{P(r,t) = \frac{1}{\Gamma\left(\frac{r}{\lambda}\right)} \cdot \frac{1}{t} \cdot \left(\frac{t}{\tau}\right)^{\frac{r}{\lambda}} \cdot e^{-\frac{t}{\tau} - \frac{r+c_w t}{\lambda_a}}} \tag{3.59}$$

Diese Verteilung liefert die Wahrscheinlichkeit $P(r,t)dt$, daß sich ein Photon bis zu einem Abstand r von seiner Quelle entfernt und dort mit einer Zeitverzögerung zwischen t und $t + dt$ eintrifft.

Eine weitere wichtige Größe, die sich insbesondere auf die Lichtintensität auswirkt, ist die Wahrscheinlichkeit $W(r)$, daß ein Photon die Entfernung r von seiner Quelle erreicht und nicht vorher absorbiert wird. $W(r)$ läßt sich aus $P(r,t)$ durch zeitliche Integration über alle Zeitverzögerungen t berechnen. Es folgt:

$$\boxed{W(r) = \int_0^\infty P(r,t)\, dt = e^{-\frac{r}{\lambda_a}} \cdot \left(1 + \frac{c_w \tau}{\lambda_a}\right)^{-\frac{r}{\lambda}}} \tag{3.60}$$

Der Exponentialterm in dieser Gleichung beschreibt die einfache Absorption bei nicht vorhandener Streuung, wie sie in Abschnitt (3.3.6) bereits behandelt wurde. Der zweite Term stellt dagegen eine Korrektur dar, die für kleine Entfernungen bei Eins liegt und mit wachsendem r gegen Null strebt.

3.4.3 Berechnung der Streuparameter

Die vier Parameter der Streuung λ_1, λ_2, τ_1 und τ_2 nach Formel (3.59) und (3.58) sind Konstanten, die durch die Streuwinkelverteilung der Photonen und durch die Art der Lichtquelle, wie z.B. isotrope Punktquelle oder Myon-Spur, definiert sind. Sie lassen sich aus Monte-Carlo-Simulationen der Photonenausbreitung bestimmen. Abbildung (3.23) zeigt simulierte Verteilungen der Ankunftszeitverzögerung t eines Photons aus einer isotropen Lichtquelle in verschiedenen Entfernungen. Man erkennt, daß bei geringen Abständen der überwiegende Teil der Photonen um weniger als einige Nanosekunden verzögert wird, während bei großen Entfernungen das Maximum der Verteilung erheblich von Null abweicht.

Die simulierten Verteilungen der Zeitverzögerung t können durch Variation der beiden Parameter λ und τ mit Formel (3.59) genähert werden. Abbildung (3.24) zeigt die so bestimmten Werte für λ in Abhängigkeit von der Entfernung r bei verschiedenen Streulängen. Die nach Gleichung (3.58) erwartete lineare Beziehung trifft hier anscheinend nicht zu. Es muß jedoch beachtet werden, daß bei kleinen Entfernungen λ und τ stark miteinander korreliert sind. Erst bei großen

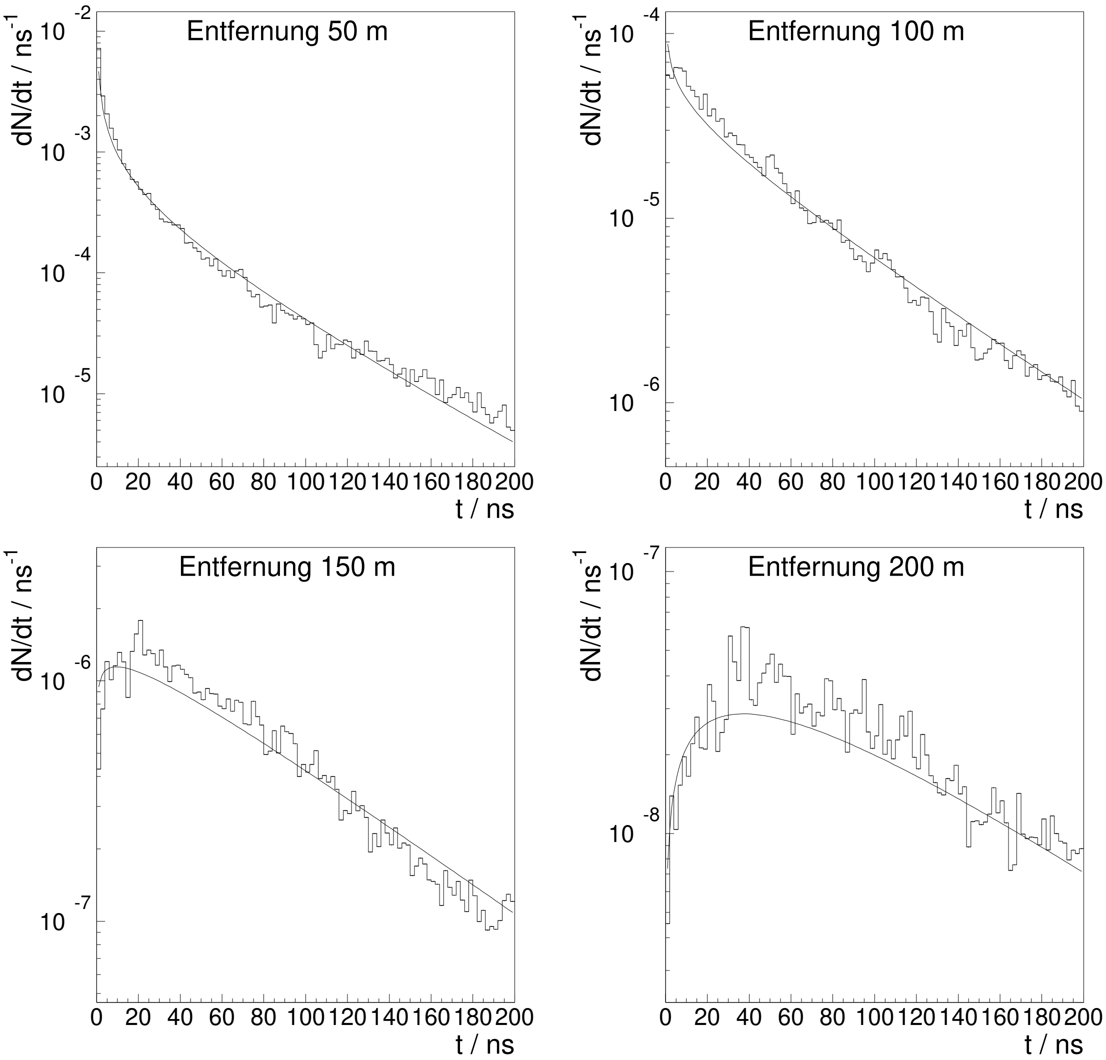


Abbildung 3.23: Simulierte Verteilungen der Ankunftszeitverzögerung t eines durch eine isotrope Lichtquelle erzeugten Photons in verschiedenen Entfernungen. Die Simulation erfolgte für eine Streulänge $\lambda_s = 10\,m$ und eine Absorptionslänge $\lambda_a = 20\,m$. Die gezeigten Kurven entsprechen einer Beschreibung durch Gleichung (3.59) mit den Parametern λ und τ nach Formel (3.63).

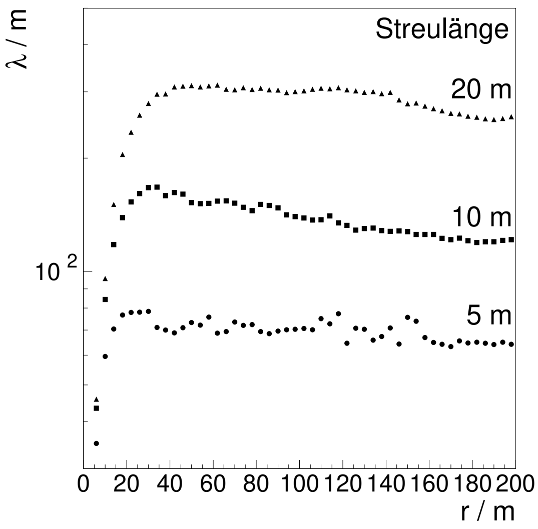


Abbildung 3.24: Abhängigkeit des Parameters λ in Formel (3.59) von der Entfernung r

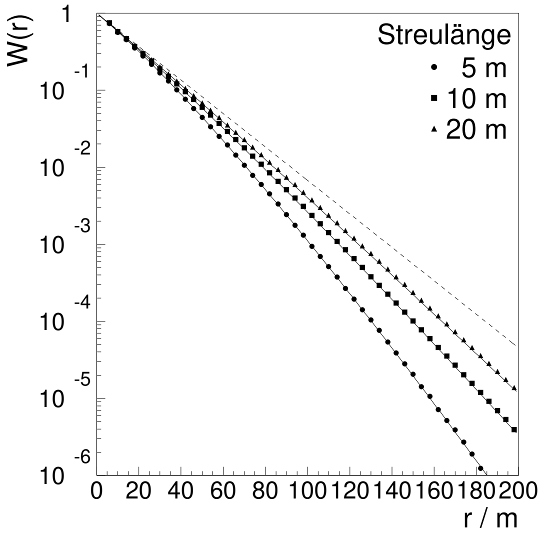


Abbildung 3.25: Ankunftswahrscheinlichkeit $W(r)$ eines Photons in einer Entfernung r bei $\lambda_a = 20\,m$ simuliert (Punkte) und nach Formel (3.60) (Linien)

Entfernungen nimmt ihre Korrelation ab, und sie können getrennt voneinander bestimmt werden. In der Abbildung kann man erkennen, daß λ für große r einen konstanten Wert annimmt, also unabhängig von der Entfernung ist. Im weiteren wird deshalb für λ_2 in Formel (3.58) der Wert Null verwendet. Für den Parameter λ_1 erhält man dann:

Streulänge λ_s	Streuparameter λ	λ_1
$5\,m$	$65\,m$	$13,0$
$10\,m$	$125\,m$	$12,5$
$20\,m$	$256\,m$	$12,8$

(3.61)

Man erkennt an diesen Werten, daß λ im betrachteten Bereich wie vermutet linear von λ_s abhängt und λ_1 unabhängig von λ_s ist. Es folgt für λ_1 der Mittelwert $12,8$.

Mit festem λ kann nun τ erneut bestimmt werden. Man erhält dabei eine lineare Abhängigkeit vom Abstand r, die sich durch die folgenden Parameter beschreiben läßt.

Streulänge λ_s	Streuparameter τ_1	τ_2
$5m$	$3,0\,\frac{ns}{m}$	$1,72\,\frac{ns}{m}$
$10m$	$3,9\,\frac{ns}{m}$	$1,76\,\frac{ns}{m}$
$20m$	$3,8\,\frac{ns}{m}$	$1,78\,\frac{ns}{m}$

(3.62)

Diese Werte sind wie erwartet Konstanten und unabhängig von r und λ_s. Eine Mittelwertbildung ergibt $\tau_1 = 3,6\,\frac{ns}{m}$ und $\tau_2 = 1,75\,\frac{ns}{m}$.

Insgesamt erhält man also für den Fall einer isotropen Punktlichtquelle und einer Streuwinkelverteilung nach Abbildung (3.21) die folgende Beziehung für λ und τ.

$$\begin{aligned} \lambda &= 12,8 \cdot \lambda_s \\ \tau &= 3,6\,\tfrac{ns}{m} \cdot \lambda_s + 1,75\,\tfrac{ns}{m} \cdot r \end{aligned} \tag{3.63}$$

Die mit diesen Werten durch Formel (3.59) definierte Verteilung der Zeitverzögerung t ist in Abbildung (3.23) dargestellt. Ihre gute Übereinstimmung mit der Simulation bestätigt, daß eine Beschreibung der Streuung durch $P(r,t)$ mit den Parametern λ_i und τ_i möglich ist.

In Abbildung (3.25) ist die Ankunftswahrscheinlichkeit $W(r)$ eines Photons bei verschiedenen Streulängen gezeigt. Die gestrichelte Linie entspricht dem erwarteten exponentiellen Verhalten, wenn keine Streuung vorhanden ist. Bei kürzer werdender Streulänge fällt $W(r)$ deutlich stärker mit der Entfernung ab. Die simulierten Werte der Wahrscheinlichkeit (Punkte) zeigen eine gute Übereinstimmung mit dem theoretischen Verhalten nach Formel (3.60) (Linien) bei Verwendung der obigen Parameter λ und τ.

Bei den bisherigen Betrachtungen wurde die Winkelverteilung der Photonen nicht berücksichtigt. Das Simulationsprogramm lieferte für jedes Photon im Abstand r auch den Winkel zwischen seiner momentanen Richtung und der Verbindungslinie zu seiner Quelle. Für die obigen Berechnungen wurden nur Photonen mit Winkeln bis 20° verwendet. Untersuchungen haben jedoch ergeben, daß für Winkel bis 140° die Zeitverteilungen und damit die Parameter λ und τ unverändert bleiben. Erst bei größeren Winkeln steigt die mittlere Zeitverzögerung deutlich an. Inwiefern sich dies auf das Zeitverhalten der Photomultiplier bei Beleuchtung von der Rückseite auswirkt, ist nur schwierig zu berechnen und erfordert eine genaue Simulation der optischen Module. Die weiteren Betrachtungen werden deshalb auf Kanäle beschränkt, die der Lichtquelle zugewandt sind.

3.4.4 Bestimmung der Streulänge

Um die Streulänge λ_s aus den Zeitinformationen der Laserdaten zu bestimmen, müssen sämtliche Prozesse, von der Photonenerzeugung bis zur digitalisierten Auslösezeit des Kanals, berücksichtigt werden. Dies läßt sich leicht durch Monte-Carlo-Simulationen realisiert. Dazu wird im ersten Schritt bei einer vorgegebenen mittleren Photoelektronenzahl für jeden der beiden Photomultiplier eines Kanals die konkrete Anzahl Photoelektronen nach einer Poisson-Statistik simuliert. Jedem der Photoelektronen wird eine Zeitverzögerung zugewiesen, die entsprechend Formel (3.59) verteilt ist und die Streuung der Photonen beschreibt. Anschließend

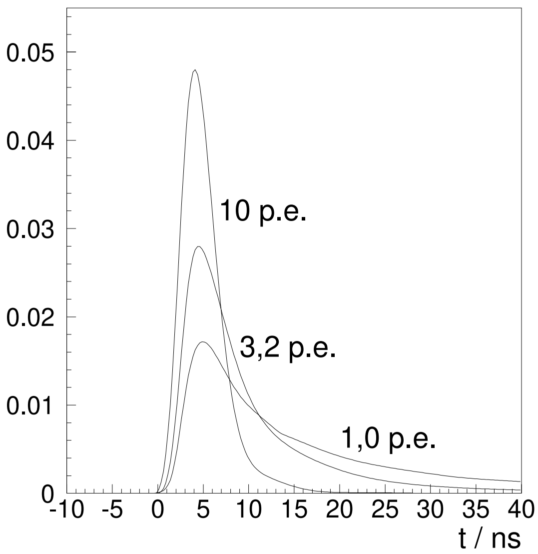


Abbildung 3.26: Simulierte Zeitverteilung eines Kanals für eine Punktlichtquelle in $100\,m$ Entfernung bei $10m$ Streulänge und $20\,m$ Absorptionslänge

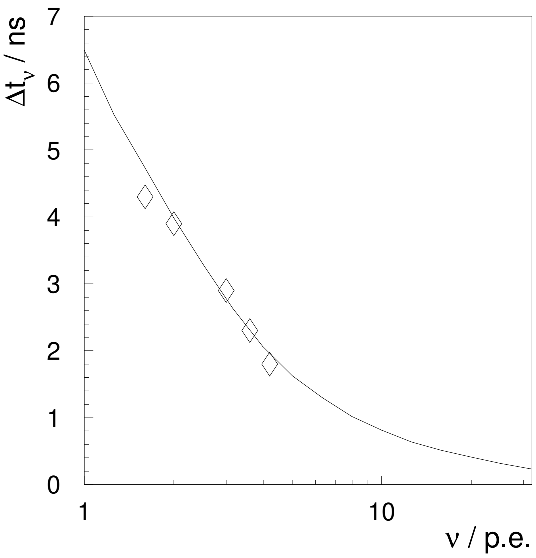


Abbildung 3.27: Auslösezeitverzögerung Δt_ν eines Kanals abhängig von der mittleren Photoelektronenzahl ν gemessen und simuliert für $23\,m$ Streulänge, $22,7\,m$ Absorptionslänge und $140\,m$ Entfernung

erfolgt für jedes Photoelektron eine Simulation der Zeitverteilung des Photomultipliers basierend auf Messungen in [Stre94]. Von jedem der optischen Module wird dann die Auslösezeit des ersten Photoelektrons als Zeitinformation verwendet. Lösen beide Module innerhalb eines Zeitfensters von $15ns$ aus, dann ist die lokale Koinzidenzbedingung erfüllt und die erste der beiden Zeiten wird als Ansprechzeit des Kanals verwendet.

Durch wiederholte Simulation erhält man die Verteilung der Auslösezeiten eines Kanals. Abbildung (3.26) zeigt einige Beispiele bei verschiedenen mittleren Photoelektronenzahlen. Verglichen mit der Zeitverteilung eines einzelnen Photons (Abbildung(3.23)), ist die Zeitverzögerung eines Kanals wesentlich geringer. Ursache dafür ist die strenge Koinzidenzbedingung, die mindestens zwei nachgewiesene Photonen verlangt (eines pro Photomultiplier) und zusätzlich ein Auslösen beider Module innerhalb von $15\,ns$ fordert.

Aus den simulierten Verteilungen kann nun die Zeitdifferenz Δt_{ij} zwischen den mittleren Auslösezeiten eines Kanals bei zwei verschiedenen Amplituden berechnet werden. Sie läßt sich mit der beim Laserexperiment gemessenen Zeitdifferenz $\Delta\tilde{t}_{ij}$ zwischen zwei Abschwächungsstufen bei gleicher Laserposition vergleichen. Zur Bildung von $\Delta\tilde{t}_{ij}$ aus den Meßdaten wird eine Referenzzeit benötigt, die den Zeitpunkt der Erzeugung des Laserpulses definiert. Im folgenden wird dazu Kanal 1 verwendet, der sich dem Laser am nächsten befand. Da seine Amplitude für die ausgewählten Laserpositionen stets größer als $50\,p.e.$ war, kann davon ausgegangen werden, daß seine mittlere Auslösezeit relativ zur Impulszeit des Lasers unverändert geblieben ist. Eine Berechnung von $\Delta\tilde{t}_{ij}$ erfolgt dann durch Differenzbildung zwischen den relativ zu Kanal 1 gemessenen Auslösezeiten des untersuchten Kanals. Zur Bestimmung von $\Delta\tilde{t}_{ij}$ wurden die nach oben gerichteten Module im unteren Teil des Strings 5/6 verwendet. Ihre Entfernungen zum Laser betrugen $130\,..\,160\,m$. Durch die geringen Amplituden der Kanäle waren die Zeitänderungen $\Delta\tilde{t}_{ij}$ zwischen den Laserabschwächungen ausreichend groß, um gemessen werden zu können. Die erhaltenen Ergebnisse sind in der folgenden Tabelle wiedergegeben.

mittlere Photoelektronenzahl		gemessene Zeitdifferenz	simulierte Zeitdifferenz Δt_{ij} bei einer Streulänge $\lambda_s =$			resultierende Streulänge
ν_1	ν_2	$\Delta\tilde{t}_{ij}$	$20\,m$	$22\,m$	$24\,m$	λ_s
13,4	3,0	$2,3\,ns$	$2,9\,ns$	$2,3\,ns$	$2,0\,ns$	$22\,m$
7,2	1,6	$3,2\,ns$	$4,5\,ns$	$3,8\,ns$	$3,3\,ns$	$24\,m$
16,7	4,2	$1,3\,ns$	$2,0\,ns$	$1,6\,ns$	$1,3\,ns$	$24\,m$
8,1	2,0	$2,9\,ns$	$3,9\,ns$	$3,2\,ns$	$2,7\,ns$	$23\,m$
16,2	3,6	$1,8\,ns$	$2,3\,ns$	$1,9\,ns$	$1,7\,ns$	$23\,m$

(3.64)

ν_1 und ν_2 sind die mittleren Photoelektronenzahlen pro Photomultiplier für zwei Abschwächungsstufen des Lasers und $\Delta\tilde{t}_{ij}$ die zwischen ihnen gemessene Zeitdifferenz. Aus einer Simulation erhält man den theoretischen Zeitunterschied Δt_{ij} bei verschiedenen Streulängen. Durch einen Vergleich der gemessenen mit den simulierten Zeitdifferenzen kann daraus die Streulänge λ_s bestimmen werden. Eine Mittelwertbildung der Einzelergebnisse in der Tabelle ergibt $\lambda_s = (23 \pm 1)\,m$. Die mit dieser Streulänge berechnete Abhängigkeit der Zeitverzögerung Δt_ν von der mittleren Photoelektronenzahl ν ist zusammen mit den Meßpunkten in Abbildung (3.27) gezeigt.

Mit Hilfe der Streulänge λ_s ist es nun möglich, aus der in Abschnitt (3.3.6) bestimmten Abschwächungslänge λ_{att} die reine Absorptionslänge λ_a zu bestimmen. Dazu wird die in Abbildung (3.14) gezeigte Entfernungsabhängigkeit der normierten Amplitude I_{norm} nicht durch Formel (3.44) genähert, sondern durch die erwartete Abhängigkeit bei Berücksichtigung der Streuung nach Gleichung (3.60). Man erhält dabei für die Absorptionslänge $\lambda_a = 22,7\,m$. Wie erwartet ist dieser Wert etwas größer als die Abschwächungslänge $\lambda_{att} = 19,9\,m$. Zum Vergleich ist in Abbildung (3.14) die Abhängigkeit mit enthaltener Streuung als gestrichelte Linie dargestellt. Sie zeigt im Bereich bis $200\,m$ Entfernung nur minimale Abweichungen von Gleichung (3.44). Es ist daher möglich, die Entfernungsabhängigkeit der Lichtintensität in diesem Bereich durch eine Exponentialfunktion nach Gleichung (3.41) mit einer Abschwächungslänge λ_{att} als Kombination aus Absorptions- und Streulänge zu beschreiben.

3.5 Zusammenfassung der Wasserparameter

Durch die Berechnungen in diesem Kapitel konnten für die drei optischen Parameter des Wassers im Baikalsee bei einer Wellenlänge von $475\,nm$ die folgenden Werte bestimmt werden.

$$\boxed{\begin{array}{lcll} \lambda_{att} & = & (19,9 \pm 0,2)\,m & \text{(Abschwächungslänge)} \\ \lambda_a & = & (22,7 \pm 0,3)\,m & \text{(Absorptionslänge)} \\ \lambda_s & = & (23 \pm 1)\,m & \text{(Streulänge)} \end{array}} \tag{3.65}$$

Die Angaben gelten für den 2.4.1995. An diesem Tag wurde das Laserexperiment durchgeführt.

Kapitel 4

Rekonstruktion der Myon-Energie

Ein wesentlicher Bestandteil der Datenanalyse ist die Rekonstruktion von Myon-Spuren aus den Ansprechzeiten der Photomultiplier. In der Vergangenheit wurden bereits umfangreiche Untersuchungen dazu vorgenommen. Entsprechende Resultate sind in [Krab95] und [Stre94] erläutert. In diesem Kapitel wird die Möglichkeit untersucht, mit Hilfe der Amplitudeninformation der Photomultiplier die Myon-Energie abzuschätzen.

4.1 Spurrekonstruktion des Myons

4.1.1 Die χ^2-Methode

Die Rekonstruktion der Myon-Spur erfolgt mit Hilfe einer χ^2-Methode. Dazu wird aus den Zeitdifferenzen zwischen den gemessenen Auslösezeiten $\tilde{t}_i$ der Photomultiplier und den bei vorgegebenen Spurparametern erwarteten Ankunftszeiten t_i des Čerenkov-Lichtes eine χ^2-Funktion gebildet. Die Bestimmung der wahrscheinlichsten Spur des Myons erfolgt durch numerische Minimierung der χ^2-Funktion bei Variation der Spurparameter. Im weiteren wird eine reduzierte χ^2-Funktion verwendet.

$$\chi^2 = \frac{1}{n-5} \sum_{i=1}^{n} \frac{\left(\tilde{t}_i - t_i\right)^2}{\sigma_t^2} \tag{4.1}$$

Die Summation erfolgt über alle n Kanäle, die eine Zeitinformation geliefert haben. Das Zeitjitter der Photomultiplier wird üblicherweise als normalverteilt und konstant angenommen und durch die Standardabweichung σ_t beschrieben. Für die weiteren Berechnungen wird $\sigma_t = 5\,ns$ verwendet.

Um die Spur eines Myons eindeutig zu definieren, sind genau 5 Parameter notwendig. Üblich ist die Verwendung der drei Raumkoordinaten x, y und z für den Ort, an dem sich das Myon zu einem festgelegten Zeitpunkt t aufhält, und die Richtung der Spur, definiert durch den Zenitwinkel Θ und den Azimutwinkel φ.

Das Čerenkov-Licht eines Myons kann mit dem Modell einer sich ausbreitenden kegelförmigen Wellenfront beschrieben werden. Als theoretische Ankunftszeit t_i des Čerenkov-Lichtes an einem Photomultiplier erhält man daraus für ein Myon mit nahezu Vakuum-Lichtgeschwindigkeit die folgende Formel.

$$t_i = t_{0i} + \frac{\rho_i}{c_w} \tan \Theta_c \tag{4.2}$$

Dabei bezeichnet ρ_i den kürzesten Abstand des Photomultipliers zur Spur und t_{0i} den Zeitpunkt, zu dem das Myon dem Photomultiplier am nächsten ist. c_w ist die Lichtgeschwindigkeit im Wasser nach Formel (3.3) und $\Theta_c = 41,4°$ der Čerenkov-Winkel.

Zur Bestimmung der 5 Spurparameter wird die Zeitinformation von mindestens 5 Kanälen benötigt. Es ist jedoch sinnvoll, nur Ereignisse mit 6 oder mehr ausgelösten Kanälen zu verwenden, da dann aus dem Wert der χ^2-Funktion im Minimum die Qualität der Rekonstruktion abgeschätzt werden kann. Zusätzlich wird zur Vermeidung von Doppeldeutigkeiten gefordert, daß die ausgelösten Photomultiplier nicht alle in einer Ebene liegen. Man verwendet deshalb nur Ereignisse, bei denen die angesprochenen Kanäle auf mindestens 3 Strings verteilt sind.

Als Anfangsbedingung (0. Näherung) für den Minimierungsalgorithmus können beliebige Spurparameter verwendet werden. Die besten Ergebnisse bei der Rekonstruktion erzielt man mit einer Ebenen-Welle-Näherung ([Miko90]). Dazu wird über eine analytisch minimierbare χ^2-Funktion das Modell einer ebenen Welle an die Zeitsignale der Kanäle angepaßt und die Richtung der Welle als 0. Näherung für die Myon-Richtung verwendet.

4.1.2 Spurrekonstruktion hochenergetischer Myonen

Zur Untersuchung der Rekonstruierbarkeit von Spuren hochenergetischer Myonen wurden für das NT-72 Monte-Carlo-Simulation bei verschiedenen Myon-Energien durchgeführt. Für die Richtung der Spuren wurde eine isotrope Verteilung aus der unteren Hemisphäre gewählt. Die Erzeugung der Myonen erfolgte unmittelbar vor dem Detektor mit einer definierten Flächendichte ϱ_μ. Aus der Anzahl N der simulierten Ereignisse, die eine bestimmte Triggerbedingung erfüllen, läßt sich die effektive Fläche A_{eff} des Detektors für diese Myonen abschätzen.

$$A_{eff} \approx N \cdot \varrho_\mu \tag{4.3}$$

Abbildung (4.1) zeigt A_{eff} in Abhängigkeit von der Myon-Energie bei verschiedenen Triggerbedingungen. Die Bezeichnung Trigger 3/1 bedeutet, daß mindestens 3 Kanäle auf mindestens einem String ausgelöst wurden. Diese Bedingung

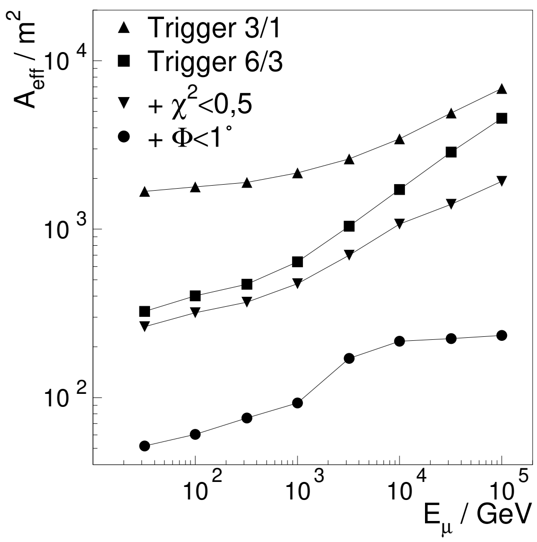


Abbildung 4.1: Energieabhängigkeit der effektiven Fläche des NT-72 bei verschiedenen Triggerbedingungen. χ^2 ist der Wert der Funktion (4.1) für die rekonstruierte Spur. Φ bezeichnet die Winkelabweichung einer zweiten rekonstruierten Spur, die mit anderen Startwerten des Minimierungsalgorithmus erhalten wurde.

entspricht dem im Baikal-Detektor verwendeten Trigger und wird von den ungefilterten Daten erfüllt. Trigger 6/3 ist die verwendete Mindestforderung für eine Rekonstruktion der Myon-Spur.

Man erkennt in der Abbildung, daß die effektive Fläche des Detektors mit der Myon-Energie zunimmt. Bei Trigger 6/3 ist der Anstieg von A_{eff} im Energiebereich von $1 .. 100\,TeV$ annähernd potentiell mit einer Potenz von etwa $0,4$. Hervorgerufen wird dieser Effekt dadurch, daß hochenergetische Myonen durch Schauerbildung deutlich mehr Licht erzeugen als niederenergetische Myonen und auch in größeren Entfernungen vom Detektor registriert werden können. Ebenso sinkt die Zahl der Spuren durch den Detektor, die aufgrund zu geringer Kanalmultiplizität (Anzahl ausgelöster Kanäle) die Triggerbedingungen nicht erfüllen. Die Simulation der Myonen erfolgte mit Hilfe der Programmbibliothek GEANT ([Gean93]), die für Myonen bis etwa $10\,TeV$ ausgelegt ist. Bei höheren Energien können die simulierten Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Prozesse von den tatsächlichen Werten abweichen.

Durch eine numerische Minimierung der χ^2-Funktion nach Formel (4.1) können die Ereignisse, die Triggerbedingung 6/3 erfüllen, rekonstruiert werden. Als Kriterium für die Zuverlässigkeit des Resultates eignet sich der Wert der minimierten χ^2-Funktion. Zum Ausschluß der schlecht rekonstruierten Spuren werden im weiteren nur Ereignisse mit einem χ^2 kleiner als $0,5$ akzeptiert. Dieser Wert wurde anhand der χ^2-Verteilung der $100\,GeV$-Myonen so gewählt, daß etwa 80 % der Spuren kleinere χ^2-Werte aufweisen. Abbildung (4.1) zeigt die effektive Fläche des Detektors für diese Bedingung. Man erkennt daran, daß der Anteil der rekonstruierten Spuren mit großem χ^2 mit der Myon-Energie zunimmt. Verantwortlich dafür sind vermutlich hochenergetische Schauer, die insbesondere bei hohen Myon-Energien auftreten. Sie können dazu führen, daß ein Photomultiplier nicht das Čerenkov-Licht des Myons, sondern das Licht eines Schauers

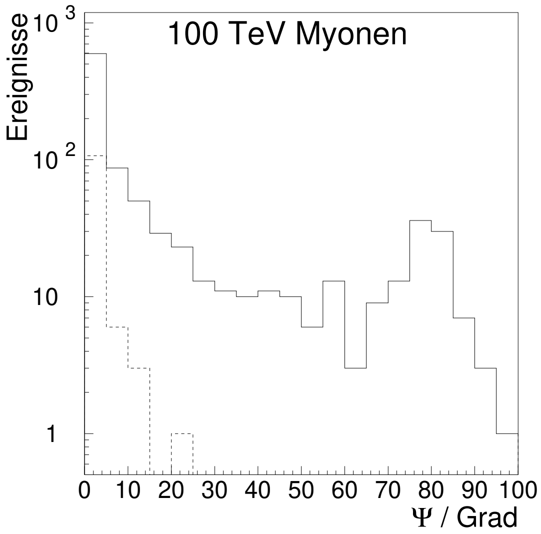


Abbildung 4.2: Verteilung des Winkelfehlers Ψ der Rekonstruktion von $100\,TeV$-Myonen mit $\chi^2 < 0,5$. Die gestrichelte Linie zeigt diejenigen Ereignisse, bei denen eine zweite Rekonstruktion mit anderen Startwerten die gleiche Spur ergab ($\Phi < 1°$).

registriert. Die Auslösezeit wird dann nicht durch das bei der Rekonstruktion verwendete Modell des Čerenkov-Kegels eines Myons beschrieben.

Abbildung (4.2) zeigt die Verteilung des Winkelfehlers Ψ der Rekonstruktion für $100\,TeV$-Myonen. Ψ ist definiert als der Winkel zwischen simulierter und rekonstruierter Spur. In der Abbildung ist zu erkennen, daß ein Teil der Myonen mit großen Winkelfehlern rekonstruiert wurde. Bei niederenergetischen Myonen ist dieser Anteil deutlich geringer. Ursache der Winkelfehler sind vermutlich Mehrdeutigkeiten bei der Rekonstruktion, die sich durch das Auftreten mehrerer Minima in der χ^2-Funktion äußern. Auffällig in der Abbildung ist eine Häufung des Fehlers bei ca. $80°$. Dies entspricht etwa dem Doppelten des Čerenkov-Winkels von $41,4°$. Man kann vermuten, daß diese Fehlrekonstruktion dadurch entsteht, daß ein Myon, welches sich in einiger Entfernung am Detektor vorbei bewegt, ähnliche Zeitsignale hervorruft, wie ein Myon mit einer um den doppelten Čerenkov-Winkel gedrehte Richtung. Abbildung (4.3) verdeutlicht diesen Sachverhalt.

Um die Mehrdeutigkeit der Rekonstruktion auszuschließen, wurde eine Spur, die bezüglich der ersten rekonstruierten Spur um den doppelten Čerenkov-Winkel gedreht ist, als Startwerte für eine erneute Minimierung der χ^2-Funktion verwendet. Findet der Algorithmus dasselbe Minimum wie bei der ersten Rekonstruktion, ist die Wahrscheinlichkeit hoch, daß die Spur richtig rekonstruiert wurde.

Zur Unterdrückung der falsch rekonstruierten Ereignisse kann nun gefordert werden, daß der Winkel Ψ zwischen den Resultaten der beiden Rekonstruktionen klein ist. Die gestrichelte Linie in Abbildung (4.2) zeigt die Winkelfehlerverteilung der Ereignisse mit $\Phi < 1°$. Man erkennt eine deutliche Reduzierung der Spuren mit großen Rekonstruktionsfehlern. Allerdings wird gleichzeitig die Zahl der Ereignisse mit Winkelfehlern kleiner als $5°$ um den Faktor 5 verringert. Die Wahl des maximal erlaubten Wertes von Φ ist nicht kritisch, da für den Fall eines

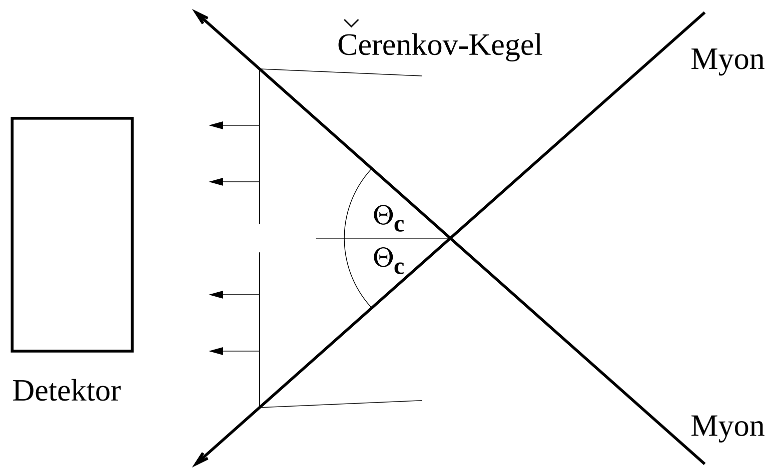


Abbildung 4.3: Mehrdeutigkeiten bei der Spurrekonstruktion

zweiten Minimums der χ^2-Funktion die Spur meist um einen großen Winkel von der ersten Lösung abweicht.

In Abbildung (4.1) ist das Verhalten der effektiven Fläche A_{eff} des Detektors für die Bedingung $\Phi < 1^\circ$ gezeigt. Man erkennt, daß A_{eff} bis etwa $10\,TeV$ mit der Energie ansteigt, darüber jedoch annähernd konstant bleibt. Die hochenergetischen Spuren werden zwar auch in großeren Entfernungen registriert, es treten dann jedoch die beschriebenen Mehrdeutigkeiten bei der Rekonstruktion auf und die Ereignisse werden ausgeschlossen.

4.2 Bestimmung der Myon-Energie

Zur Bestimmung der Energie eines Myons sind verschiedene Methoden denkbar. Man könnte z.B. aus der Länge der Myon-Spur auf die Anfangsenergie schließen oder die hochenergetischen Schauer entlang der Spur untersuchen. Diese Methoden erfordern jedoch große Detektoren, mit denen das Myon über eine lange Wegstrecke verfolgt werden kann. Im diesem Abschnitt wird zur Energierekonstruktion die Amplitudeninformation des Detektors verwendet.

Myonen mit verschiedenen Energien können anhand der Intensität des insgesamt abgestrahlten Čerenkov-Lichtes unterschieden werden. Da sie nahezu Lichtgeschwindigkeit besitzen, nimmt ihre direkte Čerenkov-Strahlung zwar nicht weiter mit der Energie zu (siehe Gleichung (2.5)), jedoch steigt dann die Zahl der bei Kaskaden entstehenden Sekundärteilchen, die ebenfalls Čerenkov-Licht abgeben (siehe Abschnitt (2.1)). Die beiden häufigsten hochenergetischen Wechselwirkungen entlang einer Myon-Spur sind Paarerzeugung und δ-Elektronen. Bei einem $10\,TeV$-Myon treten diese Ereignisse im Mittel alle $5\,m$ bzw. $11\,m$ auf[1] ([Krab95]).

[1] Der Wert von $11\,m$ gilt für δ-Elektronen mit Energien größer $100\,MeV$.

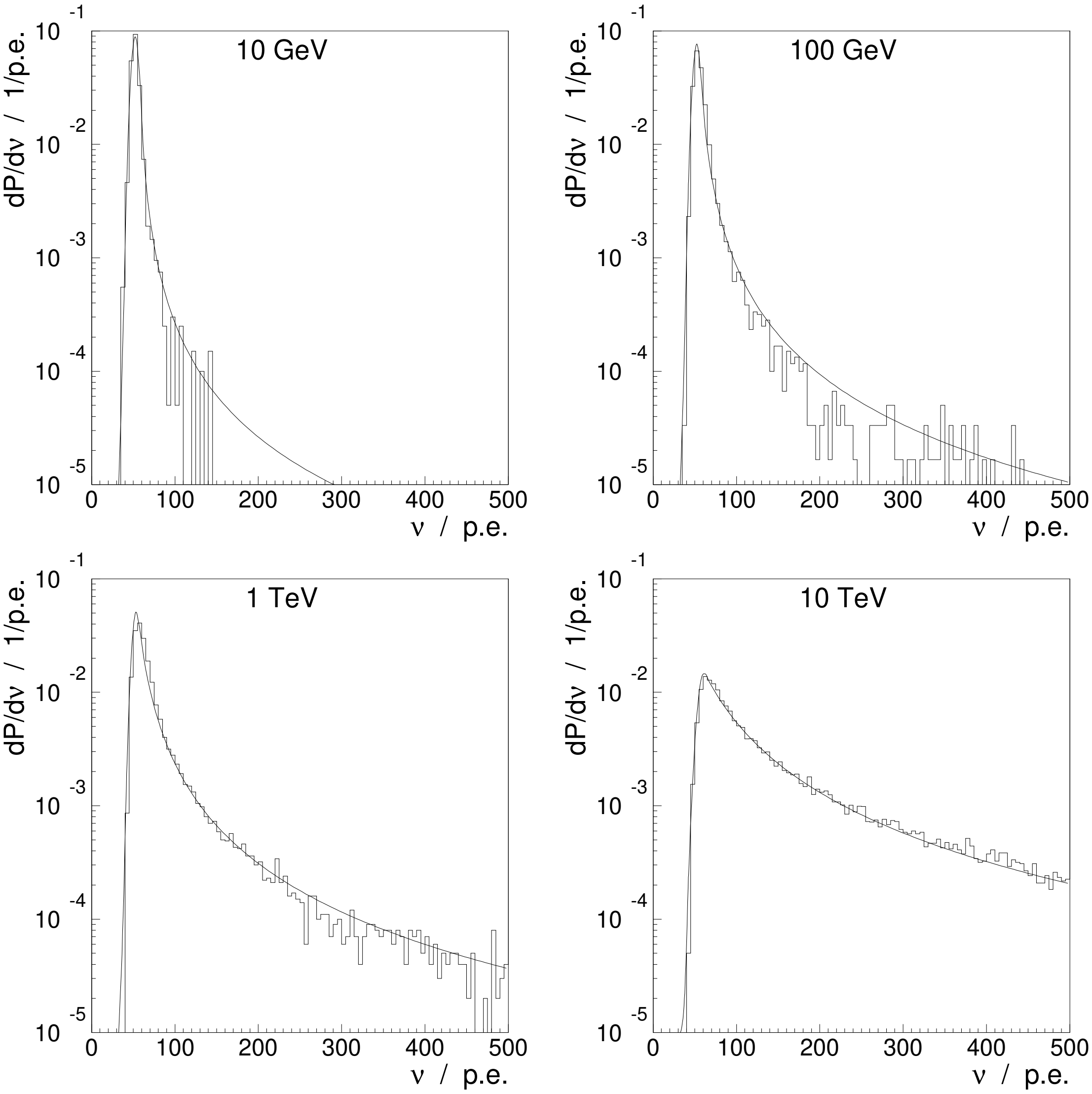
Der Abstand zwischen zwei benachbarten Schauern ist damit kleiner als der zwischen den Photomultipliern, die entlang eines Strings 5 bzw. $7,5\,m$ voneinander entfernt sind. Treten ausschließlich diese beiden Prozesse auf, besteht zwischen den gemessenen Amplituden der Kanäle nur eine geringe Korrelation. Im folgenden wird deshalb angenommen, daß sämtliche Amplituden voneinander statistisch unabhängig sind und jeder Kanal einzeln durch eine Amplitudenverteilung beschrieben werden kann. Zusätzlich zu Paarerzeugung und δ-Elektronen können Schauer auch durch Bremsstrahlung und photonukleare Wechselwirkung entstehen. Diese Prozesse treten bei einem $10\,TeV$-Myon im Mittel zwar nur alle $580\,m$ bzw. $340\,m$ auf, setzen jedoch vergleichsweise große Energiemengen frei. Tritt ein solches Ereignis in der Nähe des Detektors auf, registrieren viele Photomultiplier hauptsächlich das Licht dieses einen Schauers. Die gemessenen Amplituden sind dann stark miteinander korreliert und eine getrennte Betrachtung der Kanäle führt zu einer Überschätzung der Myon-Energie. Die Nichtberücksichtigung der stochastisch auftretenden sehr hochenergetischen Prozesse ist eine Hauptfehlerquelle der im folgenden beschriebenen Methode.

4.2.1 Parametrisierung der Amplitudenverteilung

Zur Rekonstruktion der Energie wird die Verteilung der Amplitude benötigt, die ein Kanal von einem Myon unter bestimmten Bedingungen registriert. Diese ist abhängig von der Energie des Myons, seinem Abstand zum Photomultiplier und der relativen Sensitivität des optischen Moduls. Für das hier verwendete Verfahren zur Energierekonstruktion ist es günstig, die Amplitudenverteilung aus Monte-Carlo-Simulationen zu bestimmen und anschließend zu parametrisieren. Im Anhang ab Seite 87 sind die Formeln für die im folgenden beschriebene Parametrisierung aufgeführt.

In Abschnitt (3.3.1) wurde das Verhalten der Kanäle bei einer vorgegebenen mittleren Photoelektronenzahl theoretisch beschrieben. Mit den berechneten Beziehungen ist es möglich, die relative Sensitivität der Module und die Statistik der Photoelektronen von der Erzeugung und Ausbreitung des Čerenkov-Licht zu trennen. Es genügt daher, die Monte-Carlo-Simulationen der Myonen und die Parametrisierung der Amplitudenverteilung nur für verschiedene Energien und Abstände durchzuführen. Die Reaktion der optischen Module kann dann nachträglich hinzugefügt werden. Eine Simulation der Entfernungsabhängigkeit ist notwendig, da sich die wellenlängenabhängige Absorption des Čerenkov-Lichtes nur schwer analytisch erfassen läßt.

Abbildung (4.4) zeigt Verteilungen der normierten mittleren Photoelektronenzahl ν, die ein Photomultiplier von Myon-Spuren verschiedener Energien in $5\,m$ Entfernung registriert. Die Simulation erfolgte für ein optisches Modul mit der relativen Sensitivität $1,0$. Zusätzlich wurde ν auf einen Myon-Abstand von $1\,m$ normiert. Die tatsächliche mittlere Photoelektronenzahl eines Moduls erhält man



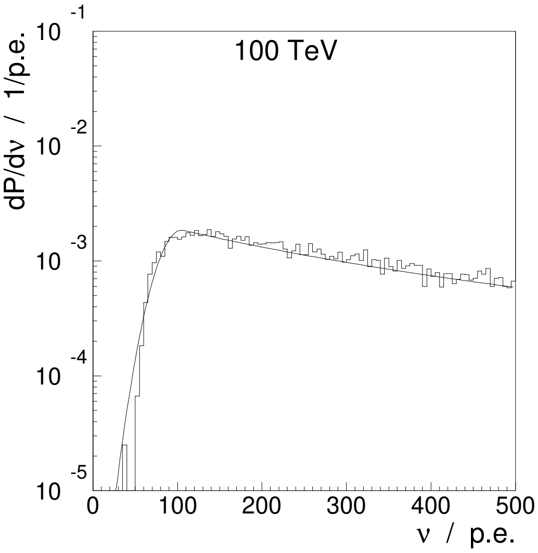


Abbildung 4.4: Verteilung der mittleren Photoelektronenzahl ν für ein Myon in $5\,m$ Entfernung. Die Simulation erfolgte für ein optisches Modul mit der relativen Sensitivität $1,0$. ν wurde auf einen Myon-Abstand von $1\,m$ normiert, ist also etwa 5 mal größer als die tatsächliche mittlere Photoelektronenzahl. Die Kurve zeigt eine Parametrisierung nach Gleichung (A.11) mit den Parametern nach Formel (A.7) bis (A.10).

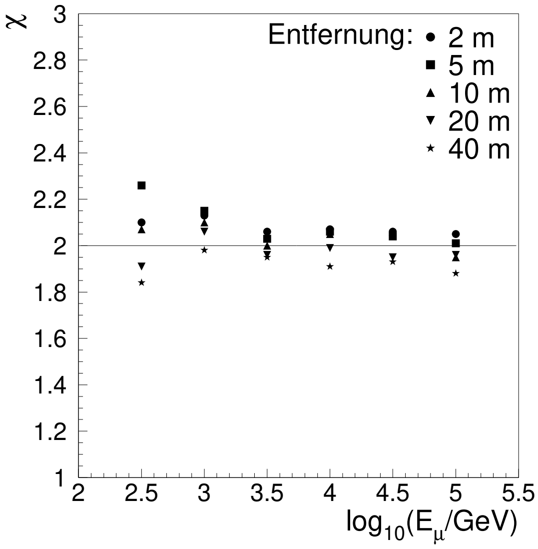


Abbildung 4.5: Asymptotisches Verhalten der Amplitudenverteilung eines Myons bei verschiedenen Energien und Entfernungen. χ ist die Potenz in der Abhängigkeit $\nu^{-\chi}$ und wurde aus den simulierten Verteilungen bestimmt.

durch Multiplikation von ν mit der relativen Sensitivität S nach der folgenden Gleichung.

$$S = \frac{1}{R\,[m]} \cdot \exp\left(-\frac{R}{\lambda_{att} \cdot \sin\Theta_c}\right) \cdot S'_{pm}(\Theta) \cdot Q_k \tag{4.4}$$

Dabei ist R die Entfernung der Myon-Spur, λ_{att} die Abschwächungslänge des Lichtes nach Formel (3.65), Θ_c der Čerenkov-Winkel, $S'_{pm}(\Theta)$ die winkelabhängige Sensitivität des optischen Moduls nach Formel (3.54) und Q_k die Quanteneffizienzkorrektur nach Tabelle (A.4).

Man erkennt in Abbildung (4.4), daß die mittlere Photoelektronenzahl bei geringen Myon-Energien für kleine Werte annähernd gaußverteilt ist. Mit wachsender Energie nimmt der Anteil hochenergetischer Schauer zu und es treten vorwiegend große Amplituden auf. Zur Parametrisierung der Verteilung wird ihr asymptotisches Verhalten für große ν benötigt. Dieses läßt sich annähernd durch eine Potenzfunktion $\nu^{-\chi}$ beschreiben. Abbildung (4.5) zeigt Werte von χ, die aus den simulierten Verteilungen bestimmt wurden. Man erkennt, daß die Verteilung bei hohen Myon-Energien E_μ mit wachsendem ν annähernd quadratisch abfällt. Dieses Ergebnis läßt sich damit erklären, daß von den hochenergetischen Prozessen am häufigsten Paarerzeugung auftritt. Bei dieser Reaktion fällt die Verteilung der Schauerenergie im Bereich 10^{-3}.. $10^{-1}\,E_\mu$ ebenfalls quadratisch ab ([Krab95]).

Zur Parametrisierung der Amplitudenverteilung wird eine zweiteilige Funktion $\widetilde{A}(x)$ verwendet, die für Amplituden x kleiner als x_s durch eine Gaußfunktion mit dem Mittelwert x_0 und der Standardabweichung σ beschrieben wird und für Amplituden größer als x_s quadratisch mit $(x - x_1)^{-2}$ abfällt (siehe Gleichung (A.11)). Der Übergang zwischen beiden Teilen der Funktion wird so gewählt, daß $\widetilde{A}(x)$ in x_s stetig und differenzierbar ist (siehe Gleichung (A.14)). Die Funktion N nach Formel (A.15) normiert $\widetilde{A}(x)$ derart, daß eine Intergration den Wert 1 ergibt.

Mit Hilfe von $\widetilde{A}(\nu)$ können die simulierten Verteilungen von ν (siehe Abbildung (4.4)) parametrisiert werden. Die dabei erhaltenen Parameter $\bar{x}_0$, $\bar{\sigma}$ und $\bar{x}_1$ lassen sich, wie in Formel (A.7) bis (A.10) dargestellt, als Funktion von Energie und Entfernungen des Myons nähern. Die Kurven in Abbildung (4.4) zeigen $\widetilde{A}(\nu)$ mit dieser Parametrisierung.

Die tatsächliche mittlere Photoelektronenzahl ν' eines optischen Moduls erhält man aus $\widetilde{A}(\nu)$ durch Transformation mit der Sensitivität S nach Formel (4.4). Die Verteilung von ν' ist dann $\frac{1}{S}\widetilde{A}(\frac{\nu'}{S})$. Daraus läßt sich die Ansprechwahrscheinlichkeit P_{hit} eines Kanals bestimmen. Man multipliziert dazu $\frac{1}{S}\widetilde{A}(\frac{\nu'}{S})$ mit der Auslösewahrscheinlichkeit $P_{\nu'}$ nach Formel (3.27) und integriert über ν'. Das Ergebnis dieser Berechnung ist die Funktion $\widetilde{P}_{hit}$ nach Formel (A.13) bzw. bei Berücksichtigung der Effektivität P_{eff} nach Abschnitt (3.3.2) die Funktion P_{hit} nach Formel (A.3).

Zur genauen Bestimmung der Amplitudenverteilung $A(x)$ eines Kanals müßte die Verteilung $\frac{1}{S}\widetilde{A}(\frac{\nu'}{S})$ der mittleren Photoelektronenzahl ν' mit der Funktion $A(x,\nu')$ nach Gleichung (3.26) gefaltet werden. Da dies nicht analytisch möglich ist, wird eine Näherung der Verteilung berechnet. Die Beschreibung von $A(x)$ erfolgt wie bei $\widetilde{A}(\nu)$ durch eine zweiteilige Funktion, bestehend aus einem gaußförmigen und einem quadratisch abfallenden Teil. Es werden jedoch andere Parameter x_0, σ und x_1 verwendet. Diese lassen sich aus den Parametern $\bar{x}_0$, $\bar{\sigma}$ und $\bar{x}_1$ der normierten Verteilung $\widetilde{A}(\nu)$ und der Sensitivität S bestimmen. Für den Fall, daß in $\frac{1}{S}\widetilde{A}(\frac{\nu'}{S})$ der gaußsche Anteil dominiert, wird $A(x)$ ebenfalls annähernd durch eine Gaußfunktion beschrieben. Deren Mittelwert x_0 läßt sich durch Anwendung von Formel (3.26b) auf $\bar{x}_0$ näherungsweise berechnen. Man erhält dabei Gleichung (A.4). Die Breite σ der Gaußfunktion wird durch quadratische Addition von $\bar{\sigma}$ aus Gleichung (A.8) und σ_ν aus Formel (3.26c) berechnet. Dabei erhält man Gleichung (A.5). Ist dagegen der quadratisch abfallende Teil von $\frac{1}{S}\widetilde{A}(\frac{\nu'}{S})$ wesentlich, hat eine Faltung mit $A(x,\nu')$ nur einen geringen Einfluß auf $A(x)$. Es wird daher gefordert, daß für große x die Verteilung $A(x)$ der Amplitude mit der Verteilung $\frac{1}{S}\widetilde{A}(\frac{x}{S})$ der mittleren Photoelektronenzahl übereinstimmt. Man erhält dabei für den Parameter x_1 die Gleichung (A.6). Weiterhin muß gelten, daß eine Integration über $A(x)$ die Auslösewahrscheinlichkeit P_{hit} nach Formel (A.3) ergibt. Insgesamt erhält man eine genäherte Beschreibung der Amplitudenverteilung $A(x)$ eines Kanals nach Formel (A.1).

Eine weitere Funktion zur Beschreibung des Amplitudensignals ist die Wahrscheinlichkeit $P_{max}(x_m)$, daß die Amplitude eines Kanals über einer Schwelle x_m liegt. Sie wird verwendet, wenn der maximal erlaubte Wert x_m der Amplitude überschritten wurde, die Amplitude also nicht mehr im linearen Bereich liegt. Dieser Fall tritt allerdings nur sehr selten ein. Man erhält für $P_{max}(x_m)$ durch Integration über $A(x)$ von $x_m \,..\, \infty$ die Gleichung (A.2).

Mit den drei Funktionen P_{hit}, $A(x)$ und $P_{max}(x_m)$ ist es nun möglich, für jeden Kanal die Wahrscheinlichkeit seines Auslösens bzw. Nichtauslösens zu berechnen.

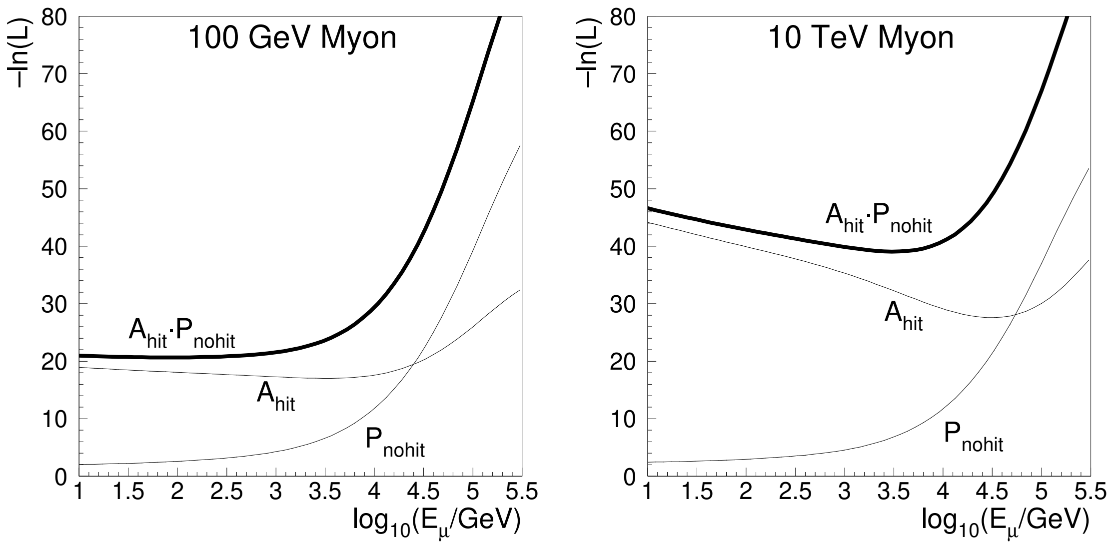


Abbildung 4.6: Negativer Logarithmus der Maximum-Likelihood-Funktion $L(\varepsilon)$ nach Gleichung (4.5) für zwei simulierte Myonen. P_{nohit} ist der Beitrag aller nicht ausgelösten und A_{hit} der aller ausgelösten Kanäle. Bei beiden Ereignissen ist das χ^2 der rekonstruierten Spur etwa $0,1$.

4.2.2 Die Maximum-Likelihood-Methode

Die Rekonstruktion der Myon-Energie erfolgt mit Hilfe einer Maximum-Likelihood-Methode. Dazu wird eine Funktion $L(\varepsilon)$ mit $\varepsilon = \log_{10}(E_\mu/GeV)$ definiert, die aus dem Produkt der Einzelwahrscheinlichkeiten aller Kanäle besteht.

$$L(\varepsilon) = \prod_i (1 - P_{hit,i}) \cdot \prod_j A_j(x_j) \cdot \prod_k P_{max,k} \tag{4.5}$$

Das erste Produkt faßt die Wahrscheinlichkeit für ein Nichtauslösen aller Kanäle, die nicht angesprochen haben, zusammen. $A_j(x_j)$ ist die Wahrscheinlichkeitsdichte dafür, daß ein Kanal die Amplitude x_j liefert. $P_{max,k}$ wird verwendet, wenn ein Kanal auslöst, die Amplitude aber den maximal erlaubten Wert überschreitet.

Eine Bestimmung der Myon-Energie erfolgt durch Suche des Maximums der Wahrscheinlichkeitsfunktion $L(\varepsilon)$. Es ist üblich, anstelle von $L(\varepsilon)$ den negativen Logarithmus $-\ln L(\varepsilon)$ zu verwenden. Eine Rekonstruktion von ε wird dann durch Minimierung dieser Funktion erreicht. Zur Abschätzung des Fehlers $\Delta\varepsilon$ von ε wird $-\ln L(\varepsilon)$ im Minimum durch eine Parabel genähert. Diese hat bei den Fehlergrenzen $\varepsilon \pm \Delta\varepsilon$ einen um $0,5$ größeren Wert als in ihrem Minimum ([Lyon86]).

Abbildung (4.6) zeigt zwei Beispiele einer Maximum-Likelihood-Funktion für ein Myon definierter Energie. Die Funktion des $100\,GeV$-Myons ist um ihr Minimum deutlich flacher als die des $10\,TeV$-Myons. Dadurch ist die Rekonstruktionsgenauigkeit der Energie des höherenergetischen Myons besser. Ursache dafür ist, daß die Intensität des gesamten Čerenkov-Lichtes bei kleineren Myon-Energien nur gering, bei größeren jedoch stark mit der Energie zunimmt (siehe auch Formel (2.6)). Es ist deshalb mit dieser Methode nur möglich, hohe Myon-Energien zu rekonstruieren.

4.2.3 Rekonstruktion der Energie

Zur Untersuchung der Energie-Rekonstruktion wurden Myonen definierter Energie simuliert und, wie in Abschnitt (4.1) beschrieben, rekonstruiert. Die Erzeugung der Spuren erfolgte mit einer isotropen Winkelverteilung aus der unteren Hemisphäre. Die Myon-Energie wurde mit der beschriebenen Maximum-Likelihood-Methode über eine Minimierung der Funktion $-\ln L(\varepsilon)$ bestimmt.

Abbildung (4.7) zeigt Verteilungen der rekonstruierten Myon-Energie bei verschiedenen Energien der simulierten Spur. Als Auswahlkriterium der Ereignisse wurde $\chi^2 < 0,5$ verwendet. Man erkennt in der Abbildung eine deutliche Verschiebung der Verteilungen mit der Energie. Die Mittelwerte liegen in der Nähe der simulierten Energien, sind jedoch oberhalb $10\,TeV$ um $0,2\,..\,0,3$ zu kleineren Werten verschoben. Die Balken am linken und rechten Rand der Histogramme zeigen diejenigen Ereignisse, bei denen $-\ln L(\varepsilon)$ im Bereich $\varepsilon = 1,0\,..\,5,5$ kein Minimum besaß und die Maximum-Likelihood-Methode nicht konvergierte. Diese Ereignisse werden im weiteren nicht berücksichtigt.

In Abbildung (4.7) ist ebenfalls der Fehler $\Delta \log_{10}(E_\mu/GeV)$ der Rekonstruktion gezeigt, den man aus einer Parabelnäherung von $-\ln L(\varepsilon)$ im Minimum erhält. Für kleinere Energien ist der Fehler vergleichsweise groß. Energien unterhalb von etwa $10\,TeV$ lassen sich dadurch nur sehr ungenau bestimmen. Für $100\,TeV$-Myonen liegt der Rekonstruktionsfehler bei etwa $0,2$. Im Vergleich dazu ist die Breite der zugehörigen Energie-Verteilung deutlich größer. Man erkennt daran, daß die größten Ungenauigkeiten der Rekonstruktion nicht durch die statistische Schwankungen entsprechend den Verteilungen P_{hit}, $A(x)$ und $P_{max}(x_m)$ entstehen, sondern durch das stochastische Auftreten von Schauerereignissen, die von mehr als einem Kanal registriert werden. Die gemessenen Amplituden sind dann nicht, wie bei der Maximum-Likelihood-Methode vorausgesetzt, unkorreliert.

Abbildung (4.8) zeigt die Abhängigkeit der rekonstruierten Energie E_{fit} der Myonen von der simulierten Energie E_{gen}. Dargestellt sind Mittelwerte und Standardabweichungen von Gaußfunktionen, die an die Verteilungen angepaßt wurden. Die Mittelwerte der rekonstruierten Energie sind oberhalb von $10\,TeV$ um etwa $0,3$ geringer als die simulierten Energien. Verursacht wird dies vermutlich durch die stark asymmetrische Form der Likelihood-Funktion (vgl. Abbildung (4.6)). Korrigiert man diese Verschiebung, kann oberhalb von $10\,TeV$ die Myon-Energie mit einer Genauigkeit von einer halben Größenordnung bestimmt werden.

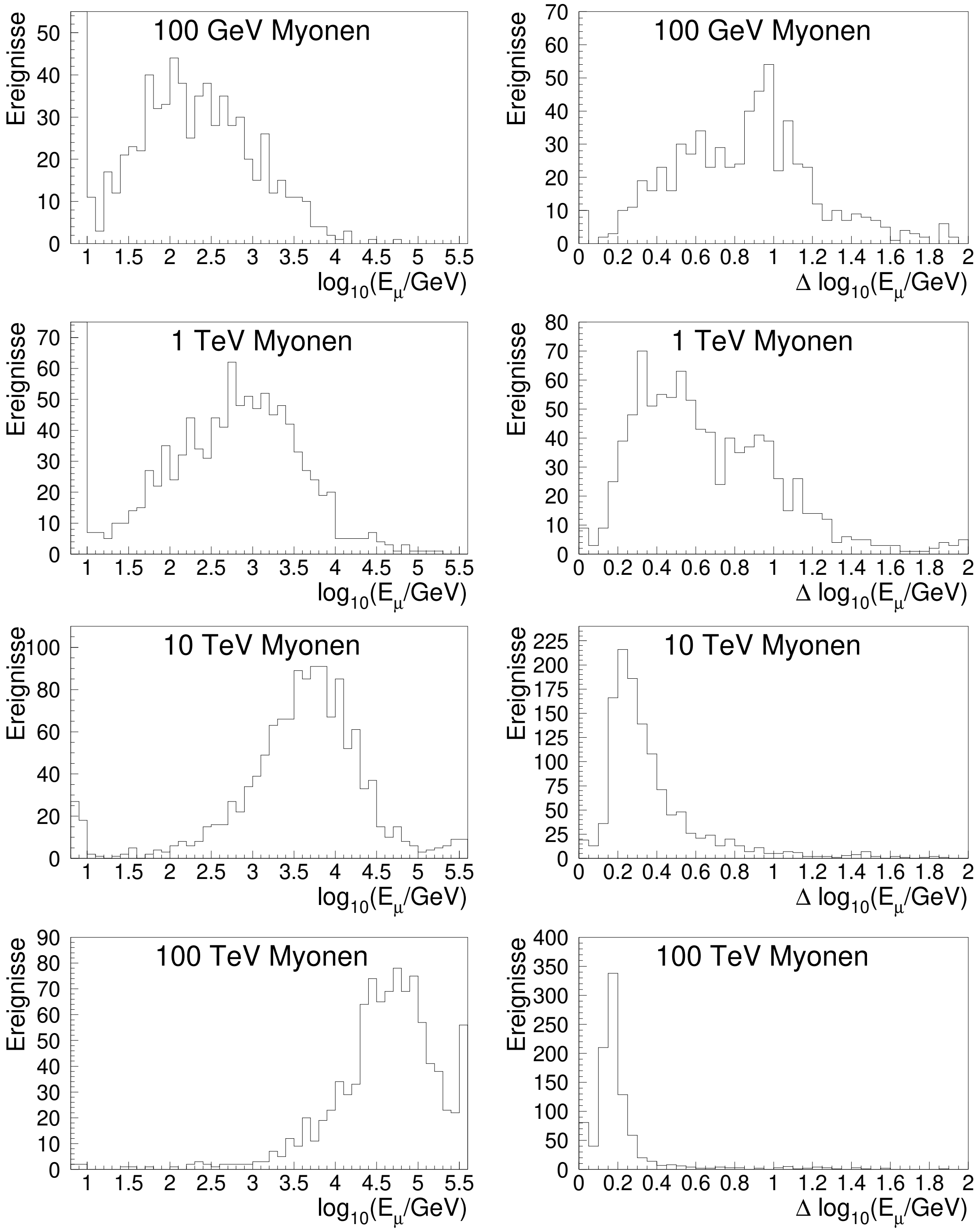


Abbildung 4.7: Verteilung des Logarithmus der rekonstruierten Myon-Energie $\log_{10}(E_\mu/GeV)$ (links) und des Rekonstruktionsfehlers $\Delta \log_{10}(E_\mu/GeV)$ (rechts) bei verschiedenen simulierten Energien (Histogrammüberschriften). Als Auswahlkriterium der Ereignisse wurde $\chi^2 < 0,5$ verwendet.

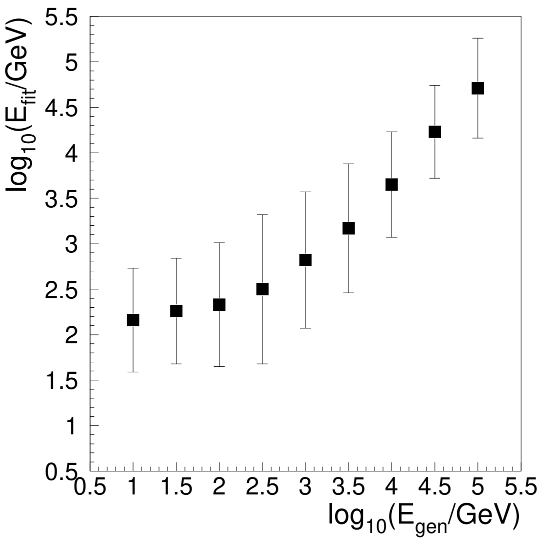


Abbildung 4.8: Abhängigkeit des Mittelwertes der rekonstruierten Myon-Energie E_{fit} von der Energie E_{gen} der simulierten Spur. Die Fehlerbalken zeigen die Breiten der Verteilungen von E_{fit}, die man durch Anpassung von Gaußfunktionen erhält. Als Auswahlkriterium der Ereignisse wurde $\chi^2 < 0,5$ verwendet.

4.3 Unterdrückung niederenergetischer Myonen

Eine Verfahren zur Reduzierung der Zahl atmosphärischer Myonen gegenüber der Zahlen von Neutrino-Ereignissen ist die Auswahl von Spuren hoher Energie. Dies ist möglich, da das Spektrum der atmosphärischen Myonen stärker mit der Energie abfällt, als das der Myonen von AGN-Neutrinos (vgl. Abbildung (1.2)).

Abbildung (4.9) zeigt die Verteilung der rekonstruierten Energien atmosphärischer Myonen simuliert und gemessen für das NT-72. Von den 36 Kanälen des Detektors wurden 22 zur Rekonstruktion verwendet[2]. Zur Auswahl der Ereignisse wurde für die simulierten Spuren $\chi^2 < 0,5$ und für die gemessenen Spuren $\chi^2 < 1$ gefordert (vgl. Abschnitt (4.1)). Diese Unterscheidung ist notwendig, da die χ^2-Verteilung der gemessenen Spuren etwa doppelt so breit war wie die der simulierten Spuren. Ursache dafür sind die ab Seite 32 beschriebenen systematischen Zeitabweichungen der Kanäle, die in den Monte-Carlo-Simulationen nicht berücksichtigt wurden. Die doppelt so großen χ^2-Werte entsprechen nach Formel (4.1) einem zusätzlichen Zeitfehler von etwa $2\,ns$ pro Kanal.

Zur Selektion hochenergetischer Spuren kann eine untere Energieschwelle festgelegt werden. Ebenso ist, wie in Abbildung (4.7) zu sehen, eine obere Schwelle des Rekonstruktionsfehlers $\Delta\varepsilon$ möglich. Abbildung (4.10) zeigt die effektive Fläche des NT-72, wenn zusätzlich zu den in Abschnitt (4.1) verwendeten Kriterien $\varepsilon > 4$ und $\Delta\varepsilon < 0,2$ gefordert wird. Man erreicht durch diese Bedingung eine Unterdrückung der $1\,TeV$-Myonen um den Faktor 40. Der gleichzeitige Verlust von Spuren mit Energien über $100\,TeV$ ist dagegen gering.

[2]Zur Rekonstruktion wurden die 22 Kanäle 1, 2, 3, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 13, 16, 18, 19, 20, 27, 28, 30, 31, 32, 34, 35 und 36 verwendet.

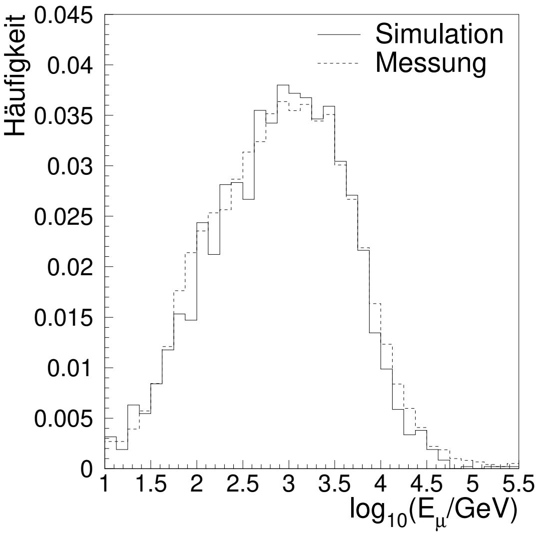


Abbildung 4.9: Verteilung der rekonstruierten Energien atmosphärischer Myonen für das NT-72 bei Verwendung von 22 Kanälen.

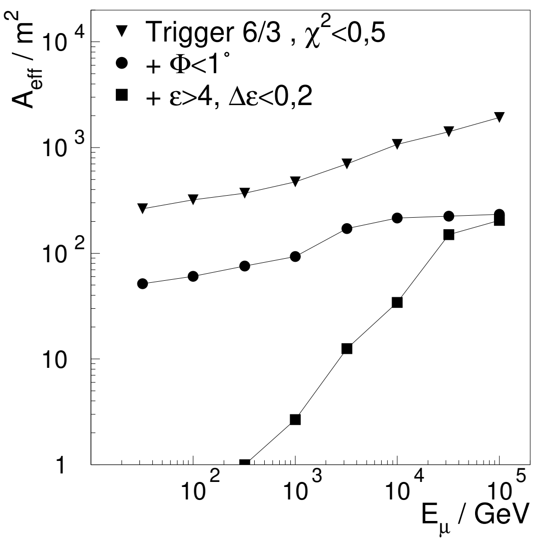


Abbildung 4.10: Effektive Fläche des NT-72 bei Auswahl hochenergetischer Spuren (vgl. Abbildung(4.1)). ε ist der Logarithmus $\log_{10}(E_\mu/GeV)$ der rekonstruierten Energie und $\Delta\varepsilon$ der Rekonstruktionsfehler.

Das Auswahlkriterium für hochenergetische Spuren kann zur Unterdrückung atmosphärischer Myonen verwendet werden. Die folgende Tabelle zeigt die Anzahl von Ereignissen, die bestimmte Auswahlbedingungen erfüllen. Darin enthalten sind Simulationen des vollständigen NT-72 sowie die eines NT-72 mit reduzierter Photomultiplierzahl. Beide Simulationen wurden mit demselben Satz von Myon-Spuren durchgeführt. Im Vergleich dazu sind Daten gezeigt, die im April 1995 vom Baikal-Detektor über insgesamt etwa $1,5$ Tage gemessen wurden. Das Verhältnis dieser Ereigniszahlen zu denen der Simulationen ist willkürlich.

Auswahlkriterium	Monte-Carlo-Simulation NT-72		Messung NT-72
	36 Kanäle	22 Kanäle	22 Kanäle
Trigger 6/3	35492	10911	149841
+ $\chi^2 < 0,5$ bzw. $1,0$	20151	4679	39771
+ $\Phi < 1°$	3015	440	2228
zusätzlich:			
$\varepsilon > 4$, $\Delta\varepsilon < 0,2$	44	1	5
$\cos\Theta < -0,1$	1	0	3
$\varepsilon > 4$, $\Delta\varepsilon < 0,2$ und $\cos\Theta < -0,1$	0	0	0

(4.6)

Die ersten drei Kriterien wurden bereits in Abschnitt (4.1) erläutert. Θ bezeichnet den Zenitwinkel der rekonstruierten Spur. Ein negativer Wert von $\cos\Theta$ entspricht einem von unten kommenden Myon.

Die Anwendung des Auswahlkriteriums für hochenergetische Spuren führt bei dem vollständigen NT-72 zu einer Unterdrückung atmosphärischer Myonen um den Faktor 70. Für das NT-72 mit 22 Kanälen ist dieser Faktor etwa 400. Wie stark sich dieses Kriterium auf die Zahl der als von unten kommend rekonstruierten atmosphärischen Myon ($\cos\Theta < 0$) auswirkt, läßt sich aufgrund der geringen Statistik nicht ermitteln. In der Tabelle ist eine Reduzierung ihrer Zahl von 1 bzw. 3 auf Null zu erkennen. Um genauere Aussagen über die Wirksamkeit dieses Auswahlkriteriums treffen zu können, sind sowohl umfangreiche Monte-Carlo-Simulationen als auch Messungen über längere Zeiträume notwendig.

Kapitel 5

Zusammenfassung

Im ersten Teil dieser Arbeit wurde die Reaktion des NT-72 auf Beleuchtung mit einem Laser als definierter Punktlichtquelle untersucht. Es konnte gezeigt werden, daß sich die Position des Lasers bis in Entfernungen von $30..40\,m$ vom Detektormittelpunkt gut rekonstruieren läßt. Die gemessenen Zeitsignale der Kanäle stimmen mit einer Genauigkeit besser als $5\,ns$ mit den theoretischen Werten überein.

Bei Untersuchungen der Amplitudeninformation des Detektors wurde gezeigt, daß die bisher verwendeten Kalibrationsverfahren Ungenauigkeiten aufweisen. Mit Hilfe der Lasermessungen konnten Korrekturen ermittelt werden, die eine Kalibration der Amplituden mit 10-prozentiger Genauigkeit erlauben. Untersuchungen zur Statistik des Amplitudensignals ermöglichten die Korrektur von beobachteten Nichtlinearitäten. Bei einer Kalibration des Detektors über das Spektrum atmosphärischer Myonen wurde eine Übereinstimmung mit der Laserkalibration mit 15-prozentiger Genauigkeit erreicht.

Für Entfernungen zwischen 40 und $160\,m$ konnte die Abschwächung des Laserlichtes im Wasser über vier Größenordnungen gemessen werden. Daraus wurde die Abschwächungslänge λ_{att} im Baikalsee bei einer Wellenlänge von $475\,nm$ bestimmt.

$$\lambda_{att} = (19,9 \pm 0,2)\,m \tag{5.1}$$

Im dritten Teil der Arbeit wurde ein Modell erarbeitet, welches den Einfluß der Streuung auf die Ankunftszeiten der Photonen beschreibt. Aus Messungen der Zeitverzögerung des Laserlichtes konnte die Streulänge λ_s des Wassers bestimmt werden.

$$\lambda_s = (23 \pm 1)\,m \tag{5.2}$$

Daraus ergab sich die reine Absorptionslänge λ_a.

$$\lambda_a = (22,7 \pm 0,3)\,m \tag{5.3}$$

Es ist damit durch die Lasermessungen gelungen, die drei wichtigsten optischen Parameter des Wassers mit einer guten Genauigkeit zu bestimmen.

In Kapitel 4 wurden Untersuchungen zur Rekonstruktion der Myon-Energien beschrieben. Es konnte gezeigt werden, daß eine Rekonstruktion von Energien oberhalb $10\,TeV$ mit einer Genauigkeit von etwa einer halben Größenordnung möglich ist. Durch Selektion hochenergetischer Spuren wurde eine Reduzierung der Zahl atmosphärischer Myonen um den Faktor $4 \cdot 10^2$ erreicht. Im Rahmen der statistischen Fehler stimmen die Ergebnisse der Monte-Carlo-Simulationen mit denen der experimentellen Daten überein.

Anhang A

A.1 Parametrisierung der Amplitudenverteilung

In diesem Abschnitt werden die Formeln zur Parametrisierung der von einem Myon erzeugten Amplitudenverteilung aufgeführt. Die ihnen zugrundeliegenden Überlegungen sind in Abschnitt (4.2.1) erläutert.

Zur Beschreibung des Amplitudenverhaltens eines Kanals benötigt man drei Wahrscheinlichkeitsfunktionen. $A(x)$ ist die Wahrscheinlichkeitsdichte dafür, daß der Kanal den Amplitudenwert x liefert. $P_{max}(x_m)$ beschreibt die Wahrscheinlichkeit, daß die Amplitude größer als eine Schwelle x_m ist. Diese Funktion wird verwendet, wenn die Amplitude eines Kanals den maximal erlaubten Wert x_m nach Tabelle (A.4) überschreitet. $P_{hit}(S)$ ist die Gesamtwahrscheinlichkeit dafür, daß ein Kanal ausgelöst wird. Aus ihr läßt sich die Wahrscheinlichkeit für ein Nichtansprechen des Kanals berechnen. Die relative Sensitivität S eines optischen Moduls wird nach Formel (4.4) für eine vorgegebene Myon-Spur bestimmt. P_{eff} ist die Effektivität eines Kanals nach Abschnitt (3.3.2). E_μ bezeichnet die Energie des Myons und R seinen Abstand zum Photomultiplier.

$$A(x; S, E_\mu, R) = P_{hit}(S; E_\mu, R) \cdot \frac{1}{S} \cdot \tilde{A}\left(\frac{x}{S}; x_0, \sigma, x_1\right) \tag{A.1}$$

$$P_{max}(x_m; S, E_\mu, R) = P_{hit}(S; E_\mu, R) \cdot \frac{1}{S} \cdot \tilde{P}_{max}\left(\frac{x_m}{S}; x_0, \sigma, x_1\right) \tag{A.2}$$

$$P_{hit}(S; E_\mu, R) = \tilde{P}_{hit}(S; \bar{x}_0, \bar{\sigma}, \bar{x}_1) \cdot P_{eff} \tag{A.3}$$

Die drei Größen x_0, σ und x_1 sind Parameter der Amplitudenverteilung und werden bei einer vorgegebenen relativen Sensitivität S nach Formel (4.4) aus den von S unabhängigen Parametern $\bar{x}_0$, $\bar{\sigma}$ und $\bar{x}_1$ bestimmt. σ_1 und σ_e sind Eigenschaften der Photomultiplier, die in Abschnitt (3.3.1) erläutert wurden.

$$x_0 = \frac{\bar{x}_0}{1 - \exp(-S \cdot \bar{x}_0)} \tag{A.4}$$

$$\sigma^2 = \bar{\sigma}^2 + (1 + \sigma_1^2) \cdot \frac{x_0}{S} - \exp(-S \cdot \bar{x}_0) \cdot x_0^2 + \frac{\sigma_e^2}{S^2} + (0,1 \cdot x_0)^2 \tag{A.5}$$

$$x_1 = x_0 - 2\sigma \cdot \mathrm{j}^{-1}\left(\frac{\sigma \cdot \tilde{P}_{hit}(S; \bar{x}_0, \bar{\sigma}, \bar{x}_1) \cdot N(\bar{x}_0, \bar{\sigma}, \bar{x}_1)}{(\bar{x}_s - \bar{x}_1)^2}\right) \tag{A.6}$$

Die Parameter $\bar{x}_0$, $\bar{\sigma}$ und $\bar{x}_1$ beschreiben die Verteilung der mittlere Photoelektronenzahl, die ein optischer Modul mit der relativen Sensitivität $S = 1,0$ nach Formel (4.4) von einem Myon der Energie E_μ im Abstand R registriert. $\bar{x}_0$, $\bar{\sigma}$ und $\bar{x}_1$ wurden aus Monte-Carlo-Simulationen bestimmt und als Funktionen von ε und ϱ parametrisiert. Die angegebene Näherung ist eine gute Beschreibung für $\varepsilon = 1,0\,..\,5,5$ und $R = 1\,..\,50\,m$.

$$\bar{x}_0 = a_1 + \exp(a_2 + a_3 \cdot \varepsilon) \qquad \text{mit} \quad a_1 = \begin{pmatrix} 74,6 \\ -32,0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ \varrho \end{pmatrix}$$

$$a_2 = \begin{pmatrix} -0,84 \\ -11,89 \\ 9,85 \\ -1,96 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ \varrho \\ \varrho^2 \\ \varrho^3 \end{pmatrix} \quad , \quad a_3 = \begin{pmatrix} 0,596 \\ 3,172 \\ -2,451 \\ 0,524 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ \varrho \\ \varrho^2 \\ \varrho^3 \end{pmatrix} \tag{A.7}$$

$$\bar{\sigma} = \bar{x}_0 \cdot (0,08 + \exp(-10,7 + 1,76 \cdot \varepsilon)) \tag{A.8}$$

$$\bar{x}_1 = \bar{x}_0 + 6,0 - 4,0 \cdot \varepsilon - \exp(-5,5 + 2,34 \cdot \varepsilon) \tag{A.9}$$

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \log_{10}(E_\mu/GeV) \\ \varrho &= \log_{10}(R/m) \end{aligned} \tag{A.10}$$

$\widetilde{A}(x)$ ist eine zweiteilige Funktion, die für $x \leq x_s$ durch eine Gaußfunktion mit dem Mittelwert x_0 und der Standardabweichung σ beschrieben wird, und für $x > x_s$ quadratisch abfällt. Mit x_s nach Formel (A.14) ist der Übergang zwischen beiden Teilen der Funktionen stetig und differenzierbar. $\widetilde{P}_{max}(x_m)$ und $\widetilde{P}_{hit}(S)$ sind analytisch gelöste Integrale über $\widetilde{A}(x)$. Bei $\widetilde{P}_{max}(x_m)$ erfolgte die Integration von x_m bis ∞ und bei $\widetilde{P}_{hit}(S)$ zwischen 0 und ∞. $W^{<S}_{1p.e.}$ ist eine Eigenschaft der Photomultiplier die in Abschnitt (3.3.1) erläutert wurde.

$$\widetilde{A}(x; x_0, \sigma, x_1) = \frac{1}{N(x_0,\sigma,x_1)} \cdot \left\{ \begin{array}{ll} \dfrac{\exp\left(-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}\right)}{\exp\left(-\frac{(x_s-x_0)^2}{2\sigma^2}\right)} & \text{für} \quad x \leq x_s \\ \dfrac{(x_s - x_1)^2}{(x - x_1)^2} & \text{für} \quad x > x_s \end{array} \right\} \tag{A.11}$$

$$\widetilde{P}_{max}(x_m; x_0, \sigma, x_1) = \left\{ \begin{array}{ll} 1 - \dfrac{\sqrt{2\pi}\,\sigma}{N(x_0,\sigma,x_1)} \cdot \dfrac{\operatorname{freq}\left(\frac{x_m - x_0}{\sigma}\right)}{\exp\left(-\frac{(x_s-x_0)^2}{2\sigma^2}\right)} & \text{für} \quad x_m \leq x_s \\ \dfrac{1}{N(x_0,\sigma,x_1)} \cdot \dfrac{(x_s - x_1)^2}{x_m - x_1} & \text{für} \quad x_m > x_s \end{array} \right\} \tag{A.12}$$

$$\begin{aligned} \widetilde{P}_{hit}(S; x_0, \sigma, x_1) = 1 - 2 \cdot & \frac{H(S \cdot (1 + W^{<S}_{1p.e.}); x_0, \sigma, x_1)}{N(x_0,\sigma,x_1)} \\ & + \quad \frac{H(2 \cdot S \cdot (1 + W^{<S}_{1p.e.}); x_0, \sigma, x_1)}{N(x_0,\sigma,x_1)} \end{aligned} \tag{A.13}$$

Den Wert x_s erhält man aus der Forderung der Stetigkeit und Differenzierbarkeit des Übergangs zwischen den beiden Teilen der Funktion in Formel (A.11). $N(x_0, \sigma, x_1)$ ist ein Normierungsfaktor in $\tilde{A}(x; x_0, \sigma, x_1)$. $H(p; x_0, \sigma, x_1)$ wird in Formel (A.13) benötigt.

$$x_s = \frac{1}{2}\left((x_0 + x_1) + \sqrt{(x_0 - x_1)^2 + 8\sigma^2}\right) \tag{A.14}$$

$$N(x_0, \sigma, x_1) = \sqrt{2\pi}\,\sigma \cdot \mathrm{freq}\left(\tfrac{x_s - x_0}{\sigma}\right) \cdot \exp\left(\tfrac{(x_s - x_0)^2}{2\sigma^2}\right) + (x_s - x_1) \tag{A.15}$$

$$\begin{aligned} H(p; x_0, \sigma, x_1) = {} & \sqrt{2\pi}\,\sigma \cdot \frac{\mathrm{freq}\left(\frac{x_s - x_0}{\sigma} + p\sigma\right) - \mathrm{freq}\left(-\frac{x_0}{\sigma} + p\sigma\right)}{\exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{x_s - x_0}{\sigma} + p\sigma\right)^2\right)} \cdot \exp(-p x_s) \\ + & \quad (x_s - x_1) \cdot \left(1 - p \cdot (x_s - x_1) \cdot \frac{\mathrm{E}_1(p \cdot (x_s - x_1))}{\exp(-p \cdot (x_s - x_1))}\right) \cdot \exp(-p x_s) \end{aligned} \tag{A.16}$$

Eine Umkehrung $\mathrm{j}^{-1}(z)$ der Funktion $\mathrm{j}(z)$ wird in Formel (A.6) benötigt. Sie läßt sich numerisch berechnen und parametrisieren. Die angegebene Näherung von $\mathrm{j}^{-1}(z)$ ist gültig für $z = 10^{-35} .. 10^5$.

$$\mathrm{j}(z) = \frac{\sqrt{2\pi} \cdot \exp\left(\frac{\left(\sqrt{z^2+2} - z\right)^2}{2}\right) \cdot \mathrm{freq}\left(\sqrt{z^2+2} - z\right) + \left(\sqrt{z^2+2} + z\right)}{\left(\sqrt{z^2+2} + z\right)^2} \tag{A.17}$$

$$\mathrm{j}^{-1}(z) \approx \frac{1}{2\,z} + P_6(\ln z) \qquad \text{mit} \quad P_6(y) = \begin{pmatrix} 2,056 \cdot 10^{-1} \\ -2,119 \cdot 10^{-1} \\ -2,049 \cdot 10^{-2} \\ 3,258 \cdot 10^{-3} \\ 1,702 \cdot 10^{-4} \\ -4,496 \cdot 10^{-5} \\ 1,793 \cdot 10^{-6} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ y \\ y^2 \\ y^3 \\ y^4 \\ y^5 \\ y^6 \end{pmatrix} \tag{A.18}$$

Weiterhin wird das Integral $\mathrm{freq}(z)$ über eine Gaußfunktion benötigt. $\mathrm{Ei}(z)$ wird als Exponential-Integral bezeichnet.

$$\mathrm{freq}(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot \int\limits_{-\infty}^{z} e^{-\frac{t^2}{2}}\, dt \tag{A.19}$$

$$\mathrm{E}_1(z) = -\mathrm{Ei}(-z) = \int\limits_{z}^{\infty} \frac{e^{-t}}{t}\, dt \tag{A.20}$$

A.2 Tabellen

Tabelle A.1: Photomultiplier-Koordinaten und Auslöseeffektivitäten der Kanäle

Kanal	String	PM-Nummer PM 1	PM 2	PM-Koordinaten X (m)	Y (m)	Z (m)	PM-Richtung	Auslöse-Effektivität [b]
1	1	324	310 [a]	0.26	-0.02	28.54	⇑	0.978 [c]
2	1	91	94 [a]	0.26	-0.02	23.54	⇓	0.979
3	1	248 [a]	298	0.26	-0.02	16.04	⇑	0.980 [d]
4	1	259 [a]	156	0.26	-0.02	11.04	⇓	0.875 [e]
5	1	320 [a]	279	0.26	-0.02	3.54	⇑	0.979
6	1	100 [a]	261	0.26	-0.02	-1.46	⇓	0.987
7	2	112 [a]	147	-11.02	17.86	29.09	⇑	0.966
8	2	159	163 [a]	-11.02	17.86	24.09	⇓	0.963
9	2	188	113 [a]	-11.02	17.86	16.59	⇑	0.956
10	2	99 [a]	165	-11.02	17.86	11.59	⇓	0.960
11	2	206 [a]	104	-11.02	17.86	4.09	⇑	0.964
12	2	276	105 [a]	-11.02	17.86	-0.91	⇓	0.997 [f]
13	3	138	175 [a]	6.52	20.03	29.20	⇑	0.981
14	3	502 [a]	263	6.52	20.03	24.20	⇓	0 [g]
15	3	247	287 [a]	6.52	20.03	16.70	⇑	0 [g]
16	3	375 [a]	444	6.52	20.03	11.70	⇓	0.978
17	3	442 [a]	322	6.52	20.03	4.20	⇑	0 [g]
18	3	386	354 [a]	6.52	20.03	-0.80	⇓	0.972
19	4	542 [a]	553	17.42	-10.47	31.84	⇓	0.942
20	4	571 [a]	573	17.42	-10.47	25.34	⇓	0.950
21	4	579 [a]	437	17.42	-10.47	18.84	⇑	0 [g]
22	4	329 [a]	603	17.42	-10.47	13.34	⇓	0 [g]
23	4	492 [a]	538	17.42	-10.47	6.84	⇓	0.976
24	4	582 [a]	564	17.42	-10.47	-0.66	⇑	0 [g]
25	5/6	507 [a]	414	19.09	7.07	33.23	⇓	0 [g]
26	5/6	113 [a]	617	19.09	7.07	25.73	⇑	0 [g]
27	5/6	435 [a]	597	19.09	7.07	20.73	⇓	0.952
28	5/6	545 [a]	192	19.09	7.07	13.23	⇑	0.949
29	5/6	278 [a]	143	19.09	7.07	8.23	⇓	0.271 [g]
30	5/6	166 [a]	449	19.09	7.07	0.73	⇑	0.984
31	5/6	82 [a]	125	19.09	7.07	-4.27	⇓	0.980
32	5/6	321	540 [a]	19.09	7.07	-11.77	⇑	0.975
33	5/6	362 [a]	447	19.09	7.07	-16.77	⇓	0.088 [g]
34	5/6	408 [a]	515	19.09	7.07	-24.27	⇑	0.979
35	5/6	503 [a]	535	19.09	7.07	-29.27	⇓	0.976
36	5/6	377 [a]	508	19.09	7.07	-36.77	⇑	0.964

[a] Das Ausgangssignal dieses Photomultipliers liefert den Amplitudenwert.
[b] Der Fehler der Effektivität beträgt etwa 0.002 (siehe Abschnitt (3.3.2)).
[c] Für Amplituden kleiner 260*p.e.*
[d] Für Amplituden kleiner 700*p.e.*
[e] Kanal fällt gelegentlich aus.
[f] Enthält übergesprochene Signale von Kanal 11.
[g] Kanal ist defekt.

Tabelle A.2: Z-Koordinaten des Lasers (siehe Abschnitt (3.2.2))

Scheibenförmige Lichtverteilung

Run-Nummer	Positionsnummer	Z-Koordinate [a] (m)	Weltzeit [b] (hh.mm)
33 / 1	1	10.7	6.20
33 / 2	1	10.7	6.23
34 / 1	2	-9.2	6.39
34 / 2	2	-9.2	6.42
34 / 3	3	29.8	6.51
34 / 4	3	29.8	6.54
35 / 1	4	39.4	7.08
35 / 2	4	39.4	7.11
35 / 3	5	49.0	7.16
35 / 4	5	49.0	7.18
35 / 5	6	58.6	7.23
35 / 6	6	58.6	7.26
35 / 7	7	68.2	7.32
35 / 8	7	68.2	7.38
35 / 9	8	87.5	7.44
35 / 10	8	87.5	7.47
35 / 11	8	87.5	7.50
36 / 1	9	107.6	8.12
36 / 2	9	107.6	8.16
36 / 3	10	125.9	8.21
36 / 4	10	125.9	8.24
36 / 5	11	145.2	8.29
36 / 6	11	145.2	8.32
36 / 7	11	145.2	8.35
36 / 8	11	145.2	8.39

Isotrope Lichtverteilung

Run-Nummer	Positionsnummer	Z-Koordinate [a] (m)	Weltzeit [b] (hh.mm)
37 / 1	1	-27.9	11.03
37 / 2	1	-27.9	11.06
37 / 3	2	1.0	11.14
37 / 4	2	1.0	11.17
37 / 5	3	29.8	11.24
37 / 6	3	29.8	11.27
37 / 7	4	77.9	11.34
37 / 8	4	77.9	11.37
37 / 9	5	109.2	11.44
37 / 10	5	109.2	11.47
38 / 1	6	135.5	17.04
38 / 2	6	135.5	17.07
38 / 3	7	164.4	17.11
38 / 4	7	164.4	17.16
39 / 1	8	193.2	17.36
39 / 2	8	193.2	17.39
39 / 3	8	193.2	17.43

[a] Der Fehler der Z-Koordinate setzt sich aus einem konstanten Anteil von $0,1m$ und einem relativen Anteil von 1 Prozent des Z-Wertes zusammen.

[b] Uhrzeit (GMT) der Messung am 2.4.1995.

Tabelle A.3: Mittlere Abweichung der gemessenen Auslösezeit $\widetilde{t}_i$ vom dem für eine Kugelwelle erwarteten Wert t_i bei Beleuchtung durch den Laser mit maximaler Intensität (siehe auch Abschnitt (3.2.2)). Zur Festlegung des Zeitnullpunktes wurden für jedes Ereignis die Auslösezeiten aller nach oben gerichteten Kanäle gemittelt.

	Mittlere Zeitabweichung $\langle \widetilde{t}_i - t_i \rangle$				
Kanal	Position 1	Position 2	Position 3	Position 4	Position 5
1 [a]	-0.5	-	-	-	-
2	-1.6	0.1	-0.8	-5.1	-4.5
3 [a]	-1.8	0.7	-2.6	-12.9	-9.1
4 [b]	-2.9	-1.8	-5.1	-5.4	-
5	-3.8	-3.8	-6.9	-8.1	-7.8
6	-5.9	-6.2	-8.6	-4.9	-0.5
7	0.3	0.9	0.7	-3.1	-5.8
8 [c]	8.2	9.1	8.8	0.9	0.9
9	-2.4	-1.1	-4.2	-4.7	-6.0
10	0.4	1.1	1.0	0.1	1.1
11	1.4	1.4	0.8	-1.2	-2.2
12 [d]	0.4	1.4	-1.0	-8.0	-11.1
13	-1.1	-0.8	-1.0	-3.3	-4.6
14 [e]	-	-	-	-	-
15 [e]	-	-	-	-	-
16	-1.6	-0.4	0.3	1.3	4.3
17 [e]	-	-	-	-	-
18	-2.8	-1.3	-1.0	0.7	6.6
19	3.9	1.9	-6.1	-2.0	0.5
20	1.7	-3.6	-5.6	-2.0	0.6
21 [e]	-	-	-	-	-
22 [e]	-	-	-	-	-
23	-1.3	-7.9	-4.6	0.3	4.3
24 [e]	-	-	-	-	-
25 [e]	-	-	-	-	-
26 [e]	-	-	-	-	-
27	-1.3	-2.0	-2.6	0.6	4.3
28	2.4	2.4	0.6	-1.2	-0.9
29 [e]	-	-	-	-	-
30	2.7	0.4	-0.2	2.2	3.1
31	1.7	2.0	2.1	6.7	13.3
32	-2.5	-3.1	-2.3	0.2	1.3
33 [e]	-	-	-	-	-
34	1.1	0.4	2.8	5.3	6.9
35	-4.5	-0.4	3.4	12.8	28.8
36	-1.8	-0.5	2.9	5.9	8.3

[a] Kanal fällt bei bestimmten Amplituden aus.
[b] Kanal fällt gelegentlich aus.
[c] Verschiebung des Maximums der Zeitverteilung bei hohen Amplituden.
[d] Enthält teilweise übergesprochene Signale von Kanal 11.
[e] Kanal ist defekt.

Tabelle A.4: Konstanten für die Amplitudenkalibration

Kanal	Standardkalibration [a] Pedestal b_0	Auflösung β	Kalibrationskorrektur b_k [b]	β_k [c]	η [c]	Maximale Amplitude x_{max} [d]	Quanteneffizienzkorrektur Q_k [e]
1	10.16	0.81	-0.68	1.22	0.0011	343	1.49
2	26.88	0.82	0.82	1.47	0.0017	1223	1.35
3	21.63	1.20	-3.34	0.87	0.0010	999	2.14
4	17.34	1.90	-	-	-	-	-
5	20.18	1.00	0.83	1.16	0.0032	12	0.55
6	28.19	1.10	-1.34	0.96	0.0010	1373	1.32
7	14.71	0.60	0.94	1.06	0.0029	1041	1.12
8	17.80	0.94	-1.00	1.00	0.0009	479	1.70
9	17.22	1.49	-1.05	0.68	0.0007	1223	0.88
10	14.23	1.45	0.29	1.18	0.0002	1553	0.98
11	59.01	0.89	0.18	1.11	0.0001	111	1.18
12	24.67	1.00	-	-	-	-	-
13	35.09	1.00	-1.34	1.15	0.0006	939	1.01
14	0.0	1.00	-	-	-	-	-
15	16.71	1.00	-	-	-	-	-
16	23.81	1.14	-1.39	0.95	0.0010	1468	1.44
17	17.55	1.00	-	-	-	-	-
18	19.68	1.00	0.42	1.61	0.0001	1470	1.45
19	48.25	1.64	-3.28	1.28	0.0002	1882	1.20
20	54.06	1.72	-0.18	1.85	0.0001	3077	0.94
21	18.52	1.25	-	-	-	-	-
22	17.08	1.00	-	-	-	-	-
23	53.08	1.04	-1.91	0.95	0.0005	981	0.96
24	24.64	1.00	-	-	-	-	-
25	0.0	1.00	-	-	-	-	-
26	0.0	1.00	-	-	-	-	-
27	42.00	0.82	-0.60	0.85	0.0014	935	1.26
28	17.00	1.04	-1.92	0.85	0.0014	1280	1.02
29	44.82	1.02	-	-	-	-	-
30	49.49	0.93	-0.97	1.28	0.0005	1379	1.56
31	70.30	0.94	-1.78	1.27	0.0010	1270	1.14
32	42.21	0.72	-0.55	0.93	0.0005	627	1.08
33	41.70	0.18	-	-	-	-	-
34	38.64	1.20	-0.58	1.49	0.0004	1987	1.22
35	23.17	0.56	0.06	1.28	0.0001	620	1.36
36	47.02	1.45	-3.18	0.29	0.0083	96	1.25

[a] Kalibrationskonstanten nach [Soka95] (siehe auch Abschnitt (3.3.3)).
[b] Pedestal-Korrektur (siehe Abschnitt (3.3.4)).
[c] Auflösungskorrektur und Nichtlinearität (siehe Abschnitt (3.3.5)).
[d] Kanal ist bis x_{max} linear (siehe Abschnitt (3.3.5)).
[e] Siehe Abschnitte (3.3.5) und (3.3.7).

Abbildungsverzeichnis

Literaturverzeichnis

[Bahc89] J.N. Bahcall, *Neutrino Astrophysics*, Cambridge University Press, Cambridge 1989

[Belo90] I.A. Belolaptikov, Ch. Spiering, *Optimization of the Baikal Muon and Neutrino Detektor NT-200*, BAIKAL 90-02, 1990

[Belo93] I.A. Belolaptikov et al., *The Lake Baikal Telescope NT-36 – A First Deep Underwater Multistring Array*, BAIKAL 93-15, 1993

[Belo95a] I.A. Belolaptikov et al., *The Lake BAIKAL Neutrino Projekt: Status Report*, ICRC Rome, BAIKAL 95-02, 1995

[Belo95b] I.A. Belolaptikov et al., *Analysis of Muon Events Recorded with the NT-36 Detector in Lake Baikal*, ICRC Rome, BAIKAL 95-03, 1995

[Belo95c] I.A. Belolaptikov et al., *Separation of Upward Going Muons with the Baikal Underwater Telescope*, ICRC Rome, BAIKAL 95-05, 1995

[Belo95d] I.A. Belolaptikov et al., *Response of the NT-36 Array to a Distant Point-Like Source*, ICRC Rome, BAIKAL 95-06, 1995

[Belo95e] I.A. Belolaptikov et al., *Variation of Water Parameters at the Site of the Baikal Experiment and their Effect on Detector Performance*, ICRC Rome, BAIKAL 95-07, 1995

[Belo95f] I.A. Belolaptikov et al., *A Sonar Triangulation System for Position Monitoring of the Baikal Underwater Array*, ICRC Rome, BAIKAL 95-08, 1995

[Bere90] V.S. Berezinsky et al., *Astrophysics of Cosmic Rays*, North-Holland, Amsterdam 1990

[Bere92] V.S. Berezinsky, *High Energy Cosmic Neutrinos of Acceleration and Non-Acceleration Origin*, INFN, Gran Sasso, INR, Moskau, LNGS-92/21, Januar 1992

[Bezr90] L.B. Bezrukov et al., *Search for objects consisting of strange quark matter in an experiment on lake Baikal*, Proc. 21st ICRC, Adelaide, vol.10 1990

[Bron89] I.N. Bronstein, K.A. Semendjajew, *Taschenbuch der Mathematik*, Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig 1989

[Budn95] N.M. Budnev, *persönliche Mitteilungen*

[Duma94] DUMAND-Kollaboration, *DUMAND II – Supplementary Proposal to Complete Construction of a Deep-Ocean Laboratory for the study of High-Energy Neutrino Astrophysics and Particle Physics*, Universität Hawaii, August 1994

[Gais90] T.K. Gaisser, *Cosmic Rays and Particle Physics*, Cambridge University Press, Cambridge, 1990

[Gais95] T.K. Gaisser, F. Halzen, T. Stanev, *Particle Astrophysics with High Energy Neutrinos*, Phys. Rep. 258 173-236, 1995

[Gean93] GEANT, Detector Description and Simulation Tool, CERN Programmbibliothek, W 5013 Version 3.16, 1993

[Halz92] F. Halzen, *TeV and EeV Diffuse Gamma Rays and Neutrinos*, MAD/PH/714, Madison, August 1992

[Hong94] J.T. Hong, *Multiple Muon Measurements with MACRO*, hep-ex-9410001, Boston, Oktober 1994

[Karl95] A. Karle, *persönliche Mitteilungen*

[Kim93] C.W. Kim, A. Pevsner, *Neutrinos in Physics and Astrophysics*, Harwood Academic Publishers, Baltimore 1993

[Klei92] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner, Stuttgart, 1992

[Krab95] J. Krabi, *Suche nach hochenergetischen Neutrinos kosmischen Ursprungs mit dem Baikal-Neutrinoteleskop*, Doktorarbeit, Berlin 1995

[Lear94] J.G. Learned, S. Pakvasa, *Detecting τ-Neutrinos at PeV Energies*, DUMAND-3-94, Hawaii, 1994

[Ley94] C. Ley, C.H. Wiebusch, *The shape of EOM–pulse-height distributions*, Dumand Internal Report 4-94, Januar 1994

[Lohr92] E. Lohrmann, *Hochenergiephysik*, Teubner Stuttgart, 1992

[Lubs93] B.K. Lubsandorzhiev et al., *QUASAR-370 – The Optical Sensor of the Lake Baikal Neutrino Telescope*, BAIKAL 93-17, 1993

[Lyon86] L. Lyons, *Statistics for nuclear and particle physicists*, Cambridge University Press, Cambridge 1986

[Mann95] K. Mannheim, *High-Energy Neutrinos from Extragalactic Jets*, Göttingen, September 1994

[Miko90] Th. Mikolajski, *Untersuchungen zur on- und off-line-Rekonstruktion von Myonspuren im BAIKAL-Experiment*, Diplomarbeit, Zeuthen, 1990

[Miko95] Th. Mikolajski, *Methodische Untersuchungen und Entwicklung eines Kalibrationssystems für das Neutrinoteleskop NT-200 im Baikalsee*, Doktorarbeit, HU Berlin, 1995

[Moha91] R.N. Mohapatra, P.B. Pal, *Massive Neutrinos in Physics and Astrophysics*, World Scientific, Singapore, 1991

[Mohr94] P. Mohrmann, *Untersuchungen von Wechselwirkungen mit hoher Energiedisposition in einem Unterwasser-Neutrino-Teleskop*, Diplomarbeit, HU Berlin, Oktober 1994

[Okad92] A. Okada, *Sensitivity of DUMAND II to AGN Neutrinos*, ICRR-Report-269-92-7, Tokyo, Juni 1992

[Part92] *Physikal Review D: Particles and Fields*, Volume 45, Third Series, Part II, Review of Particle Properties, The American Physical Society, 1 June 1992

[Perk90] D.H. Perkins, *Hochenergiephysik*, Addison-Wesley, Bonn, 1990

[Soka92] I. Sokalski, Ch. Spiering, *The Baikal Neutrino Telescope NT-200, Project Description*, BAIKAL 92-03, November 1992

[Soka95] I. Sokalski, Auswertung der Kalibrationsmessungen und Bekanntgabe der Kalibrationskonstanten für NT-72, April 1995

[Spie94] C. Spiering, *Track Reconstruction and Background Rejection in the Baikal Neutrino Telescope*, BAIKAL 93-16, DESY 94-050, Zeuthen, März 1994

[Stec95] F.W. Stecker, M. H. Salamon, *High Energy Neutrinos from Quasars*, astro-ph-9501064, Greenbelt, Maryland, Januar 1995

[Sten91] V.J. Stenger, *Neutrinos from Active Galactic Nuclei*, HDC 13-91, 1991

[Stre94] O. Streicher, *Nachweis von Myonen aus Wechselwirkungen atmosphärischer Neutrinos in Unterwasser-Neutrino-Teleskopen*, Diplomarbeit, HU Berlin, Oktober 1994

[Wieb95] Ch.H. Wiebusch, *The Detection of Faint Light in Deep Underwater Neutrino Telescopes*, Doktorarbeit, RWTH Aachen, 1995

[Wilk94] R.J. Wilkes, *DUMAND and AMANDA: High Energy Neutrino Astrophysics*, astro-ph-9412019, University of Washington, Seattle, Dezember 1994

[Wisch95] R. Wischnewski, *persönliche Mitteilungen*

Danksagung

Besonderer Dank gilt meinen Eltern Gudrun und Stefan Pandel, die mein Interesse an den Naturwissenschaften geweckt und meine Fähigkeiten gefördert haben, und die mir das Studium der Physik ermöglichten.

Herrn Dr. Christian Spiering danke ich für die Bereitstellung des Themas und die Betreuung dieser Arbeit.

Den Mitgliedern der Baikal-Gruppe des DESY-IfH Zeuthen Dr. Hans Heukenkamp, Stephan Hundertmark, Dr. Albrecht Karle, Dr. Jaanus Krabi, Dr. Thomas Mikolajski, Dr. Christian Spiering, Ole Streicher, Dr. Thorsten Thon, Dr. Christopher Wiebusch und Dr. Ralf Wischnewski möchte ich für die vielen Gespräche und Anregungen und ihre Unterstützung bei der Erstellung der Diplomarbeit danken.

Für das Durchlesen dieser Arbeit und für die fachlichen und stilistischen Korrekturen gilt mein Dank Dr. Albrecht Karle, Dr. Christian Spiering, Dr. Christopher Wiebusch und Dr. Ralf Wischnewski.

Herrn Prof. Dr. Thomas Hebbeker danke ich für die Betreuung der Diplomarbeit von seiten der Humboldt-Universität zu Berlin und für seine kritischen Anmerkungen.