**Universität Hamburg**
**II. Institut für Experimentalphysik**

# HAST : Ein winkelsensitiver Trigger zur Suche nach Gamma Ray Bursts im Rahmen des HEGRA-Experimentes

Diplomarbeit

vorgelegt von

**Torsten Prietz**

Hamburg, Januar 1998

# Inhaltsverzeichnis

# Einleitung

Diese Diplomarbeit wurde im Rahmen des **H**igh**E**nergy**G**amma **R**ay**A**stronomy-Experimentes, das sich mit der Untersuchung kosmischer Strahlung beschäftigt, angefertigt. Über dieses Experiment auf der kanarischen Insel La Palma wird im zweiten Kapitel noch ausführlich berichtet.

Um Auskunft über extraterrestrische Objekte zu bekommen, bietet es sich an, die von ihnen ausgesandten Photonen zu benutzen, da diese auf ihrem Weg durch das Vakuum nicht zerfallen oder durch elektromagnetische Felder abgelenkt werden.

In dem für diese Diplomarbeit relevanten Energiebereich der Photonen (VHE: very high energy 0.1 TeV-100 TeV) wird zum Nachweis des primären Photons die Tatsache ausgenutzt, daß ein in die Erdatmosphäre eindringendes Teilchen dieser Energie einen Luftschauer erzeugt. Die Sekundärteilchen nähern sich mit annähernd Lichtgeschwindigkeit und in einer Scheibe lokalisiert der Erde.

Mit Detektoren lassen sich diese Teilchen (Elektronen,Positronen) nachweisen, und es können Aussagen über Richtung und Energie des Primärteilchens gemacht werden.

Die Aufgabe dieser Diplomarbeit war die Inbetriebnahme eines neuen Triggers. Unter 'triggern' versteht man das Auslösen der Datennahme, wodurch ein bestimmtes Ereignis mit der Ausleseelektronik aufgezeichnet wird. Dazu sollte die von TEB[1] entwickelte Elektronik geeicht und in Hamburg getestet werden. Es wurde nach einer Lösung zur Steuerung der Triggerelektronik gesucht und die Software wurde entwickelt. Anschließend konnte die Elektronik inklusive der Steuerung auf La Palma in die Datennahme integriert werden. Es wurden erste Tests zur Bestimmung der Leistungsfähigkeit des Trigger-Systems mit realen Daten durchgeführt. Abschließend wurden die Daten ausgewertet.

Die Idee des neuen HAST-Triggers :
HAST steht für **HEGRA** **A**ngle **S**ensitive **T**rigger. Im Falle der Szintillationszähler handelt es sich bei einem Ereignis um einen Luftschauer, der in einem bestimmten Zeitintervall mindestens 14 Zähler trifft, die dann ein Signal weitergeben.

Die Anzahl der mindestens zu treffenden Zähler nennt man die Koinzidenzbedingung. Diese ist direkt korreliert mit der Energieschwelle des nachzuweisenden Primärteilchens. Bei einer Koinzidenz von 14 Szintillationszählern beträgt diese Schwelle ca. 11 TeV .

Das Ziel ist es jetzt, diese Energieschwelle zu senken, um Gamma-Ray Bursts (GRB) auch im unteren TeV-Bereich nachweisen zu können, ohne die Datennahme, die zur Zeit mit einer Rate von ca. 25 Hz Ereignisse aufzeichnen kann, zu überlasten. Dazu soll nur ein begrenzter Raumwinkelbereich des Himmels, in dem der Burst erwartet wird, selektiert und observiert werden.

[1]Technische Entwicklungs- und Betriebs-Gruppe

Bis 1997 konnten GRBs glaubhaft nur durch auf Satelliten stationierten Experimenten nachgewiesen werden. Der Nachteil dieser Experimente ist die relativ schlechte Winkelauflösung. Durch auf der Erde nachgewiesene GRBs könnten interessante Schlüsse bezüglich Energie und Ursprung der Bursts gezogen werden. Es ist möglich nach Beobachtung eines Bursts im All durch BATSE[2][1] oder COMPTEL[3][2] , zwei satellitengestützte Experimente des CGRO[4] eine Nachricht (elektronische Mail) mit Angabe der Koordinaten zu erhalten.

Der PC-gesteuerte Hast-Trigger soll nun diese elektronische Nachricht auswerten, um den Burst in einem Beobachtungsfenster von ca. 10·10 Grad zu observieren. Durch Ausblenden des restlichen Himmelsbereiches kann die Koinzidenzbedingung auf 3 Szintillationszähler gesenkt werden. Durch die neue Koinzidenzbedingung sollte die Energieschwelle auf einige TeV absinken. Der Burst wird zeitlich verfolgt bis er den Beobachtungsbereich verläßt. Durch Einschränken des Raumwinkels wird die Rate der Datennahme bei 25 Hz gehalten.

Der HAST-Trigger konnte im Oktober 1996 auf La Palma erfolgreich in Betrieb genommen werden. Es wurden erste Testmessungen mit realen Daten vorgenommen. Im Zeitraum bis Mai 1997 wurden 7 Bursts mit einer Gesamtdauer von ca.30 Stunden verfolgt.

Im ersten Kapitel geht es zunächst um Gamma-Ray Bursts, wobei der momentane Stand der Forschung behandelt wird und die Suche nach GRBs im TeV-Bereich motiviert werden soll. Dann wird über das HEGRA-Experiment und die kosmische Strahlung berichtet. Danach geht es um die Realisierung der Idee, wobei die Hardware und die Software erklärt wird.

Um Vorhersagen über die Energieschwelle und die Winkelauflösung bei der neuen Koinzidenzbedingung zu machen, wurden Monte Carlo Studien durchgeführt, deren Ergebnisse in Kapitel IV diskutiert werden. Erste Ergebnisse über die Leistungsfähigkeit des HAST und eine Zusammenfassung schließen sich an.

Diese Diplomarbeit wurde in Zusammenarbeit mit Sven Mildahn durchgeführt. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich ausführlicher mit der Theorie der GRBs und beschreibt die Hardware des Triggers. Im abschließenden Kapitel wird die Winkelakzeptanz und die Richtungsgenauigkeit des Triggers bestimmt. Die parallel angefertigte Arbeit von Sven[3] geht genauer auf die verwendete Software ein und es werden HEGRA-Daten analysiert, die vom HAST getriggert wurden, um eventuell TeV-Strahlung von GRBs zu entdecken.

[2]Burst and Transient Source Experiment

[3]Imaging Compton Telescope

[4]Compton Gamma-Ray Observatory

# Kapitel 1

# Gamma-Ray Bursts

Gamma-Ray Bursts wurden bereits vor 25 Jahren entdeckt. Dennoch ist vieles bezüglich ihrer Entstehung und Entfernung noch ungeklärt. Gamma-Ray Bursts sind kurze Ausbrüche hochenergetischer Strahlung, die zufällig verteilt am Himmel erscheinen. Einen Großteil ihrer Energie geben sie bei etwa 0.1 MeV ab [4]. Während ihres Auftretens überstrahlen sie nicht selten alle anderen Gamma-Ray-Quellen am Himmel. Es gab bis vor kurzem keine dazugehörige Beobachtung in einem anderen Wellenlängenbereich. Keine bisherige Messung ermöglicht eine Bestimmung der Entfernung und kein umfassendes Modell kann ihre Entstehung erklären. Die Bursts zeigen außerdem eine extreme Variation in ihrer Dauer und spektralen Verteilung. Dadurch wird es natürlich noch schwieriger, Modelle zu entwickeln. Bisherige Beobachtungen lassen für die Quellen von Gamma-Ray Bursts sowohl den galaktischen Halo als auch kosmologische Distanzen zu.

Es gibt zur Zeit mehrere Experimente, die sich mit Gamma-Ray Bursts beschäftigen, so daß in naher Zukunft hoffentlich einige strittige Fragen geklärt werden können.

Zunächst soll ein kurzer Überblick über die historische Entwicklung gegeben werden, der sich an [5] orientiert. Im zweiten Abschnitt soll über Experimente zur Suche nach Gamma-Ray Bursts berichtet werden, sowie über beobachtbare Meßgrößen. Es geht dabei hauptsächlich um Zeit- und Frequenzverteilungen und die Statistik der bisherigen Messungen.

Der dritte Abschnitt befaßt sich mit Modellen und Theorien zur Entstehung von Gamma-Ray Bursts. Der Überblick beschränkt sich auf den Zeitraum bis Januar 1997, und auf neuere Entwicklungen wird im letzten Abschnitt in diesem Kapitel eingegangen. Über die Suche nach Gegenstücken in anderen Wellenlängenbereichen wird in Abschnitt vier berichtet. Dabei steht die Bedeutung einer möglichen TeV-Beobachtung für die GRB-Theorie und für mögliche Modelle im Vordergrund.

## 1.1 Geschichte

In den späten 60er Jahren entwickelten amerikanische Wissenschaftler in Los Alamos ein System von Satelliten, die dazu bestimmt waren, geheime nukleare Test auf der Erde durch die damit verbundene Gamma-Ray-Emission zu entdecken. Tatsächlich konnten sie dabei gelegentliche, ein paar Sekunden andauernde Blitze beobachten.

Es sollte noch einige Jahre dauern, bis 1973[6] über 16 kurze Bursts von Photonen in einem Energiebereich zwischen 0.2 MeV und 1.5 MeV berichtet werden konnte. Die Daten wurden über einen Zeitraum von 3 Jahren gesammelt. Das Zeitspektrum erstreckte sich von weniger als 0.1 Sekunde bis zu ca. 30 Sekunden, wobei eine auffallende Struktur bei den längeren Bursts beobachtet werden konnte. Daß die Bursts weder von der Erde noch von der Sonne kommen konnten, war klar, aber zu dieser Zeit auch wirklich nicht viel mehr.

Natürlich konnte es nicht lange dauern, bis sich die Theoretiker diesem neuen Phänomen annahmen, und 1974 auf einer Konferenz in Texas präsentierte Rudermann [7] eine ganze Reihe von Theorien und Modellen. Unter anderem schlug er als Entstehungsursache Supernovae, Neutronensterne, flackernde Sterne, Antimaterieeffekte, relativistischen Staub sowie weiße Löcher vor.

In den 70er und 80er Jahren konnten einige Daten über Gamma-Ray Bursts von mehreren Satelliten gesammelt werden. Der Fortschritt der Forschung zeigte sich auch dadurch, daß einige der bizarren Ideen von Rudermann verworfen werden konnten.

In dieser Zeit wurden drei grundsätzliche Klassen von Modellen verfolgt, nach denen die Bursts entweder innerhalb der galaktischen Scheibe, also in einer Entfernung von ein paar hundert parsec[1] entstehen, oder in einem ausgedehnten galaktischen Halo (einige Zehntausend parsec), oder bei kosmologischen Entfernungen. Die charakteristische Energie bei den jeweiligen Entfernungen wären entsprechend $10^{37}$ erg[2], $10^{41}$ erg und $10^{51}$ erg. Die zu dieser Zeit am meisten vertretene These ging davon aus, daß die Gamma-Ray Bursts wahrscheinlich in unser galaktischen Scheibe entstehen; und zwar durch magnetosphärische Phänomene oder durch alte Neutronensterne.

Man erwartete, daß zwei Statistiken zur Lösung des Problems der Lokalisierung der Bursts beitrügen. Zum einen war dies die Anzahl der Ereignisse gegen die Intensität, aus der man lernen kann, ob die Ereignisse gleichverteilt im Euklidischen Raum sind, oder ob wir in gewissem Sinne den Rand der Verteilung sehen. Zum anderen war es der Grad der Anisotropie.

Es gab bereits Anzeichen dafür, daß die oben genannte Verteilung flacher war, als die Steigung der klassischen euklidischen Verteilung; es also ein Defizit an schwachen Bursts gab.

[1] 1parsec=1pc=206265 Erdbahnradien=3.26 Lichtjahre

[2] 1 erg=$10^{-7}$Joule

Die eigentliche Überraschung kam dann durch den Start des Compton Gamma-Ray Observatory (CGRO)[8] Satelliten im April 1991. Auf diesem befand sich das Burst and Transient Source Experiment (BATSE), das über den gesamten Himmelsbereich mit einer guten Empfindlichkeit im Photonen-Energiebereich von 30 keV bis 1.9 MeV Ereignisse lieferte.

Das bemerkenswerteste Ergebnis des BATSE-Experimentes ist der eindeutige Nachweis, daß die Bursts hochgradig isotrop verteilt sind. Bis zum Dezember 1996 sind 1700 Bursts aufgezeichnet worden und es gibt nach wie vor keinerlei Anzeichen für eine Dipol- oder Quadrupol- Anisotropie[9].

Die Tatsache, daß es weder eine Konzentration der Ereignisse in der Nähe der galaktischen Ebene, noch beim galaktischen Zentrum gibt, stellt die Hypothese in Frage, daß die Bursts in unserer Galaxis, z.B. durch Neutronensterne, entstehen. Es muß also nach einer Hypothese gesucht werden, die sowohl Isotropie als auch Inhomogenität erklären kann.

Die Experimente am GRO haben einige Erkenntnisse über die zeitliche und spektrale Struktur der GRB-Ereignisse hervorgebracht. Obwohl diese Strukturen stark variieren, gibt es eigentlich keinen Zweifel, daß GRBs eine wohldefinierte Klasse von Objekten darstellen. Insbesondere unterscheiden sie sich sowohl von den X-Ray Bursters, als auch von den sogenannten 'soft gamma repeaters'[10], die sich durch ein deutlich weicheres Spektrum auszeichnen. Innerhalb der als GRBs eingestuften Objekte existieren ein paar auffällige Zusammenhänge. Kurze Bursts neigen beispielsweise dazu, stärker zu sein und dabei ein härteres Spektrum zu zeigen. Trägt man die Anzahl der nachgewiesenen $\gamma$-Quanten gegen die Dauer der GRBs auf, so lassen sich häufig zwei Spitzen erkennen, und für Bursts mit einem harten Spektrum weicht die Anzahl am deutlichsten von der euklidischen Verteilung ab.

Nachdem die isotrope Verteilung als gesichert gilt, geht man immer mehr von der kosmologischen Interpretation der GRB-Quellen aus. In den nächsten beiden Abschnitten sollen die zeitlichen und spektralen Strukturen, die verschiedenen Modelle und Theorien zur Entstehung behandelt werden.

## 1.2 Observablen der Bursts

### 1.2.1 Zeitliche Eigenschaften von GRBs

Beim Betrachten der Zeit-Profile von Bursts fällt vor allem die große Variation in der Form der Verteilung und das lange Intervall auf, über das sich die gemessenen Zeitdauern erstrecken. Besonders durch die Unterschiede in der Struktur fällt es sehr schwer, die Bursts aufgrund ihrer Zeit-Profile in wohldefinierte Klassen einzuteilen, obwohl dies in den letzten Jahren immer wieder versucht wurde. Beispiele für die extremen Unterschiede findet man im *First BATSE Gamma-Ray Burst Catalog*.

### Burst-Morphologie

Bursts weisen große Unterschiede in der Gesamtdauer, der Intensität im Maximum, und in ihrer Struktur auf, wodurch es nicht ganz einfach ist, sie zu klassifizieren. Weiter gibt es keine beobachtbaren Parameter (Himmelskoordinaten, Spektrum, Dauer,...), die eine klare Korrelation mit der zeitlichen Morphologie hätten. Trotz aller Schwierigkeiten kann man die Bursts etwa folgendermaßen klassifizieren:

**1.** Spektren mit einem einzelnen Maximum

**2.** Spektren mit einem oder mehreren sanften, wohldefinierten Maxima

**3.** verschiedene voneinander deutlich getrennte Emissions-Bereiche

**4.** völlig regellose, chaotische Emission mit vielen Maxima

Die Bursts mit nur einem Maximum zeigen ganz selten eine zusätzliche Struktur und dauern zwischen 30 ms und 100 s an. Es existiert noch eine Unterklasse, die sich dadurch auszeichnet, daß die Anstiegszeit wesentlich kürzer ist, als das exponentielle Abklingen. Bei vielen Bursts dieser Klasse beobachtet man auf der abfallenden Flanke noch kleinere Amplituden. Die Spektren dieser Klasse von Bursts entwickeln sich nahezu immer von hart zu weich, und die oben genannten Maxima auf der abfallenden Flanke sind wesentlich weicher als das harte Hauptmaximum.

Bei den Bursts der Klasse 2 sind die Anstiegs- und die Abfall-Zeit sehr ähnlich.

Bei den Klasse 3 Bursts lassen sich zwischen den Maxima lange Phasen ohne nachweisbare Emission erkennen. Die Gesamtzeit dieser Lücken kann wesentlich größer sein, als die der gemessenen Emission. Für schwache Bursts läßt sich diese Klasse nicht definieren, aber für starke Bursts können sehr kleine obere Grenzen für den Fluß zwischen den Maxima in Relation zum maximalen Fluß angegeben werden.

Ein Großteil der Klasse 4 Bursts weist eine komplizierte Struktur mit vielen Maxima und Spitzen auf. Hierbei werden Spitzen als schmale, intensive Maxima bezeichnet, die weniger als 0.1 s andauern. Meistens existiert ein 'Untergrund', aus dem diese Maxima und Spitzen hervorragen. Einige Zeitprofile sind sehr chaotisch mit vielen Spitzen mit starken Fluktuationen auf allen Zeitskalen, während andere eine relativ einfache Struktur mit einigen wenigen Spitzen aufweisen. Selten beobachtet man auch beide Charakteristiken bei ein und demselben Burst. Zumindest bei einem Burst konnte eine Substruktur auf einer Skala im Millisekundenbereich entdeckt werden.

Eine generelle Eigenschaft in den Zeitprofilen der Bursts ist eine längere Gesamtdauer bei höheren Energien. Außerdem sind die Anstiegs- und Abfall-Zeiten der Unterpulse kürzer (schärfere Spitzen). Insgesamt sind die Anstiegsflanken oft steiler als die abfallenden. Diese Asymmetrie wurde näher untersucht von Link

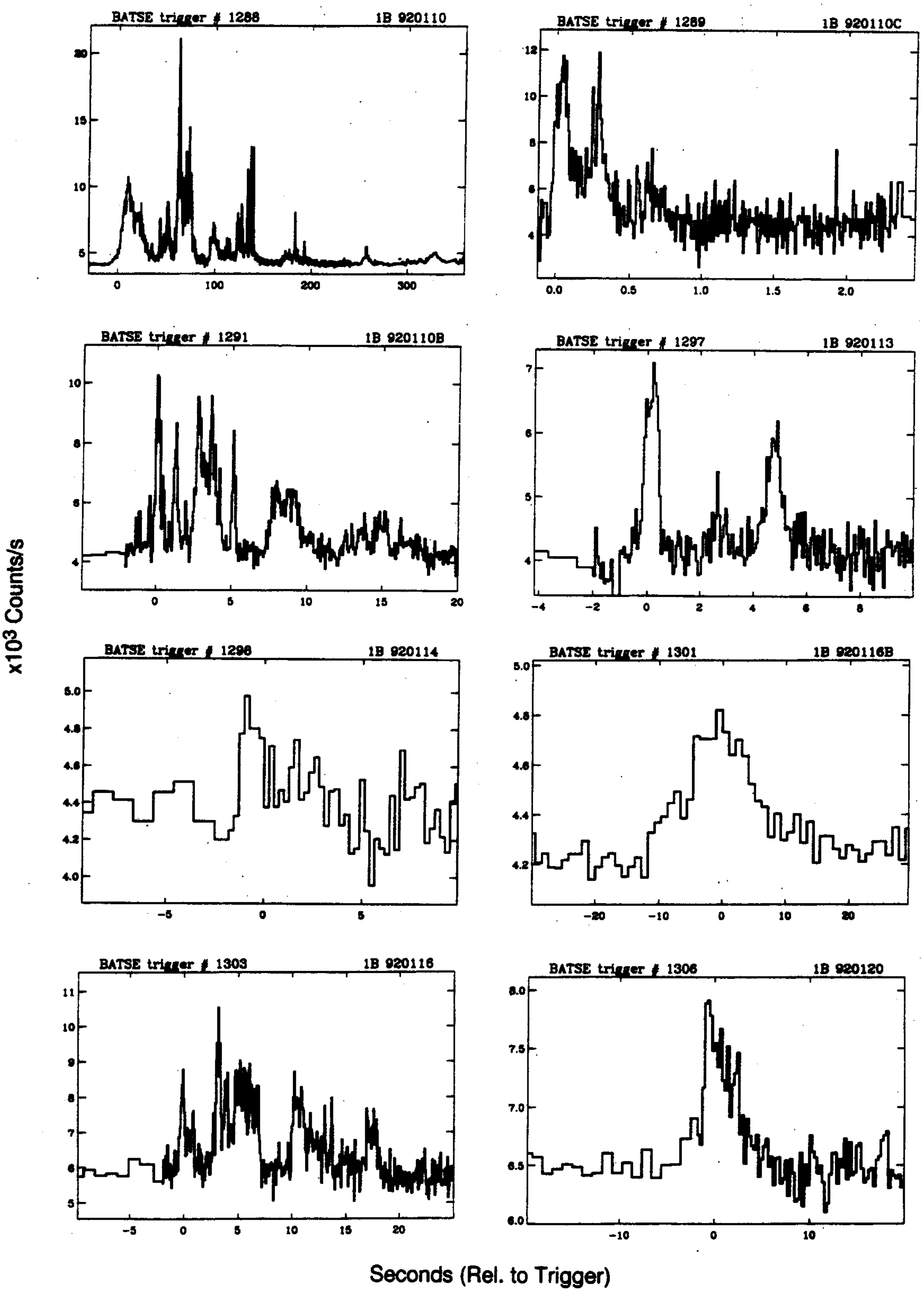


Abbildung 1.1: Auszug aus dem *First BATSE Gamma-Ray Burst Catalog*, der die Variation in den Zeitprofilen, der Intensität und der Dauer von Bursts verdeutlicht.

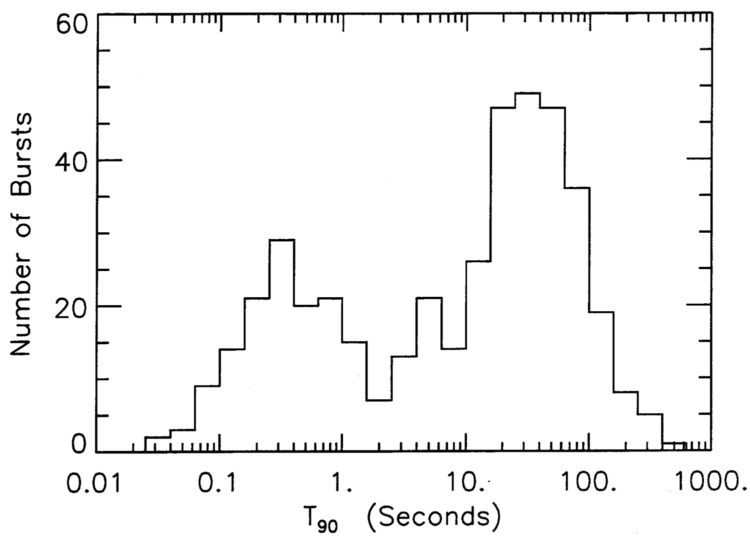


Abbildung 1.2: Die Verteilung der Dauer von 222 Gamma-Ray Bursts aus dem BATSE Katalog. Angegeben sind die Zeiten, in der 90 Prozent des totalen Flusses gemessen werden.

et al. (1996)[11] und Nemiroff et al. (1994)[12], die folgern, daß Bursts eher durch ein explosives Ereignis als durch ein sanftes, strahlendes verursacht werden, da letztere die beobachtete Asymmetrie nicht zeigen würden.

### Burst-Dauer

Die beobachtete Dauer von Bursts erstreckt sich über einen Bereich von etwa 30 ms bis zu mehr als 1000 s. Die Bursts sind in Bezug auf ihre Dauer ebenso schwer zu klassifizieren wie durch ihre Morphologie. Dies hängt damit zusammen, daß die gemessene Dauer sowohl von der Intensität als auch vom Untergrund abhängt und zusätzlich von der Zeitauflösung des jeweiligen Experimentes.

Es existieren verschiedene Methoden, die zu messende Dauer zu definieren. Man kann z.B. die Zeit nehmen, in der die Burst-Messung einen bestimmten Fluß oder eine Signifikanz überschreitet. Hierdurch ergibt sich allerdings eine hohe Intensitätsabhängigkeit. Die BATSE-GRUPPE hat folgende Definition eingeführt: gemessen wird die Zeit **T-90**, in der 90 Prozent des Flusses nachgewiesen werden. Die ersten und die letzten 5 Prozent der Burst-Emission werden dabei vernachlässigt. Diese Definition liefert Zeiten, die in erster Näherung unabhängig von der Intensität sind.

In Abbildung 1.2 sieht man eine Verteilung nach dieser Definition. In der logarithmischen Verteilung läßt sich eine Bimodalität mit zwei breiten Maxima bei 0.3 s und 20 s erkennen, und ein Minimum bei etwa 2 s. Die Abnahme der Verteilung bei kleinen Zeiten liegt zum Teil an experimentellen Unzulänglichkeiten, da das kleinste Zeitintervall, über das das BATSE-Experiment Bursts triggern kann, 64 ms beträgt. Betrachtet man die Härte der Burst-Spektren, so erkennt man die Tendenz, daß die kürzeren Bursts ein härteres Spektrum besitzen. Darüberhinaus lassen sich keine weiteren signifikanten Unterschiede für diese beiden Klassen erkennen.

Eine neuere und etwas unerwartete Beobachtung berichtet von verzögerter, hochenergetischer Gamma-Ray-Strahlung eines Bursts. Das EGRET-Experiment [13] des Compton Observatory wies Photonen mit einer Energie Zwischen 200 MeV und 10 GeV aus der Richtung des starken Bursts vom 17.02.1994 mit einer Verzögerung von bis zu 1.6 Stunden nach [14].

Bei den niedrigeren Photonenenergien, die von BATSE nachweisbar sind, dauerte dieser Burst 180 s. Während dieser Zeit konnte EGRET etwa ein Dutzend Photonen mit einer Energie bei etwa 4 GeV nachweisen. In den folgenden 5700 s konnte man weitere Photonen mit einer Energie bis zu 20 GeV registrieren, wobei alle Photonen konsistent mit der Burst-Richtung waren. EGRET konnte noch bei fünf weiteren Bursts Photonen mit vergleichbar hoher Energie registrieren, wobei der Burst vom 17.02 der einzige mit solch langer, ausgedehnter Emission blieb.

Man hat ebenso intensiv nach harter Röntgen-Strahlung und $\gamma$-Ray Emission kleinerer Energie mit Hilfe der BATSE-Daten in Verbindung mit erdstationären Experimenten gesucht. Ein sogenanntes Nachglühen, das von einigen Modellen vorhergesagt wird, konnte allerdings bis Anfang 1997 nicht signifikant durch niederenergetische, nachfolgende Emission bestätigt werden. Als obere Grenze für den Fluß konnte man $5 * 10^{-9}$erg $cm^{-2}s^{-1}$ auf einer Zeitskala von $> 1$ Stunde angeben.

### 1.2.2 Spektrale Eigenschaften

Eine allgemeingültige Eigenschaft von Gamma-Ray Bursts ist, daß sie fast ihre gesamte Energie oberhalb von 50 keV emittieren. Fast alle Bursts besitzen zudem ein relativ einfaches kontinuierliches Energiespektrum, das sich in der Form sehr ähnelt, wenn man über den gesamten Burst integriert.

Abbildung 1.3 zeigt ein typisches Burst-Spektrum im Energiebereich zwischen 0.1 MeV und 10 MeV mit einem Maximum bei etwa 600 keV. Vom COMPTEL-Experiment, das sensitiv im mittleren Energiebereich der Gamma-Strahlung ist, erhält man Beobachtungen vieler Bursts, deren Fluß-Maximum im MeV-Bereich liegt.

Man geht immer mehr dazu über, die Spektren so darzustellen, daß man $E^2dE$ oder $\nu F_\nu$ gegen die Energie aufträgt, wobei $F_\nu$ der spektrale Fluß bei der Frequenz $\nu$ ist. Diese Darstellung hat den Vorteil, die Energie des maximalen Flusses sehr leicht zu erkennen.

Beim Anpassen einer Funktion an Burst-Spektren verwendet man in der Regel eine Verteilung, bei der der Fluß gegen log(E) aufgetragen wird. Dann wird versucht, ein exponentielles Spektrum anzupassen. Obwohl die Spektren vieler Bursts sich in ihrer Form sehr ähneln, variiert die Energie des maximalen Flusses

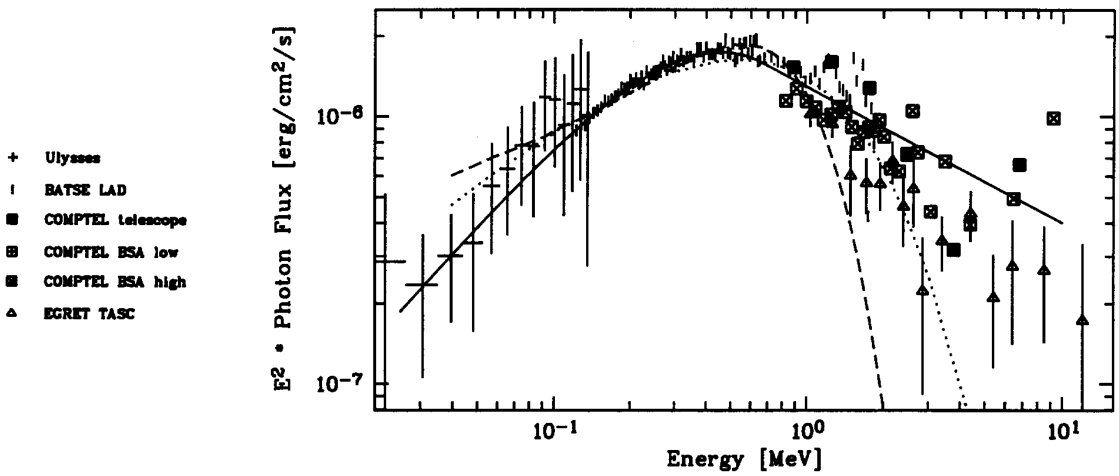


Abbildung 1.3: Spektrum des Burst 920622, der über einen weiten Energiebereich von drei Experimenten des CGRO beobachtet wurde

sowohl von Burst zu Burst als auch mit der Zeit innerhalb eines Bursts stark. Einige signifikante Unterschiede auf Zeitskalen im Millisekundenbereich konnten beobachtet werden [15]. Bereits aus früheren Beobachtungen des Gamma-Ray-Spektrometers der Solar Maximum Mission ist bekannt, daß die hochenergetische Komponente der Emission sich gut durch ein einfaches Potenzgesetz im MeV-Bereich beschreiben läßt.

Eine umfassende Untersuchung der spektralen Daten des BATSE-Experimentes liegt seit 1993 vor, die folgenden Ansatz für das kontinuierliche Spektrum annahm:

$$\mathrm{N(E)}=\mathrm{A}E^{\alpha}e^{-E/E_0} \text{ , für niedrige Energien, und}$$
$$\mathrm{N(E)}=\mathrm{B}E^{\beta} \text{ ; } \alpha > \beta \text{ , für hohe Energien}$$

Es stellte sich heraus, daß sich durch ein Spektrum dieser Form die Daten in einem Energiebereich zwischen etwa 20 keV und einigen MeV gut beschreiben lassen. Die großen Unterschiede in den spektralen Eigenschaften zeigen sich allerdings in einer starken Variation der anzupassenden Parameter. Die Energie $E_0$ z.B. variiert von weniger als 100 keV bis zu über 1 MeV. Eine Vermutung ist, daß das besondere Spektrum bei Gamma-Ray Bursts durch Comptonstreuung an einem dicken Medium erzeugt wird. Interessant ist, daß keine Korrelation zwischen den Parametern und der Burst-Morphologie oder der Ortsverteilung festgestellt werden konnte. Damit wird die Einteilung von Bursts aufgrund ihrer spektralen Eigenschaften ebenfalls problematisch. Es lassen sich jedoch einige generelle Aussagen bezüglich der Spektren machen und es wurde auch versucht bestimmte Unterklassen zu definieren und zu untersuchen. In fast allen Bursts zeigt sich eine Entwicklung von harten zu weichen Spektren, die sich dadurch auszeichnet, daß bei niedrigeren Energien die Maxima früher kommen. Eine mögliche Unterklasse stellen Bursts dar, die ein schnelles Ansteigen zeigen, um dann in einem längeren Zeitintervall relativ sanft abzuklingen. Viele Burst zeigen eine Korrelation zwischen ihrer spektralen Härte und Intensität auf, allerdings existiert auch bei vielen anderen ein signifikanter Nichtzusammenhang. Hinweise gibt es auch dafür, daß die Spitzen in länger andauernden Bursts eine niedrigere mittlere Photonenenergie haben als bei den Bursts mit nur einer Spitze.

Trotz vieler intensiver Untersuchungen des mittlerweile umfangreichen Datensatzes und aufgrund der teilweise auch widersprüchlichen Beobachtungen ist es bisher nicht gelungen, die Bursts aufgrund ihrer spektralen Eigenschaften in wohldefinierte Klassen einzuteilen.

### Hochenergetische Gamma-Strahlung

Durch EGRET konnten signifikant zu GRBs gehörige Flüsse nachgewiesen werden. Die EGRET-Spektren lassen sich gut mit einem einfachen Potenzgesetz mit einem spektralen Index zwischen -1.7 und -2.5 für die hohen Energien beschreiben. Wie oben bereits erwähnt, konnten einige hochenergetische Photonen verzögert nach der niederenergetischen Hauptenergieemission beobachtet werden. Zum Zeitpunkt des Nachweises dieser Photonen wurde keine Emission im niederenergetischen Bereich von BATSE registriert. Das mit der bisher höchsten Energie aus einer Burstrichtung nachgewiesene Photon hatte eine Energie von 20 GeV und wurde 1.5 Stunden verzögert registriert.

### Niederenergetische Röntgenstrahlung

Bei einigen Bursts wurde eine Emission im Bereich um 1 keV beobachtet, wobei diese etwa 1-2 Prozent der Gesamtemission betrug. Teilweise wurde Röntgenstrahlung vor dem eigentlichen Burst beobachtet. Das Defizit an dieser niederenergetischen Komponente in GRBs könnte man durch Absorption in einem den Burst umgebenden, eisenhaltigen Material erklären. Li und Liang stellten 1992 die These auf, daß man schwache Röntgenstrahlung von GRBs aus einem ausgedehnten Halo um M31 herum erwarten könnte. Positive Beobachtung könnte damit einen wichtigen Beitrag liefern, um die Entstehung der Bursts weiter aufzuklären.

### Suche nach Spektrale Linien

Frühere Berichte über spektrale Linien in GRBs waren ein Hauptgrund dafür, Bursts mit Neutronensternen in Verbindung zu bringen. Diese beobachteten Merkmale für spektrale Linien wurden erklärt durch die Produktion in intensiven Magnetfeldern von Neutronensternen. Eine Suche nach diesen Merkmalen (Absorption oder Emission) mit dem BATSE-Detektor konnte diese früheren Berichte allerdings nicht bestätigen. Es konnten zwar Hinweise auf spektrale Eigenschaften in

Teilbereichen von einigen Bursts gefunden werden, diese aber nicht sicher durch einen zweiten Detektor bestätigt werden.

Eine mögliche Erklärung für ein scheinbares Auftreten spektraler Eigenschaften ist die folgende :

Es gibt Beispiele für ganz unterschiedliche Spektren innerhalb eines Bursts in benachbarten Zeitintervallen. Eine Überlagerung dieser Spektren kann Spitzen im integrierten Gesamtspektrum erzeugen, die dazu verleiten, sie als Merkmale für Spektrallinien zu interpretieren.

### 1.2.3 Räumliche Verteilung und Intensitätsverteilung

Rückschlüsse auf die räumliche Verteilung der GRB-Quellen erhalten wir zum einen aus der beobachteten Winkelverteilung und zum anderen aus der Intensitätsverteilung. Unter der Intensitätsverteilung versteht man die Anzahl der Bursts mit einer Intensität $> S$ aufgetragen gegen log S wie in Abb.1.4. Die Winkelverteilung liefert uns dabei zwei der benötigten drei Dimensionen. Die Intensitätsverteilung ist sowohl mit der unbekannten Helligkeitsfunktion als auch mit der unbekannten radialen Verteilung verknüpft. Obwohl beide Funktionen nicht bekannt sind, lassen sich aus der Intensitätsverteilung Rückschlüsse auf räumliche Verteilung und Helligkeitsfunktion der GRB-Quellen ziehen.

#### Intensitätsverteilung

Viele verschiedene Messungen wurden gemacht, um die Intensitätsverteilung zu bestimmen, wobei jede Methode ihre eigenen Schnitte und Selektionseffekte besitzt. Vor allem muß berücksichtigt werden, daß die Verteilung für unterschiedliche Nachweisschwellen und Triggereffizienzen korrigiert werden muß.

Es hat sich durchgesetzt den maximalen Fluß (Photonen $cm^{-2}s^{-1}$) zu messen, da dieser direkter in Verbindung zu den Triggereigenschaften von GRB-Detektoren steht als der integrale Fluß. Messungen des Flusses im Maximum verlangen Korrekturen in der Nähe der Triggerschwelle, da die Umrechnung von Zählraten in einen Fluß vom Energiespektrum des Burst und den Detektoreigenschaften abhängen, die wiederum mit dem Einfallswinkel variieren. Insgesamt sind die Messungen des maximalen Flusses am besten geeignet, um Ergebnisse von verschieden Experimenten untereinander und mit theoretischen Modellen zu vergleichen.

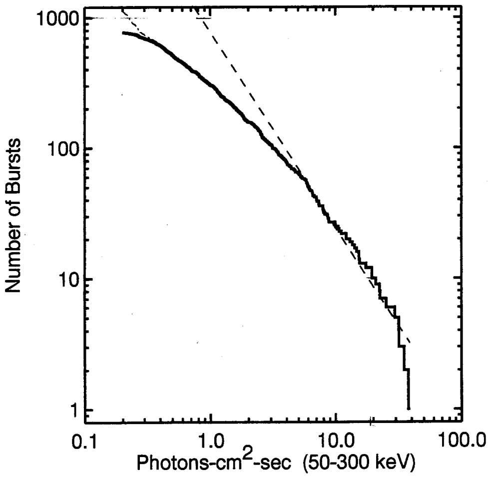


Abbildung 1.4: Integrale Intensitätsverteilung log N($> S$) gegen log S

In Abbildung 1.4 sieht man die integrale Verteilung des maximalen Flusses für 772 von BATSE gemessene Bursts. Auf der x-Achse ist der über 1024 ms integrierte maximale Fluß in einem Energiebereich zwischen 50 und 300 keV aufgetragen. Wären die Quellen der GRBs homogen im Euklidischen Raum verteilt, was hieße, daß die Helligkeitsfunktion und die Dichtefunktion unabhängig vom beobachteten Volumen wären, müßte die integrierte Intensiätsverteilung N(>S) proportional zu $S^{-3/2}$ sein. Abbildung 1.4 zeigt eine signifikante Abweichung vom $-3/2$-Potenzgesetz (gestrichelte Linie) , das wir bei homogener Verteilung erwarten. Diese Abweichung in der Homogenität der Burst-Verteilung beobachtet man auch, wenn man über 64 ms oder 256 ms integriert. Der Effekt ist dann allerdings nicht so stark, was vermutlich daran liegt, daß BATSE auf diesen kürzeren Trigger-Zeitskalen weniger sensitiv ist und nicht so tief ins All hinein beobachten kann.

Von anderen Experimenten konnte dieser Mangel an weniger intensiven Bursts ebenso bestätigt werden wie die homogene Verteilung der helleren Bursts. Die einfachste Erklärung ist, daß die Quellendichte in der Nähe nahezu konstant ist und bei größeren Entfernungen abnimmt.

### Winkel-Verteilung

Seit dem Start des BATSE-Satelliten steht eine große Anzahl von Daten zur Ortsbestimmung zur Verfügung. BATSE bestimmt die Richtung von Burst-Quellen, indem die Zählraten verschiedener Detektoren verglichen werden. Die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors variiert näherungsweise mit dem Cosinus des Einfallswinkels in Bezug auf die Detektornormale. Da Bursts gleichzeitig von vier Detektoren gemessen werden, kann Richtung und Intensität mit Hilfe einer Minimalisierungs-Technik bestimmt werden. Die Winkelauflösung liegt zwischen $1.5^0$ und $13^0$ und variiert mit der Stärke des Burst.

Die offensichtlich isotrope Verteilung in Abbildung 1.5 wird durch statistische Analysen bestätigt. Diese Isotropie behält auch für die schwachen Bursts Gültigkeit, die unterhalb der oben erwähnten $-3/2$-Kurve der Intensitätsverteilung liegen. Die beobachtete isotrope Verteilung der Bursts stellt die These galaktischen Ursprungs der Bursts auf eine harte Probe.

Man kann durch verschiedene Statistiken die Winkelverteilung charakterisie-

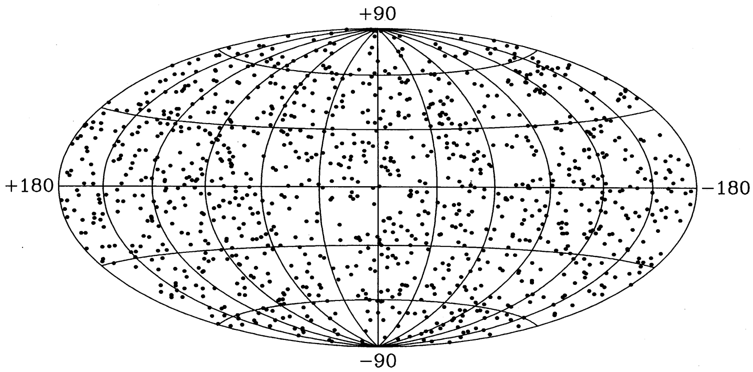


Abbildung 1.5: Verteilung von 1121 von BATSE in drei Jahren gesehenen GRBs aufgetragen in galaktischen Koordinaten.

ren und nach Anisotropien suchen. Bisher konnte weder Dipol- noch Quadrupol-Struktur signifikant nachgewiesen werden. Man betrachtet in der Regel zwei Statistiken, um Burst-Verteilungen mit galaktischen Modellen zu vergleichen. Die eine ist der durchschnittliche cos$\Theta$-Wert, wobei $\Theta$ der Winkel zwischen Einfallsrichtung des Burst und dem galaktischen Zentrum ist und ein Maß für die Konzentration in Richtung des galaktischen Zentrums liefert. Die andere ist der Durchschnittswert von $sin^2\beta$, mit $\beta$ als galaktischer Breite, und damit ein Maß für die Konzentration in Richtung der galaktischen Ebene. Für eine isotrope Verteilung der Quellen erwartet man $\langle cos\Theta\rangle = 0$ und $\langle sin^2\beta\rangle = 1/3$. Die Analyse der BATSE-Daten mit verschiedenen statistischen Methoden hat keinen Nachweis für ein Quadrupol- oder Dipol-Moment geliefert. Es gibt lediglich eine leichte Konzentration an den Himmelspolen, was aber auf eine Anisotropie bei der Beobachtung zurückzuführen ist. In früheren Daten beobachtete man recht starke Momente und deutete dies als Indiz für eine galaktische Verteilung der Quellen. Dieser Effekt konnte durch spätere Daten jedoch nicht bestätigt werden.

Die Frage nach sich wiederholenden Bursts wird nach wie vor kontrovers diskutiert. Es gibt Hinweise auf solche Ereignisse sowohl in den BATSE-Daten als auch in den COMPTEL-Daten, aber keine statistische Sicherheit. Obere Grenzen auf einer Zeitskala von einigen Jahren kann man mit ca. 20 % angeben.

## 1.3 Modelle zur Entstehung und Verteilung von GRBs

### 1.3.1 Geometrische Modelle

Man kann zunächst geometrische Modelle betrachten. Man versteht darunter Modelle für die räumliche Verteilung der Quellen, bei denen nicht berücksichtigt wird, was diese Quellen genau sind oder wie sie die Bursts erzeugen. Dies ist sinnvoll, da die beobachtete Winkel- und Intensitätsverteilung die räumliche Verteilung und die Helligkeitsverteilung stark einschränken. Die Physik der Energiequellen und der Prozeß der Emission bei der Entstehung der GRBs bleiben bisher weitgehend spekulativ. Die Einschränkungen ergeben sich aus einer Kombination der isotropen Verteilung und einer inhomogenen Intensitätsverteilung. Es ergeben sich vier mögliche geometrische Szenarien, die in der Lage sind, die Beobachtungen zu erklären.

### Die Oort-Wolke

Die Oort-Wolke liefert die am nächsten liegende Möglichkeit für die oben beschriebene Verteilung. Zur Entstehung vorgeschlagen wurden unter anderem die Kollision von Kometen oder die Kollision von einem Kometen mit einem schwarzen Loch. Die geometrischen und physikalischen Konsequenzen dieser Modelle wurden untersucht, und man kam zu dem Schluß, daß die Entstehung der GRB-Quellen in der Oort-Wolke eher unwahrscheinlich ist.

### Die galaktische Scheibe

Bevor die BATSE-Daten für die Verteilung der schwächeren Bursts zur Verfügung standen, ging man davon aus, daß Bursts in der galaktischen Scheibe entstehen und wahrscheinlich von Neutronensternen ausgehen. Die Isotropie der hellsten Bursts wurde als Indiz dafür angesehen, daß die Entfernungen der Quellen kleiner sind als die galaktische Scheibe. Physikalisch betrachtet sind stark magnetisierte Neutronensterne attraktive Kandidaten, um ein nichtthermisches $\gamma$-Ray-Spektrum mit einer komplizierten zeitlichen Struktur zu erzeugen. Die vom GINGA-Satelliten beobachteten Absorptionslinien[16] sah man als Hinweis auf ein für Neutronensterne typisches Magnetfeld. Im Modell der galaktischen Scheibe und typischen Entfernungen von 1 kpc, wäre die Burst-Luminosität ca. $10^{38} erg/s$, was in der Größenordnung der Eddington Luminosität von Neutronensternen liegt.

Neuere Daten schließen das Modell allerdings nahezu aus. Berechnet man die galaktischen Quadrupolmomente, so zeigt sich, daß diese inkonsistent mit einer Scheibensymmetrie sind.

### Der ausgedehnte galaktische Halo

Ein befriedigendes geometrisches Modell läßt sich konstruieren, wenn man die Quellen in einem ausgedehnten galaktischen Halo annimmt. Die Isotropie der beobachteten Bursts verlangt eine Größe, die deutlich über der Entfernung der Erde zum galaktischen Zentrum liegt und schränkt außerdem die Größe des Kerns eines solchen Halo ein. Dadurch, daß keine Burst-Ereignisse von M31[3] beobachtet

[3]spiralförmiges Sternsystem im Sternbild Andromeda (Andromedanebel)

wurden, wird zusätzlich die Ausdehnung des Halo eingeschränkt. Die Radialverteilung und die Luminositätsfunktion könnte man an die beobachtete Intensitätsverteilung anpassen.

Typische Entfernungen von Quellen in diesem Modell wären in der Größenordnung von 100 kpc. Die notwendige Luminosität der Quellen läge dann bei $10^{42} erg/s$. Vergleicht man BATSE-Daten mit verschiedenen galaktischen Modellen, kommt man zu dem Schluß, daß ein Halo mindestens 125 kpc und höchstens 400 kpc ausgedehnt sein müßte.

Es gibt keine zwingenden physikalischen Gründe oder experimentellen Ergebnisse für solch einen ausgedehnten galaktischen Halo, sondern seine Existenz wurde, insbesondere um das GRB-Problem zu lösen, postuliert.

**Das Kosmologische Modell**

Die beobachtete Isotropie und Inhomogenität ist zwingend notwendig für kosmologische Modelle und die Inhomogenität in der Intensitätsverteilung wäre eine Folge von Rotverschiebungseffekten. Kosmologische Verteilungen lassen sich gut an die beobachtete Intensitätsverteilung anpassen, setzt man eine Standardluminosität, eine Standardkosmologie und keine Entwicklung der Quellen voraus. In diesen Modellen haben die schwächsten Quellen eine Rotverschiebung von ungefähr z=1 und eine Luminosität in der Größenordnung $10^{51} erg/s$.

### 1.3.2 Mögliche Emissionsmechanismen

Das theoretische Verstehen von GRBs sollte verschiedene Komponenten enthalten:

- die Lage
- eine Energiequelle
- einen Emissionsmechanismus

Die Lage der Bursts muß dabei konsistent mit der beobachteten Isotropie und Inhomogenität sein, die Energiequellen müssen den beobachteten Intensitäten bei den angenommenen Entfernungen genügen und die Emissionsmechanismen müssen in der Lage sein, die beobachteten Zeitskalen und Spektren zu reproduzieren. Diese Mindestanforderungen zu erfüllen hat sich als recht schwierig erwiesen. Das Entfernungsproblem zeigt sich z.B darin, daß die Winkel- und Intensitätsverteilung eher ein Argument für kosmologische Entfernungen darstellt, während die spektralen und zeitlichen Eigenschaften auf wesentlich nähere und damit niederenergetischere Ereignisse hindeuten.

Obwohl bereits viele hundert Veröffentlichungen existieren, die einen weiten Bereich möglicher Szenarien zur Entstehung von GRBs abdecken, liefert keine davon eine komplette Theorie. Die größte Schwierigkeit liegt darin, den letzten Schritt zu machen, nämlich die beobachteten Bursteigenschaften durch Betrachtung des Energietransportes abzuleiten. Der Mangel an Röntgen-Strahlung z.B. bereitet Schwierigkeiten bei Prozessen, die in der Nähe der Oberfläche eines Neutronensternes stattfinden. Die intensive $\gamma$-Strahlung müßte die Oberfläche des Neutronensternes aufheizen und dabei würde man eine nicht beobachtete Produktion einer intensiven thermischen Röntgen-Komponente erwarten.

Eine wichtige Konsequenz der BATSE-Daten ist, daß die Burstluminosität für Quellen im galaktischen Halo etwa $10^{42}$erg/s und etwa $10^{51}$erg/s für kosmologische Quellen sein sollte. In beiden Fällen besteht die Herausforderung an die Theoretiker darin, diese hohen Energien für einen Burst zu erklären, der ein nichtthermisches Spektrum fast ausschließlicher $\gamma$-Strahlung besitzt und etwa 10s andauert.

### Feuerbälle

Durch die rapiden zeitlichen Veränderungen von Bursts sollten die Emissionsregionen kleiner als 100 km sein. Die hohe Luminosität verlangt dann eine große Photonendichte. Die optische Tiefe für Photon-Photon Paarproduktion ist wenigstens $10^{12}$ in typischen kosmologischen Szenarien und wenigstens $10^6$ im Falle eines ausgedehnten galaktischen Halo. In beiden Fällen wäre das Ergebnis ein relativistisch expandierendes Paarplasma, das auf einen Feuerball hinweisen würde.

Die Photonen können entweichen, nachdem sich der Feuerball ausgedehnt und auf etwa kT=20keV abgekühlt hat. Durch die Ausdehnung könnte es zu einer Blauverschiebung und damit zu typischen GRB-Energien kommen, aber das Spektrum gleicht nicht dem eines GRB.

Dazu kommt die Schwierigkeit, daß die Strahlungsenergie des Feuerballs sofort in kinetische Energie von Baryonen umgewandelt wird. In kosmologischen Feuerbällen genügt die Energie von $10^{-9}$ Sonnenmassen an Baryonen, um die Strahlung soweit zu verringern, daß der Feuerball optisch dünn wird. Ab Baryonenladungen von $10^{-5}$ Sonnenmassen wird die Expansion überhaupt nicht relativistisch. Die Notwendigkeit von Feuerbällen stellt ein Problem in beiden Modellen dar.

### Kosmologische Modelle zur Emission

Die Isotropie und die Inhomogenität lassen sich gut mit kosmologischen Entfernungen in Einklang bringen. Die Intensitätsverteilung der Bursts ist konsistent mit einer Standardluminosität von $10^{51}$ erg/s und einer Entfernung zu den schwächsten Bursts von z=1. Solche Modelle erfordern Ereignisraten von $10^{-6}$ pro Galaxis und pro Jahr. Eine ganze Anzahl von möglichen Energiequellen sind bereits vorgeschlagen worden. Bei der Fusion eines binären Systems aus zwei Neutronensternen oder einem Neutronenstern und einem schwarzen Loch können etwa $10^{53}$ erg in 1 ms freiwerden. Ein Teil dieser Energie wird als Neutrinos und Antineutrinos abgestrahlt. Durch Annihilation können Elektronen und Positronen entstehen und letztlich ein Feuerball mit ca. $10^{51}$ erg.

Die Erzeugung geladener Baryonen kann unter bestimmten Umständen vermieden werden. Es existieren noch einige weitere, neuere aber ähnliche kosmologische Modelle. Die größte Schwierigkeit bei allen kosmologischen Szenarien besteht darin, die notwendige Energie als Gamma-Strahlung mit den beobachteten zeitlichen und spektralen Bursteigenschaften zu erhalten.

Feuerbälle liefern thermische Spektren mit Zeitskalen im Millisekundenbereich, die von den beobachteten abweichen. Eine mögliche Lösung könnte die Interaktion des expandierenden Feuerballes mit interstellarer Materie sein. Ist die Baryonenladung im Bereich zwischen $10^{-9}$ und $10^{-6}$ Sonnenmassen, könnte die kinetische Energie der Baryonen in Strahlung, die die erforderlichen zeitlichen und spektralen Eigenschaften besitzt, umgewandelt werden. Diese Umwandlung würde durch Abbremsungsschocks erfolgen. Ein weiterer Vorteil dieser These ist, daß die in vielen Bursts beobachtete komplexe Zeitstruktur durch die Inhomogenitäten in der interstellaren Umgebung erklärt werden könnte.

Eine andere Möglichkeit zur Aussendung eines nichtthermischen Spektrums durch einen Feuerball wäre die Streuung von UV-Strahlung oder optischer Strahlung an einem dichten kugelförmigen Cluster oder an galaktischen Kernen.

### Modelle im ausgedehnten galaktischen Halo

Es besteht nach wie vor Interesse an galaktischen Halo Modellen. Der Vorteil liegt in den wesentlich geringeren Energieanforderungen und der Fähigkeit, Absorptionslinien zu erzeugen. Die Schwierigkeit besteht allerdings darin, eine begründete Verteilung zu postulieren, die die Isotropie und Inhomogenität reproduziert.

Der übliche Ansatz benutzt von der Galaxis ausgeschiedene Neutronensterne, um einen ausgedehnten galaktischen Halo zu erzeugen. Die Neutronensterne könnten dabei Geschwindigkeiten von ca. 1000 km/s erreichen. Das Modell erfordert eine sorgfältige Wahl der Parameter, um es den BATSE-Ergebnissen anzupassen. Langsame Pulsare, die eine Scheibenverteilung zeigen würden, dürften keine Bursts erzeugen. Nimmt man Magnetfelder als Erzeuger der Bursts an, müßten die Felder eine Stärke von $10^{15}$ Gauss haben.

Eine andere Möglichkeit, Neutronensterne aus der Galaxis auszusondern, ist die Entstehung bei der Verschmelzung von weißen Zwergen oder Ausstoß aus der großen Magellanschen Wolke.

## 1.4 Suche nach Gegenstücken in anderen Wellenlängenbereichen

In der 30-jährigen Geschichte der Hochenergie-Astronomie hat sich immer wieder gezeigt, daß man wichtige Erkenntnisse über Quellen und Emissionsprozesse aus Beobachtungen in verschiedenen Energie- und Wellenlängenbereichen ziehen kann. Soft Gamma-Ray Repeaters z.B. konnte man im $\gamma$-Ray-, Röntgen-, optischen und Radiobereich beobachten und dadurch zeigen, daß es sich bei ihnen um Überreste von Supernovae handelt. Seit der ersten Entdeckung von GRBs hat es Bemühungen gegeben, Gegenstücke in einem anderen Wellenlängenbereich vor, gleichzeitig oder nach dem $\gamma$-Ray Ereignis zu entecken. Diese Suche hat sich über alle elektromagnetischen Bereiche und ganz besonders über den optischen erstreckt.

### 1.4.1 Suche im TeV-Bereich

Im Rahmen dieser Arbeit sind natürlich vor allem mögliche Beobachtungen im TeV-Bereich und deren Auswirkungen auf bestehende Modelle von Interesse. Die beiden entscheidenden Fragen in bezug auf den HAST sind folgende:

- Warum ist es wichtig die, Energieschwelle zu senken ?
- Welche Schlüsse könnte man aus positiver TeV-Beobachtung ziehen ?

Aus den mit EGRET und BATSE gewonnenen Daten läßt sich schließen, daß eine Beobachtung im TeV-Bereich möglich ist. Extrapoliert man Spektren dieser Experimente, ergeben sich Photonenflüsse im TeV-Bereich, die mit den heutigen Luftschauer-Experimenten nachweisbar wären. Durch EGRET wurden wie oben erwähnt auch schon Photonen mit einer Energie bis zu 18 GeV nachgewiesen. Zudem sagen einige Modelle (Feuerbälle, verdampfende schwarze Löcher) zur Entstehung von GRBs TeV-Emission voraus.

Für Photonen mit einer Energie $E_\gamma > 30 GeV$ wird die Absorption durch Wechselwirkungen $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ mit dem diffusen intergalaktischen Strahlungsfeld wichtig. Daher ist es notwendig, die Energieschwelle zu senken. Aus einer positiven TeV-Beobachtung, die in Zusammenhang mit einem GRB steht, könnten wichtige Rückschlüsse auf deren Entfernung gezogen werden. Man könnte die Entfernung einschränken, da das Infrarot-Strahlungsfeld die mittlere freie Weglänge für TeV-Photonen auf ca. 100 Mpc limitiert. Eine TeV-Beobachtung würde weiter die Anzahl möglicher Emissionsmechanismen reduzieren. Henric Krawczynski [17] hat bereits nach Gegenstücken im TeV-Bereich mit Hilfe des HEGRA-Detektors gesucht und dabei verschiedene Analyseverfahren angewendet. Die Arbeiten von B.Funk [18] und V.Matheis [19], die im Rahmen der HEGRA-Kollaboration angefertigt wurden, beschäftigen sich ebenfalls mit GRBs.

In [20] wird die Rate abgeschätzt, mit der bestehende Experimente GRBs im TeV-Bereich nachweisen können. Nimmt man eine kosmologische Verteilung der GRB-Quellen an, ergibt sich für das Szintillator-Feld des HEGRA-Experimentes eine Nachweisrate von 0.02 pro Jahr. Die Rate würde sich auf etwa 1 GRB pro Jahr durch die Senkung der Energieschwelle auf 2 TeV erhöhen. Könnte man einige GRBs im TeV-Bereich nachweisen, wäre dies somit ein deutlicher Hinweis auf einen galaktischen Ursprung der Quellen.

## 1.5 Neue Beobachtungen und Ergebnisse

1997 gab es einige interessante Beobachtungen und Veröffentlichungen, die einen wichtigen Schritt bei der Erforschung von GRBs bedeuten. Vor allem die Bursts GRB970228 und GRB970508 spielen dabei eine entscheidende Rolle.

In der Astronomie bedeuten Beobachtungen eines Objektes in verschiedenen Wellenlängenbereichen oft einen großen Fortschritt. GRBs bilden hier keine Ausnahme.

Zu den beiden oben genannten Bursts konnten Gegenstücke in anderen Wellenlängenbereichen nachgewiesen werden; und zwar im Röntgen- und im optischen Bereich. Die Beobachtungen stellen ein Indiz für eine kosmologische Herkunft der GRBs durch relativistisch expandierende Feurbälle dar.

Der italienisch-holländische Satellit Beppo-SAX wurde am 30.April 1996 auf seine Umlaufbahn gebracht. An Bord befinden sich zwei Weitwinkel-Kameras mit einem Beobachtungsfeld von $40^0$ und senkrecht dazu die Teleskope, die das Hauptinstrument des Experimentes darstellen. Die Kombination der beiden Instrumente erlaubt es, die Position des Burst innerhalb weniger Stunden zu bestimmen und zu verbreiten, so daß andere Experimente nach Gegenstücken in anderen Wellenlängenbereichen suchen können.

Am 28.Februar 1997 wurde der Burst (GRB970228) von Beppo-SAX entdeckt und seine Position schnell (innerhalb weniger Stunden mit einem Fehler von 3 arcmin) bestimmt. Ein Nachglühen im Röntgen-Bereich konnte ca. 8 Stunden später mit Teleskopen, die sich auf dem Satelliten befinden, nachgewiesen werden. Diese Röntgen-Strahlung wurde in den folgenden Tagen nach einem Potenz-Gesetz schwächer. Das energetische Verhalten der Röntgen-Strahlung zeigte signifikante Ähnlichkeit mit dem von GRBs.

Durch die schnelle Positionsbestimmung durch Beppo-SAX wurde eine Suche nach Gegenstücken in vielen Wellenlängenbereichen gestartet und es konnte eine schwächer werdende optische Quelle [21] entdeckt werden, die konsistent mit der Position der Röntgenquelle war.

Careveo et al. [22] beobachteten eine Eigenbewegung der Quelle. Diese Eigenbewegung wäre ein Indiz für die Entstehung in unserer Galaxis gewesen. Von anderen Experimenten wurde die Beobachtung jedoch nicht bestätigt.

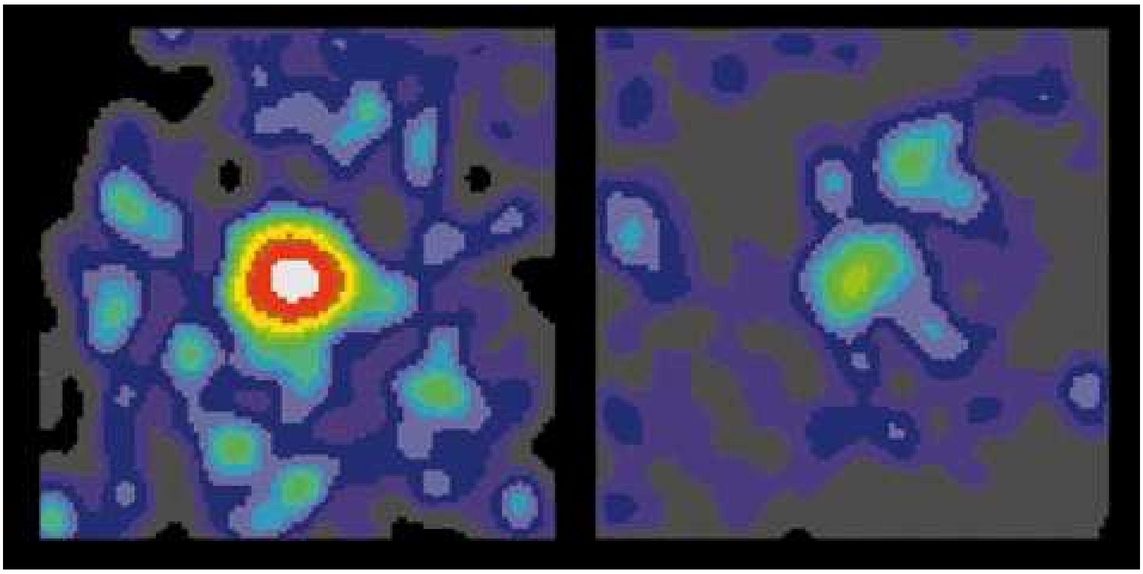

Abbildung 1.6: Röntgen-Aufnahme des Burst vom 28.02.1997 durch den Beppo-SAX Satelliten (links). Die Burst-Position konnte auf wenige arc-Minuten eingeschränkt werden, so daß erdgebundene Teleskope auf den Burst gerichtet werden konnten. Rechts sieht man die deutlich schwächere Quelle am 03.03.1997.

Eine potentielle Ursprungs-Galaxis konnte identifiziert werden [23]. Die Wahrscheinlichkeit einer zufälligen Übereinstimmung liegt bei 2%.

Am 8.Mai 1997 wurde GRB970508 durch Beppo-SAX nachgewiesen. Der Burst dauerte ca. 15 s mit einem $\gamma$-Fluß von etwa $3 \cdot 10^{23} ergcm^{-2}$ an. Den Hauptanteil am Fluß hatten Photonen mit einer Energie von $\approx$0.5 MeV. In den nächsten Tagen konnten aus der Burst-Richtung Röntgen-, optische und Radio-Strahlung nachgewiesen werden. Die Position des Bursts konnte mit einer Genauigkeit $\leq$3 arcmin bestimmt werden. Das zwei Tage später aufgenommene optische Spektrum zeigt Absorptionseigenschaften, die mit Fe II und Mg II assoziiert sind. Aus den Eigenschaften läßt sich schließen, daß das absorbierende System bei einer Rotverschiebung von z=0.835 liegt. Das bedeutet gleichzeitig eine untere Grenze für die Rotverschiebung des GRB (z$\geq$0.835) und die ausgestrahlte Energie der Quelle im $\gamma$-Bereich ($E_\gamma \geq 10^{51} erg$).

Die Entdeckung von Gegenstücken im optischen und im Röntgen-Bereich der Bursts 970228 und 970508 bedeuten einen großen Fortschritt beim Verständnis der Quellen und Emissionsmechanismen. Speziell die Entdeckung einer ausgedehnten Quelle, die wahrscheinlich die Ursprungs-Galaxis des GRB970228 ist, und der Nachweis eines Emissions-Absorptions-Linien Systems bei z=0.835 im optischen Spektrum von GRB970508, das durch die Ursprungs-Galaxis oder eine dazwischenliegende entstanden sein könnte, liefern einen ersten direkten Hinweis auf einen kosmologischen Ursprung der GRBs. Die Beobachtungen stützen das Modell eines relativistisch expandierenden Feuerballes, da dieses eine verzögerte

Emission (Nachglühen) im Röntgen-, optischen und Radio-Bereich vorhersagt.

Die beiden Bursts befanden sich nicht im Beobachtungsfenster des HEGRA-Experimentes, so daß wir nicht nach Gegenstücken im TeV-Bereich suchen konnten.

# Kapitel 2

# Das HEGRA-Experiment

Abbildung 2.1: Blick auf das HEGRA-Experiment vom Roque de los Muchachos auf der kanarischen Insel La Palma

Das Experiment befindet sich auf der kanarischen Insel La Palma ($28.8^0$ nördliche Breite, $17.9^0$ westliche Länge) auf dem Roque de los Muchachos in einer Höhe von 2200 Meter über dem Meeresspiegel. Die geographische Lage ist aus verschiedenen Gründen gut geeignet für Luftschauerexperimente :

- durch die Höhe ergibt sich eine niedrige Energieschwelle zum Nachweis von Luftschauern
- die guten Sichtbedingungen ermöglichen die Messung des von Lufttschauern in der Atmosphäre erzeugten Čerenkovlichtes

- durch die Äquatornähe läßt sich die galaktische Scheibe in einem Bereich beobachten, in dem man interessante Quellen vermutet

Es handelt sich bei dem Experiment um eine internationale Kollaboration, an der folgende Institute beteiligt sind :

- Max Planck Institut für Kernphysik Heidelberg
- Max Planck Institut für Physik München
- Universität Hamburg
- Universität Kiel
- Universität Madrid, Spanien
- Universität Wuppertal
- Physikalisches Institut Yerevan, Armenien

In dem nächsten Abschnitt soll über die kosmische Strahlung und Luftschauer berichtet werden. Der zweite Abschnitt handelt dann vom Prinzip der Datennahme, erklärt die modifizierte Triggerlogik und beschreibt die einzelnen Detektorkomponenten des Experimentes.

## 2.1 Kosmische Strahlung

**Was ist eigentlich kosmische Strahlung?**
Teilchen der kosmischen Strahlung treffen mit einer Rate von ca. 1000 pro $m^2$ und Sekunde auf unsere Atmosphäre. Es handelt sich dabei um ionisierte Kerne, vor allem Protonen (90 %), alpha-Teilchen (9 %) und andere schwere Kerne.

Zum Großteil ist die kosmische Strahlung relativistisch. Man unterscheidet grundsätzlich drei Energiebereiche :

- **V**ery **H**igh **E**nergy (0,1 TeV - 100 TeV)
- **U**ltra **H**igh **E**nergy (100 TeV - 100 PeV)
- **E**xtremely **H**igh **E**nergy (> 100 PeV)

Es gibt zwei fundamentale Fragen, mit denen sich die Physik der kosmischen Strahlung beschäftigt:

- 1. Wo kommt die kosmische Strahlung her ?

- 2. Wie werden die Teilchen auf solch hohe Energien beschleunigt ?

Bisher konnte die Frage nach der Herkunft und den Beschleunigungsmechanismen der kosmischen Strahlung noch nicht befriedigend geklärt werden. Klar ist, daß fast immer der Ursprung außerhalb unseres Sonnensystems, aber innerhalb unserer Galaxis liegt. Die Partikel, die ihre Herkunft der Sonne verdanken, sind zeitlich mit mächtigen Ereignissen auf dieser verknüpft und zeigen daher auch starke Variationen. Diese Ereignisse sind jedoch für den Energiebereich des HEGRA-Experimentes nicht relevant. Der Großteil der kosmischen Strahlung zeigt keine Korrelation zu Sonnenaktivitäten. Die kosmische Strahlung mit der höchsten Energie, die bis $10^{20}$ eV reicht, könnte auch extragalaktischen Ursprungs sein.

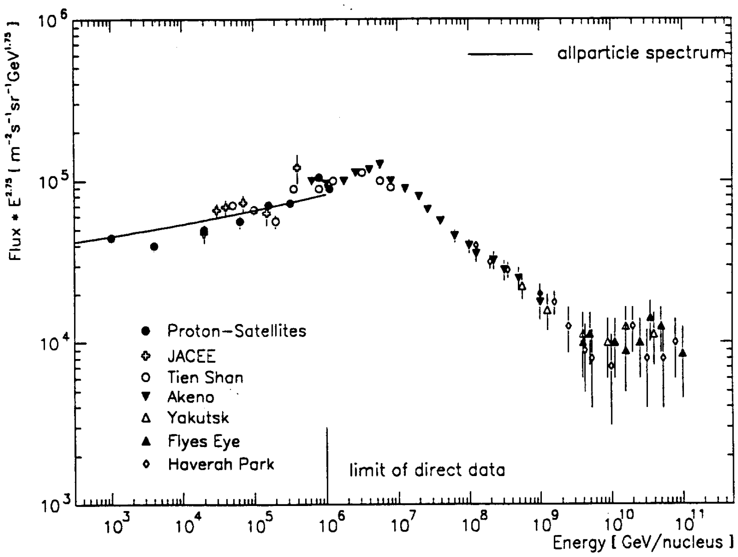


Abbildung 2.2: Das differentielle Energiespektrum der kosmischen Strahlung

Die wichtigsten Daten über kosmische Strahlung aus denen wir etwas über ihren Ursprung lernen können, sind zum einen die Anteile der verschiedenen Kerne an der Strahlung (Komposition) und zum anderen die Verteilung der Energie für jede einzelne Komponente (Energiespektrum). Vergleiche mit der chemischen Komposition verschiedener astrophysikalischer Objekte, wie z.B. der Sonne, des interstellaren Mediums, Supernovae oder Neutronensterne, könnten Hinweise liefern auf die Art und Weise, wie die kosmische Strahlung in den Beschleunigungsprozeß gerät. Das Energiespektrum sollte charakteristisch für bestimmte Beschleunigungsmechanismen sein.

Abb.2.2 zeigt das über alle Primärteilchen integrierte Spektrum der kosmischen Strahlung. Über einen weiten Bereich läßt es sich gut durch ein Potenzgesetz der Form

$$d\Phi/dE = \Phi_0 \cdot E^{-\gamma}$$

beschreiben. Der spektrale Index $\gamma$ beträgt bis zu einer Energie von $10^{15}$ eV etwa 2,67. Bei höheren Energien fällt das Spektrum deutlich steiler ab und der Index steigt auf 3,0 an, um dann wieder abzunehmen, da das Spektrum jenseits von $10^{19}$ eV wieder deutlich flacher wird. Interessant und vor allem Objekt von Spekulationen ist das sogenannte „Knie“ ; darunter versteht man das Abknicken im Energiespektrum bei etwa $10^{15}$eV.

Im Energiebereich zwischen 1 TeV und 1 PeV besteht die kosmische Strahlung zu 50% aus Protonen, zu 25% aus Helium, zu 13% aus Kohlenstoff, Sauerstoff und Stickstoff und zu 13% aus Eisen[24]. Im Intervall zwischen 60 TeV und 100 TeV ist der Photonengehalt z.B. geringer als 2%. Insgesamt läßt sich sagen, daß die Zusammensetzung der kosmischen Strahlung mit der Energie variiert. Die Bestimmung des Energiespektrums und der chemischen Komposition sind auch Gegenstand der momentanen HEGRA-Forschung. Ergebnisse des HEGRA-Experimentes finden sich in : $25^{th}$ ICRC, Durban 1997, Volume 4.

## 2.2 Luftschauer

Tritt ein hochenergetisches Teilchen in die Atmosphäre ein, erzeugt es einen kaskadenartigen sogenannten Luftschauer. Man unterscheidet elektromagnetische (durch Photonen ausgelöst) und hadronische Schauer. In der Kaskade eines elektromagnetischen Schauers kommt es im wesentlichen zu Paarbildung durch die Photonen und zu Bremsstrahlung der Elektronen und Positronen. Bis zum Schauermaximum nimmt die Anzahl der Teilchen zu, und die Energie des Primärteilchens verteilt sich auf die zunehmende Anzahl an Kaskadenteilchen.

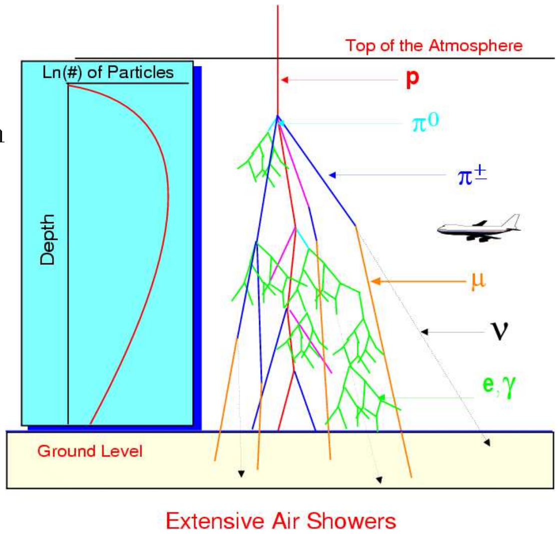


Abbildung 2.3: Skizze eines Luftschauers und dessen Entwicklung in der Atmosphähre

Wird die kritische mittlere Energie pro Teilchen von 81 MeV unterschritten, dominiert der Ionisationsverlust der Elektronen und der Schauer stirbt langsam aus. Die longitudinale Ausdehnung eine Schauers wird durch zwei Größen bestimmt :

- die Strahlungslänge in Luft ($X_0 = 37,1 g/cm^2$)

- die Konversionslänge für Photonen ($9/7 \cdot X_0$)

Auf der Höhe des HEGRA-Experimentes auf La Palma (2200m oder $790 g/cm^2$) hat ein senkrecht einfallender Luftschauer bereits 21 Strahlungslängen in der Atmosphäre zurückgelegt. Elektromagnetische Schauer mit einer Energie bis zu 10 PeV können somit nur noch durch ihren aussterbenden Teil nachgewiesen werden. Bei der Suche nach Quellen kosmischer Strahlung muß man sich natürlich auf photonen-induzierte Schauer beschränken, da geladene Teilchen auf ihrem Weg durch das Universum ihre Richtungsinformation durch Ablenkung in Magnetfeldern verlieren.

Hadronische Schauer unterscheiden sich in vielen Punkten von elektromagnetischen. Die hadronische Wechselwirkungslänge von Protonen beträgt 83 $g/cm^2$ und ist somit mehr als doppelt so groß wie $X_0$. Das primäre Proton kann also wesentlich tiefer in die Atmosphäre eindringen. Reaktionsprodukte sind hauptsächlich geladene und neutrale Pionen sowie ca. 10% Kaonen. Es kommt dann im weiteren Schauerverlauf zu sekundären Stoßprozessen und folgenden Zerfällen :

$$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma \tag{2.1}$$

$$\pi^\pm, K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu \tag{2.2}$$

$$\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu, \mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \nu_\mu \tag{2.3}$$

Durch den Zerfall der neutralen Pionen in zwei Photonen kommt es zu einer elektromagnetischen Komponente in hadronischen Schauern. Je älter ein hadronischer Schauer wird, desto größer wird der Anteil an Elektronen, Positronen und Photonen. Unterschiede zu einem Photonen-induzierten Schauer sind folgende:

1. hadronische Schauer besitzen eine harte Komponente aus hochenergetischen **Myonen** (2.2)
2. langsamere **Longitudinalentwicklung** und langsameres Aussterben

Die Anzahl der Myonen ist um den Faktor 10 bis 30 höher als bei elektromagnetischen Schauern. Durch die deutlich größere Wechselwirkungslänge und die Produktion von Photonen aus dem Pionen-Zerfall (2.1) und dem Zerfall der Myonen (2.3) in Elektronen und Positronen wird die elektromagnetische Komponente ständig aufgefrischt und der Schauer stirbt langsamer aus. Auch die laterale Ausdehnung bei hadronischen Schauern mit gleicher Energie ist größer und unregelmäßiger als bei elektromagnetischen Schauern.

Bei der Untersuchung von Luftschauern geht es vor allem darum, Aussagen über die Einfallsrichtung, Energie und Art des auslösenden Primärteilchens machen zu können. Da diese Größen leider alle nicht direkt meßbar sind, beziehen wir unsere Informationen hauptsächlich aus der Ankunftszeitverteilung der Teilchen und Čerenkovphotonen und aus den jeweiligen lateralen Dichteverteilungen. Mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen können dann weitere Rückschlüsse auf die gewünschten Parameter gezogen werden.

Erreichen die Teilchen das Detektorniveau, sind sie in einer wenige Meter dicken Kegelfront lokalisiert. Die Kegelachse gibt die Einfallsrichtung und die Kegelspitze den Schauerkern an. Die mittlere Kegelsteigung beträgt etwa $1,5^0$. Aus der Ankunftszeitverteilung der Teilchen im Detektorfeld kann mit Hilfe des Kernortes die Einfallsrichtung bestimmt werden [25].

Die Lateralverteilung der Dichteverteilung wird gut durch die **NKG Funktion** (Nishimura-Kamata-Greisen) beschrieben[26].

$$\rho = \frac{\Gamma(4,5-age)}{2\pi\Gamma(age)\Gamma(4,5-2age)} N_e \frac{1}{r_m^2} \left(\frac{r}{r_m}\right)^{age-2} \left(\frac{r}{r_m}+1\right)^{age-4,5} \tag{2.4}$$

Dabei sind :

- $\rho$=Teilchendichte im Abstand r
- r=Abstand zur Schauerachse
- $N_e$=Anzahl der Elektronen und Positronen des Schauers
- age=Formparameter der Lateralverteilung
- $r_m$=Moliere-Radius (112m)

$N_e$ gibt die Gesamtzahl der Teilchen auf Detektorniveau an. Für einen von Photonen induzierten Schauer einer Energie von 1 PeV sind das etwa $10^4$. Der Parameter age gibt an, in welchem Entwicklungsstadium sich ein Schauer befindet. Ist die Anzahl der minimal ionisierenden Teilchen maximal, hat der Luftschauer sein Schauermaximum erreicht. In diesem Fall ist der Parameter age=1. Age nimmt Werte zwischen 0 und 2 an, wobei ein Schauer mit age$<1$ noch im Wachstum ist. Ein bereits aussterbender Schauer wird durch age$>1$ charakterisiert.

Zusätzliche Information lassen sich aus dem von Luftschauern ausgesandten **Čerenkovlicht** gewinnen. Prinzipiell können alle geladenen Teilchen eines Schauers mit einer Geschwindigkeit größer als der Lichtgeschwindigkeit in dem umgebenden Medium Čerenkovlicht erzeugen. Ähnlich wie die Teilchen eines Luftschauers erreicht dieses Licht das Detektorniveau in einer kegelförmigen Front. Sowohl die Steigung der Kegelfront als auch die Fluktuationen in den Ankunftszeiten sind deutlich geringer als bei der Teilchenfront. Die Lateralverteilung des Čerenkovlichtes nimmt vom Schauerkern ausgehend exponentiell ab. Vorteil des Nachweises des Čerenkovlichtes ist, daß sich durch die geringeren Fluktuationen die Einfallsrichtung des Primärteilchens genauer bestimmen läßt als durch den Teilchennachweis. Allerdings beschränkt sich der Einsatz auf mondlose, klare Nächte.

## 2.3 Der Detektor

Das Experiment besitzt verschiedene Detektorkomponenten, die im folgenden kurz vorgestellt werden sollen. Für den HAST-Trigger ist ausschließlich die **Szintillator-Matrix** wichtig. Außerdem gibt es noch **AIROBICC-Zähler** (**Air O**bservation **B**y angle **I**ntegrating **Č**erenkov **C**ounters), Čerenkov-Teleskope und Geiger-Türme.

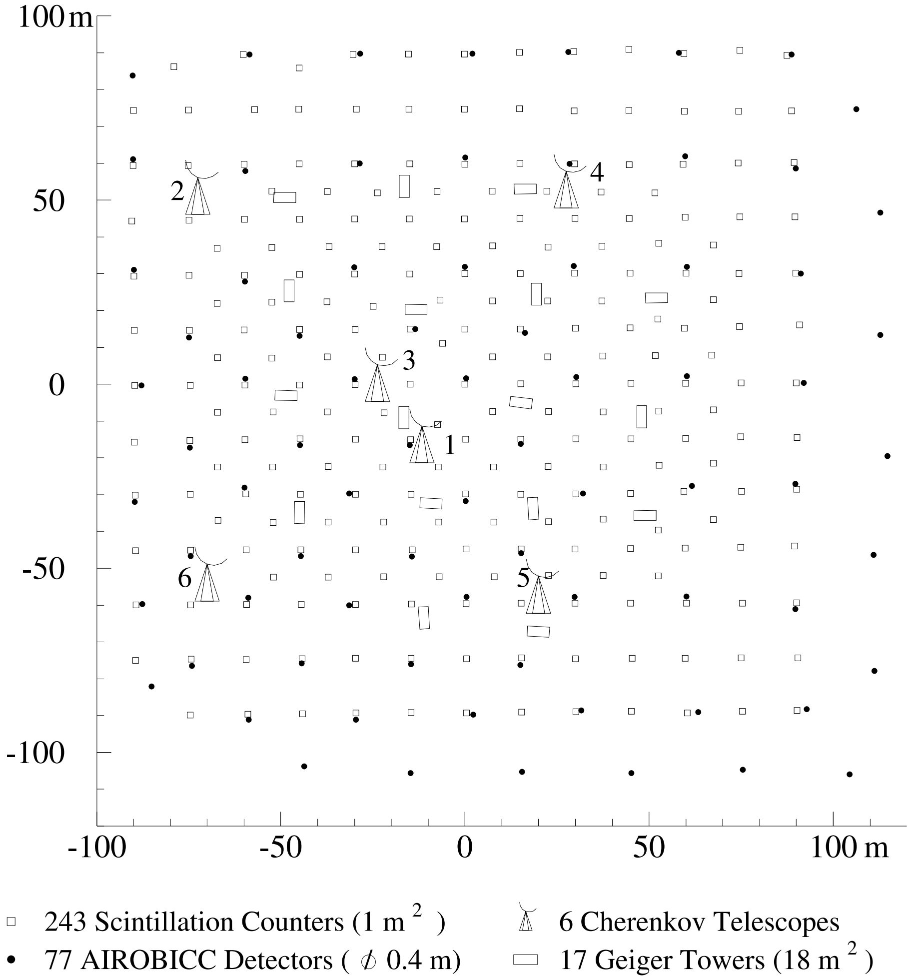


Abbildung 2.4: Lage der verschiedenen Detektoren und Ausdehnung des Experimentes.

### 2.3.1 Das Szintillator-Feld



Abbildung 2.5: Photo einer Szintillator-Hütte

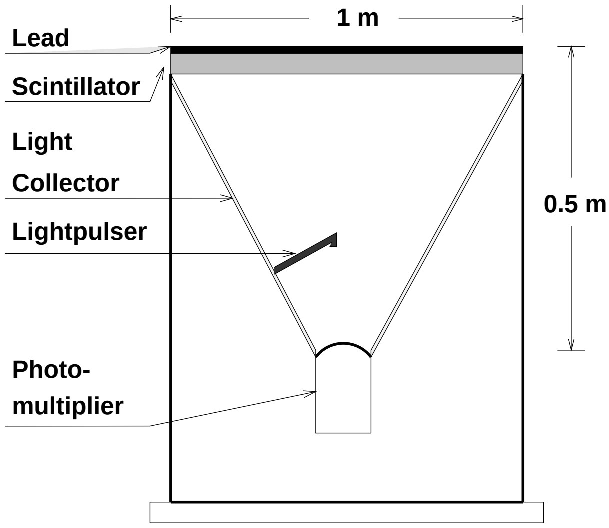



Abbildung 2.6: Prinzipskizze eines Szintillator-Zählers

Die Szintillator-Matrix besteht zur Zeit aus 243 Zählern. Sie ist für diese Arbeit von besonder Bedeutung, da der HAST ausschließlich auf dieser Detektorkomponente basiert. 1988 wurden zunächst 37 Zähler installiert und in den nächsten Jahren wurde die Matrix verdichtet und erweitert. Dadurch konnte sowohl die Winkelauflösung verbessert als auch die Energieschwelle gesenkt werden. Die Energieschwelle ist umgekehrt proportional zur Zählerdichte und die Winkelauflösung proportional zum Abstand benachbarter Zähler [27].

In einer verzinkten Blechhütte befindet sich eine Schicht aus Blei, Holz und Szintillations-Material; darunter befindet sich ein Lichttrichter und je nach Bauart ein oder zwei Sekundärelektronenvervielfacher (**SEV**).

Niederenergetische Teilchen des Luftschauers, die den Detektor zum Teil sehr viel später erreichen, werden durch die Bleischicht absorbiert, wodurch die Zeitauflösung, die letztlich für die Güte der Winkelauflösung verantwortlich ist, verbessert wird, ohne dabei die Energieschwelle zu erhöhen. Photonen mit einer Energie $\geq$10MeV werden in der Bleischicht in Elektronen und Positronen konvertiert, die dann im Szintillator nachgewiesen werden. Teilchen mit einer Energie $\geq$6MeV können die Absorptionsschicht durchdringen und Szintillationslicht erzeugen, das dann durch den SEV nachgewiesen werden kann. Die Amplitude des SEV-Signals ist dann proportional zur Anzahl der die Blei-Holz-Schicht durchdringenden Teilchen.

Die Szintillatoren sind durch 150 m lange Kabel mit der zentralen Datennahme verbunden, die sich in einem Container im Feld befindet. Das Signal des SEV wird mit Hilfe eines Diskriminators und eines Zeit-Digital-Wandlers (**TDC**) in ein digitales Signal umgewandelt, mit dem dann die Ankunftszeiten der Teilchen bestimmt werden können. Die Höhe der Amplitude wird nach Umwandlung durch einen Analog-Digital-Wandler (**ADC**) bestimmt.

Die durch geometrische Anordnung und Elektronik verursachte Zeitauflösung beträgt ca. 1 ns. Liefern 14 Szintillatoren in einem 150 ns-Fenster ein Zeitsignal, wird das Ereignis getriggert. Bei dieser Koinzidenzbedingung beträgt die Energieschwelle für senkrecht einfallende Schauer etwa 11 TeV bei einer Winkelauflösung von ca. $1^0$.

### 2.3.2 AIROBICC

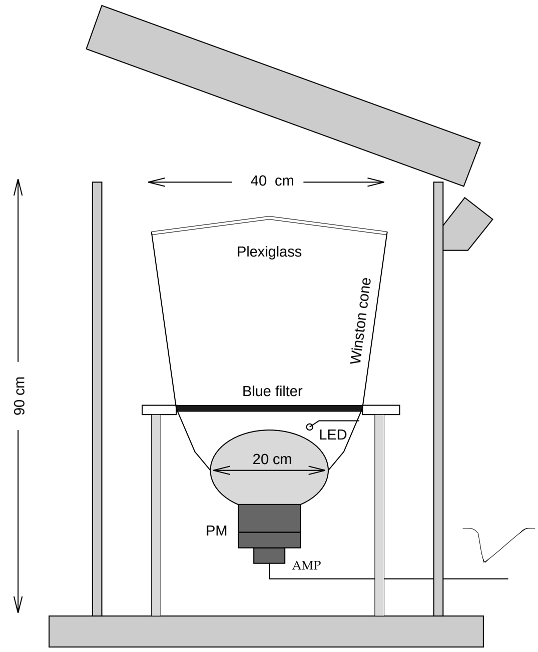


Abbildung 2.7: Prinzipskizze eines Čerenkov-Zählers

Abbildung 2.8: AIROBICC-Hütte

**AIROBICC** steht für **AIR**shower **O**bservation **B**y angle **I**ntegrating **Č**erenkov **C**ounters. Es gibt momentan 77 dieser Zähler, die dazu dienen, das von einem Luftschauer ausgesandte Čerenkov-Licht nachzuweisen. Der Abstand zwischen den Zählern beträgt 15m [28].

Abbildung 2.7 zeigt die Prinzipskizze eines AIROBICC-Zählers. Der gesamte Zähler befindet sich in einer verzinkten Blechhütte, deren Deckel sich via eines Motors öffnen läßt. Der eigentliche Zähler besteht aus einem verspiegelten **Winston-Kegel** und einem Sekundärelektronenvervielfacher. Dieser wird durch eine blaue Folie abgeschirmt, um das Streulicht zu unterdrücken. Die Photonen werden durch die AIROBICC-Zähler direkt nachgewiesen. Somit beschränkt sich die Meßzeit auf mondlose, klare Nächte, in denen die Deckel der Hütten dann geöffnet werden.

Die Zähler liefern ebenso wie die Szintillatoren ein Zeitsignal und ein Impulshöhensignal. Das Zeitsignal gibt uns Auskunft über die Ankunftszeit der Čerenkovlichtfront, die wiederum korreliert ist mit der Ankunftszeit der Teilchenfront. Rückschlüsse über die Anzahl der den Zähler erreichenden Photonen lassen sich aus dem Impulshöhensignal ziehen, da dieses proportional zur gemessenen Lichtmenge ist. Um diese Proportionalität zu bestimmen, ist ein Vergleich mit Monte Carlo Simulationen notwendig.

Die Triggerbedingung für die AIROBICC-Zähler verlangt 6 koinzidente Zähler in einem 200 ns-Fenster, wodurch die Energieschwelle für senkrecht einfallende Schauer etwa 15 TeV beträgt. Die durch die Elektronik bedingte Auflösung beträgt ca. 1 ns und die Winkelauflösung 0.3 Grad.

### 2.3.3 Geiger-Türme

Abbildung 2.9: Geiger-Turm

In den Geiger-Türmen befinden sich jeweils sechs horizontale Lagen von Geigerzählern. Diese Ebenen bestehen wiederum aus 160 langen Geiger-Rohren mit einem Durchmesser von 1,5 cm [29]. Jeweils nach den ersten beiden Ebenen folgt eine absorbierende Bleischicht (4,5 Strahlungslängen).

Im Gegensatz zu den anderen Detektorkomponenten können mit den Geiger-Türmen Myonen von Elektronen unterschieden werden. Teilchenspuren lassen sich mit Hilfe der Türme in einer Ebene senkrecht zu den einzelnen Lagen nachweisen und durch zwei um $90^0$ gegeneinander versetzte Türme läßt sich die Einfallsrichtung eines Luftschauers rekonstruieren. Es existieren zur Zeit 17 dieser Detektoren mit einer Gesamtfläche von 306 $m^2$.

### 2.3.4 Čerenkov-Teleskope

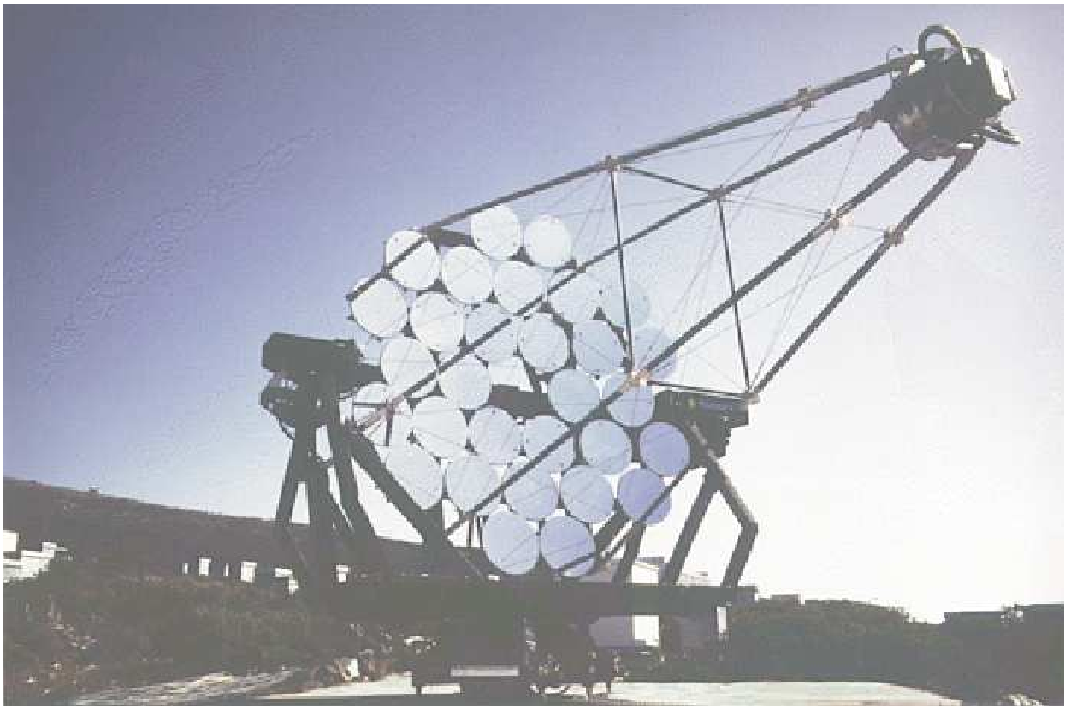

Abbildung 2.10: Das Čerenkov-Teleskop CT3

Bei den Čerenkov-Teleskopen handelt es sich um eine Anordnung von Spiegeln, die in der Lage sind das, Čerenkov-Licht eines Luftschauers zu sammeln, um es auf eine Kamera zu fokussieren. Diese Kamera besteht aus einer Vielzahl von Sekundärelektronenvervielfachern (SEV). Die Teleskope sind schwenkbar, da ihr Sichtfeld auf einen Raumwinkel von 3 sr eingeschränkt ist. Es können somit bestimmte Quellen gezielt beobachtet werden. Zur Zeit existieren auf dem HEGRA-Gelände sechs dieser Teleskope. Ihre Energieschwelle beträgt jeweils ca. 0.5 TeV. Durch die simultane Observierung eines Objektes durch mehrere Teleskope [30] [31] verbessert sich die Winkelauflösung, die Untergrundunterdrückung und die Energieauflösung. Die Teleskope bilden ein von den anderen Detektorkomponenten autarkes System, dessen Vorteil die deutlich geringere Energieschwelle ist. Der Nachteil bei der Suche nach GRBs ist der eingeschränkte Sichtbereich und die relativ lange Schwenkzeit (ca. 15 min.) nach Erhalt einer Position z.B. von BACODINE.

# Kapitel 3

# Der HAST-Trigger

## 3.1 Die Idee

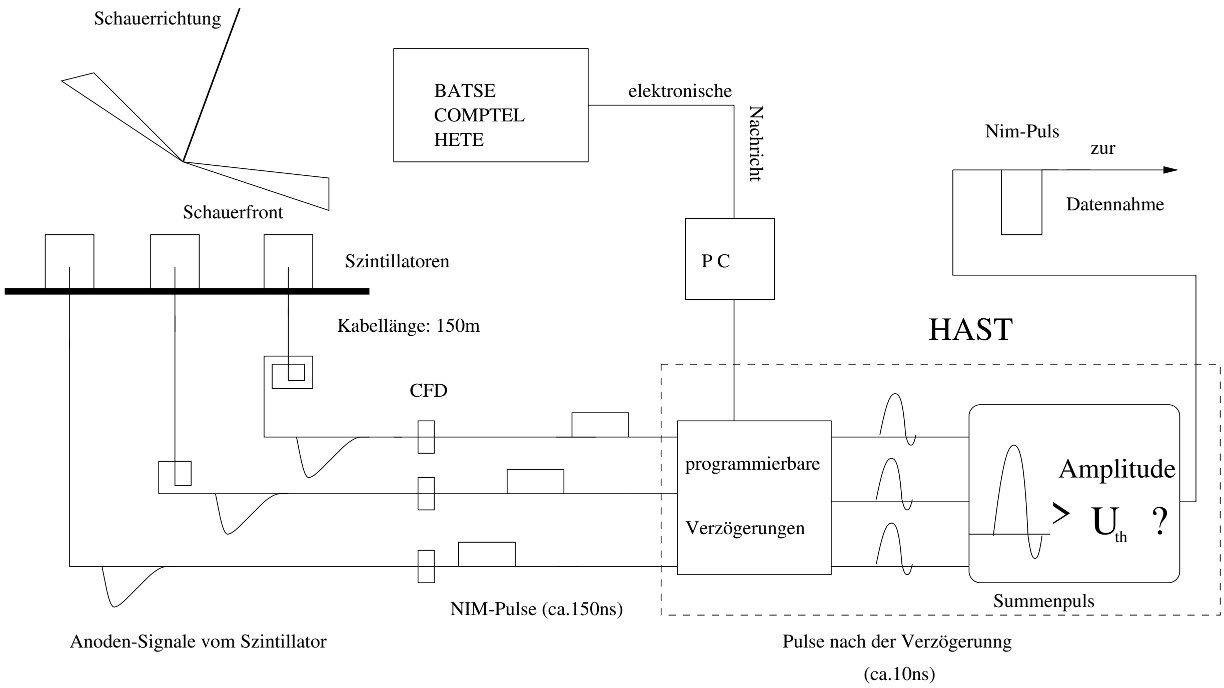


Abbildung 3.1: Prinzip-Skizze der Idee des neuen Triggersystems zur Selektion eines Raumwinkelbereiches nach Erhalt einer elektronischen Nachricht. Die Nachricht enthält die Position des Burst und weitere den Burst betreffende Informationen. Die Anoden-Signale der Photomultiplier werden durch die Constant-Fraction-Diskriminatoren in NIM-Pulse umgewandelt. Durch die programmierbaren Verzögerungen werden die Signale, die zu einem Luftschauer gehören, der aus der eingestellten Richtung kommt, in Koinzidenz gebracht. Die Signale werden aufsummiert und mit einer einzustellenden Schwellenspannung verglichen. Wird die Schwelle überschritten, wird das Ereignis aufgezeichnet.

Die grundlegende Forderung war, die Energieschwelle bei der Suche nach Gamma-Ray Bursts zu senken. Dazu soll die Koinzidenzbedingung von 14 auf 3 bzw. 4 Szintillations-Zähler gesenkt werden. Dabei sollte allerdings die Rate in der Datennahme nicht erhöht werden. Zum Zeitpunkt dieses Projektes wurden Daten mit einer Rate von 25 Hz aufgezeichnet, da sonst die Totzeit zu groß wäre. Hätte man die Koinzidenzbedingung ohne Einschränkung des Raumwinkel- Bereiches auf 4 Szintillationszähler gesenkt, wäre die Rate auf etwa 100 Hz angestiegen. Die Idee besteht nun darin, den observierten Raumwinkelbereich einzuschränken und den Burst zeitlich zu verfolgen.

Bisher war die Bedingung zum Auslesen eines Ereignisses die Koinzidenz von 14 Szintillatoren in einem Fenster von 150 ns. Das Prinzip ist nun folgendes :

Nach Erhalt einer elektronischen Nachricht durch BACODINE[1] ist die Position des Burst in Rektaszension und Deklination bekannt. Durch BACODINE werden vorläufige Burst-Positionen, die aus BATSE-Daten gewonnen wurden, wenige Sekunden später mittels des Internets an Institute in der ganzen Welt vermittelt. Die von BACODINE übermittelte Nachricht enthält einige den Burst betreffende Informationen und sieht wie folgt aus:

From vxw capella.gsfc.nasa.gov mpi-hd.mpg.de Mon Nov 24 15:37:29 1997
Date: Fri, 21 Nov 1997 13:08 +0100 (N)
From: Bacodine vxw capella.gsfc.nasa.gov mpi-hd.mpg.de
To: hegra-grb mpi-hd.mpg.de
Subject: BACODINE_POSITION

TITLE: BACODINE BURST POSITION NOTICE
NOTICE_DATE: Fri 21 Nov 97 12:06:12 UT
NOTICE_TYPE: Original
TRIGGER_NUM: 6489
GRB_RA: 204.07d +13h 36m 16s (J2000),
204.04d +13h 36m 10s (current),
203.40d +13h 33m 35s (1950)
GRB_DEC: -16.35d -16d 21' 02" (J2000),
-16.34d -16d 20' 23" (current),
-16.10d -16d 05' 44" (1950)
GRB_ERROR: 12.7 [deg radius, statistical only]
GRB_INTEN: 612 [cnts] Peak=612 [cnts/sec]
GRB_TIME: 43568.86 SOD 12:06:08.86 UT
GRB_DATE: 10773 TJD; 325 DOY; 97/11/21
GRB_SC_AZ: 19.38 [deg] XScan=18.33
GRB_SC_EL: -18.60 [deg] Zenith_angle=108.60 Scan=109.63
SC_X_RA: 231.58 [deg] (J2000)
SC_X_DEC: -14.10 [deg]

[1]BATSE Coordinate Distribution Network

SC_Z_RA: 331.67 [deg]
SC_Z_DEC: -34.92 [deg]
SUN_POSTN: 237.01d +15h 48m 02s -19.98d -19d 58' 59"
SUN_DIST: 31.49 [deg]
MOON_POSTN: 145.51d +09h 42m 03s +11.69d +11d 41' 11"
MOON_DIST: 64.30 [deg]
PROG_VERSION: 5.19
PROG_LEVEL: 1
COMMENTS: Definite GRB.
COMMENTS: This notice is based on 1 1.024-sec samples of the light curve.

Teilchen, die zu einem Luftschauer aus einer bestimmten Richtung gehören, sind in einer Scheibe senkrecht zur Schauerachse wie in Abb.3.1 skizziert lokalisiert. Der HAST-Trigger soll jetzt nur Ereignisse akzeptieren, die aus einem begrenzten Bereich um die Burstposition kommen. Dies wird realisiert, indem die programmierbaren Verzögerungen so eingestellt werden, daß Signale von den einzelnen Szintillatoren, die zu einem Luftschauer aus der Richtung des Bursts gehören, so verzögert werden, daß sie in Koinzidenz sind.

Die einzelnen Signale werden aufsummiert und die Amplitude des Summenpulses wird mit einer einzustellenden Schwellenspannung verglichen. Bei Überschreiten der Schwelle wird das Ereignis aufgezeichnet. Die Verzögerungsbausteine werden jede Minute neu programmiert, so daß der Burst verfolgt werden kann.

So kann mit dieser Methode jeweils ein Bereich um die Burstposition ausgewählt werden, aus dem Ereignisse akzeptiert werden. Damit gelingt es, die Energieschwelle deutlich zu senken ohne die Rate der Datennahme zu erhöhen.

## 3.2 Das Prinzip der Datennahme

Um einen kleinen Einblick zu geben, wie es zu der Aufzeichnung eines Ereignisses kommt, soll im folgenden kurz die Elektronik des Detektors beschrieben werden. Die Triggerlogik wurde aufgrund der Einbindung des HAST-Triggers modifiziert. Anhand der geänderten Logik wird dann das Prinzip der Datennahme erläutert, und die Rekonstruktion einiger Schauerparameter wird kurz erklärt.

### 3.2.1 Die Elektronik

Abb.3.2 zeigt ein Blockschaltbild, das einen Überblick über den Teil der Elektronik bietet, der zur Erfassung der Meßwerte der einzelnen Szintillatorhütten benötigt wird. Ein passiver Splitter verdreifacht das von einem Zeitmeßmultiplier des Szintillators ausgehende Signal. Ca. 85% des Signals werden zur Zeitmessung benutzt. Dieses Signal wird mit einer Schwelle verglichen, die einem Signal von 0,3 MIP (minimal ionisierendes Teilchen) entspricht. Wird diese Schwelle überschrit-

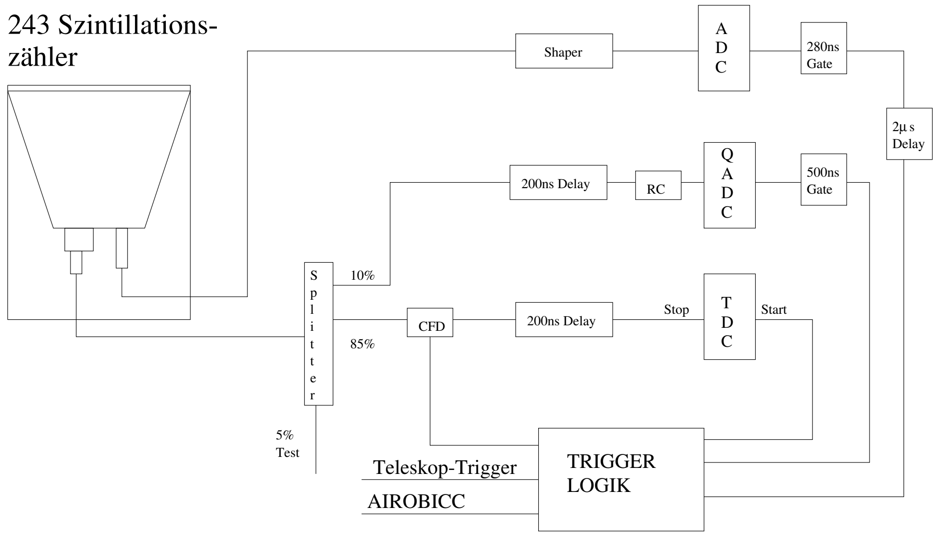


Abbildung 3.2: Blockschaltbild der Elektronik des HEGRA-Experimentes

ten, werden von einem **C**onstant **F**raction **D**iscriminator zwei logische Pulse mit jeweils einer Länge von 150 ns erzeugt. Einer dieser Pulse wird in der Triggerlogik in einem linearen Addierer mit den Signalen der anderen **CFD** aufsummiert. Falls diese Summe größer ist, als der 13.25-fache Wert eines einzelnen Pulses, wird die Ausleseelektronik ausgelöst und das Ereignis wird 'getriggert'. D.h. die Triggerbedingung verlangt mindestens 14 Signale der Szintillatoren innerhalb eines Zeitfensters von 150 ns. Das Ereignis kann dann aufgezeichnet werden, falls die Datennahme nicht durch die Auslese eines vorherigen Ereignisses gesperrt ist.

Ein Ereignis kann ebenso durch die AIROBICC-Zähler oder die Čerenkov-Teleskope ausgelöst werden. Ein Ereignis-Trigger startet alle **T**ime to **D**igital **C**onverter und öffnet die Eingänge der **A**nalog to **D**igital **C**onverter für 700 ns. Der zweite logische Puls des **CFD** wird um 200 ns verzögert, um dann als Stopsignal für die **TDCs** zu dienen. Die Verzögerung ist notwendig, um Laufzeitunterschiede bei schräg einfallenden Schauern zu berücksichtigen. 10% des Originalsignals werden ebenfalls um 200 ns verzögert und dann an einen ladungsempfindlichen **QADC** weitergeleitet. Eine integrierte Kapazität dient als Hochpass-Filter zur Einkoppelung des Signals. 5% des Signals stehen für Testzwecke zur Verfügung.

Das Dichtemultiplier-Signal wird von einem Pulsformer integriert (Integrationszeit 2,5 $\mu s$) und von einem **ADC** aufgezeichnet.

### 3.2.2 Die Triggerlogik

Wegen der Integration des HAST-Triggersystems in die Datennahme war es notwendig, die Triggerlogik zu modifizieren. Das Beobachtungsfeld des Triggers sollte bis zu einem Zenitwinkel von $40^0$ reichen. Der HAST-Trigger benötigt ca. 600 ns

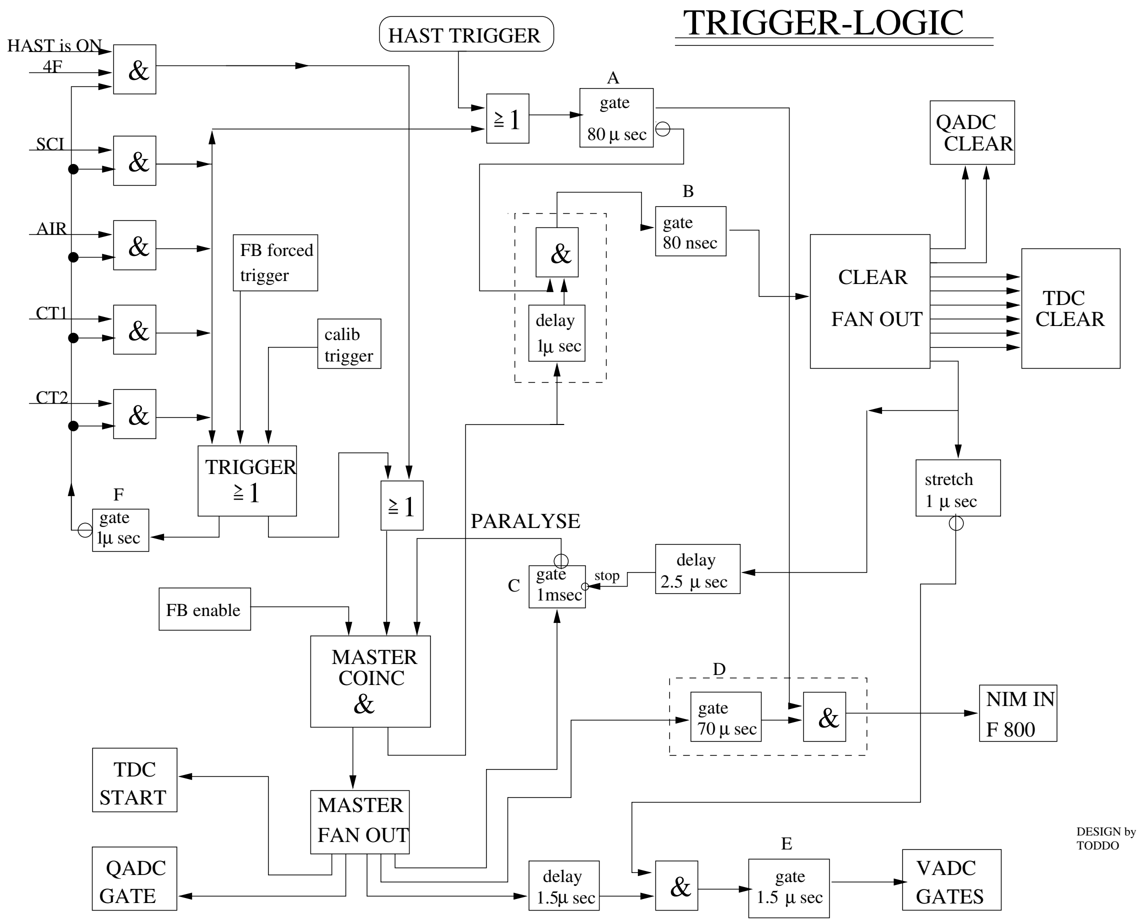


Abbildung 3.3: Logik der Datennahme nach Integration des HAST-Triggers

Zeit, um zu entscheiden, ob er ein Ereignis triggern soll oder nicht. Diese Zeit ergibt sich durch den Abstand der am weitesten voneinander entfernten Hütten im Feld. 600 ns entsprechen der Zeit, die ein Teilchen (die Schauerfront), das aus $40^0$ einfällt, benötigt, um diese Strecke zurückzulegen. Wird TeV-Strahlung aus einer bestimmten Richtung erwartet, wird die zu der potentiell am spätesten getroffenen Hütte gehörende Verzögerung des HAST auf 0 ns programmiert, die zu der potentiell am frühsten getroffenen Hütte z.B. auf 600 ns und die übrigen jeweils entsprechend der Ankunftszeit der Schauerfront (siehe auch Abb.3.1 und Kapitel 3) im Feld. Zum Zeitpunkt des Einbaus standen uns jedoch nur etwa 200 ns zur Verfügung. Diese Zeit hätte das Beobachtungsfeld erheblich eingeschränkt (ca. bis $15^0$).

Die Idee nach Abb.3.4 ist es, daß nach wie vor die klassischen Trigger (Szintillator mit 14er Koinzidenz, AIROBICC, CT1 und CT2) und die 4-fach Koinzidenz die Master-Koinzidenz auslösen können. Diese sorgt dann für den Start der TDC und das Öffnen der QADC-Gates. Das Trigger-Oder öffnet das Gate F (Abb.3.3) für $1\mu$sec und läßt dadurch in dieser Zeit keinen neuen Trigger zu. Damit es

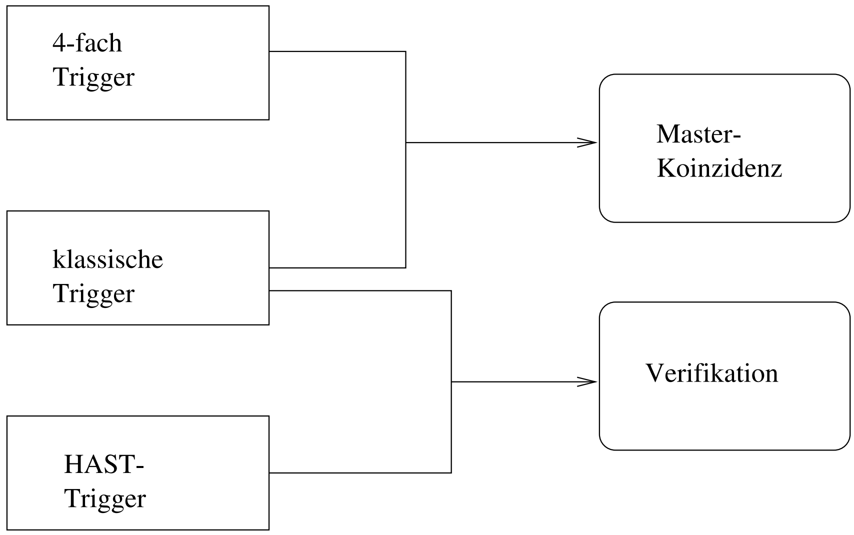


Abbildung 3.4: Prinzip des Starts der Master-Koinzidenz und der Verifikation nach Integration des HAST-Triggers

zum Aufzeichnen der Daten kommt, ist jetzt zusätzlich eine Verifikation notwendig. Diese Verifikation kann entweder einer der klassischen Trigger liefern oder der HAST-Trigger. Um zu verdeutlichen, wie es dazu kommt, daß die Module ausgelesen werden oder gelöscht werden, soll noch einmal anhand von Abb.3.3 nachvollzogen werden, wie es zur Aufzeichnung eines 'normalen' Ereignisses bzw. eines HAST-Ereignisses kommt. Startet einer der klassischen Trigger die Master-Koinzidenz, ist dieser auch in der Lage, das Ereignis zu verifizieren. Die TDCs werden gestartet und die QADC-Gates werden geöffnet. Gate A öffnet für 80 $\mu$sec und das Gate E ist geöffnet, falls es keinen Clear der TDC und QADC gab. Damit werden die VADC-Gates geöffnet, und der Fast-Bus (F800) liest die Module aus. Die Verifikation eines Ereignisses kann ebenso durch den HAST-Trigger erfolgen. Er kann sowohl die klassischen Trigger als auch den 4-fach Trigger bestätigen. Die Master-Koinzidenz sperrt sich für eine bestimmte Zeit selber (Paralyse, Gate C). Diese Sperre wird aufgehoben, wenn die Module gelöscht wurden.

Betrachten wir nun den Fall eines nicht verifizierten 4-fach Trigger : Die TDCs werden wie im obigen Fall gestartet und die QADC-Gates geöffnet. Gibt es keine Verifikation durch den HAST-Trigger oder einen der klassischen Trigger, bleibt das Gate A geschlossen. Die Module werden nicht ausgelesen und es kommt zu einem Hardware-Clear der TDC und QADC. Gate E bleibt geschlossen und die VADC-Gates werden nicht geöffnet.

Durch den zusätzlichen Verifikations-Zweig hat der HAST-Trigger etwa 1$\mu$sec Zeit, um seine Entscheidung zu treffen, und das Beobachtungsfenster wird nicht mehr auf einen Zenitwinkel $\theta < 15^0$ eingeschränkt.

### 3.2.3 Die Rekonstruktion der Daten

Es soll kurz die Rekonstruktion der Daten, die mit der Szinzillator-Matrix aufgezeichnet wurden, erklärt werden. Folgende Schauergrößen können direkt gemessen werden :

- die Ankunftszeiten der Teilchen, die die Szintillationszähler als erstes erreichen
- die Pulshöhen, die jeder einzelne Szintillationszähler mißt

Die Pulshöhen sind dabei proportional zur Anzahl der minimal ionisierenden Teilchen, die den Zähler getroffen haben. Aus den direkt gemessenen Schauergrößen werden zunächst der Schauerkern [32] und die Schauerrichtung bestimmt, sowie Parameter, die die laterale Verteilung und die Anzahl der Schauer-Teilchen auf Detektorebene beschreiben.

In einem zweiten Schritt werden Parameter abgeleitet, die das den Schauer auslösende Primärteilchen beschreiben. Dies sind:

- die Einfallsrichtung
- die Energie des Primärteilchens
- Parameter zur Gamma-Hadron-Seperation

## 3.3 Die Hardware

Der HAST-Trigger wurde nach einer Idee von Axel Lindner 1995 von K.Geske, H.Riege und R.van Staa (Technische Entwicklungs- und Betriebs-Gruppe, II.Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg) entwickelt und im Mai 1996 fertiggestellt. Bei dem HAST-Trigger handelt es sich um ein VME-Crate, in dem sich 17 Einschübe befinden; 16 **Delay-Boards** sowie eine **Multiplizitätslogik**. Die 16 Delay-Boards beinhalten die Verzögerungsbausteine, die die Signale der Szintillationszähler so verzögern, daß Ereignisse aus einer vorgegebenen Richtung selektiert werden. Sie besitzen jeweils 16 Kanäle, so daß 256 Eingangssignale auf NIM-Level verarbeitet werden können. Die Signale werden zusammengefaßt und liefern als Ausgang ein analoges Summen-Signal. Die Multiplizitätslogik summiert die Ausgangssignale der einzelnen Delay-Boards auf. Ist die Gesamtsumme größer als ein einstellbarer Schwellenwert, wird ein Triggersignal auf NIM-Level ausgegeben. Eine schematische Darstellung der Delay-Boards und der Multiplizitätslogik befindet sich im Anhang in Abb.5.14 und Abb.5.15.

Die Signale aus den einzelnen Hütten, in denen sich die Szintillatoren und die Photomultiplier befinden, laufen in den Containern mit der Datennahme-Elektronik zusammen. Die NIM-Signale der Ausgänge der Constant-Fraction-Diskriminatoren werden auf die Eingänge der Delay-Boards gegeben. Die einzelnen Signale können durch Verzögerungsstufen (AD9501) verzögert werden. Dies ist in einem Bereich von 510 ns bei einer Auflösung von 2 ns möglich. Die Ausgangssignale der Verzögerungsstufe werden auf eine Länge von 10 ns gekürzt und einer analogen Summierstufe zugeführt.

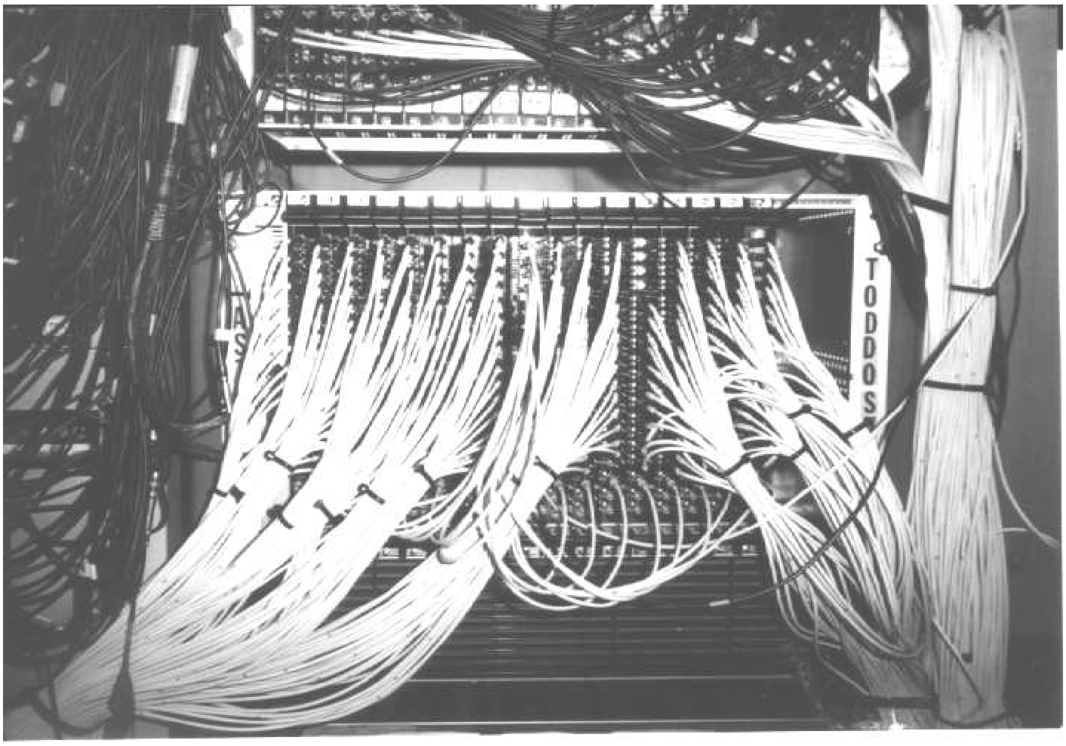

Abbildung 3.5: Das VME-Crate mit den Delay-Boards und der Multiplizitätslogik. Über die weißen Lemo-Kabel gelangen die Eingangssignale von den Constant Fraction Diskriminatoren auf die Delay-Boards.

Technische Daten [33]: Das Delay-Board ist eine Leiterplatte mit einer Höhe von 6 HE und 220 mm Tiefe. Die ersten 16 Eingänge auf LEMO-Basis haben einen Eingangswiderstand von 51 Ohm. Die 3 verbleibenden Buchsen (LEMO) liefern das Summen-Signal, sowie das Start- und Stoppsignal für eine externe TDC (Time to Digital Converter)-Messung.

Weitere Optionen : Die Ausgangssignale der Verzögerungsstufen werden an die Eingänge eines **Hit-Registers** gelegt. Wird die Triggerschwelle überschritten, werden diese Signale gespeichert und über das VME-Interface kann ausgelesen werden, welche Hütten an einem Ereignis beteiligt waren, respektive welche Szintillatoren getroffen wurden. Durch Auslesen des Hit-Registers wird dieses gelöscht. Um die einzelnen Boards zu testen und zu eichen ist es möglich, Testpulse auf die einzelnen Verzögerungsstufen zu geben. Diese Pulse stehen außerdem als Impulse auf TTL-Level an der Start-Ausgangsbuchse zur Verfügung. Das verzögerte Signal des zu eichenden Kanals liegt am Stopp-Ausgang an. Mit Hilfe dieser beiden Ausgänge ist es möglich, eine externe TDC-Messung vorzunehmen. Weiterhin existiert ein Test-Register, das dazu dient, einen schnellen Funktionstest durchzuführen. Die einzelnen Bits dieses Registers repräsentieren eine logische UND-Verknüpfung für jeweils zwei benachbarte Kanäle. Das Bit ist wahr, wenn beide Kanäle auf den gleichen Verzögerungswert programmiert sind und falsch, falls diese Werte um 20 ns oder mehr voneinander abweichen.

Bei der Multiplizitätslogik handelt es sich ebenfalls um eine Leiterplatte mit einer Höhe von 6 HE und einer Tiefe von 220 mm. Sie besitzt 16 Eingänge für die Summensignale der einzelnen Delay-Boards und einen Ausgang, der ein Triggersignal auf NIM-Level geben kann. Die Teilsummen der Delay-Boards werden in einer Summierstufe aufaddiert und mittels Komparator mit der eingestellten Triggerschwelle verglichen. Diese Schwelle wird mit einem Digital to Analog Converter (DAC AD588) eingestellt. Der Einstellbereich beträgt 2550 mV bei einer Auflösung von 8 Bit. Wird die Triggerschwelle überschritten, wird ein NIM-Puls mit einer Länge von 125 ns erzeugt und kann über den LEMO-Ausgang zum Start der Datennahme verwendet werden. Weiter wird ein TTL-Signal zurück an die Delay-Boards gegeben, so daß die zur Auslösung des Trigger-Signals beitragenden Hütten gespeichert werden können.

### 3.3.1 Eichung der Verzögerungsstufe

Die Signalverzögerung (SV) durch die Verzögerungsbausteine **AD9501** läßt sich durch die Linearität

$$SV = a \cdot x + d$$

darstellen. x steht hierbei für den eingespeicherten 8-Bit-Wert. Die Steigung a läßt sich einstellen und wurde auf etwa 2 ns/LSB[2] justiert. Der genaue Wert kann durch ein Trimmpotentiometer geeicht werden Der konstante Offset d ist eigentlich nicht wesentlich, da es nur auf die relativen Verzögerungen der einzelnen Signale ankommt. Er muß natürlich für alle Kanäle gleich sein. d läßt sich ebenfalls mit einem Trimmpotentiometer einstellen und ist von der Steigung abhängig.

Die Eichung der Parameter x und d wurde mit dem Aufbau nach Abb.3.6 durchgeführt.

Der TDC besitzt eine Auflösung von 11 Bits bei einem Meßbereich von 510 ns (250 ps/LSB). Mit einem Eichprogramm, das wie auch die gesamte Software

[2]least significant bit

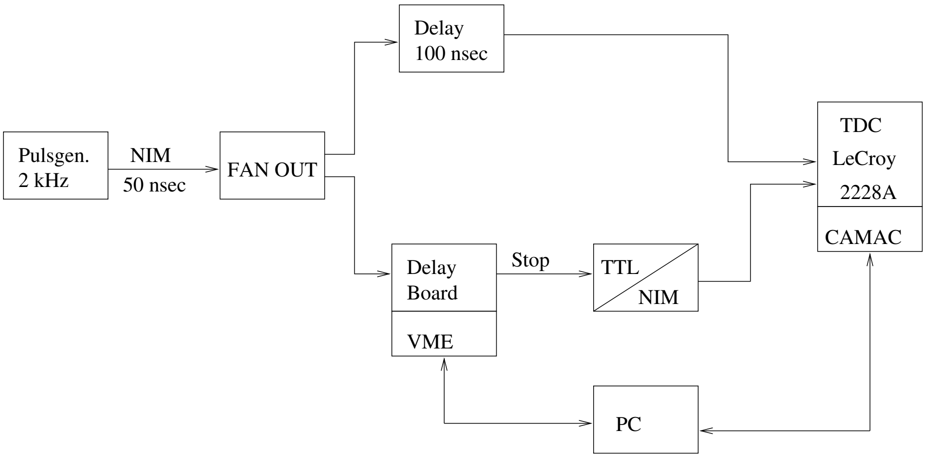


Abbildung 3.6: Aufbau zur Eichung der Delay-Boards

auf der Programmiersprache LabVIEW und dem Betriebssystem Windows 3.11 basiert, werden zu jeweils 15 x-Werten 1000 Messungen durchgeführt. Anpassen einer Gerade liefert die gewünschten Eichparameter.

## 3.4 Die Software

Das VME-Interface verbindet das VME-Crate mit einem PC, der unter der Windows-Version 3.11 läuft. Als Programmiersprache wurde LabVIEW verwendet. LabVIEW ist eine visuelle Sprache, die es dem Programmierer erlaubt, eine anwenderfreundliche Oberfläche zu schaffen, um die Datennahme zu überwachen.

Das Programm wartet in einer Schleife auf eine neue elektronische Nachricht von BACODINE. Wird eine solche registriert, werden die Koordinaten des beobachteten Bursts in Himmels-Koordinaten Rektaszension und Deklination ausgelesen. Die Verzögerungsbausteine werden so programmiert, daß nur Signale aus einem begrenzten Raumwinkelbereich akzeptiert werden. Jede Minute werden die Himmels-Koordinaten in lokale Koordinaten umgerechnet und die Verzögerungen neu programmiert.

Durch eine benutzerfreundliche Oberfläche kann das Schichtpersonal auf La Palma die Schwellenspannung verändern und damit Einfluß auf die Energieschwelle und die Rate der Ereignisse nehmen. Außerdem können folgende Informationen abgelesen werden :

- In welchem Modus befindet sich der Trigger ?
- Wie lange wird ein Burst schon verfolgt ?
- Wann verläßt der Burst unseren Beobachtungsbereich ?
- Welche Schwelle ist momentan eingestellt ?

- Unter welchen Bedingungen wird auf einen neuen Burst geschwenkt ?

Zusätzlich können Informationen zum Betrieb vom Schichtpersonal abgerufen werden und das Programm kann gestoppt werden.

Es gibt grundsätzlich 4 verschiedene Modi in denen sich der Burst-Trigger befinden kann :

**NO BURST:** Trigger wartet auf eine neue Burst-Mail

**BURST:** Trigger verfolgt einen aktuellen Burst

**OLD BURST:** Trigger verfolgt 'alten' Burst 24h später

**BACKGROUND:** Trigger mißt Untergrund zu einem bereits gemessenen Burst

Die Beobachtungsstrategie ist folgende :

Ein Burst wird verfolgt, sobald und solange er sich in unserem Beobachtungsfeld befindet, d.h. unter einem Zenitwinkel Theta $\leq 40^0$. 24 Stunden später wird der Burst noch einmal verfolgt (OLD BURST). Dazwischen wird eine Untergrundmessung durchgeführt.

Gibt es während einer Burst-Verfolgung eine neue Meldung, kann unter Umständen der alte Lauf abgeschaltet und der Trigger auf den neuen Burst gerichtet werden. Dies geschieht z.B. dann, wenn der neue Burst eine wesentlich höhere Intensität aufweist oder aus einem kleineren Zenitwinkel gemeldet wird.

Während eines Burst-Runs wird jede Minute dokumentiert, auf welche Position der Trigger in lokalen Koordinaten gerichtet war, so daß diese Datei für den späteren BACKGROUND- bzw. OLDBURST-Lauf wieder ausgelesen werden kann.

Mehr zu der Entwicklung der Software findet sich in der parallel angefertigten Diplomarbeit von Sven Mildahn [3].

# Kapitel 4

# Monte Carlo Simulation

## 4.1 Das Programm

Die Monte Carlo Simulation liefert uns wertvolle Informationen zum Verständnis von Luftschauern und dem Verhalten des Detektors. Für das HAST-Projekt war es notwendig, diese Studien durchzuführen, um Vorhersagen über die Winkelauflösung und die Energieschwelle des Szintillator-Detektors bei einer Koinzidenzbedingung von 3 bzw. 4 Detektoren zu machen.

Das Programmpaket [34] zur Schauersimulation besteht aus 3 Unterprogrammen, die hier kurz vorgestellt werden sollen.

### 4.1.1 CORSIKA

Das Programm wurde entwickelt von der Karlsruher KASKADE-Gruppe. Es können Luftschauer simuliert werden, die durch unterschiedliche Primärteilchen ausgelöst werden. Wichtige Voraussetzung zur Schauersimulation ist die Kenntnis von Wirkungsquerschnitten.

Das Programm CORSIKA liefert die Ankunftszeiten, Ankunftsorte und Impulse aller Schauerteilchen und Čerenkov-Photonen, die das Detektor-Niveau erreichen.

Mit einem am SLAC[1] entwickelten Code (EGS4) [35] kann der elektromagnetische Anteil eines Luftschauers simuliert werden. Es lassen sich sowohl Position als auch Flugbahn aller entstehenden Teilchen bestimmen. Berücksichtigt werden nur Teilchen mit einer Energie $> 3$ MeV und einem Abstand $d < 1000$ m vom Schauer-Kern.

Folgende Wechselwirkungsprozesse werden berücksichtigt:

**für Elektronen/Positronen:** Annihilation, Compton-Streuung, Bhabha-Streuung, Bremsstrahlung, Möllerstreuung

[1] Stanford Linear Accelerator

**für Photonen:** Paar-Erzeugung, Compton-Streuung, photoelektrische Prozesse

Hadronische Reaktionen werden im Isobarenmodell (Schwerpunktsenergie>10 GeV), oder im Dual-Parton-Modell (Schwerpunktsenergie<10 GeV) berechnet. Die Simulation des für die AIROBICC-Zähler relevanten Čerenkovlichtes wurde nachträglich von der HEGRA-Kollaboration in das Programm integriert. Für einen Schauer mit einer Energie des Primärteilchens von 1 PeV beträgt die Datenmenge ca. 200 MB.

### 4.1.2 ELBA

In dem Unterprogramm ELBA werden die Teilchen und Photonen sowohl zeitlich als auch räumlich weiter zusammengefaßt. Sie werden dabei z.B nur dann gespeichert, wenn sie die Detektorebene an bestimmten Stellen durchqueren.

Der Detektor wird an dieser Stelle dadurch simuliert, daß die Holz- und Blei-Schicht der Szintillationszähler berücksichtigt werden. Als minimal-ionisierende Teilchen gelten Elektronen und Positronen mit einer Energie $> 4$ MeV.

### 4.1.3 TEXEL

In diesem Teil der Simulation wird ein Luftschauer-Kern in eine $600m \cdot 600m$ große Matrix 'eingewürfelt'. Das HEGRA-Feld wird zehnmal zufällig in diese Matrix gelegt.

Wird die Triggerbedingung erfüllt (14 koinzidente Szintillationszähler oder 6 koinzidente AIROBICC-Detektoren), wird das Ereignis als Luftschauer gespeichert. Ebenso wird die Anzahl der Versuche gespeichert, um die Triggerwahrscheinlichkeit berechnen zu können. Mehr Informationen über das Programmpaket finden sich in [36].

## 4.2 Ergebnisse aus den Monte Carlo Studien

### 4.2.1 Der Datensatz

Im Rahmen der Monte Carlo Studien wurden Luftschauer im Energiebereich zwischen 0.5 TeV und 12 TeV simuliert. Verwendet wurde dabei die CORSIKA-Version 4.01. Es wurden dabei sowohl Proton- als auch Gamma-induzierte Schauer unter Zenitwinkeln von $0^0$ und $15^0$ simuliert. Als Triggerbedingung der Hauptlogik wählten wir eine Koinzidenz von mindestens drei Szintillationszählern.

Die simulierten Schauer sind folgendermaßen auf die oben genannten Bedingungen verteilt :

| Primärteilchen | Winkel | Anzahl |
|---|---|---|
| Proton und Gamma | $0^0$ und $15^0$ | 21444 |
| Proton und Gamma | $0^0$ | 15899 |
| Proton und Gamma | $15^0$ | 5545 |
| Proton | $0^0$ | 5145 |
| Proton | $15^0$ | 1031 |
| Gamma | $0^0$ | 10754 |
| Gamma | $15^0$ | 4514 |

Tabelle 4.1: Anzahl der simulierten Schauer in Bezug auf Primärteilchen und Einfallswinkel

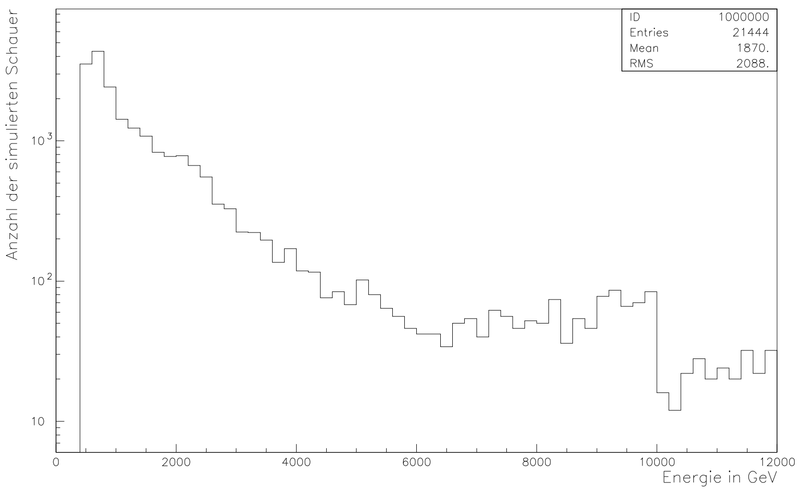


Abbildung 4.1: Verteilung der insgesamt simulierten Schauer bezüglich der Energie des Primärteilchen

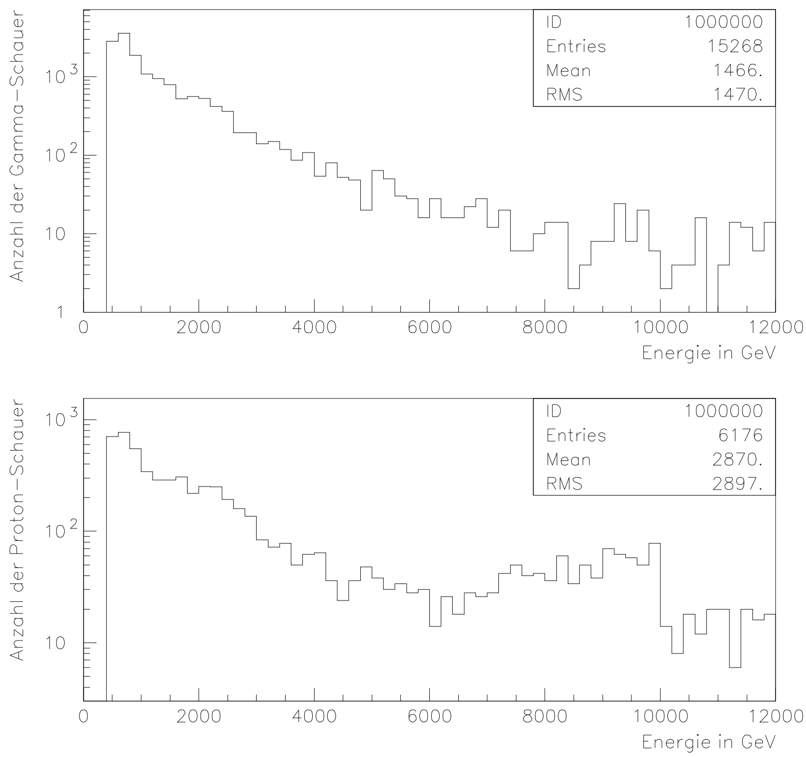


Abbildung 4.2: Energieverteilung der simulierten Proton- bzw. Gamma-induzierten Schauer

Abb.4.1 und Abb.4.2 zeigen die Energie-Verteilung der Monte-Carlo-Schauer. Es wurden sowohl Schauer erzeugt, die in der Häufigkeit dem natürlichen Energie-Spektrum entsprechen, als auch solche, die nicht exponentiell mit der Energie abfallen. Die simulierten Schauer werden bis zu 1000 mal wie oben erwähnt in das HEGRA-Feld eingewürfelt. Sobald die Triggerbedingung 10 mal erfüllt ist, wird der Vorgang abgebrochen. Ein Schauer einer bestimmten Energie kann also bis zu 10 HEGRA-Ereignisse erzeugen. Die Anzahl der

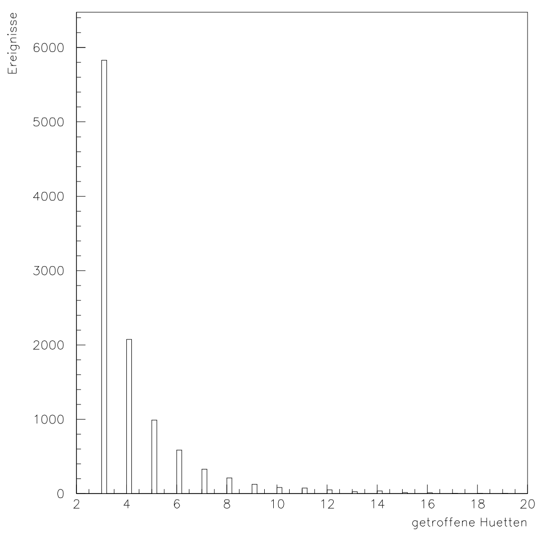


Abbildung 4.3: Hẗtenspektrum der Monte Carlo Ereignisse. Auf der x-Achse ist die Anzahl getroffener Szintillationszähler aufgetragen und auf der y-Achse die Anzahl der Ereignisse.

Würfel-Versuche geht in die Bestimmung der Energieschwelle ein, indem die Zahl der HEGRA-Ereignisse, die der Schauer liefert mit der Anzahl der Würfelversuche gewichtet wird.

2172 der insgesamt 21444 simulierten Schauer lieferten mindestens einmal und damit in der Regel auch zehnmal ein Ereignis. 1070 der 15268 Gamma-Schauer und 1102 der 6176 generierten Proton-Schauer erzeugten dabei diese Ereignisse. Das bedeutet, daß 10 % der Monte-Carlo-Schauer ein Ereignis lieferten, und zwar 7 % der Gamma-induzierten Schauer und 18 % der Proton-induzierten Schauer.

Diese Werte sind allerdings nicht direkt miteinander zu vergleichen, da z.B. wesentlich mehr 'große' Proton-Schauer simuliert wurden, wie die spektrale Verteilung der erzeugten Schauer getrennt für Protonen und Gammas zeigt.(Abb.4.2)

Ziel war es, wie bereits in der Einleitung erwähnt, die Energieschwelle von 11 TeV bei einer Koinzidenzbedingung von 14 Szintillationszählern zu verringern, indem wir mit dem neuen Triggersystem die Koinzidenz auf drei Szintillatoren senken. Abb.4.3 zeigt das Hüttenspektrum der simulierten Schauer, d.h. die Anzahl der koinzidenten Szintillatoren, die zu jeweils einem Ereignis gehören.

### 4.2.2 Die Energieschwelle

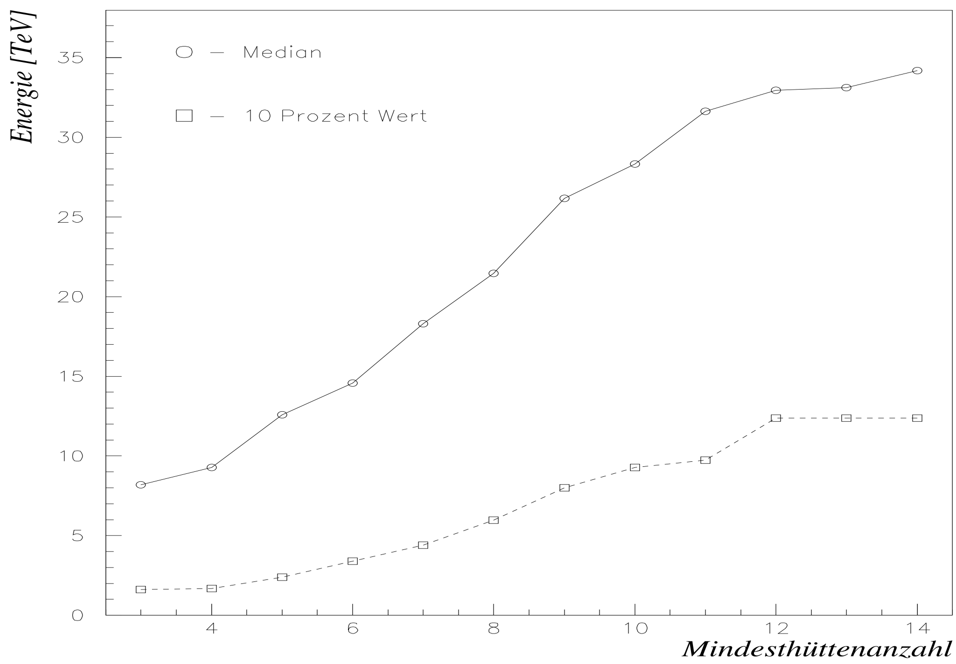


Abbildung 4.4: Energieschwelle nach Monte Carlo Simulation. Auf der x-Achse ist die Triggerbedingung aufgetragen, d.h. die Mindestzahl koinzidenter Szintillatorsignale und auf der y-Achse die jeweilige Energieschwelle.

In Abb.4.4 ist die Energieschwelle in Abhängigkeit von der Koinzidenzbedingung aufgetragen. Das bedeutet die Anzahl der koinzidenten Szintillationszähler, die gefordert werden um ein Ereignis aufzuzeichnen. Es gibt verschiedene Möglichkeiten diese Energieschwelle zu definieren:

**10 Prozent Wert:** 90 Prozent aller akzeptierten Ereignisse haben eine höhere Energie

**Median:** 50 Prozent aller akzeptierten Ereignisse haben eine höhere Energie

Betrachtet man den 10 Prozent-Wert, so stellt man fest, daß die Energieschwelle von ca. 11 TeV bei einer Koinzidenzbedingung von 14 Szintillationszählern auf 2 TeV bei 3 koinzidenten Zählern sinkt. Dies bedeutet, setzt man bestimmte Szenarien voraus [20], daß wir etwa einen Burst pro Jahr bei der niedrigeren Energieschwelle nachweisen könnten im Vergleich zu 0,05 bei der Energieschwelle von 11 TeV.

### 4.2.3 Die Winkelauflösung

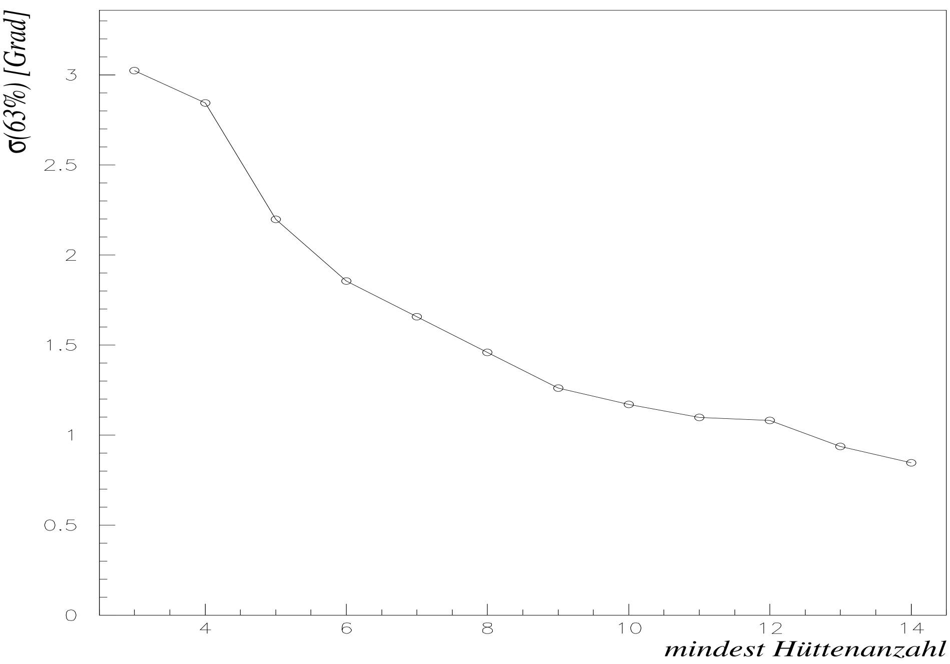


Abbildung 4.5: Winkelauflösung nach Monte Carlo Simulation. Auf der x-Achse ist die Triggerbedingung aufgetragen, d.h. die Mindestzahl koinzidenter Szintillatorsignale und auf der y-Achse die entsprechende Winkelauflösung.

Man kann durch eine geringere Zahl koinzidenter Szintillationszähler zwar die Energieschwelle deutlich senken, erwartet aber gleichzeitig eine schlechtere Winkelauflösung. Abb.4.5 zeigt, daß die Winkelauflösung sich von ca. $1^0$ auf ca. $3^0$ verändert. Dies ist allerdings immer noch relativ gut, bedenkt man, daß der BATSE-Satellit nur eine Auflösung von etwa $10^0$ liefert.
Angegeben ist hier der nach Monte-Carlo-Simulation berechnete 63 Prozent-Wert, d.h. 63 Prozent der registrierten Ereignisse werden mit einer geringeren Abweichung als die angegebene rekonstruiert.

# Kapitel 5

# HAST Leistungsfähigkeit

Die Testphase des neuen Triggersystems HAST läßt sich in zwei Abschnitte unterteilen. Der erste Abschnitt umfaßt die Eichung der Elektronik und Labortests, um Funktion und Eigenschaften des Triggers zu untersuchen. Im zweiten Abschnitt wurde der Trigger auf La Palma installiert und in die Datennahme integriert. Anhand von HEGRA-Daten wurde die Leistungsfähigkeit des Systems überprüft. Insbesondere sollte die Richtungsgenauigkeit und die Akzeptanz des Triggersystems bestimmt werden.

## 5.1 Erste Labor-Tests in Hamburg

Nach der Fertigstellung der Delay-Boards und der Multiplizitätslogik (Schaltpläne befinden sich im Anhang) durch TEB wurden zunächst die Verzögerungsbausteine geeicht. Die Bausteine werden mittels des PC über ein VME-Interface programmiert. Die Software konnte getestet werden, indem der PC eine BACODINE-Nachricht einlas. Es wurde dann überprüft, ob die Verzögerungen richtig programmiert wurden und die Himmelskoordinaten jede Minute neu in lokale Koordinaten umgerechnet wurden.

Mit einem Oszilloskop wurden die verzögerten Pulse aller Kanäle zu einem Referenzsignal gemessen, um zu prüfen, ob alle Verzögerungsbausteine die programmierten Werte hatten, und um die Genauigkeit zu bestimmen.

Es gab keine falsch eingestellte Verzögerung und es ergab sich eine vom eingestellten Wert unabhängige Genauigkeit von $\pm 2$ ns.

Den 'idealen' Trigger könnte man sich so vorstellen, daß Ereignisse exakt aus einem $10^0 \cdot 10^0$-Fenster akzeptiert werden. Weiter sollte man eine Triggerschwelle (Anzahl koinzidenter Szinzillatoren) scharf einstellen und auch nach oben begrenzen können. Diese Anforderungen kann der HAST nur bedingt erfüllen.

Wie bereits in Kapitel 3 erwähnt, werden die Pulse auf NIM-Level von den Constant-Fraction-Diskriminatoren in die Eingänge der Delay-Boards gegeben. Je nach Richtung des Burst werden sie verzögert und dann aufsummiert. Aufgrund

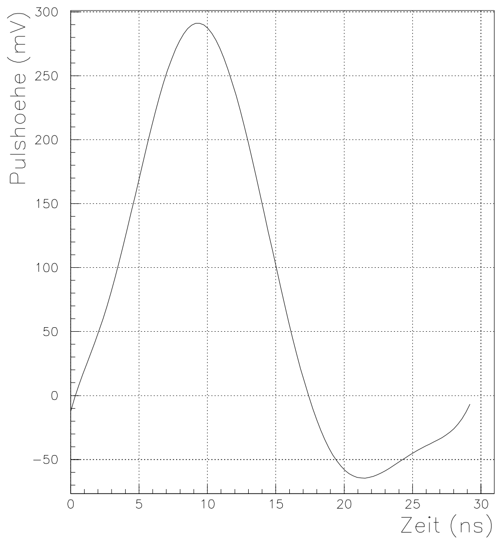


Abbildung 5.1: Pulsform des Ausgangssignals eines der 16 Kanäle eines Delay-Boards für ein Szintillator-Signal.

der Bandbreite der Bauteile konnten keine Rechteckpulse erzeugt werden, sondern Pulse wie in Abb.5.1.

Die Pulsform wurde ermittelt, indem ein vom HAST-Trigger gelieferter Puls auf dem Oszilloskop parametrisiert und eine Kurve angepaßt wurde. Die Breite auf halber Höhe (FWHM) beträgt ca. 10 ns und die Amplitude 286 mV.

Hätte man Rechteckpulse einer Breite von 10 ns, hätte das Summensignal dreier Szintillatoren, die ein Signal innerhalb eines 5 ns-Intervalls liefern, eine Amplitude von $3 \cdot 286$ mV. Läge die eingestellte Schwelle nun unter diesem Wert, würde der HAST-Trigger 100% der Ereignisse aufzeichnen.

Anders verhält es sich bei der tatsächlichen Pulsform. Die dreifache Amplitude wird nur dann erreicht, wenn die Signale direkt übereinander liegen. Da es eine Unsicherheit in der Programmierung der Verzögerungen ($\pm 2$ ns) gibt, addieren sich nicht zwangsläufig die Amplituden der Signale der einzelnen Szintillatoren zur maximalen Summenamplitude. Angenommen die Summe der Amplituden der Einzelsignale erfüllt die Triggerbedingung, d.h. sie liegt oberhalb der Schwellenspannung, so wird jetzt nur ein bestimmter Prozentsatz der Ereignisse aufgezeichnet, der von der eingestellten Schwellenspannung und dem Zeitunterschied der Signale abhängt.

Um abzuschätzen, wieviel Prozent der Ereignisse innerhalb eines 5 ns-Intervalls durch den HAST-Trigger aufgezeichnet werden, wurde ein Programm geschrieben, das die Verzögerungen für drei, vier und fünf Hütten innerhalb dieses Inter-

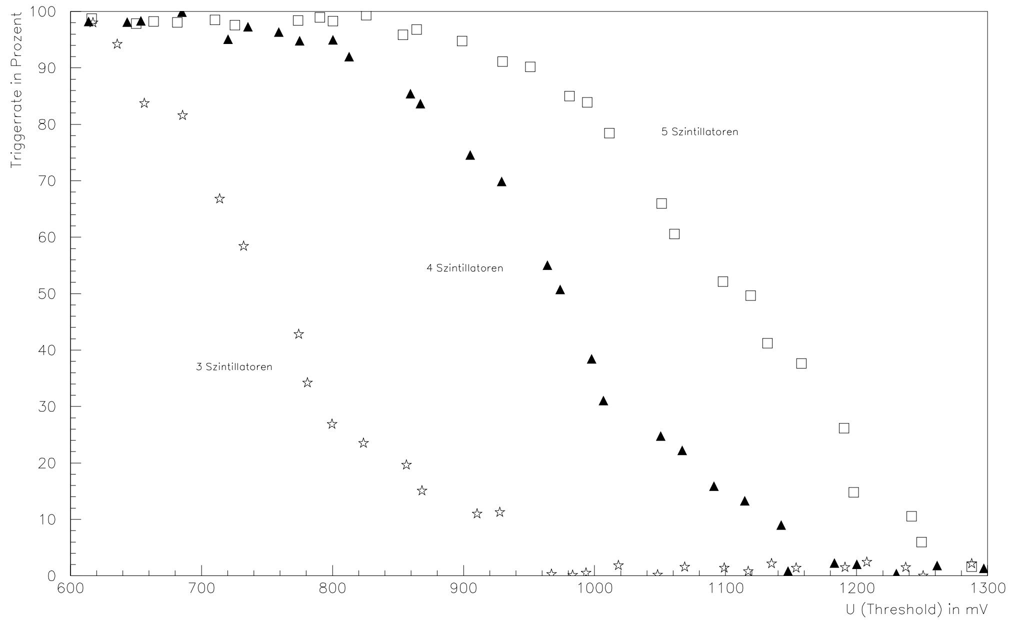


Abbildung 5.2: Triggerraten (Simulation). Aufgetragen ist die prozentuale Triggerrate gegen die eingestellte Schwellenspannung für 3, 4 und 5 Szintillatoren, die einen Puls innerhalb eines 5 ns-Intervalls geliefert haben.

valles einwürfelt und die Triggerrate für verschiedene Triggerschwellen mißt. Das Intervall wurde 5 ns lang gewählt, da die Genauigkeit der Programmierung der einzelnen Verzögerungsbausteine $\pm 2$ ns beträgt und dazu noch eine Unsicherheit durch die Dicke der Schauerfront kommt. Es werden dazu Signale an die Eingänge eines Delay-Boards gelegt, die Verzögerungen per Zufallsgenerator eingestellt und jeweils überprüft, ob die Triggerlogik einen NIM-Puls gibt, der auf La Palma die Datennahme auslösen würde.

Die Amplitude des Pulses beträgt 286 mV, d.h. bei vier Szintillatoren erhielten wir ohne Zeitverschiebung eine Amplitude von 1136 mV. Stellen wir die Triggerschwelle beispielsweise auf 1100 mV ein, werden nach Abb.5.2 nur 15% der Ereignisse, die die theoretische Triggerbedingung erfüllen aufgezeichnet. Um 90% der Ereignisse zu erhalten, müssen wir die Schwelle auf 800 mV senken. Bei dieser Schwelle liefern dann allerdings auch ca. 25% der 3er-Ereignisse einen Trigger. Es ist also nicht möglich einen scharfen Schnitt durch die Triggerbedingung zu machen.

Vorgabe war, möglichst viele Ereignisse aus einem Bereich um die Burstrichtung zu selektieren, dessen Größe in etwa der Winkelauflösung von BATSE ent-

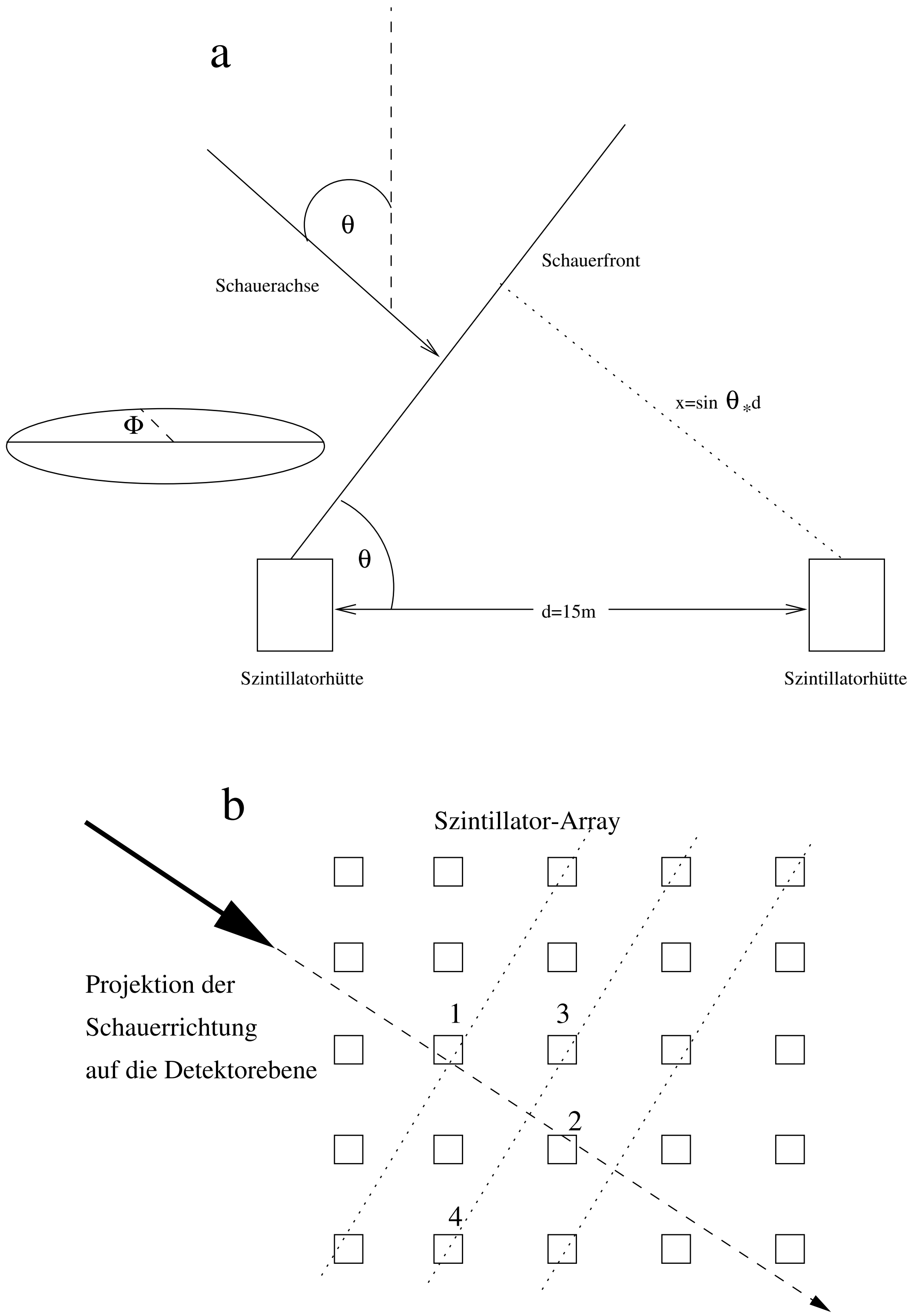


Abbildung 5.3: Graphik zur Verdeutlichung des Problems der Akzeptanz des HAST

spricht. Dies kann nur bedingt erfüllt werden. Zum einen ist es nicht möglich, den Winkelbereich scharf einzuschränken; zum anderen werden unter bestimmten Voraussetzungen auch Ereignisse vom HAST akzeptiert, die zu Luftschauern gehören, die aus einer anderen als der eingestellten Richtung kommen.

Zwei Effekte lassen eine Idealakzeptanz nicht zu :

- Große Schauer, die in vielen Szintillatoren ein Signal erzeugen, können vom HAST akzeptiert werden, obwohl sie nicht aus der programmierten Richtung kommen.

- Nach Abb.5.3 beschreibt $\Phi$ den Azimutwinkel der Schauerrichtung. Verzögerungen von Hütten, die auf einer Linie senkrecht zur Projektion der Schauerrichtung auf die Detektorebene liegen, werden unabhängig von $\Theta$ auf den gleichen Wert programmiert, wenn man den Höhenunterschied vernachlässigt.

Von großen Schauern, d.h. Schauern, die ein Signal in vielen Szintillatoren erzeugen, werden Ereignisse aufgezeichnet, die nicht aus der gewünschten Richtung kommen. Abb.5.3 verdeutlicht das Problem. Der Abstand zwischen zwei Szintillatoren beträgt 15 m. Die Schauerfront nähert sich mit ca. Lichtgeschwindigkeit dem Szintillator-Feld. Für die Strecke $x=\sin\theta\cdot d$ benötigt die Schauerfront die Zeit $t=x/c$. Wird nun z.B. ein Burst aus $\theta = 40^0$ gemeldet, werden die Verzögerungen zweier Hütten, die in Richtung der Projektion der Schauerrichtung orientiert sind, so programmiert, daß sich die Verzögerungswerte um 32 ns unterscheiden. Betrachtet man einen Schauer, der unter $\theta = 20^0$ das Feld erreicht, ergibt sich ein Unterschied von 17 ns zwischen zwei benachbarten Hütten, die in Richtung der Projektion der Schauerrichtung liegen (Hütte 1 und 2 in Abb.5.3b). Liegt die Verbindungslinie der beiden Hütten senkrecht (Hütte 3 und 4) zu dieser Richtung des einfallenden Schauers, werden die Verzögerungen unabhängig von $\theta$ auf den gleichen Wert programmiert, wenn man den Höhenunterschied vernachlässigt.

Betrachtet man die Ereignisse, die genau drei Szintillator-Signale liefern, ist es sehr unwahrscheinlich, daß diese drei Hütten nah beieinander liegen und der HAST 'falsche' Ereignisse aufzeichnet. Bei Schauern, die eine große Zahl an Szintillator-Signalen liefern, kann es jedoch durchaus vorkommen, daß einige angesprochene Hütten nah zusammen liegen. Drei dieser Hütten können dann eventuell als 3er-Ereignis interpretiert werden und die Datennahme auslösen, auch wenn der dazugehörige Schauer nicht aus der richtigen Richtung kommt. Dieser Effekt wird verstärkt, sobald man versucht, Ereignisse aus einem großen Zenitwinkel zu selektieren. Ab $\theta = 40^0$ gibt es kaum noch Ereignisse und damit handelt es sich bei den vom HAST selektierten Ereignissen zum großen Teil um Ereignisse von großen Schauern aus einer 'falschen' Richtung. Die Grenze für die Observierung durch den HAST-Trigger liegt bei $\theta = 40^0$.

## 5.2 Erste mit dem HAST aufgezeichnete Daten

Wir betrachten im folgenden Daten, die mit der Szintillator-Matrix des HEGRA-Experimentes auf La Palma genommen wurden. Zunächst sollen zwei Datensätze betrachtet werden, bei denen die Verzögerungen des HAST-Triggers so eingestellt wurden, daß sie Ereignisse aus einer bestimmten Richtung, gegeben durch die lokalen Koordinaten Theta (Zenitwinkel) und Phi (Azimutwinkel), selektieren.

Bei dem ersten Test wurde der HAST auf Phi=$200^0$ und Theta=$15^0$ eingestellt. Die Schwelle wurde auf 680 mV eingestellt.

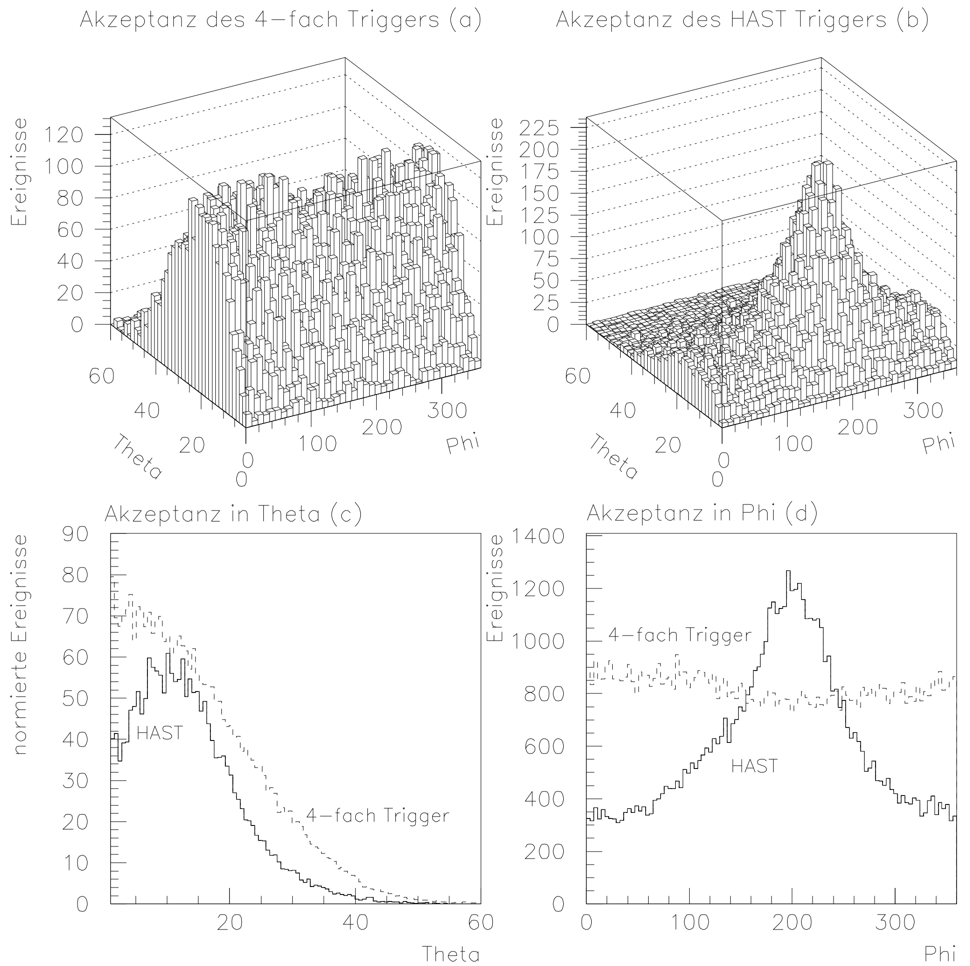


Abbildung 5.4: Häufigkeitsverteilung der rekonstruierten Richtungen in $\phi$ und $\theta$ für den 4-fach Trigger und den HAST-Trigger. In (c) wurde die Anzahl der Ereignisse auf den Raumwinkel normiert.

In Abb.5.4a sieht man die Anzahl der rekonstruierten Ereignisse aufgetragen über einer Theta-Phi-Ebene, wie sie die herunterskalierte 4-fach Koinzidenz akzeptiert hat. Das bedeutet, daß es sich um Ereignisse handelt, die von der 4-fach

Koinzidenz getriggert werden, wobei jedoch nur jedes siebte Ereignis aufgezeichnet wird. Diese Skalierung war vor der Installation des HAST notwendig, um bei niedriger Energieschwelle die Rate der Datennahme nicht zu erhöhen. Anhand eines Trigger-Bits kann entschieden werden, welcher Trigger ein Ereignis ausgelöst hat.

Abb.5.4b zeigt die gleiche Winkelverteilung für die vom HAST-Trigger selektierte Ereignisse. In Abbildung 5.4c und 5.4d sind die Projektion, zum einen auf die Phi-Achse (c) und zum anderen auf die Theta-Achse (d) dargestellt, und zwar sowohl für die 4-fach-Ereignisse als auch für die HAST-Ereignisse. Die Theta-Verteilung wurde dabei auf den Raumwinkel normiert und die vom HAST akzeptierten Ereignisse wurden um den Faktor 2 hochskaliert. Es wurden nur HAST-Ereignisse berücksichtigt, an denen weniger als 8 Szintillator-Signale beteiligt waren.

Man erkennt die Gleichverteilung der Ereignisse in Phi der 4-fach Koinzidenz und die Akzeptanzkurve der vom HAST 'herausgeschnittenen' Ereignisse. Die Theta-Verteilung sieht dagegen völlig anders aus, da durch den geringeren Absorptionsweg die meisten Ereignisse aus dem Zenit kommen. Dieser erste Test zeigt schon deutlich die 'HAST-Mütze', die etwa bei $\theta = 15^0$ und $\phi = 200^0$ ihr Maximum hat.

Um die absolute Richtung und die Breite der Akzeptanz-Kurve zu bestimmen, werden später Datensätze betrachtet, bei denen der HAST-Trigger nicht auf feste Werte in lokalen Koordinaten eingestellt wurde, sondern auf die Himmels-Koordinaten Deklination und Rektaszension.

Bei dem nächsten Test-Datensatz wurden die Winkel auf Theta=$45^0$ und Phi=$180^0$ eingestellt (Abb.5.5).

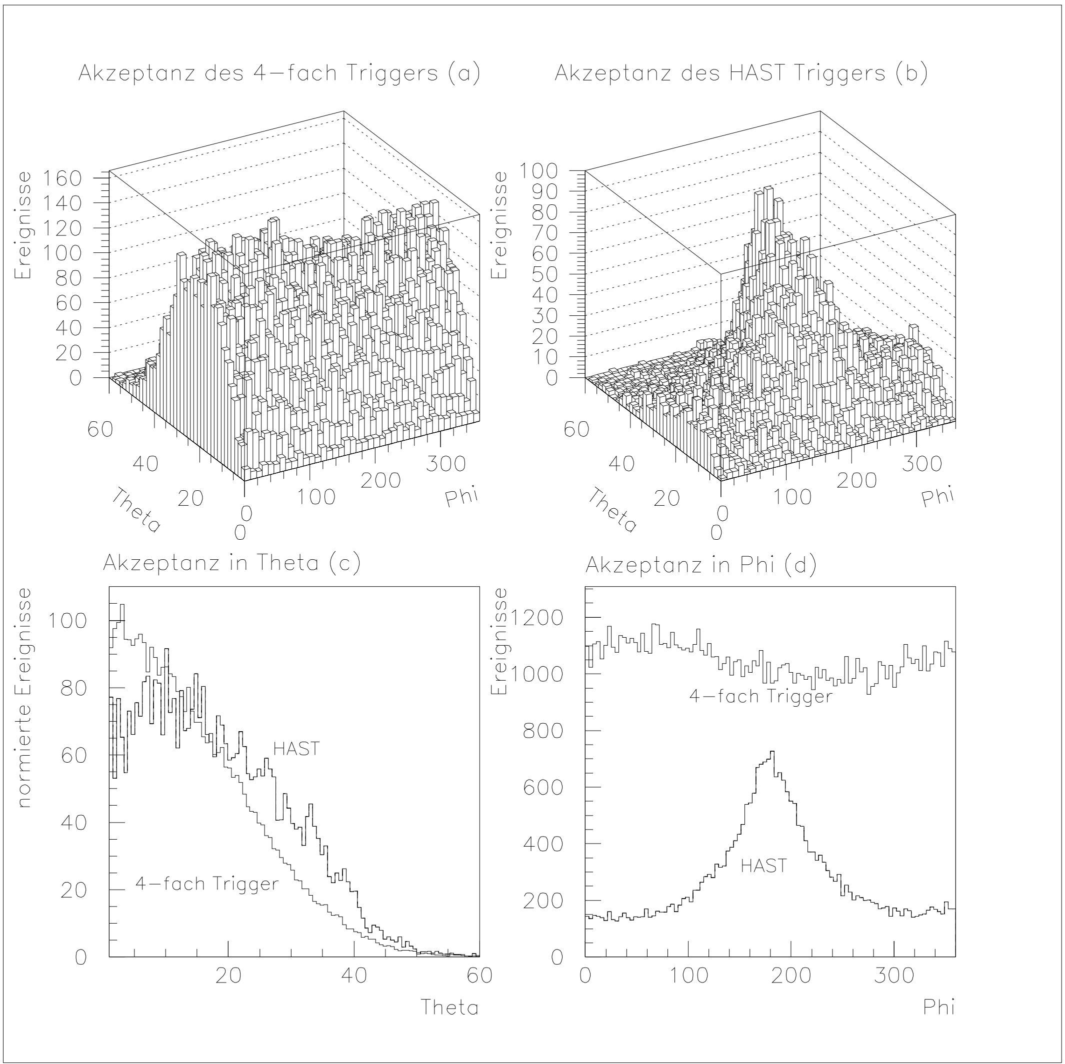


Abbildung 5.5: Häufigkeitsverteilung der rekonstruierten Richtungen der vom HAST-Trigger bzw. vom 4-fach Trigger akzeptierten Ereignisse bezüglich ihrer Theta- und Phi-Verteilung bei fest eingestellten Werten: Theta=$45^0$, Phi=$180^0$. In (c) wurde die Anzahl der Ereignisse auf den Raumwinkel normiert.

Zunächst fällt auf, daß der HAST-Trigger deutlich weniger Ereignisse akzeptiert als der herunterskalierte 4-fach Trigger (Die Ereignisse in Theta wurden um den Faktor 10 hochskaliert). In Phi werden die Ereignisse noch recht gut selektiert, aber nicht mehr ausreichend in Theta-Richtung aus den in 5.1 genannten Gründen. Aufgrund der höheren Energieschwelle und der nicht mehr gewährleisteten Selektion ist es also nicht sinnvoll, Bursts mit einem Zenitwinkel $\theta > 40^0$ zu observieren.

Im Kapitel 4 zur Monte Carlo Simulation in Abb.4.3 ist das Hüttenspektrum für die simulierten Schauer dargestellt; d.h. ein Histogramm, in dem jeweils die Anzahl der Ereignisse für eine bestimmte Zahl getroffener Szintillatorhütten eingetragen sind. Da Schauer im Bereich zwischen 2 TeV und 12 TeV (kleine Schauer) simuliert wurden und die Bedingung von drei oder mehr getroffenen Hütten Voraussetzung der Simulation war, beginnt das Spektrum bei drei Hütten und fällt dann sehr steil ab. Dieser steile Abfall kommt daher, daß es im Monte Carlo Datensatz keine großen Schauer gibt, die eine hohe Anzahl an Szintillatoren auslösen können.

Das Hüttenspektrum, das wir in den La Palma-Daten erhalten, unterscheidet sich von dem Monte Carlo-Spektrum auch dadurch, daß der HAST keine scharfe Triggerbedingung liefern kann. Die Spektren können daher nicht direkt miteinander verglichen werden. Wir können aber das HAST-Spektrum mit dem Spektrum der 14er-Koinzidenz vergleichen, um die tatsächliche Senkung der Energieschwelle abzuschätzen.

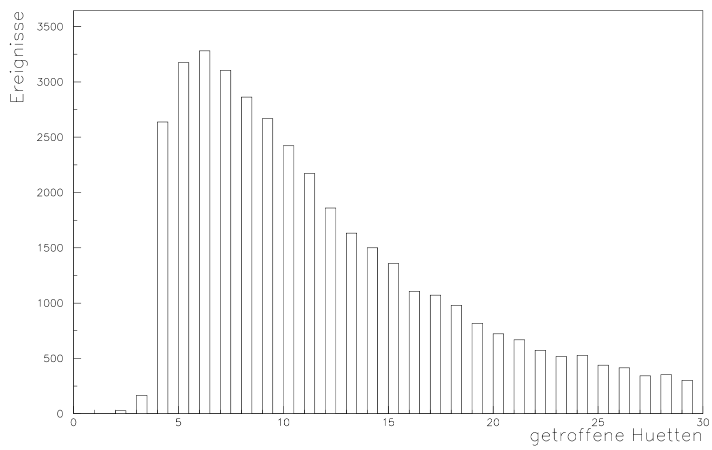


Abbildung 5.6: Hüttenspektrum der durch den HAST ausgelösten Ereignisse. Das Maximum liegt bei 6 Hütten und der Median bei 11 Hütten. Die Triggerschwelle war bei dem verwendeten HEGRA-Datensatz(4998) auf 700 mV eingestellt.

Der Median im Hüttenspektrum für vom HAST getriggerte Ereignisse liegt bei 11 beteiligten Hütten im Vergleich zu 22 für die 14er-Koinzidenz. Geht man davon aus, daß der Median in erster Näherung proportional zur Energieschwelle ist, hätten wir diese also um einen Faktor zwei gesenkt.

Ein weiteres Indiz für die größere Sensitivität bezüglich kleiner Schauer stellt die Anzahl der absolut akzeptierten Ereignisse aus einem Raumwinkel um die eingestellte Position dar. Vergleicht man die Anzahl der vom HAST akzeptierten

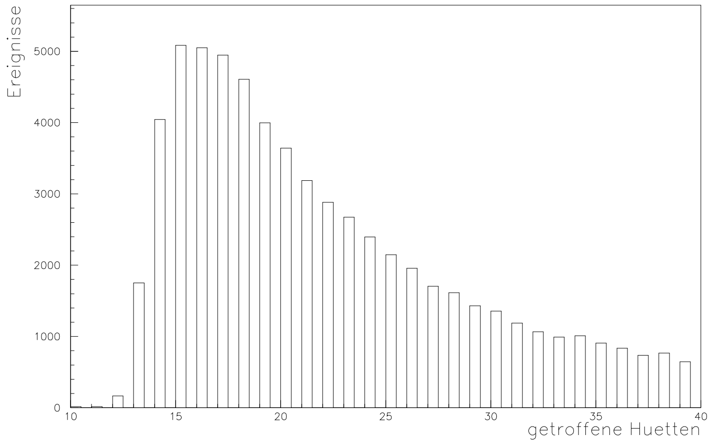


Abbildung 5.7: Hüttenspektrum der durch die 14er-Koinzidenz ausgelösten Ereignisse. Das Maximum liegt bei 15 Hütten und der Median bei 22 Hütten. Verwendet wurde ebenfalls der Datensatz Nr.4998.

Ereignisse mit der Anzahl der vom 4er-Trigger akzeptierten Ereignisse ergibt sich ein Gewinn um etwa den Faktor 2,3 (Tabelle 5.1).

## 5.3 Winkelakzeptanz und Richtungsgenauigkeit des HAST

Im nächsten Schritt wurde getestet, ob die programmierbaren Verzögerungen nach Erhalt einer Nachricht vom BATSE-Satelliten korrekt eingestellt werden und im Minutentakt verändert werden, um den Burst zu verfolgen. Während unseres Aufenthaltes auf La Palma und kurz nach der Installation des Trigger-Systems wurde der COMPTEL-Burst vom 1.10.96 verfolgt.

Alle drei Zeilen in Abb.5.8 zeigen die Häufigkeitsverteilung der akzeptierten Ereignisse des Szintillator-Feldes als eine Funktion von Rektaszension und Deklination. Die erste Zeile zeigt die Verteilung der durch den HAST getriggerten Schauer, während die Verteilung der zweiten Zeile sich auf Ereignisse bezieht, die durch den siebenfach herunterskalierten 4er-Trigger ausgelöst wurden. Die letzte Zeile wiederum zeigt den Quotienten der oberen beiden Histogramme und somit die relative Winkelakzeptanz des HAST-Triggersystems.

Man sieht deutlich, daß das Maximum der relativen Akzeptanz des HAST bei der Burst-Position in Rektaszension und Deklination liegt. Dieser erste Test zeigt, daß das Triggersystem so arbeitet, wie es geplant war. Die elektronische Nachricht wurde gelesen und verarbeitet, indem jede Minute neue lokale Koordi-

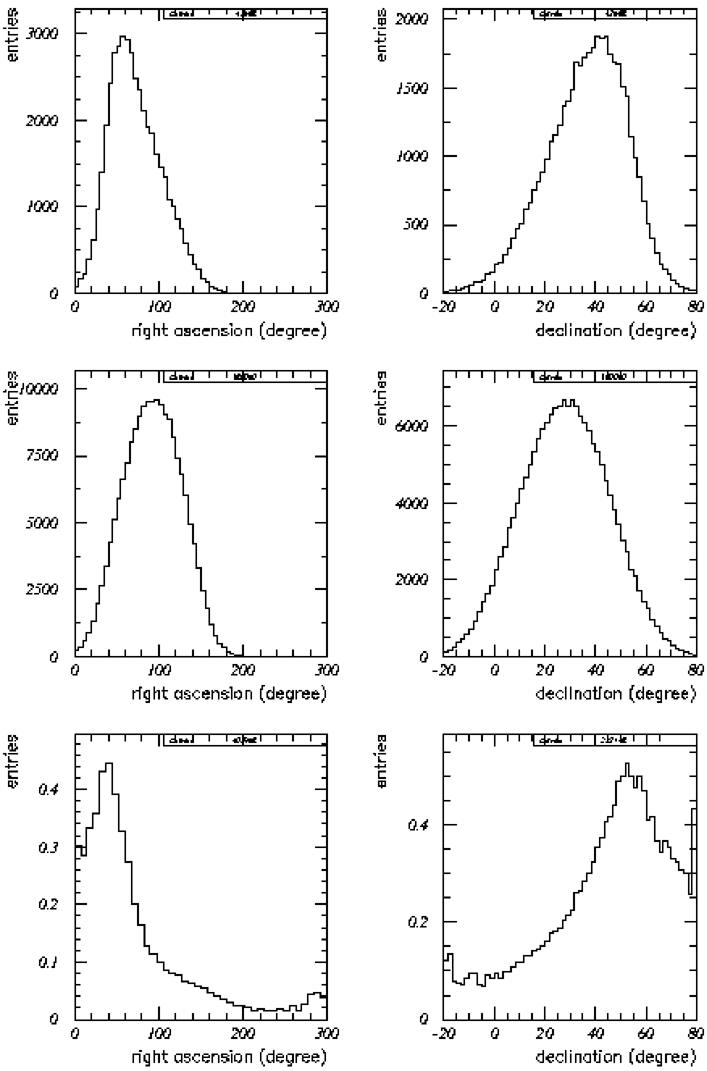


Abbildung 5.8: Häufigkeitsverteilung der rekonstruierten Richtungen in der Zeit des COMPTEL-Bursts vom 1.10.96 in unserem Sichtbereich (Deklination: $57^0$, Rektaszension: $37^0$). Die obere Zeile zeigt die vom HAST-Trigger akzeptierte Verteilung, die mittlere Zeile die von der skalierten 4-fach Koinzidenz und die untere Zeile den Quotienten aus den beiden Verteilungen. Die HAST-Verteilung dividiert durch die 4-fach-Verteilung zeigt somit die relative Akzeptanz des HAST-Triggers. Es wurden nur Ereignisse berücksichtigt, die weniger als 8 Szintillator-Signale lieferten, da der HAST- Trigger große Schauer auch aus anderen als der eingestellten Richtung akzeptiert.

| Burst | 961026A | 961026B | 961126 | 970312 |
|---:|---:|---:|---:|---:|
| Trigger-Nr. (BATSE) | 5644 | 5645 | 5697 | 6119 |
| HEGRA Datensatz-Nr. | 4929 | 4929 | 4998 | 6182 |
| Start[UTC] | 06:22:52 | 09:44:51 | 06:43:58 | 11:42:25 |
| Dauer[s] | 20492 | 6999 | 14807 | 17458 |
| Intensität[cnts] | 8704 | 1094 | 3304 | 884 |
| Theta[$^0$] | 20-40 | 33-10-40 | 14-0-40 | 27-18-40 |
| Rektaszension[$^0$] | 95.1 | 201.8 | 164.6 | 354.8 |
| Deklination[$^0$] | 43.8 | 38.5 | 28.1 | 47.2 |
| HAST-Ereignisse[Anzahl] | 419 | 1917 | 2295 | 1171 |
| 4er-Ereignisse[Anzahl] | 211 | 655 | 1064 | 537 |

Tabelle 5.1: Zur Bestimmung der Akzeptanz und Richtungs-Genauigkeit verwendete HEGRA-Datensätze

naten berechnet wurden. Bei einem Zenitwinkel von $40^0$ wurde die Beobachtung abgebrochen.

Zur Bestimmung der Richtungs-Genauigkeit und der Winkelakzeptanz betrachten wir noch vier weitere Burst-Datensätze. Am 26.10.1996 wurden die Bursts Nr.5644 und Nr.5645, am 26.11.1996 der Burst Nr.5697 und am 12.03.1997 der Burst Nr.6182 von BACODINE gemeldet und daraufhin vom HAST-Trigger verfolgt. Die Bezeichnung der Bursts richtet sich nach dem Datum. Der Burst 970312 z.B. wurde am 12. März 1997 von einem der Satelliten-Experimente nachgewiesen. Zusätzlich gibt es noch eine interne Trigger-Nummer von BATSE und in Tabelle 5.1 sind noch die Bezeichnungen der Datensätze des HEGRA-Experimentes eingetragen.

In den beiden unteren Zeilen von Tabelle 5.1 ist jeweils die Anzahl der akzeptierten Ereignisse aus einem $10^0 \cdot 10^0$-Fenster für die beiden Trigger eingetragen. Dabei wurden jeweils nur Ereignisse mit weniger als 8 Szintillator-Signalen ausgezählt.

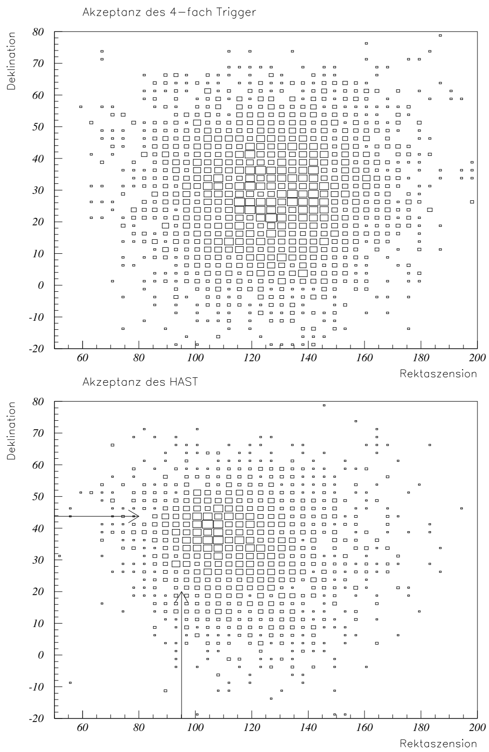


Abbildung 5.9: Häufigkeitsverteilung der Ereignisse in Himmels-Koordinaten des 4-fach(oben) und des HAST-Triggers(unten) für Burst 961026A.

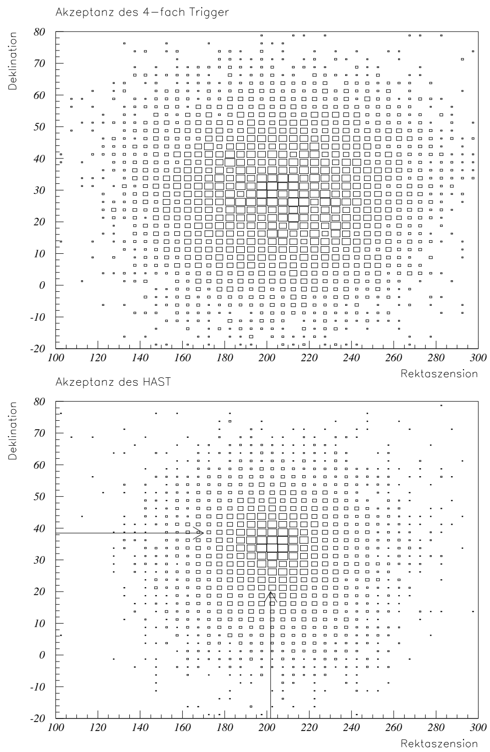


Abbildung 5.10: Häufigkeitsverteilung der Ereignisse in Himmels-Koordinaten des 4-fach(oben) und des HAST-Triggers(unten) für Burst 961026B.

Abb.5.9 zeigt die Häufigkeitsverteilung der rekonstruierten Richtungen während sich der Burst 961026A in unserem Beobachtungsfenster befand.

Im oberen Teil ist die vom 4-fach Trigger aufgezeichnete Verteilung über einer Rektaszension-Deklination-Ebene in Boxen zusammengefaßt aufgetragen; im unteren Teil sieht man den Plot mit den vom HAST selektierten Ereignissen. Die Burst-Position in Deklination und Rektaszension ist durch die Pfeile markiert. Abb.5.10 stellt die Akzeptanz für Burst 961026B dar. Es läßt sich bereits die jeweilige Konzentration der Ereignisse um die gemeldete Burst-Position im Vergleich zum 4-fach Trigger erkennen.

Analog zu Abb.5.4 sieht man in der Abb.5.11 die Anzahl der Ereignisse aufgetragen über einer Deklination-Rektaszension-Ebene zum einen für den 4-fach Trigger und zum anderen für den HAST und zwar für den Bursts 961126.

Es läßt sich jeweils die 'HAST-Mütze' bei den eingestellten Koordinaten erkennen.

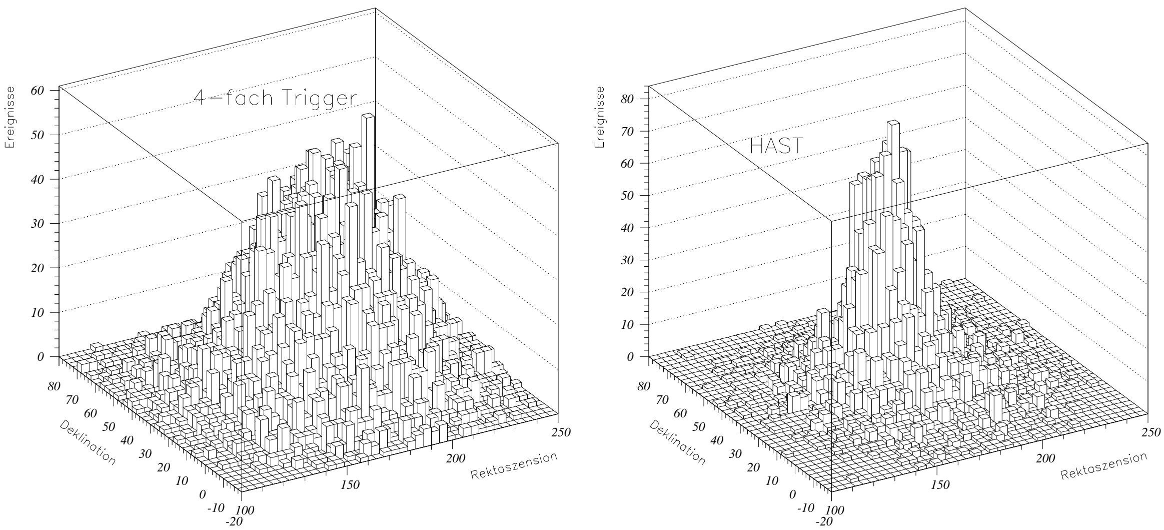


Abbildung 5.11: Verteilung der rekonstruierten Richtungen in Himmels-Koordinaten des 4-fach(links) und des HAST-Triggers(rechts) für Burst 961126. Von BATSE gemeldete Position: Rektaszension:164.60$^0$ Deklination:28.06$^0$.

Zur quantitativen Bestimmung der Richtungsgenauigkeit und der Akzeptanz betrachten wir eine Abbildung analog zu Abb.5.8 für die vier Bursts.

Es ist wiederum in der jeweils ersten Zeile die Akzeptanz des HAST-Triggers in Deklination und Rektaszension dargestellt. In der zweiten Zeile sieht man die jeweilige Akzeptanz der 4-fach Koinzidenz und in der unteren Zeile den Quotienten, also die relative Akzeptanz des HAST-Triggers gegenüber der 4-fach Koinzidenz (Abb.5.12). Analoge Abbildungen für die Bursts 961026B, 961126 und 970312 finden sich im Anhang. An die relativen Akzeptanzen des HAST-Triggers für die vier Datensätze soll eine Gauss-Kurve angepaßt werden. Der Scheitelpunkt dieser Kurve gibt die absolute Richtung und die Breite auf halber Höhe des Maximums bestimmt die Winkelakzeptanz.

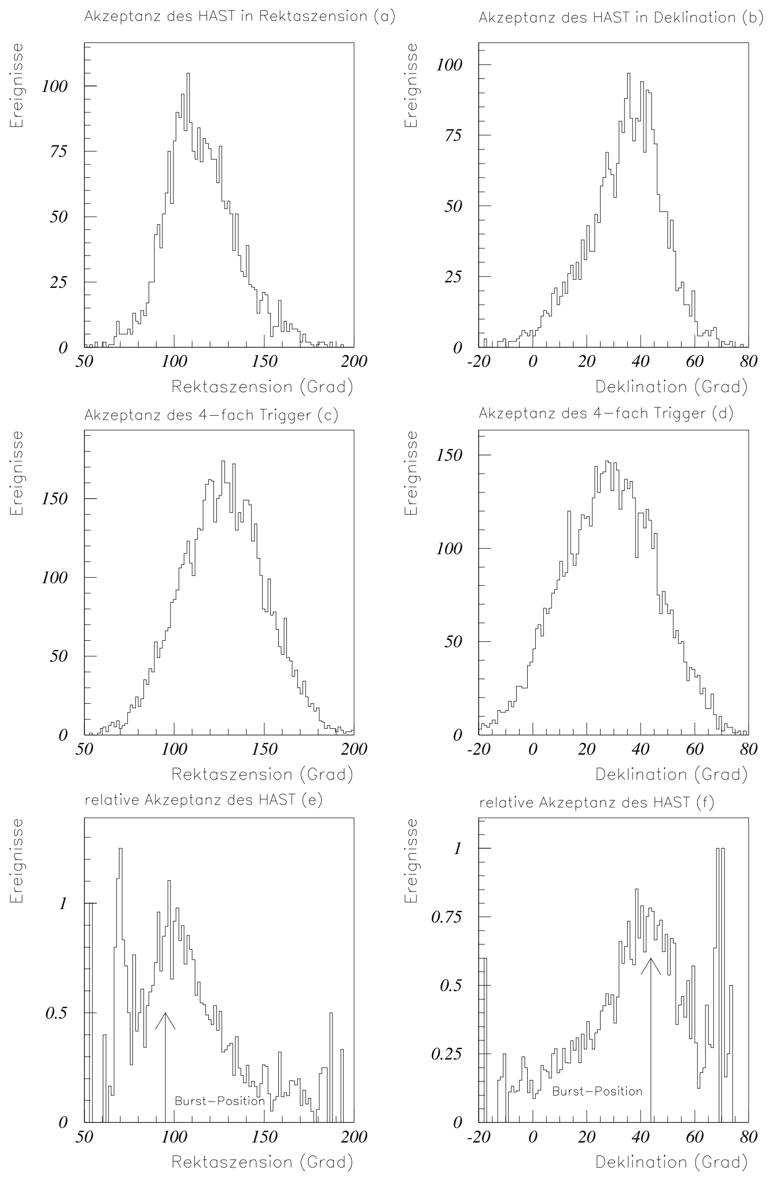


Abbildung 5.12: Häufigkeitsverteilung der rekonstruierten Richtungen in der Zeit des Burst 961026A. Die erste Zeile zeigt die Akzeptanz des HAST-Triggers in Rektaszension und Deklination. In der zweiten Zeile ist die Verteilung für den 4-fach Trigger dargestellt und Zeile drei zeigt den Quotienten der Verteilungen (HAST/4-fach). Es wurden Ereignisse mit der Bedingung akzeptiert, daß es weniger als 8 Szintillator-Signale gab.

Die Ergebnisse der Bestimmung der oben genannten Größen zur Richtungsgenauigkeit und Winkelakzeptanz (FWHM) sind in folgender Tabelle zusammengefaßt.

| Burst | 961026A | 961026B | 961126 | 970312 | Mittelwert |
|---|---|---|---|---|---|
| RA (BATSE) [$^0$] | 95.11 | 201.78 | 164.60 | 354.80 | |
| RA (HAST) [$^0$] | 100.7 $\pm$5.0 | 201.5 $\pm$5.6 | 164.9 $\pm$4.2 | 360.2 $\pm$5.1 | |
| Abweichung in RA [$^0$] | 5.6 | 0.3 | 0.3 | 5.4 | 2.9 |
| FWHM RA [$^0$] | 43 $\pm$2.0 | 44 $\pm$1.5 | 39 $\pm$3.2 | 42 $\pm$2.9 | 42 $\pm$5 |
| DEK (BATSE) [$^0$] | 43.74 | 38.49 | 28.06 | 47.23 | |
| DEK (HAST) [$^0$] | 41.3 $\pm$3.6 | 37.7 $\pm$3.9 | 28.3 $\pm$3.9 | 44.8 $\pm$3.5 | |
| Abweichung in DEK [$^0$] | 2.4 | 0.8 | 0.2 | 2.4 | 1.5 |
| FWHM DEK [$^0$] | 28 $\pm$1.5 | 34 $\pm$0.8 | 27 $\pm$1.9 | 33 $\pm$1.3 | 31 $\pm$3 |
| cos DEK | 0.88 | 0.83 | 0.89 | 0.84 | |
| FWHM $RA \cdot cos$ DEK [$^0$] | 38 | 37 | 34 | 35 | 36 $\pm$5 |

Tabelle 5.2: Die zur Bestimmung der Leistungsfähigkeit verwendeten Burst-Datensätze. Eingetragen sind jeweils die von BATSE gemeldete und die von HAST bestimmte Position in Himmelskoordinaten; weiter die Abweichung in den jeweiligen Koordinaten sowie die Breite der Akzeptanz des HAST auf halber Höhe (FWHM).

Die Abweichung der von BATSE gemeldeten Position zum Maximum der Hast-Akzeptanz für Rektaszension und Deklination liegen zwischen $0.2^0$ und $5.6^0$. Dabei ist die absolute Richtung des HAST allerdings mit einem Fehler von ca. $5^0$ behaftet. Die in der Tabelle angegebenen Fehler beziehen sich auf die Parameter einer Gaussverteilung, die an die relative Akzeptanz des HAST angepaßt wurde (Abb.5.13). Die absolute Richtung entspricht dem Maximum der Gauss-Kurve, und die Akzeptanz der Breite auf halber Höhe (FWHM) mit den entsprechenden Fehlern.

Das Ergenbnis sollte als erste Abschätzung betrachtet werden, da die Statistik relativ klein ist.

| Akzeptanz in Rektaszension: | Abweichung Rektaszension: |
|---|---|
| $FWHM(RA) = 36^0 \pm 5^0$ | $2.9^0 (Fehler: ca. 5^0)$ |
| Akzeptanz in Deklination: | Abweichung in Deklination: |
| $FWHM(DEK) = 31^0 \pm 3^0$ | $1.5^0 (Fehler: ca. 5^0)$ |

Das Ergebnis bezüglich der Richtungsgenauigkeit ist für diese vier Datensätze recht gut. Bedenkt man die Ungenauigkeit in der Winkelbestimmung von BATSE ist die relative Winkelakzeptanz des HAST-Triggers auch in einer angemessenen Größenordnung. Angestrebt wurde ursprünglich eine Akzeptanz von $10^0$ sowohl in Deklination als auch in Rektaszension. Es sollte also ein $10^0 \cdot 10^0$-Fenster um die gemeldete Burst-Position beobachtet werden; dieses Ziel konnte allerdings nicht erreicht werden, da es aus technischen Gründen nicht möglich war, Rechteckpulse zu erzeugen. Die Realisierung solcher Pulse hätte auch eine steilere Akzeptanz-Kurve zur Folge gehabt. Multipliziert man den Akzeptanz-Wert der Rektaszension mit dem Sinus der jeweils eingestellten Position in Deklination ergibt sich eine Akzeptanz von $31^0 \cdot 36^0$ (Deklination·Rektaszension). Diese Werte entsprechen der Breite auf Höhe des halben Maximums einer Gauss-Kurve, die an die relative Akzeptanz angepaßt wurde.

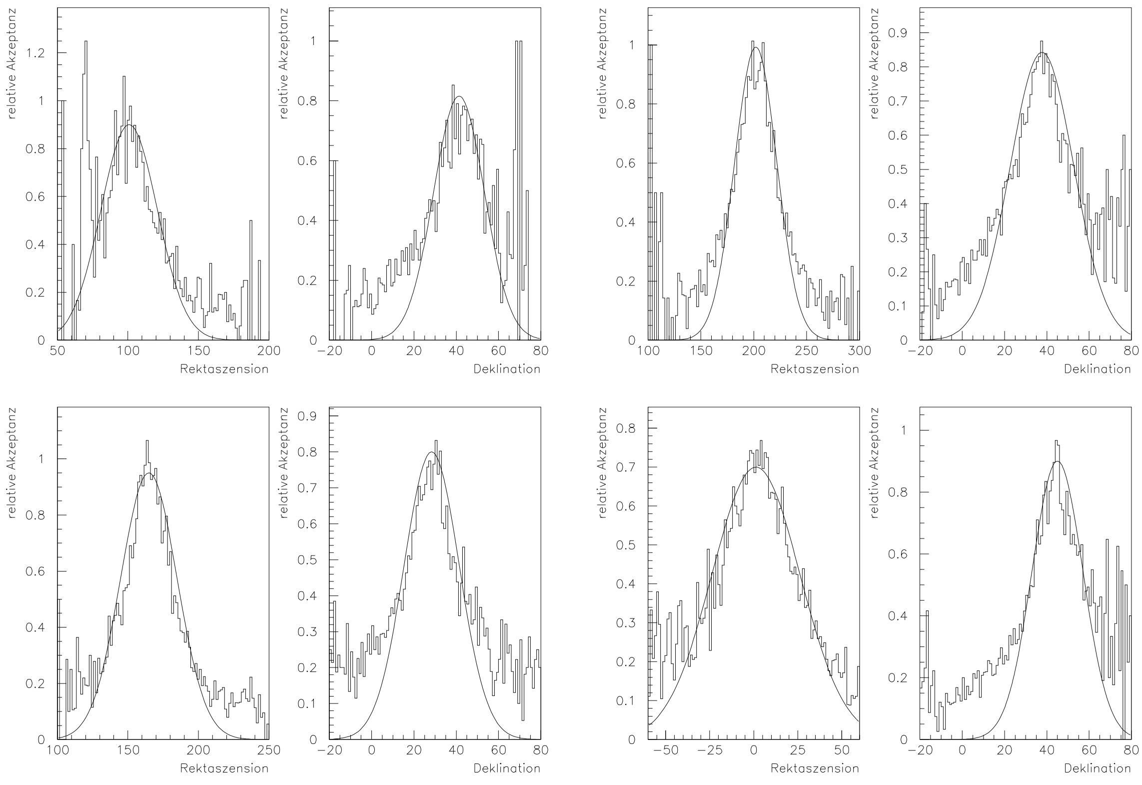


Abbildung 5.13: Relative Akzeptanz des HAST für Burst 961026A (oben links), 961026B (oben rechts), 961126 (unten links) und 970312 (unten rechts). Angepaßt wurde eine Gauss-Verteilung zur Bestimmung der absoluten Richtung und der Akzeptanz.

# Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war es, bei der Suche nach Gamma-Ray Bursts die Energieschwelle für das Szintillator-Feld des HEGRA-Experimentes zu senken. Um dabei die Rate der Datennahme nicht zu erhöhen, sollte nach Erhalt einer elektronischen Nachricht vom Satelliten-Experiment BATSE nur ein begrenzter Himmelsbereich um die Burst-Position observiert werden. Der Burst sollte dann zeitlich verfolgt werden, solange er sich im HEGRA-Beobachtungsfenster befindet. Dazu wurde ein neuer Trigger in Hamburg entwickelt und gebaut (TEB) und dann in das HEGRA-Experiment integriert. Der Trigger wurde zunächst in Hamburg geeicht und getestet und die Software dazu entwickelt.

Es wurden Monte-Carlo-Studien durchgeführt, um die Energieschwelle und die Winkelauflösung für 'kleine' Schauer zu bestimmen. Die Triggerbedingung für die Simulation war, daß 3 oder mehr Szintillatoren ein Signal liefern. Die Energieschwelle beträgt für diese Koinzidenzbedingung ca. 2 TeV im Vergleich zu 11 TeV bei der Koinzidenzbedingung von 14 Szintillator-Signalen innerhalb eines 150ns-Fensters. Die Winkelauflösung ändert sich dabei gleichzeitig von ca. $1^0$ auf $3^0$.

Nach [20] ergibt sich für bestimmte kosmologische Modelle damit eine meßbare Rate von einem Burst pro Jahr im Vergleich zu 0,05 Bursts pro Jahr bei der alten Koinzidenzbedingung.

Im September 1996 konnte der HAST-Trigger erfolgreich auf La Palma installiert werden. Es wurden erste Testmessungen vorgenommen und am 01.10.1996 wurde der erste Burst 'verfolgt'. Die Leistungsfähigkeit des Triggers wurde mit Hilfe von Burst-Datensätzen bestimmt, und es ergab sich eine Richtungsgenauigkeit $\leq 6^0$ und eine Akzeptanz von ca. $36^0$ in Rektaszension und ca. $31^0$ in Deklination.

Im Zeitraum von Oktober 1996 bis März 1997 konnten mit dem neuen Triggersystem und damit deutlich niedrigerer Energieschwelle sieben GRBs verfolgt werden. Es konnte keiner dieser Bursts signifikant im TeV-Bereich nachgewiesen werden. Es konnten jedoch obere Flußgrenzen für fünf GRBs bestimmt werden, die zwischen $1,2 \cdot 10^{-9}$ und $3,8 \cdot 10^{-9}$ erg $cm^{-2}$ $s^{-1}$ liegen. Mehr zur Statistik der verfolgten Bursts und der Analyse der Daten findet man in [3].

Anhang A

# Schaltpläne für die Delay-Boards und die Multiplizitätslogik

Abbildung 5.14: Schaltbild eines der 16 Delay-Boards aus [33]

Abbildung 5.15: Schaltbild der Multiplizitätslogik aus [33]

# Anhang B

# Akzeptierte Ereignisse der Bursts Nr. 961026B, 961126 und 970312

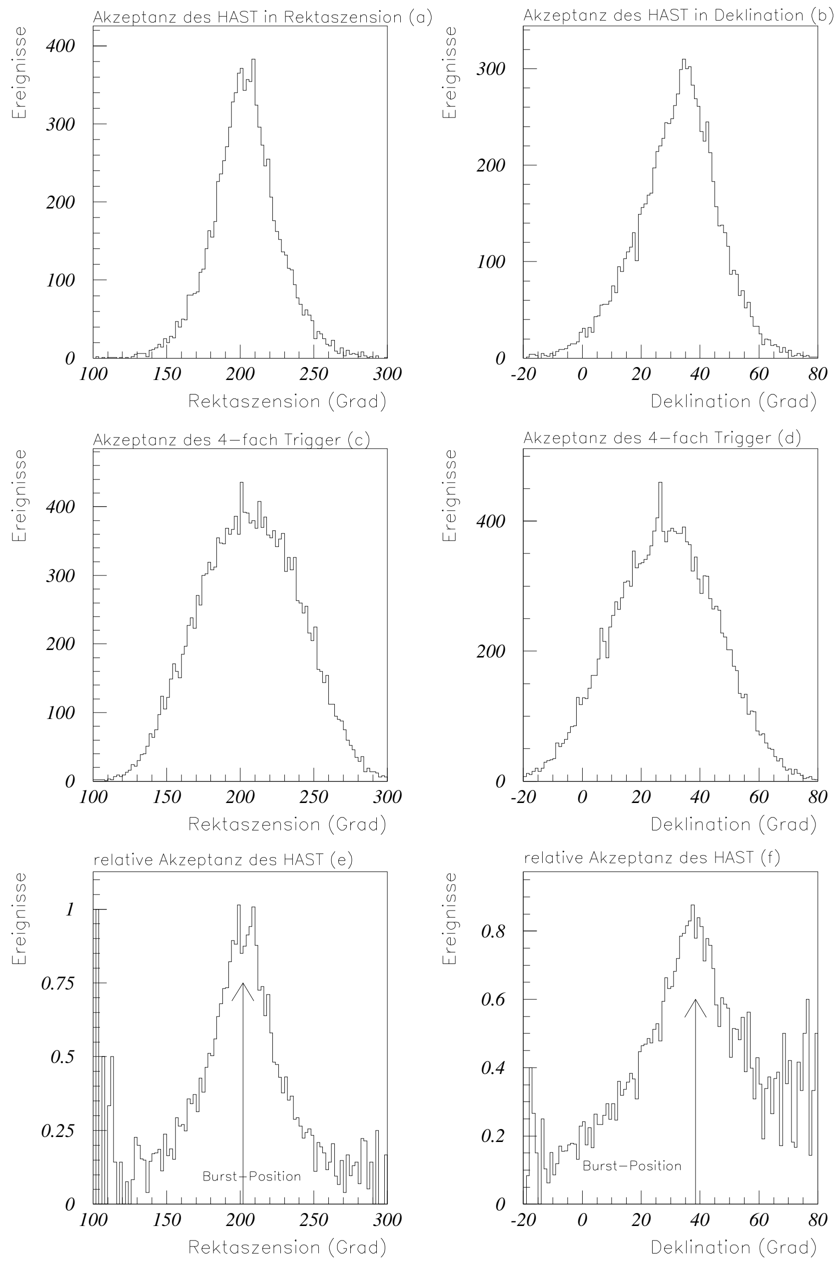


Abbildung 5.16: Häufigkeitsverteilung der rekonstruierten Richtungen in der Zeit des Burst 961026B. In der linken Spalte ist die Rektaszensions-Verteilung und in der rechten Spalte die Deklinations-Verteilung der Ereignisse aufgetragen. In der ersten Zeile sieht man die vom HAST akzeptierte Verteilung, in der zweiten die vom 4-fach Trigger akzeptierte Verteilung und in der dritten Zeile den Quotienten der beiden Akzeptanzen und damit die relative Akzeptanz des HAST-Triggers.

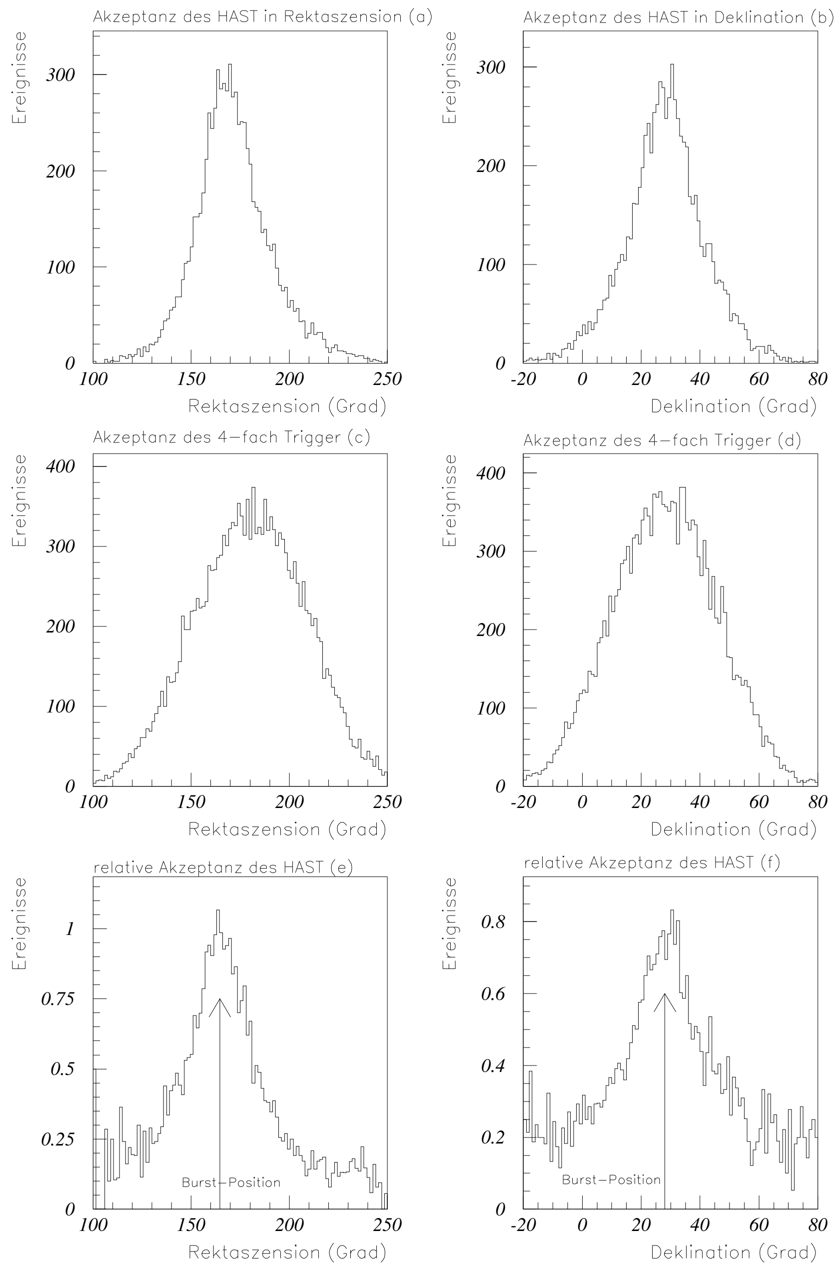


Abbildung 5.17: Häufigkeitsverteilung der rekonstruierten Richtungen in der Zeit des Burst 961126. In der linken Spalte ist die Rektaszensions-Verteilung und in der rechten Spalte die Deklinations-Verteilung der Ereignisse aufgetragen. In der ersten Zeile sieht man die vom HAST akzeptierte Verteilung, in der zweiten die vom 4-fach Trigger akzeptierte Verteilung und in der dritten Zeile den Quotienten der beiden Akzeptanzen und damit die relative Akzeptanz des HAST-Triggers.

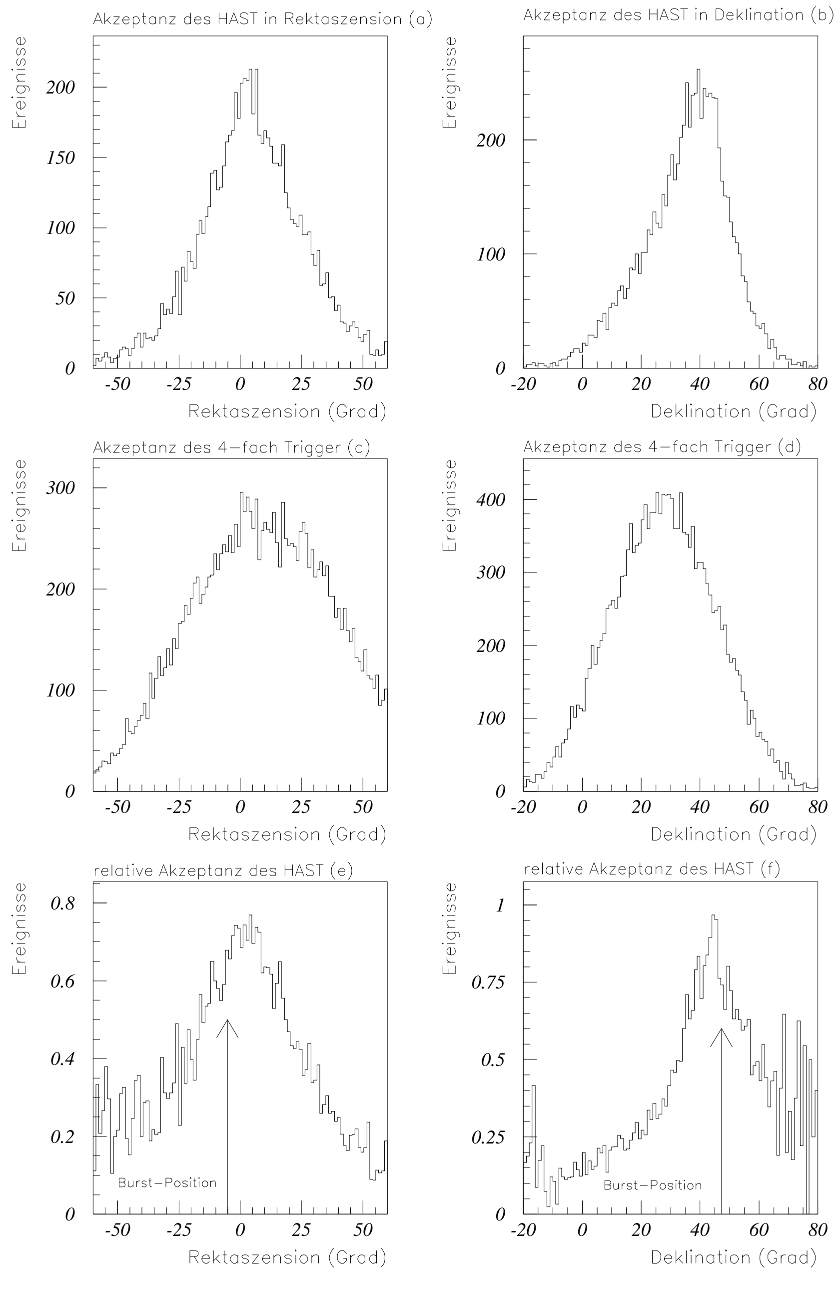


Abbildung 5.18: Häufigkeitsverteilung der rekonstruierten Richtungen in der Zeit des Burst 970312. In der linken Spalte ist die Rektaszensions-Verteilung und in der rechten Spalte die Deklinations-Verteilung der Ereignisse aufgetragen. In der ersten Zeile sieht man die vom HAST akzeptierte Verteilung, in der zweiten die vom 4-fach Trigger akzeptierte Verteilung und in der dritten Zeile den Quotienten der beiden Akzeptanzen und damit die relative Akzeptanz des HAST-Triggers.

# Literaturverzeichnis


[1] C.A. Meegan et al. Nature **355**,14, 1992.

[2] V. Schönfelder et al. Astron. and Astrophys. Suppl. **120**,13, 1996.

[3] S.Mildahn. *Aufbau und erste Ergebnisse eines winkelsensitiven Triggers im Rahmen des HEGRA-Experimentes zum Nachweis von GRBs im TeV-Bereich.* Diplomarbeit an der Universität Hamburg, 1998.

[4] Gerald J.Fishman and Charles A.Meegan. *Gamma-Ray-Bursts.* Annu.Rev.Astron.Astrophys., 1995.

[5] Martin J.Rees. *Gamma-ray bursts:Challenge to relativistic astrophysics.* astro-ph/9701162, 1997.

[6] R.W. Klebesadel & I.B. Strong & R.A.Olson. Astrophys. Journal Lett. **182**,L85, 1973.

[7] M. Rudermann. N.Y. Acad. Sci. **262**,164, 1975.

[8] N. Gehrels & C.R. Shrader. Astron. and Astrophys Suppl. **120**,1, 1996.

[9] M.S. Briggs et al. Astrophys. Journal **459**,40, 1996.

[10] J.C.Higdon & R.E.Lingenfelder. Annu. Rev. Astron. Astrophys. **28**,401, 1990.

[11] Link et al. astro-ph/9601033, 1996.

[12] Nemiroff et al. *Duration Distributions of bright and dim BATSE GRBs.* astro-ph/9408063, 1994.

[13] C. Fichtel. Astron. and Astrophys Suppl. **120**,23, 1996.

[14] K.Hurley et al. Nature **372**,652, 1994.

[15] J.Matteson M.Briggs G.Pendlelton et al. L.Ford, D.Band. Astrophys. Journal **439**,307-21, 1995.

[16] T.Murakami et al. Nature **335**,23, 1988.

[17] Henric Krawczynski. *Search for TeV Counterparts of Gamma-Ray Bursts with the HEGRA-Detector.* Dissertation an der Universität Hamburg, 1997.

[18] B.Funk. Dissertation an der Universität Wuppertal, 1996.

[19] V.Matheis. Dissertation an der Universität Heidelberg, 1994.

[20] B.Funk K.Mannheim, D.H.Hartmann. Astrophys. Journal **467**,532, 1996.

[21] J.van Paradijs et al. *Transient optical emission from error box of the Gamma Ray Burst of the 27 February 1997.* Nature, **386**,686-688, 1997.

[22] Caraveo et al. Astron.Astrophys, **326**,113, 1997.

[23] Sahu et al. Nature, **387**,476, 1997.

[24] Pierre Sokolsky. *Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics.* Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 1989.

[25] H. Krawczynski. *Verbesserte Richtungsrekonstruktion von Luftschauern für ein Szintillatorfeld und Reanalyse eines Signals von Cygnus x-3.* Diplomarbeit an der Universität Hamburg, 1994.

[26] G. Cocconi. *Extensive air showers.* Springer Verlag, 1961.

[27] R.Eckmann. Diplomarbeit an der Universität Hamburg, 1991.

[28] A.Karle et al. Astropart.Phys. 3,321, 1995.

[29] W.Rhode et al. NIM A 378,399, 1996.

[30] M.Kohnle et al. Astropart.Phys. 5,119, 1996.

[31] A.Daum et al. vorgelegt bei Astropart.Phys., 1997.

[32] Dietmar Domenget. *Verbesserte Rekonstruktion des Zentrums eines Luftschauers für das HEGRA-Experiment.* Diplomarbeit an der Universität Hamburg, 1996.

[33] R.van Staa K.Geske, H.Riege. *HEGRA Angle Sensitive Trigger.* II.Institut für Experimentalphysik,Universität Hamburg, 1996.

[34] J.N. Capdevielle et al. *The Karlsruhe Extensive Air Shower Code CORSIKA.* KfK, 1992.

[35] W.R.Nelson et al. *The EGS4 Code System.* Stanford Report SLAC-265, 1985.

[36] Volker Haustein. *Messung der Ankunftszeitverteilung von Luft-Čerenkovphotonen mit einem Flash-ADC-System zur Bestimmung der Energie und der Komposition der primären kosmischen Strahlung im Energiebereich von* $10^{14} - 10^{16}$ *eV*. Dissertation an der Universität Hamburg, 1996.

Danksagung

Hiermit möchte ich mich bei allen bedanken, die mich dabei unterstützt haben, diese Arbeit fertigzustellen. Zunächst möchte ich meinen Eltern herzlich danken, die mich während meines Studiums finanziell unterstützt haben und viel Geduld mit mir hatten. Weiter gilt mein Dank Prof.Heinzelmann und der HEGRA-Gruppe in Hamburg für die nette Arbeitsatmosphäre und freundliche Hilfe. Herrn van Staa und Herrn Riege möchte ich für die erfolgreiche Herstellung des HAST und Ihre Hilfsbereitschaft danken. Sven danke ich für die nette Zusammenarbeit und nicht zuletzt Ossi, der mich in der entscheidenden Phase wieder auf den richtigen Weg gebracht hat.

Ich versichere, daß ich diese Arbeit nur unter Zuhilfenahme der angegebenen Quellen und Hilfsmittel selbstständig angefertigt habe.

Hamburg, im Januar 1998 Torsten Prietz