Kapitel 3

Das Compton-Teleskop COMPTEL als Sonnen-Observatorium

3.1 Das Gammastrahlen-Observatorium CGRO

Am 5. April 1991 wurde während der Space-Shuttle Mission *STS-37 "Atlantis"* das amerikanische Gammastrahlen-Observatorium *Gamma-Ray Observatory* in einen nahezu kreisförmigen Erdorbit von 450 km Höhe gebracht (Gehrels *et al.*, 1993; Gehrels *et al.*, 1994). Ein Jahr später wurde es anläßlich des hundertsten Geburtstages von Sir Arthur Holly Compton in *Compton Gamma-Ray Observatory (CGRO)* umbenannt.

Der insgesamt 17 t schwere Satellit besteht aus einer Instrumentenplattform und vier Experimenten, die sich in ihren Energiebereichen und speziellen Aufgaben ergänzen. An zwei Experimenten ist auch das Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik in Garching beteiligt — an der Hochenergie-Funkenkammer EGRET und federführend am Compton-Teleskop COMPTEL.

Die Beobachtungsplattform versorgt die Instrumente mit elektrischer Leistung aus zwei Solarzellen-Paneelen. Mit dem Steuersystem, einer Anordnung von Düsen, aus denen aufgeheiztes Hydrazin ausgestoßen wird, kann der Satellit auf neue Beobachtungsobjekte umorientiert werden. Da CGRO in seinem niederen Erdorbit durch Reibung mit der Atmosphäre langsam an Höhe verliert, kann mit einem ähnlich funktionierenden Antrieb auch seine Umlaufbahn wieder angehoben werden. Zusätzlich wird der Satellit durch Schwungräder auf etwa $2'$ genau auf eine Blickrichtung fixiert. Die Plattform führt außerdem den Telemetriebetrieb (Steuerkommandos und Datentransfer) zum *Goddard Space Flight Center* aus.
CGRO trägt die vier folgenden Experimente:

BATSE — **B**urst **A**nd **T**ransient **S**ource **E**xperiment

COMPTEL — **Comp**ton **Tel**escope

EGRET — **E**nergetic **G**amma-**R**ay **E**xperiment **T**elescope

OSSE — **O**riented **S**cintillation **S**pectroscopy **E**xperiment

Das BATSE-Experiment (Fishman *et al.*, 1989) ist ein *All-Sky* Monitor und besteht aus acht Detektoren, die an den Ecken der CGRO-Plattform angebracht sind. Die von einem Plastik-Szintillator gegen geladene Teilchen abgeschirmten NaI(Tl)-Detektoren erlauben eine Registrierung von Strahlung im harten Röntgen- und γ–Bereich von 20 $keV - 1\ MeV$ ohne Richtungsinformation. Da die acht Detektorebenen jedoch parallel zu den Flächen eines Oktaeders angeordnet sind, wird jeder Ort am Himmel von mindestens drei Detektoren gleichzeitig erfaßt, so daß aus der relativen Signalstärke eine Lokalisierung möglich ist.

Das primäre Interesse von BATSE gilt den *Gamma-Ray Bursts* (GRBs), kurzzeitigen Strahlungsausbrüchen bei γ–Energien, die scheinbar isotrop über den Himmel verteilt sind und deren Ursprung eines der aktuellen Forschungsgebiete der γ–Astronomie darstellt.

Das große Gesichtsfeld von $4\,\pi\ sr$ gestattet die Aufzeichnung von GRBs oder solaren Flares unabhängig von der Orientierung des Satelliten. Der von BATSE aufgestellte Flare-Katalog enthält zum gegenwärtigen Stand etwa 1000 Einträge.

BATSE wird von den anderen Instrumenten auf CGRO als Trigger benutzt, um im Falle eines Bursts oder Flares in einen besonderen Betriebsmodus umzuschalten. So veranlaßt beispielsweise ein BATSE-Triggersignal den Einzeldetektor-Betrieb bei COMPTEL (siehe Abschnitt 3.2.3).

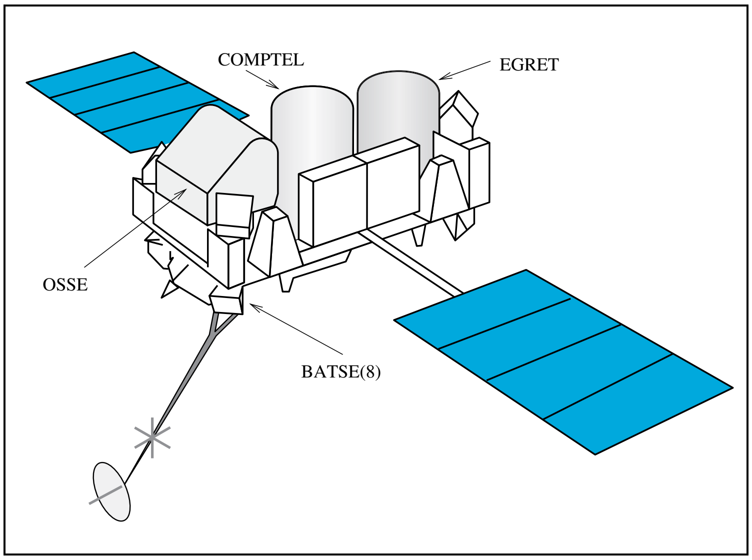

Abbildung 3.1: *Das Observatorium CGRO mit den vier Experimenten (von BATSE ist nur einer der acht Detektoren beschriftet)*

COMPTEL (Schönfelder *et al.*, 1993) ist das erste Compton-Teleskop auf einer Satellitenplattform und mißt im niederenergetischen γ–Bereich bei $0.75 - 30\,MeV$. Daneben ist COMPTEL auch das erste Experiment, das Neutronen kosmischen Ursprungs direkt spektroskopieren und abbilden kann. Prinzip und Funktionsweise dieses Teleskops werden in den folgenden Abschnitten eingehend beschrieben.

EGRET (Thompson *et al.*, 1993) deckt den Energiebereich $20\,MeV - 50\,GeV$ ab[1] und bietet gegenüber seinen Vorläufern SAS-2 und COS-B eine weitere Steigerung der Sensitivität und Richtungsauflösung. EGRET weist in dieselbe Richtung wie COMPTEL und besitzt wie dieses ein sehr großes Gesichtsfeld. Das Teleskop benutzt eine Drahtfunkenkammer zur Bestimmung der Einfallsrichtung und ein nachgeschaltetes Energiekalorimeter aus NaI(Tl). Dieses kann bei Flares auch ohne die Abbildungseigenschaft der Funkenkammer als Spektrometer eingesetzt werden.

OSSE (Johnson *et al.*, 1993) besteht aus vier Detektoren, die paarweise um eine Achse geschwenkt werden können. Dies erlaubt die gleichzeitige Beobachtung von zwei unterschiedlichen

[1] bei hohen Energien übersteigt die freie Weglänge der Teilchen die Detektorabmessungen und auch der Fluß nimmt oberhalb von etwa $10\,GeV$ drastisch ab. Die höchste von EGRET gemessene Energie eines Photons beträgt etwa $50\,GeV$.

Quellgebieten oder von Quelle und Hintergrund ("*on-off* Messung"). Damit ist OSSE auch nicht strikt an die Ausrichtung des Observatoriums gebunden und konnte zum Beispiel den Flare vom 4. Juni 1991 aufzeichnen (Murphy *et al.*, 1994), obwohl der CGRO-Satellit in eine andere Hauptblickrichtung zeigte. Die Detektoren aus NaI(Tl)-CsI(Na)-Szintillatoren in Phoswich-Technik liegen unter einem Kollimator, der eine mäßige Ortsbestimmung erlaubt. OSSE registriert Photonen im Energiebereich von $100\,keV - 8\,MeV$.

Experiment	Energiebereich Energieauflösung	Gesichtsfeld Winkelauflösung
BATSE	$30keV - 1.9MeV$ 20% bei $0.66MeV$	$4\pi sr$ $\approx 10°$
COMPTEL	$0.75 - 30MeV$ 7% bei $2.2MeV$ $9 - 100MeV$ Neutronen etwa 20%	$1\pi sr$ $\approx 3°$ $< 1\pi sr$ $10°$
EGRET	20 MeV – 50 GeV 25% bei 50 MeV	$1\pi sr$ $\approx 1°$
OSSE	$60keV - 10MeV$ 7% bei $1MeV$	$3.8° \times 11.4°$ $\approx 3°$

Tabelle 3.1: *Wichtigste Eigenschaften der Experimente auf CGRO*

Obwohl die Beobachtung von Sonnenflares nicht zu den Hauptzielen der CGRO-Mission gehörte, ist das Observatorium dafür dennoch gut geeignet. So wurden vor allem im Juni und Oktober 1991 wertvolle Beobachtungen der Sonne von allen vier Instrumenten durchgeführt.

Drei der großen Flares im Juni 1991 befanden sich auch im Gesichtsfeld von COMPTEL. Dabei bestätigte sich, daß COMPTEL ein ausgezeichnetes Instrument für die Beobachtung dieser Vorgänge darstellt. Der COMPTEL-Energiebereich bietet mit den nuklearen Linien und der Neutronen-Einfanglinie sehr interessante Diagnosemöglichkeiten. Daneben liefert die Emission bei $8 - 30\,MeV$ den Anschluß an den Pionen-dominierten Bereich. Neben der γ–Strahlung kann COMPTEL als erstes Teleskop auch Neutronen individuell nachweisen und abbilden. Die Fähigkeit, zugleich Neutronen direkt und die Signatur der Neutronen-Einfanglinie zu messen, machen COMPTEL zu einem hervorragenden Instrument, um Prozesse der Neutronenproduktion bei Flares zu untersuchen.

Da COMPTEL jedoch hauptsächlich als Survey-Instrument konzipiert wurde, treten bei der Auswertung solarer Flares einige Besonderheiten auf: (1) Solare Flares sind Kurzzeitphänomene, die sich auf Zeitskalen von Minuten abspielen. Die üblichen Methoden der Hintergrundbehandlung und Korrektur von verschiedenen instrumentellen Einflüssen sind daher nicht oder nur bedingt anwendbar. Gleiches gilt für die Methoden der Flußberechnug aus Maximum Likelihood-Himmelskarten. (2) Bei starken Flares und GRBs treten Totzeitprobleme auf, von denen normale Beobachtungen nicht wesentlich beeinflußt werden. (3) Solare Flares bieten als einzige Quelle einen genügend hohen Neutronenfluß, um die Eignung COMPTELs als Neutronenteleskop zu nutzen.

In den folgenden Abschnitten werden die Funktionsweise und der Aufbau des Teleskops COMPTEL beschrieben. Es wird außerdem die Methode der Datenanalyse bei solaren Flares dargestellt und anhand der Meßdaten des Flares vom 11. Juni 1991 illustriert.

3.2 Das Compton-Teleskop COMPTEL

Bis vor kurzer Zeit gab es kein Teleskop, das elektromagnetische Strahlung im niederenergetischen γ–Energiebereich abbilden konnte. Bei Energien um 1 MeV erreicht der Wirkungsquerschnitt der Strahlung für Wechselwirkung mit Materie ein absolutes Minimum. Während bei kleineren Energien der Photoeffekt wichtig wird und bei größeren die Paarerzeugung einsetzt, wechselwirkt die Strahlung im Bereich um 1 MeV bevorzugt über den Compton-Effekt mit Materie. Dieser Prozeß bildet daher die Grundlage für den Nachweis von γ–Strahlung in diesem Energiebereich.

Der Prototyp eines solchen "Compton-Teleskops" wurde als Ballon-Experiment getestet (z.B. Schönfelder *et al.*, 1982) und bestätigte die Realisierbarkeit des Meßprinzips. COMPTEL ist das erste Compton-Teleskop, das auf einem Satelliten eingesetzt wird.

3.2.1 Meßprinzip eines Compton-Teleskops

Ein Compton-Teleskop (Abbildung 3.2) besteht aus zwei Detektorebenen, bezeichnet als D1 und D2. Ein einfallendes γ–Quant trifft auf D1 und erfährt eine Compton-Streuung an einem Hüllenelektron, wobei es die Energie E_1 abgibt und um den Winkel $\overline{\varphi}$ abgelenkt wird. Die Energie vor und nach dem Stoß sind mit dem Streuwinkel über die Compton-Streuformel verknüpft. Bei einem idealen Ereignis[2] wird das gestreute γ–Quant in D2 vollständig absorbiert und verliert seine gesamte Energie E_2. Die Detektoren erlauben die Messung der deponierten Energien (E_1; E_2) und eine Lokalisierung der Ereignisse innerhalb der Detektoren ((x_1, y_1, z_1); (x_2, y_2, z_2)).

Die Gesamtenergie des eingefallenen γ–Quants ergibt sich als Summe der gemessenen Energiedeposits

$$E_\gamma = E_1 + E_2 \tag{3.1}$$

und der Streuwinkel $\overline{\varphi}$ berechnet sich aus der Compton-Streuformel zu

$$cos\,\overline{\varphi} = 1 - \frac{m_e c^2}{E_2} + \frac{m_e c^2}{E_1 + E_2} \tag{3.2}$$

wobei $m_e c^2 = 511\,keV$ die Ruheenergie des Elektrons angibt.

Da keine azimutale Information über die Streuung in D1 vorliegt, kann die Herkunftsrichtung des γ–Quants nicht vollständig bestimmt werden. Vielmehr liegen alle möglichen Einfallsrichtungen auf einem Kegel mit halben Öffnungswinkel $\overline{\varphi}$ um die Flugrichtung des gestreuten Photons. Erst eine Analyse vieler Ereignisse erlaubt die Bildrekonstruktion durch die Anwendung statistischer Methoden (wie z. B. Maximum-Likelyhood oder Maximum-Entropie Methode).

[2]der Ausdruck "ideal" bedeutet hier, daß die gemessenen Energiedeposits genau den Energien entsprechen, die das Photon bei der Wechselwirkung verloren hat und daß es beid er zweiten Wechselwirkung vollständig absorbiert wird. Nur dann liefern die Gleichungen 3.1 und 3.2 die wahren Werte für Photonenenergie und Streuwinkel.

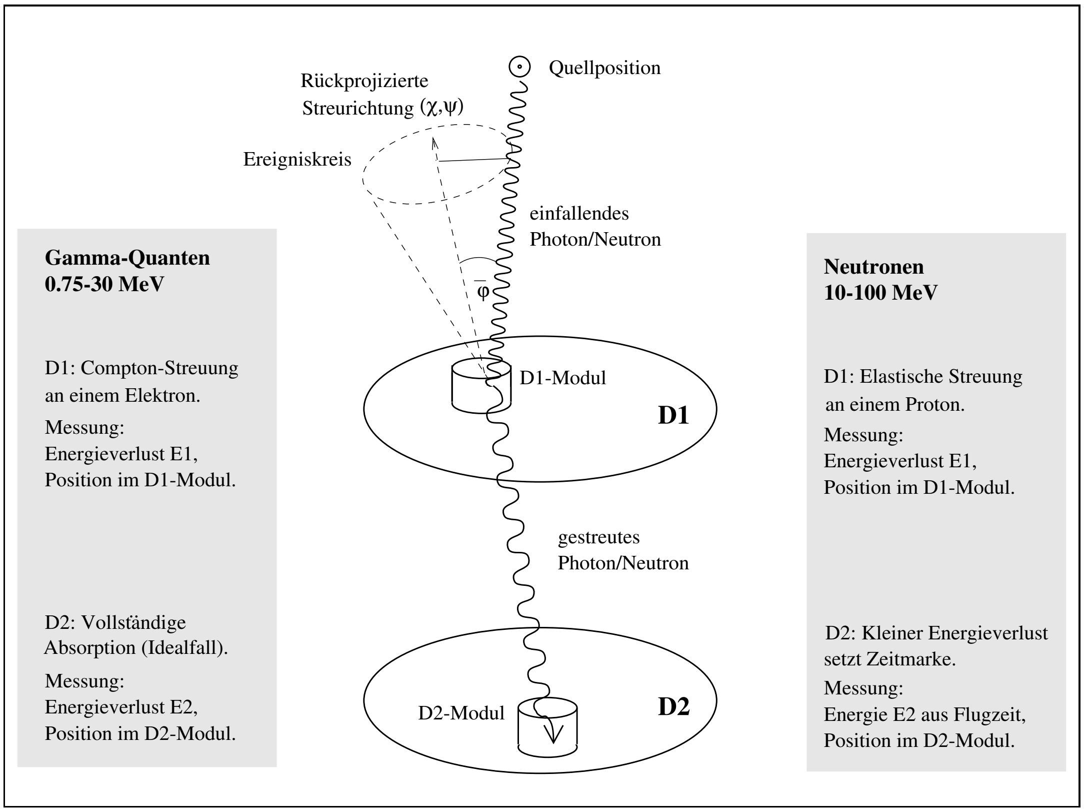

Abbildung 3.2: *Das Funktionsprinzip eines Compton-Teleskops*

3.2.2 Aufbau von COMPTEL

Der Aufbau des Teleskops COMPTEL (Schönfelder *et al.*, 1993) ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Die wesentlichen Bauteile sind die beiden parallelen Detektorebenen D1 und D2, die 1.58 m voneinander entfernt sind.
Der obere Detektor (D1) besteht aus 7 einzelnen zylindrischen Modulen (28 cm Durchmesser, 8.5 cm Dicke). Die gesamte geometrische Fläche des D1 Detektors beträgt somit 4310 cm^2. Die D1-Module sind mit dem organischen Flüssigkeits-Szintillator *Nuclear Enterprises 213A* gefüllt. Die Dicke der Module ist so eingestellt, daß man eine maximale Wahrscheinlichkeit für einen einzelnen Compton-Stoß erreicht. Sie ist etwas kleiner als eine freie Weglänge der γ–Strahlung im nachzuweisenden Energiebereich (bei geringerer Dicke würde die Effizienz sinken, bei größerer Dicke die Anzahl der Mehrfachstreuungen zunehmen). Es wurde ein Material mit niedriger Ordnungszahl gewählt, weil hier der Wirkungsquerschnitt für Compton-Streuung, verglichen mit Photoeffekt und Paarerzeugung, relativ groß ist. Daneben bildet der hohe Anteil von H-Atomen in der organischen Verbindung die Grundlage für den Nachweis von Neutronen (siehe Abschnitt 3.5).
Das γ–Quant gibt beim Stoß einen Teil seiner Energie als kinetische Energie an das Elektron ab. Dieses wird durch inelastische Stöße abgebremst und gibt seine Energie an das Szintillatormedium weiter, das schließlich optisches Licht emittiert. Dabei ist die emittierte Lichtmenge proportional zur deponierten Energie. Jedes D1-Modul ist radial von acht Photomultipliern umgeben, die die im Szintillator erzeute Lichtmenge nachweisen. Aus der Summe der Signale der Multiplier läßt sich jetzt E_1 bestimmen, die relativen Signalstärken erlauben nach dem Prinzip der Anger-

Kamera die Lokalisierung des Orts der Wechselwirkung im Modul mit einer Genauigkeit von etwa $1.5\,cm$.

Da bei γ–Energien Vorwärtsstreuung bevorzugt wird, trifft das gestreute γ–Quant mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit auf eines der 14 Module des unteren Detektors (D2). Für die D2-Module ($28\,cm$ Durchmesser, $7.5\,cm$ Dicke) verwendet man NaI(Tl)-Kristalle, die mehrere Halbwertslängen dick sind. Hier sollen die gestreuten γ–Quanten total absorbiert werden. Anders als bei D1 kommt es hier auf den hohen Z-Wert der Jodkerne an, um eine hohe Absorptionswahrscheinlichkeit zu gewährleisten. Die Absorption erfolgt dabei nicht durch einen einzelnen Prozeß, sondern durch eine Serie von Wechselwirkungen. Unter jedem Modul sind sieben Multiplier angebracht, die nach dem gleichen Prinzip wie bei D1 die Messung des Energiedeposits und die Lokalisierung im Modul ermöglichen.

Das Meßprinzip, das hier für γ–Quanten beschrieben wurde, gilt in ähnlicher Weise auch für den Neutronennachweis (siehe Abschnitt 3.5).

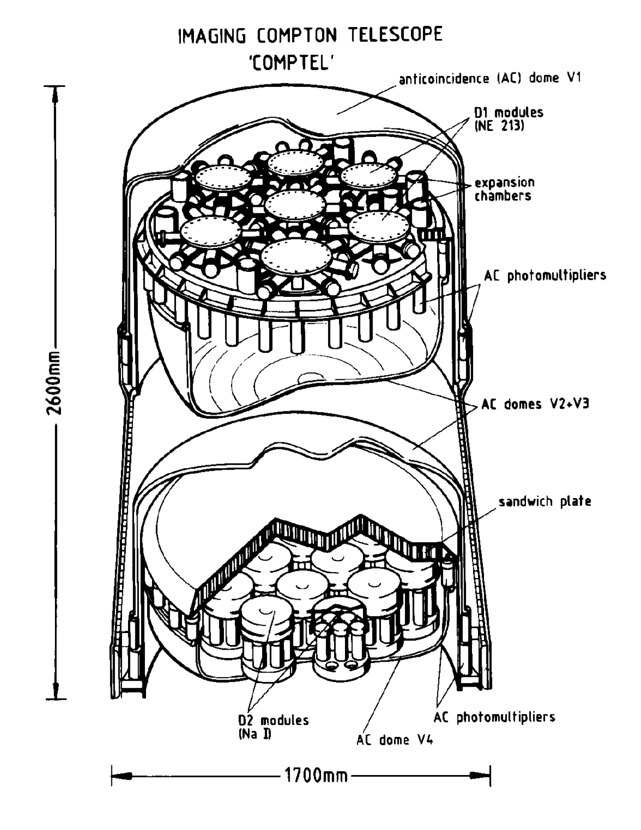

Abbildung 3.3: *Aufbau von COMPTEL (aus Schönfelder **et al.**, 1993)*

3.2.3 Einzeldetektor-Betrieb

COMPTEL verfügt über zwei Betriebs-Arten, die simultan verwendet werden können. Neben der bereits beschriebenen Nutzung als Compton-Teleskop können zwei der D2-Module im Einzeldetektor-Betrieb auch unabhängig ausgewertet werden. Die Module werden von einem Signal des BATSE-Experiments getriggert und erzeugen in diesem speziellen Modus alle $2\,s$ ein Spektrum. Das Gesichtsfeld beträgt etwa $2.5\,sr$. Da keine Richtungsauflösung gegeben ist, findet dieser Betrieb nur bei Flares und GRBs Anwendung. Während der solaren Observationsperiode im Juni 1991 war nur eines der beiden Module eingeschaltet und bietet Informationen im Bereich $0.6 - 10\,MeV$.

Da im Einzeldetektor-Betrieb keine Koinzidenz zwischen D1 und D2 notwendig ist, keine weiteren Auswahlkriterien (siehe Abschnitt 3.7) angewendet und vor allem keine Veto-Signale der Antikoinzidenzschilde (siehe Abschnitt 3.4.1) beachtet werden, ist die Zählrate während des Flares um ein Vielfaches höher als im Teleskop-Betrieb. Wichtig ist hierbei vor allem, daß der Einzeldetektor-Betrieb quasi nicht durch Totzeit beeinträchtigt wird. Andererseits ist wegen der fehlenden Auswahlkriterien seine Sensitivität deutlich geringer.

Für starke Flares ergänzen sich beide Betriebsarten COMPTELs aufgrund dieser "komplementären" Eigenschaften sehr gut: Während die Zählrate des Einzeldetektor-Betriebs den Zeitverlauf zuverlässig widergibt, erlaubt es die höhere Sensitivität des Teleskop-Betriebs, die schwache lang-andauernde Emission des Flares zu verfolgen.

Beobachtungen mehrerer Flares im Einzeldetektor-Betrieb, einschließlich des Flares am 11. Juni 1991, wurden von Suleiman *et al.* (1994) vorgestellt.

3.3 Teleskop-Antwortfunktion

3.3.1 Punktbildfunktion

Die primären Meßparameter COMPTELs bestehen aus den Pulshöhensignalen der Photomultiplier. Auf der Grundlage von Kalibrierungsmessungen können diese Daten für jedes Ereignis auf einen redundanzfreien Satz von Parametern reduziert werden, die das Ereignis vollständig beschreiben:

E_γ	gemessene Gesamtenergie des Photons,
$\overline{\varphi}$	Streuwinkel der Compton-Wechselwirkung,
(χ, ψ)	Rückprojizierte Flugrichtung des gestreuten Photons,
t	Ankunftszeit des Photons.

Damit läßt sich ein Ereignis in einem Datenraum, der durch die drei Ereignisgrößen χ, ψ und $\overline{\varphi}$ aufgespannt wird (siehe Abbildung 3.4), vollständig charakterisieren. Obwohl die Energie des Photons nicht mehr explizit erscheint, ist sie über die Compton-Formel (Gleichung 3.2) im Datenraum eingebunden.

Betrachtet man für eine Punktquelle am Himmel nur Ereignisse mit fester Energie E_γ und festem Streuwinkel $\overline{\varphi}$, so liegen alle an den Himmel zurückprojizierten Flugrichtungen (χ,ψ) der gestreuten Photonen auf einem Kreis mit Radius $\overline{\varphi}$ um die Position der Quelle. Im oben definierten Datenraum (χ,ψ,$\overline{\varphi}$) liegen deshalb für eine Punktquelle, die bei den Koordinaten (χ_0, ψ_0) lokalisiert ist, alle Ereignisse auf einem Kegelmantel mit 90° Öffnungswinkel, dessen Spitze mit der Quellposition zusammenfällt (Abbildung 3.4). Die Wahrscheinlichkeit der Belegung entlang des Kegelmantels ist dabei durch die Klein-Nishina-Formel gegeben, die den winkel- und energieabhängigen Wechselwirkungsquerschnitt für die Streuung eines Photons an einem Elektron beschreibt.

Die Belegungswahrscheinlichkeit dieses Kegels, modifiziert mit der Geometriefunktion (siehe Abschnitt 3.3.2), beschreibt die Antwortfunktion (*Response*-Funktion) des Teleskops für eine Punktquelle. Sie bestimmt die Vorwärtsfaltung aus dem realen Raum (z.B. Messung eines Photons aus bestimmter Richtung und mit bestimmter Energie) in den Raum der Ereignisgrößen und stellt damit die Grundlage für jede spektrale Entfaltung oder Bildrekonstruktion dar. Sie wurde für COMPTEL vor dem Start durch Eichmessungen ermittelt (Much, 1992).

Der Abstand von der Quellposition in der χ,ψ-Ebene wird als φ_{geo} bezeichnet. Bei einer polaren Projektion auf einen Schnitt durch die $\overline{\varphi}$-Achse liegen alle Ereignisse auf einer Geraden durch die Quellposition mit 45° Steigung.

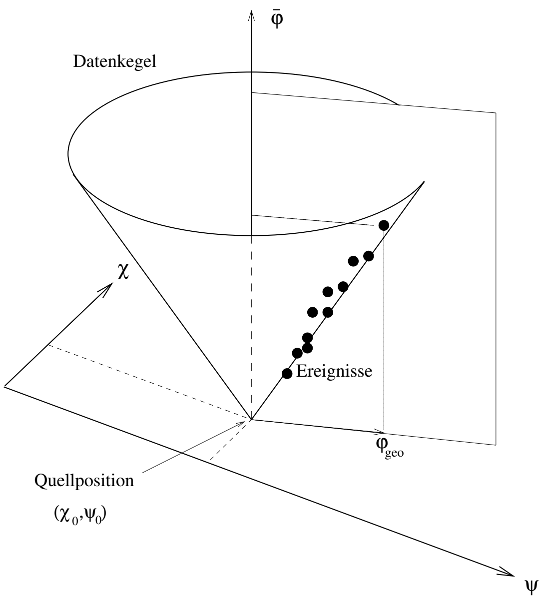

Abbildung 3.4: *Darstellung des Datenraum eines Compton-Teleskops. Über der χ,ψ-Ebene wird der Steuwinkel $\overline{\varphi}$ aufgetragen. Alle ideal nachgewiesenen Ereignisse liegen auf einem Kegelmantel, dessen Spitze mit der Position der Quelle zusammenfällt.*

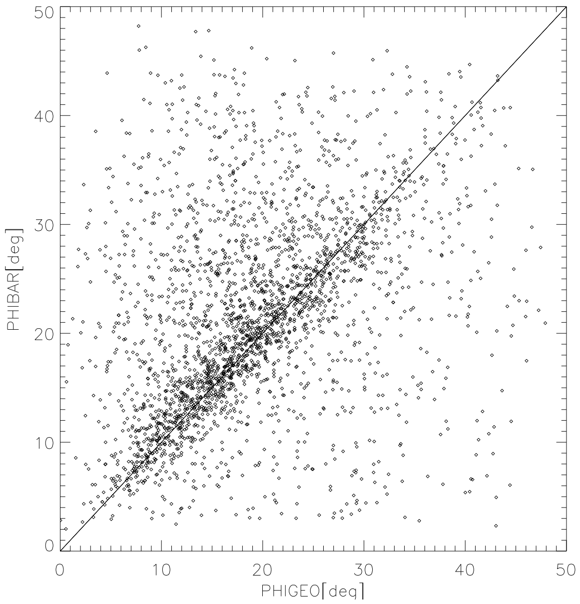

Abbildung 3.5: *Verteilung von Ereignissen (Flugdaten des Flares vom 11. Juni, 2:15 – 2:30 UT) in der $\overline{\varphi}$-φ_{geo}-Projektionsebene (siehe nebenstehende Abbildung). Es sind etwa 2700 Ereignisse (Flare- und Hintergrund-Ereignisse) eingezeichnet.*

In Abbildung 3.5 ist eine solche Projektion gezeigt. Es wurden Daten des Flares vom 11. Juni verwendet. Die Mehrzahl der Ereignisse ist entlang einer Geraden lokalisiert, wobei die Verteilung durch die Meßunsicherheiten verbreitert ist. Allerdings tritt eine systematische Verbreiterung zu kleineren φ_{geo}-Werten hin auf. Bei einem realen Compton-Teleskop werden manche Photonen in D2 nur teilweise absorbiert, so daß ihre Energie und ebenso ihr Streuwinkel unterschätzt werden. Solche Ereignisse liegen in Abbildung 3.5 links von der Geraden und bewirken eine unsymmetrische Verbreiterung. Daneben gibt es eine gleichmäßige Verteilung des gleichzeitig registrierten Hintergrunds.

Weil bei einem Compton-Teleskop nur der Streuwinkel gemessen wird, jedoch keine azimutale Information über die Streuung vorliegt, ist der Kegelmantel rotationssymmetrisch[3]. Diese Überlegungen treffen aber nur zu, wenn alle Streurichtungen auch ermöglicht werden. Beim realen Aufbau des Experiments ergeben sich dabei Einschränkungen, die unter Abschnitt 3.3.2 erklärt werden. In Abbildung 3.6 ist ein horizontaler Schnitt durch den Datenraum gezeigt. Bereits ohne Vorauswahl hebt sich das Flare-Signal als Kreis um die Quellposition von den regellos verteilten Hintergrundereignissen ab. Durch gezielte Auswahl der Flare-Ereignisse (siehe Abschnitt 3.4.2) kann die Signifikanz des Signals erheblich verbessert werden. Durch die Beschränkung des Gesichtsfelds und der Geometrie COMPTELs ist die Rotationssymmetrie des Kegels im realen Fall jedoch nicht erfüllt.

[3] Da der Wirkungsquerschnitt der Compton-Streuung keine Azimut-Abhängigkeit aufweist, wäre diese Bedingung auch sonst erfüllt, solange die einfallenden γ–Quanten nicht polarisiert sind.

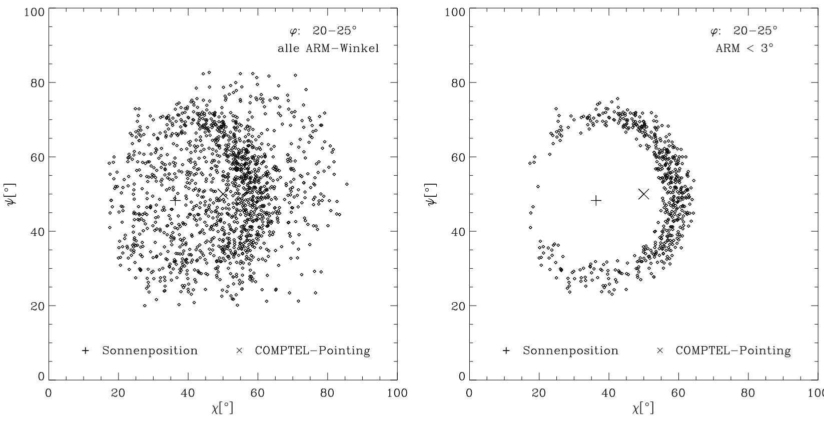

Abbildung 3.6: *Horizontaler Schnitt durch den Datenraum mit Streuwinkel im Bereich $20° - 25°$ (gleiche Daten wie in Abbildung 3.5). Wegen der Einschränkungen durch die Geometrie ist die Rotationssymmetrie im Datenraum nicht verwirklicht (nähere Erläuterung im Text).*

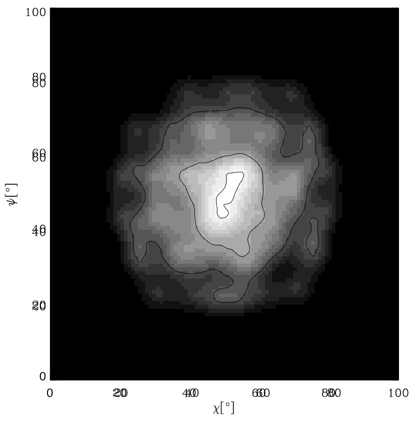

Abbildung 3.7: *Die Geometriefunktion (energieunabhängiger Teil) in der (χ,ψ)-Ebene zum Zeitpunkt der Flarebeobachtungen im Juni 1991.*

3.3.2 Geometriefunktion

Der D2-Detektor besteht aus einer Anzahl diskreter Module. Damit sind in COMPTEL nur bestimmte Streurichtungen verwirklicht. Die Abweichungen von einem Compton-Teleskop mit unendlich ausgedehnter D2-Ebene werden durch die Geometriefunktion $g(\chi,\psi)$ beschrieben. Sie hängt nicht von der Energie ab und ändert sich auch zeitlich nicht, solange CGRO nicht umorientiert wird oder sich die Konfiguration der aktiven D2-Module verändert. Die Geometriefunktion während der Beobachtungsperiode der solaren Flares ist in Abbildung 3.7 dargestellt. Man kann noch die diskrete Modulstruktur der Detektorebenen erkennen.

Zusätzlich wandert die Erde, je nach Blickrichtung des Teleskops, periodisch durch das Gesichtsfeld. Um störenden Hintergrund zu vermeiden, werden Ereignisse ausgeschlossen, die aus der Erdatmosphäre stammen können (siehe Abschnitt 3.7). Diese Einschränkung des erlaubten Bereichs im Datenraums wird durch die Auswahlfunktion $h(\chi,\psi,\overline{\varphi},t)$ beschrieben. Sie hängt explizit von der Zeit ab.

Beide Einflüsse werden als modifizierte Geometriefunktion

$$\tilde{g}(\chi,\psi,\overline{\varphi},t) = g(\chi,\psi) \cdot h(\chi,\psi,\overline{\varphi},t) \tag{3.3}$$

zusammengefaßt. Diese Funktion ist in Abbildung 3.8 für zwei Zeitintervalle illustriert.

Da die Punktbildfunktion immer für eine unendlich ausgedehnte D2-Ebene gilt, ist für die Berechnung von Flüssen die Korrektur mit der Geometriefunktion unerläßlich. Die Geometriefunktion $\tilde{g}$ kann für jeden Zeitpunkt berechnet werden. Allerdings ist der Rechenaufwand sehr hoch, wenn für jedes einzelne Ereignis der Wert des Geometriefunktion an der identischen Position im Datenraum berechnet werden muß.

Da sich während der Flare-Beobachtungen die Geometriefunktion g nicht verändert, kann man die Zerlegung nach Gleichung 3.3 benützen. Die Abhängigkeit von der Zeit und vom Streuwinkel

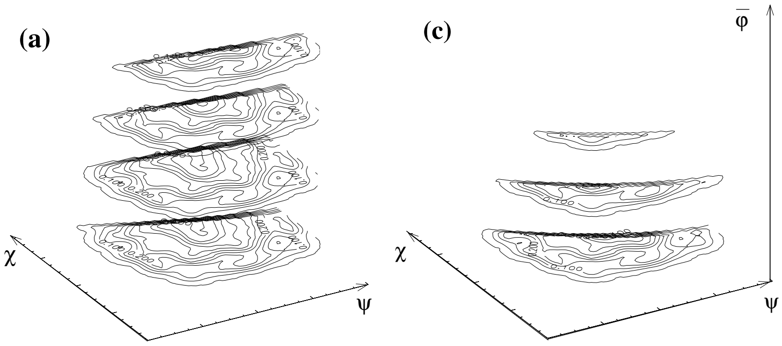

Abbildung 3.8: *Modifizierte Geometriefunktion für zwei Zeitintervalle am Ende des Orbits beim 11. Juni-Flare. Über der (χ,ψ)-Ebene sind vier Schnitte für konstantes $\overline{\varphi}$ dargestellt. Der Erdhorizont rückt in das Blickfeld des Teleskops und schränkt den akzeptierten Bereich des Datenraums ein.*

kann durch eine Näherungsmethode bestimmt werden: Es werden hinreichend kurze Zeitintervalle (es werden Intervalle von $50\,s$ Dauer verwendet) definiert, die einen festgelegten Abstand zum "Mittag" (als Referenz wird auf den maximalen Wert des Erdhorizontwinkels Bezug genommen) des orbitalen Tagbogens aufweisen. Für jedes dieser Intervalle und das Mittags-Intervall wird die Geometriefunktion berechnet und daraus für jede $\overline{\varphi}$-Ebene der Bruchteil bestimmt, der durch die Erdhorizontauswahl verboten ist. Jedes prozessierte Ereignis kann nun sehr einfach mit dem zugehörigen Bruchteil gewichtet werden, wenn der Zeitpunkt der Registrierung und der $\overline{\varphi}$-Winkel vorgegeben werden. Somit muß die Geometriefunktion nur einige Male im Voraus berechnet werden.

3.4 Hintergrundunterdrückung bei solaren Flares

Nur ein kleiner Teil der registrierten Signale geht auf einen kosmischen Ursprung zurück. Der weitaus großte Teil ist instrumenteller Hintergrund, der von den hochenergetischen Teilchen der kosmischen Strahlung hervorgerufen wird. Daher muß das Instrument gegen diese Teilchen abgeschirmt werden. Daneben erzeugt die kosmische Strahlung jedoch durch Wechselwirkung mit der Erdatmosphäre und Aktivierung der Bauteile des Instruments auch Sekundärteilchen (geladene Teilchen, Neutronen, γ–Quanten), die sich dem eigentlichen Signal überlagern.

3.4.1 Antikoinzidenz-Abschirmung

Um das Teleskop gegen geladene Teilchen abzuschirmen, verwendet man Antikoinzidenzschilde ("Veto-Schilde") als aktive Abschirmung. Nur wenn dieses Veto-System nicht anspricht, wird ein Ereignis als wirkliches γ– oder Neutronen-Ereignis akzeptiert. Jede Detektorebene ist vollständig von zwei Halbschalen aus Plastikszintillatormaterial *Nuclear Enterprises 110* umschlossen, die mit einer Effizienz von über 99.9% auf geladene Teilchen ansprechen, gleichzeitig aber für γ–Strahlung weitgehend transparent sind.

Während solarer Flares kommt den Schilden jedoch eine andere Bedeutung zu: Bei einem starken Flare tritt ein enormer Röntgen-Fluß auf. Wird gleichzeitig mit der erwünschten Wechselwirkung eines γ–Quants ein Röntgen-Photon im gleichen Modul des D1, bzw. D2 Detektors gestreut, so wird die Messung der Energie und damit auch des Streuwinkels verfälscht.

Bei Röntgen-Energien bestimmt bereits der Photoeffekt den Wechselwirkungsquerschnitt. Daher besitzen die Röntgen-Photonen im Material des Plastikszintillators eine sehr kleine freie Weglänge. Die Energieabhängigkeit des linearen Absorptionskoeffizienten μ für einen Plastikszintillator (Berger & Seltzer, 1972) ist in Abbildung 3.9 gezeigt. Die freie Weglänge für Strahlung von 10 keV und 1 MeV beträgt demnach 0.5 cm und $> 14\,cm$. Bei einer Dicke des Antikoinzidenzschildes von $d = 1.5\,cm$ beträgt die Transmission (senkrechter Einfall), gegeben durch $I/I_0 = e^{-\mu d}$, etwa 5%, bzw. 95%.

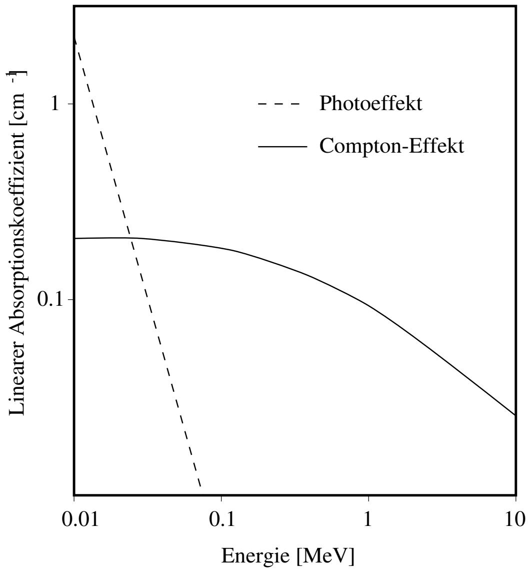

Abbildung 3.9: *Energieabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten für Plastik-Szintillatoren.*

Der Röntgen-Fluß wird also von den Veto-Schilden erheblich abgeschwächt. Allerdings ergibt sich daraus eine schwerwiegende Einschränkung für die Beobachtung sehr intensiver Flares[4]. Die Röntgen-Photonen deponieren Energie in den Schilden[5], so daß diese unter dem enormen

[4]Dies trifft in ähnlicher Weise auch auf die Registrierung von γ–*Ray Bursts* zu.

[5]aufgrund des steilen Verlauf des Bremsstrahlungsspektrums trägt vor allem der weiche Röntgen-Fluß zu diesem Effekt bei. Da die Energie eines einzelnen Photons jedoch unter der Ansprechempfindlichkeit der Veto-Schilde liegt, ist eine Koinzidenz von zwei oder mehr Quanten erforderlich.

Fluß sehr häufig ansprechen und fast gesättigt werden. Es verbleiben kaum mehr genügend lange Zeitintervalle, in denen ein γ–Quant ungestört nachgewiesen werden kann. Dies führt zu Totzeiteffekten des Instruments, auf die in Abschnitt 3.6 näher eingegangen wird.

Ein Beispiel soll die geänderte Situation bei Flares verdeutlichen: Während bei der Beobachtung einer Quelle mit einem Fluß von $10^{-5}\,cm^{-2}\,s^{-1}$ pro Stunde etwa 1 γ–Quant registriert wird, treten im gleichen Zeitraum etwa 100 Hintergrundereignisse auf. Die Aufgabe der Antikoinzidensschilde ist hier also unerlässlich! Während der impulsiven Phase eines Flares tritt ein Spitzenfluß von über $1\,cm^{-2}\,s^{-1}$ auf, d.h. man mißt über 1000 Ereignisse pro Minute und erwartet im gleichen Zeitraum etwa 1 geladenes Teilchen. Der weiche Röntgen-Fluß ($1-10\,keV$) hingegen liegt bei etwa $10^{-3}\,W\,m^{-2}$ (etwa 10^7 Photonen $cm^{-2}\,s^{-1}$) und macht eine ungestörte Aufzeichnung der γ–Quanten fast unmöglich.

Neben den geladenen Teilchen muß auch der vorhandene γ–Hintergrund vom Signal getrennt werden. Für den Routinebetrieb des Instruments stehen dabei eine Reihe statistischer Methoden zur Verfügung. Sie sind jedoch auf lange Beobachtungszeiten und Ausnutzung des gesamten Gesichtsfelds ausgelegt. Für Flares als kurzzeitige, lokalisierte Quellen sind diese Methoden nicht anwendbar. Jedoch lassen sich genau diese Eigenschaften ausnutzen, um auf andere Weise eine Separation des Hintergrunds zu erreichen.

3.4.2 ARM-Methode

Obwohl die Winkelauflösung von COMPTEL (etwa 2 – 3°, Sonnendurchmesser zum Vgl. $1/2°$) nicht ausreicht, um Details des Flares zu zeigen, kann die Abbildungseigenschaft des Instruments benutzt werden, um Hintergrundereignisse zu unterdrücken[6].

Jedem einzelnen Ereignis läßt sich ein Ereigniskreis am Himmel zuordnen. Da der Ort der Sonne am Himmel — also die Quelle der Strahlung — bekannt ist, kann für jedes Ereignis die minimale Distanz des Ereigniskreises von der Sonnenposition berechnet werden. Dieser Winkel wird ARM-Winkel (*angular resolution measurement*) genannt. Ereignisse mit großem ARM-Winkel sind daher mit großer Sicherheit Hintergrundereignisse und können von der Analyse ausgeschlossen werden, da der Ort ihres Ursprungs nicht mit der Sonnenposition verträglich ist. Nur Ereignisse mit kleinem ARM-Winkel sind mit einem solaren Ursprung verträglich und werden weiter ausgewertet.

Da die Winkelauflösung COMPTELs mit der Energie variiert (Much, 1992), wird in dieser Analyse kein festes ARM-Fenster vorgegeben, sondern es wird für jede Energie ein Winkel gewählt, der der 3σ-Winkelauflösung entspricht.

Abbildung 3.10 zeigt eine Verteilung des ARM-Winkels für den Flare vom 11. Juni 1991. Der sehr gut um Null zentrierte Gauss-Peak hebt sich deutlich von der flacheren Verteilung des Hintergrunds ab (siehe nächster Abschnitt). Zu positiven Winkeln zeigt sich ein deutlicher Exzess, der von nicht vollständig im D2-Detektor absorbierten γ–Quanten herrührt.
Neben der Abbildungseigenschaft des Instruments stehen noch andere Parameter zur Verfügung, die eine Unterdrückung von Hintergrundereignissen ermöglichen. (siehe Abschnitt 3.7). Die Auswahl nach kleinem ARM-Winkel bietet jedoch noch einen weiteren wichtigen Vorteil für

[6] Abbildungen der Sonne während der solaren Flares vom 9. und 15. Juni (McConnell *et al.*, 1993) und 11. Juni (Rank *et al.*, 1993) bestätigten die erwartete Winkelauflösung des Instruments. Die Abbildung der Sonne mit dem Neutronensignal wurde von Ryan *et. al* (1993b) für den 15. Juni gezeigt.

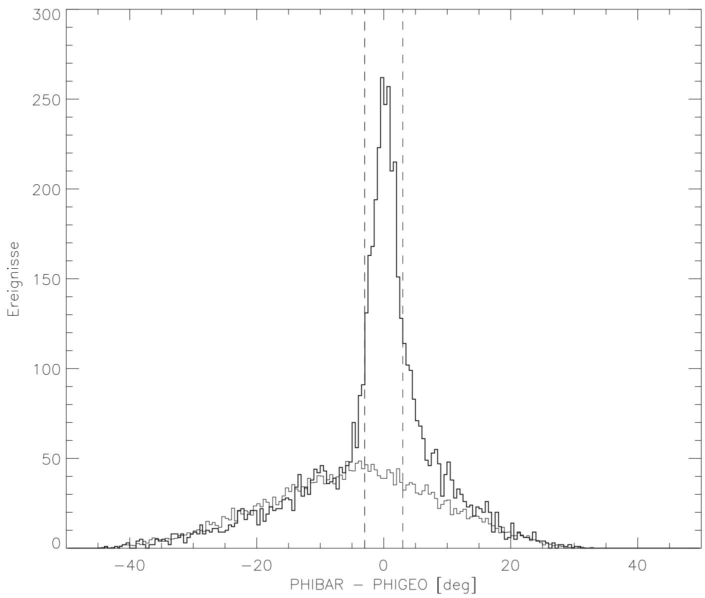

Abbildung 3.10: *Einschränkung der registrierten Ereignisse auf Photopeak-Ereignisse. Die verwendeten Flugdaten entsprechen der Abbildung 3.5.*

die Spektroskopie: Da der Streuwinkel und die Energie des γ–Quants gemäß Gleichungen 3.1 und 3.2 verknüpft sind, bedeutet eine Auswahl nach kleinem ARM-Winkel automatisch, daß nur Ereignisse zugelassen werden, bei denen die Energie des gestreuten Photons vollständig in D2 absorbiert wurde. Man selektiert also Photopeak-Ereignisse und unterdrückt Compton-Schweif und Entweich-Peaks. Dadurch wird die Punktbildfunktion Gauss-förmig und die Zuverlässigkeit der Entfaltung des gemessenen Zählratenspektren entschieden verbessert.

3.4.3 Orbit-Modell

Zur Korrektur der Meßdaten wird ein geeignetes Hintergrundmodell benötigt. Um ein solches Modell aufzufinden, wird die Zeitabhängigkeit des instrumentellen Hintergrunds untersucht.

Der Hauptanteil des γ–Hintergrunds entsteht durch Aktivierungsvorgänge aufgrund energetischer Teilchen der kosmischen Strahlung im Instrument selbst (Dyer *et al.*, 1980). Da die mittlere Zeitverzögerung der Emission eines γ–Quants gegen die Änderung der Bahnparameter vernachlässigt werden kann, werden keine An- und Abklingzeiten berücksichtigt. Die Intensität der kosmischen Strahlung ist unter anderem von der magnetischen Steifigkeit am Ort des Satelliten abhängig. Diese wiederum ändert sich mit der geographischen Länge und Breite. Die Änderung der Höhe der Satellitenbahn kann hierbei vernachlässigt werden.

Weiterhin soll der Winkel Sonne-Instrument-Erde für Flare- und Hintergrund-Periode übereinstimmen, da sich bei der Annäherung an den Erdhorizont die Hintergrundrate zunehmend erhöht. Dies wird erreicht, wenn der Winkel zwischen der Blickrichtung COMPTELs und dem Erdhorizont (als *Earth Horizon Angle* EHA bezeichnet) für beide Intervalle übereinstimmt.

Um einen geeigneten Hintergrund aufzufinden, werden Zeiten fernab des Flares betrachtet, für die ähnliche orbitale Bedingungen herrschen, so daß die Aktivierung des Instruments durch die kosmische Strahlung und der Einfluß von Hintergrund aus der Erdatmosphäre als vergleichbar angenommen werden dürfen. Es treten dabei drei Periodizitäten auf: (1) die Dauer eines Orbits von etwa 93 min, (2) die Drehung der Erde unter der als stationär angenommenen Bahn und (3) eine Präzessionsbewegung der Bahn mit etwa 15°/Tag.

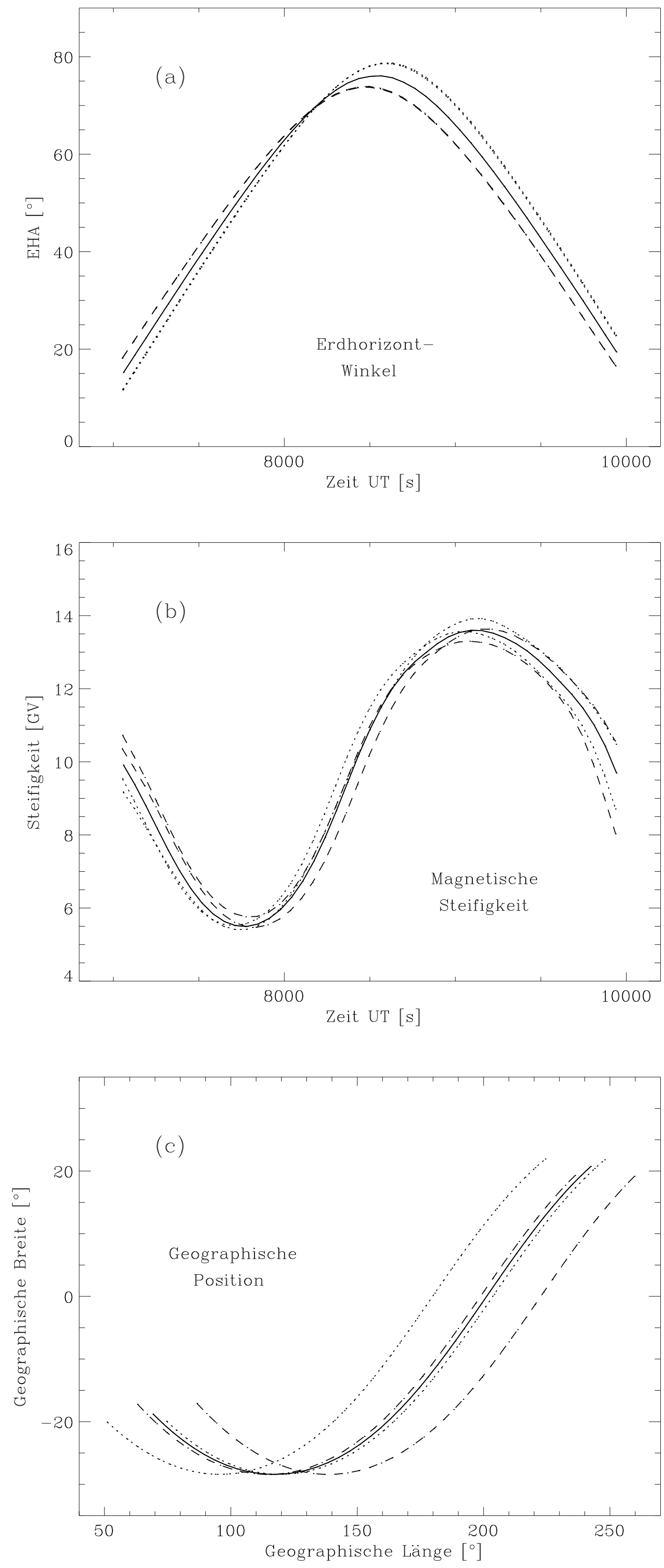

Abbildung 3.11: *Auswahl der Hintergrundintervalle für den Flare vom 11. Juni 1991. Der Parameterverlauf des Flare-Intervalls ist mit einer durchgezogenen Linie eingezeichnet, die Intervalle des Vortags (-15 und -16 Orbits) mit gestrichelter und die des folgenden Tages (+15 und +16 Orbits) mit gepunkteter Linie.*
In Abbildung (a) ist der Verlauf des Erdhorizontwinkels gezeigt. Die Abweichung beträgt maximal etwa 3°. *Da zwischen zwei Orbits die Bahnpräzession keine Rolle spielt, fallen die Kurven für "-15,-16"- und "+15,+16"-Orbits zusammen.*
Abbildung (b) demonstriert das Verhalten der magnetischen Steifigkeit. Die Differenz der Kurven beträgt nie mehr als etwa 0.5 *GV (max. 10%).*
Abbildung (c) zeigt den Verlauf der Satellitenbahnen über der Erde für die in (a) und (b) gezeigten Zeitintervalle. Die Bewegung verläuft von West nach Ost über den Pazifischen Ozean. Man sieht den Einfluß der Erddrehung, durch den die Bahnen von einem Umlauf zum nächsten um etwa 15°*/Orbit weiterrücken.*

Intervall	Verschiebung		
16 Orbits vorher	$-89632\,s$	$\hat{=}$	$1^d\,0^h\,53^m\,52^s$
15 Orbits vorher	$-82026\,s$	$\hat{=}$	$23^h\,20^m\,26^s$
15 Orbits nachher	$+84022\,s$	$\hat{=}$	$23^h\,20^m\,22^s$
16 Orbits nachher	$+89622\,s$	$\hat{=}$	$1^d\,0^h\,53^m\,42^s$

Tabelle 3.2: *Festlegung der Zeitintervalle für den Modell-Hintergrund*

Es kann kein Zeitpunkt gefunden werden, für den alle Periodenbedingungenen zugleich erfüllt sind, aber etwa alle 15 bis 16 Orbits ergeben sich hinreichend genau reproduzierte Bedingungen des Satellitenorbit.

Für den Flare vom 11. Juni 1991 stehen also vier Hintergrund-Perioden, die jeweils 15 und 16 Orbits vom Flare getrennt sind, zur Verfügung. Da am 15. Juni 1991 der Satellit kurz nach dem Flare umorientiert wurde, sind hier nur zwei Perioden verfügbar. Der verwendete Hintergrund ergibt sich jeweils aus einer Mittelung der vier, bzw. zwei Datensätze.

Durch eine sorgfältige Anpassung der Parameter ergibt sich die in Abbildung 3.11 gezeigte Situation. Für den Flare des 11. Juni 1991 sind die Verläufe des Erdhorizontwinkels und der magnetischen Steifigkeit, sowie die Abschnitte der Satellitenbahn für eine optimale Anpassung gezeigt. Es wurde eine gleichzeitige Optimierung beider Parameter vorgenommen. Die verbleibenden Abweichungen werden durch die Mittelung der Hintergrunddatensätze geglättet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 3.2 zusammengestellt.

Wie bereits in der Einleitung erwähnt wurde, konnte bei den Flares im Juni 1991 zum ersten Mal eine lang-andauernde Emission im γ–Bereich über Stunden hinweg beobachtet werden. Da ein Erdumlauf von CGRO etwa $93\,min$ beträgt, erstreckt sich der Beobachtungszeitraum über mehrere Umläufe des Satelliten.

Die Erde wandert periodisch durch das Gesichtsfeld und unterbricht dabei die Beobachtung. Weiterhin befindet sich die Südatlantische Anomalie (SAA) im Bereich der Bahn von CGRO. Um Schaden an den Photomultipliern durch die enorme Strahlendosis zu vermeiden, wird bei jedem Durchgang durch die SAA die Hochspannungsversorgung von COMPTEL abgeschaltet. Die sich daraus ergebenden Beobachtungsperioden für die beiden untersuchten Flares sind in Tabelle 3.3 aufgelistet.

3.4.4 Einflüsse anderer Flares

Da die Sonne im Juni 1991 sehr aktiv war, muß überprüft werden, ob auch alle registrierten Ereignisse den untersuchten Flares zugeordnet werden dürfen. Ebenso wichtig ist es, Flares während der Zeitperioden auszuschließen, die für das Hintergrundmodell verwendet werden. Zu diesem Zweck werden die *Solar-Geophysical Data*, die Datenbasis der *National Oceanic and Atmospheric Administration* (NOAA) herangezogen, die unter anderem eine Auflistung aller registrierten solaren Ereignisse des SXR-Monitors GOES-7 enthält.

Beobachtungsintervall		Dauer
11. Juni 1991, 1:56 UT		
1:48 – 3:00	6500 s – 10800 s	4300 s
3:37 – 4:32	13000 s – 16300 s	3300 s
5:13 – 6:03	18800 s – 21800 s	3000 s
6:53 – 7:38	24800 s – 27500 s	2700 s
15. Juni 1991, 8:21 UT		
9:02 – 9:37	32500 s – 34600 s	2100 s
10:34 – 11:08	38000 s – 40100 s	2100 s
12:10 – 12:45	43800 s – 45900 s	2100 s

Tabelle 3.3: *Zeitfenster von CGRO für die Flare-Beobachtung*

Der Satellit GOES-7 überwacht kontinuierlich den weichen Röntgen-Fluß der Sonne (siehe hierzu auch Abbildung 4.2 auf Seite 52) in den beiden Bändern $0.5 - 4$ Å und $1 - 8$ Å (entsprechend $3 - 25\, keV$ und $1.5 - 12\, keV$). Die Flares werden nach zunehmendem Spitzenfluß im Band $1 - 8$ Å klassifiziert. Dabei stehen die Klassen A–B–C–M–X für die Zehnerpotenz (beginnend mit $10^{-5}\, erg\, cm^{-2}\, s^{-1}$), die Werte der Flüsse werden nachgestellt (z.B. steht C3.2 für $3.2 \times 10^{-3}\, erg\, cm^{-2}\, s^{-1}$). Die höchstmögliche Klassifizierung — in diese Kategorie fallen auch die Flares vom 11. und 15. Juni 1991 — ist X12 (also $1.2\, erg\, cm^{-2}\, s^{-1}$), denn alle höheren Flüsse sättigen die Detektoren von GOES-7.

Auch Flares mit kleineren SXR-Klassifizierungen können ein meßbares elektronisches Bremsstrahlungskontinuum emittieren. Allerdings erwartet man von Ereignissen kleiner als etwa M5 keine signifikante Emission im Bereich $> 1\, MeV$.

Mit Hilfe der *Solar-Geophysical Data* wird für jedes Beobachtungs- und Hintergrund-Zeitintervall nachgeprüft, daß darin kein Flare einer Klasse größer als M5 auftritt. Damit wird sichergestellt, daß kein weiteres solares Ereignis die Interpretation der Daten verfälscht.

3.5 COMPTEL als Neutronen-Teleskop

Seit etwa 1950 steht ein weltweites Netz von Teilchendetektoren zur Verfügung, die eine Registrierung kosmischer Teilchen erlauben. Damit wurden in der Folge von Strahlungsausbrüchen auch Neutronen von der Sonne festgestellt. Ein einzelner solcher Teilchenmonitor registriert jedoch nur einen bestimmten Zählratenanstieg über ein vorheriges Hintergrundniveau. Nur der Vergleich vieler Stationen erlaubt genauere Spezifikationen: Stationen in verschiedenen Höhen haben unterschiedliche Luftmassen über sich. Dadurch ergeben sich verschiedene Schwellenergien für die nachweisbaren Primärteilchen und es lassen sich daraus entfaltete Energiespektren berechnet. Da Protonen und Neutronen auch unterschiedliche Abschirmlängen in der Erdatmosphäre haben, lassen sie sich so unterscheiden. Aus den geographischen Standorten der Monitore lassen sich außerdem Aussagen über die Herkunftsrichtung des Ereignisses machen. So kommen Neutronen immer direkt aus der Richtung der Sonne und zeigen eine deutliche Tag-Nacht-Anisotropie, Protonen laufen entlang der Magnetfeldlinien in die Erdatmosphäre und weisen eine deutlich unterschiedliche Verteilung auf.

Die Neutronen, die mit Monitoren gemessen werden können, haben Schwellen-Energien von etwa $0.5\,GeV$ und sind daher von Protonen mit etwa $> 1\,GeV$ erzeugt worden. Sie haben also eine weitaus höhere Energie, als die Neutronen, die von COMPTEL nachgewiesen werden.

Auch aus dem Aufbau von SMM ergibt sich eine Möglichkeit zur Registrierung solarer Neutronen (Dunphy & Chupp, 1994). Die SMM-Detektoren bestehen aus einer Phoswich-Anordnung aus NaI(Tl) und CsI(Tl). Während γ–Quanten mit Energien $> 10\,MeV$ fast immer in beiden Schichten ein Signal hinterlassen, wechselwirken die Neutronen entweder in der ersten oder in der zweiten Schicht. Obwohl keine vollständige Trennung der Ereignistypen erreicht werden kann, läßt sich zumindest auf einer statistischen Basis der Anteil der Neutronen am Signal abschätzen. Diese Methode wurde von Dunphy & Chupp (1984) unter anderem auf den Flare vom 3. Juni 1982 angewendet, um die pionische Komponente vom Einfluß des Neutronensignals zu bereinigen.

Mit COMPTEL ist es zum ersten Mal möglich, Neutronen im Energiebereich $10 - 100\,MeV$ direkt zu messen und für jedes Neutron separat eine Energiemessung vorzunehmen. Damit ist COMPTEL das erste abbildende Neutronen-Teleskop und Neutronen-Spektrometer.

3.5.1 Nachweismethode für Neutronen

Die Methode der Zweifachstreuung in einem Compton-Teleskop kann ebenso zum Nachweis von Neutronen verwendet werden (Pinkau, 1966; White, 1968). Ein einfallendes Neutron wird an einem Wasserstoffkern des organischen Szintillators (H/C-Verhältnis = 1.33) in den D1-Modulen elastisch gestreut. Hinterläßt das gestreute Neutron in einem D2-Modul einen meßbaren Energiebetrag, so kann seine Energie aus der Flugzeit zwischen den Ereignissen in D1 und D2 bestimmt werden.

Die Ermittlung der Gesamtenergie ergibt sich also ebenso wie bei den γ–Ereignissen als Summe der beiden Energiebeiträge E_1 und E_2 (siehe Gleichung 3.1), nur wird E_2 nicht aus dem Summensignal der Photomultiplier, sondern aus einer Flugzeitmessung abgeleitet. Somit läßt sich individuell für jedes Neutron die Energie messen.

Der Streuwinkel[7] ϕ kann ähnlich zu γ–Ereignissen aus den Energien des Neutrons vor und nach dem Stoß bestimmt werden. Hierzu wird für relativistische Neutronen die Compton-Streuformel 3.2 durch die Winkelabhängigkeit der elastischen Steuung

$$tan\phi = \sqrt{\frac{E_1}{E_2} \frac{1}{1 + (E_1 + E_2)/2m_n c^2}} \tag{3.4}$$

ersetzt, wobei $m_n c^2 = 939.44\, MeV$ die Ruheenergie des Neutrons angibt.

Auch im Fall der Neutronen liegen die Ereignisse auf einem Kegelmantel im Datenraum, so daß die gleichen Methoden zur Lokalisierung wie im Fall von γ–Quanten verwendet werden können. Ebenso werden zur Unterdrückung des Hintergrunds dieselben Methoden verwendet.

3.5.2 Neutronen-Antwortfunktion

Die Beschreibung der Neutronen-Ereignisse erfolgt im gleichen Datenraum wie bei der γ–Strahlung, nur wird $\overline{\varphi}$ durch den Streuwinkel der Neutronen ϕ ersetzt. Die Punktbildfunktion ist nicht mehr durch die Klein-Nishina-Formel gegeben, sondern durch den n-p Streuprozeß. Die Verschmierung des Kegels im Datenraum geht nun auf die Unsicherheiten bei der Flugzeitmessung zurück. Daher ist die Verbreiterung symmetrischer als bei den γ–Quanten, wo die nicht vollständig in D2 gestoppten Ereignisse den Kegel systematisch nach innen auffüllen.

Der Wirkungsquerschnitt für Neutronenstreuung steigt ab etwa 1 MeV stetig an und erreicht ab100 MeV ein Plateau. Oberhalb von etwa 50 MeV treten jedoch verstärkt Konkurrenzprozesse auf. Neben der erwünschten elastischen Streuung an einem Wasserstoffkern

$$^{1}\mathrm{H}(n,n)^{1}\mathrm{H}\,,$$

setzen nun auch Reaktionen mit Kohlenstoff ein vom Typ:

$$^{12}\mathrm{C}(n,np)^{11}\mathrm{B}\,,$$
$$^{12}\mathrm{C}(n,2n)^{11}\mathrm{C}\,,$$
$$^{12}\mathrm{C}(n,\gamma)^{12}\mathrm{C}\,,$$
$$^{12}\mathrm{C}(n,n')3^{4}\mathrm{He}\,,$$
$$^{12}\mathrm{C}(n,n'p'\gamma)^{11}\mathrm{B}\,.$$

Diese Prozesse vermindern die Effizienz für den Neutronennachweis für größere Energien. Prinzipiell könnte man diese Reaktionen ebenfalls zum Nachweis heranziehen, denn die produzierten Teilchen wechselwirken ebenfalls mit dem Szintillatormaterial die Signale und könnten ausgewertet werden. Allerdings produzieren die Reaktionen eine Vielzahl an Teilchen, so daß wegen der Unsicherheit der Energiebestimmung (unterschiedliche Bindungsenergien und entweichende γ–Quanten beim Nachweis) die Interpretation der Prozesse sehr schwer ist.

Eine Kalibrierung mit Neutronen wurde für das COMPTEL Flugmodell nur mit einem monoenergetischen Strahl bei $17.2\, MeV$ durchgeführt. Ausgedehntere Messungen konnten am *Science Model III* (SMIII) ausgefürt werden. SMIII besteht aus 2 D1- und 3 D2-Modulen, die in ihrer Anordnung einen "Ausschnitt" aus dem gesamten COMPTEL-Aufbau darstellen. Dieses Modell wurde am Zyklotron der *Indiana University* mit einem gepulsten Neutronenstrahl

[7] Zur Unterscheidung wird der Streuwinkel bei γ–Quanten mit $\overline{\varphi}$ und bei Neutronen mit ϕ bezeichnet

Energie [MeV]	Nachweis-wahrscheinlichkeit ε [%]	Eff. Fläche [cm^2] (für COMPTEL)
18.5	0.031	18.5
35.7	0.014	8.37
77.0	0.010	5.98
132.1	0.0083	4.97

Tabelle 3.4: *Nachweiswahrscheinlichkeit aus der Kalibrierung des SMIII (aus O'Neill, 1994) und effektive Fläche COMPTELs für Neutronen*

bei 18.5 MeV, 35.7 MeV, 77.0 MeV und 132.1 MeV aus unterschiedlichen Einfallsrichtungen geeicht (O'Neill, 1994). Die Ergebnisse sind in Tabelle 3.4 aufgelistet.

Um aus diesen Nachweiswahrscheinlichkeiten ε die effektive Fläche A_{eff} des Instruments zu erhalten, muß von der Anordnung des SMIII auf die tatsächliche Konfiguration COMPTELs während der Beobachtung umgerechnet werden. Die Wahrscheinlichkeit eines Nachweises steigt mit der Anzahl der realisierten D1-D2-Kombinationen (jede Kombination aus einem D1 und einem D2 Modul wird als "Mini-Teleskop" bezeichnet). Das SMIII verfügt demgemäß über $2 \times 3 = 6$, COMPTEL über $7 \times 12 = 84$ Mini-Teleskope (2 der 14 D2-Module waren zum Zeitpunkt der Beobachtung nicht in Betrieb). Mit der geometrischen Fläche A_{geo} (siehe Abschnitt 3.2.2) ergibt sich die effektive Fläche als

$$A_{eff} = A_{geo} \times \varepsilon \times \frac{\text{Aktive Mini–Teleskope}}{\text{Kalibrierte Mini–Teleskope}} \tag{3.5}$$

Die effektiven Flächen COMPTELs, die nach Gleichung 3.5 berechnet wurden sind in der letzten Spalte von Tabelle 3.4 eingetragen.

3.5.3 Unterscheidung zwischen γ–Quanten und Neutronen

Ein Proton erzeugt im Szintillator-Material des D1-Detektors ein langsamer ansteigendes Signal als ein Elektron. Die Anstiegszeit wird gemessen und als Unterscheidungskriterium zwischen der Ionisierung durch Elektronen und Protonen verwendet. Dieses Kriterium allein ist ausreichend, um bei D1-Energien oberhalb der Schwelle für Neutronenereignisse ($> 1.1\,MeV$) Wechselwirkungen von γ–Quanten mit einer Sicherheit von mehr als 95% auszuschließen.

Eine zusätzliche Bedingung ergibt sich aus der Flugzeitmessung. Die Neutronen im Energieband $10 - 100\,MeV$ benötigen etwa $8 - 40\,ns$ für die Strecke von D1 nach D2 (Flugbahn senkrecht zu den Detektorebenen)[8]. Ein Photon legt die Strecke in $\approx 5\,ns$ zurück. Da die Kanalbreite, entsprechend der Genauigkeit der Messung, $0.25\,ns$ beträgt, ist eine zuverlässige Trennung der Signaltypen gewährleistet.

[8]Die verfügbare Anzahl der 256 Kanäle für die Flugzeitmessung setzt eine untere Grenze für die technisch messbare Neutronenenergie (für Kanal 256 ergibt sich eine Flugzeit von 40 ns entsprechend etwa 9.2 MeV).

3.6 Instrumentelle Totzeit

Aus der Totzeit der Auswerte-Elektronik an Bord, der limitierten Telemetrierate und anderen Beschänkungen ergibt sich eine instrumentelle Totzeit für COMPTEL. Bezieht man die "Wachzeit" (1–Totzeit) des Instruments auf einen Zeitraum (hier wird als Zeitbasis die von der Telemetrie vorgegebene Größe *Super-Paket* verwendet, 1 SP $= 16.453\,s$), so kann sie definiert werden als *die Zeit während eines SP, während der ein Ereignis vollständig prozessiert werden kann.*

Eine Beschreibung der Wachzeit L_{ij} für eine Modulkombination aus D1-i und D2-j wird von van Dijk (1992) angegeben als

$$\frac{L_{ij}}{T_{SP}} = \left(\frac{C_\gamma}{R_\gamma}\right)\left(\frac{S_{DE}}{R_{PR}}\right)\left(\frac{R_{PR}}{R_{ALL}}\right)\left(1-\frac{R_{VC}}{R_{CL}}\right)\left(1-\frac{R_{D1C}}{R_{CL}}\right)\left(1-\frac{R_{D2C}}{R_{CL}}\right)(1-R_i\tau_i)(1-R_j\tau_j) \tag{3.6}$$

mit	L_{ij}	Lebenszeit pro SP für das Miniteleskop D1-i/D2-j
	T_{SP}	Zeitdauer eines SP ($16.384\,s$)
	C_γ	Anzahl der von der Telemetrie zur Erde übertragenene Ereignisse
	R_γ	Anzahl der Ereignisse, die in der Digitalelektronik verarbeitet wurden
	S_{DE}	Anzahl aller Eingänge in die Digitalelektronik
	R_{PR}	Anzahl der Ereignisse, die in der Analogelektronik verarbeitet wurden,
	R_{ALL}	Anzahl aller Eingänge in die Analogelektronik,
	R_{VC}	Kombinierte Totzeit-Signalrate für das VETO-System,
	R_{D1C}	Kombinierte Totzeit-Signalrate des D1-Detektors,
	R_{D1C}	Kombinierte Totzeit-Signalrate des D2-Detektors,
	R_{CL}	Signalrate des Zeitgebers (312500 Impulse/s),
	R_i	Zählrate im D1-i-Modul,
	τ_i	Totzeit der FEE im D1-i-Modul,
	R_j	Zählrate im D1-j-Modul,
	τ_j	Totzeit der FEE im D2-j-Modul.

Dabei beschreibt der Faktor (C_γ/R_γ) den Verlust von Daten aufgrund der beschränkten Telemetriekapazität. Der Faktor $(1 - R_{VC}/R_{CL})$ gibt den Verlust von Wachzeit aufgrund von Zufallskoinzidenzen des Teleskops mit dem Veto-System an. Alle anderen Faktoren beschreiben Totzeiteffekte einzelner Komponenten: (S_{DE}/R_{PR}) steht für die digitale und (R_{PR}/R_{ALL}) für die analoge Auswerte-Elektronik an Bord, $(1 - R_{D1C}/R_{CL})$ und $(1 - R_{D2C}/R_{CL})$ steht für die Koinzidenz-Elektronik (*front coincidence circuit* FCC), sowie $(1 - R_i\tau_i)$ und $(1 - R_j\tau_j)$ für die Vorverstärker (*front end electronic* FEE) in D1, bzw. D2.

Die Registrierung verschiedener Parameter der Bordelektronik erlaubt durch Vergleich der Ein- und Ausgangsraten eine einfache Bestimmung der meisten Größen. Die Raten für Zufallskoinzidenzen mit dem Veto-System, bzw. innerhalb von D1 und D2 können aus den Eichmessungen des Instruments abgeleitet werden. Die für verschiedene Miniteleskope berechneten L_{ij} weichen kaum voneinander ab, so daß zur weiteren Berechnung der Mittelwert L verwendet werden kann. Da die Datenübertragung der γ– und Neutronen-Ereignisse in unterschiedlichen Telemetriekanälen erfolgt, wird auch die Berechnung von L_{ij}, bzw. L für γ–Quanten und Neutronen getrennt vorgenommen. In der Form der Totzeitkurven treten jedoch keine wesentlichen Unterschiede auf.

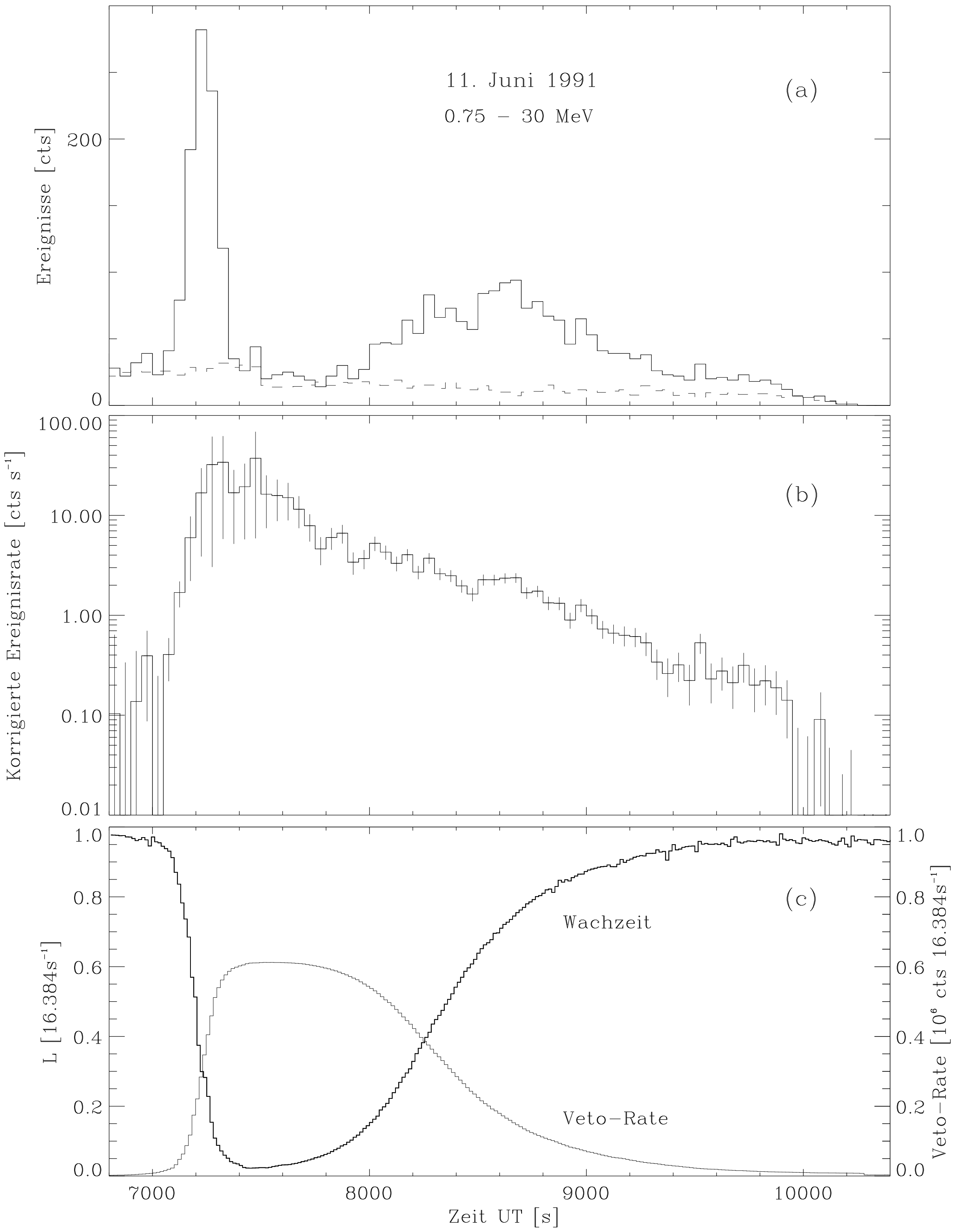

Abbildung 3.12: *Zählraten und instrumentelles Totzeitverhalten für den Flare vom 11. Juni 1991 (Erklärung siehe Text).*

In Abbildung 3.12 sind die Zählrate und das Verhalten der instrumentellen Totzeit für den Flare am 11. Juni gezeigt. Der dargestellte Zeitraum erstreckt sich von Sonnenauf- bis -untergang. Abbildung 3.12a enthält die unkorrigierten Zählraten für Flare (durchgezogene Linie) und Hintergrund (gestrichelte Linie) in Zeitintervallen von 50 s. Flare- und Hintergrundereignisse werden separat auf Totzeit und Geometrieeinflüsse korrigiert und danach voneinander abgezogen. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.12b in logarithmischer Auftragung gezeigt. Die Aktivzeit des Instruments wurde nach Gleichung 3.6 berechnet und ist in Abbildung 3.12c dargestellt. Die Intervallbreite beträgt hier etwa 16 s (jeweils ein SP). Die Kurve wurde auf 1 normiert (es ist also L/T_{SP} dargestellt) und zeigt somit *die Wahrscheinlichkeit für ein Ereignis, das die korrekte Doppelstreuung in D1 und D2 aufweist, auch vollständig prozessiert zu werden.*

Während der gesamten impulsiven Phase ist die Messung durch Totzeit beeinträchtigt, zwischen etwa 2:02 UT (7300 s) und 2:12 UT (7900 s) beträgt sie mehr als 90%. Es wurde bereits in Abschnitt 3.4.1 darauf hingewiesen, daß Zufallskoinzidenzen mit dem Antikoinzidenz-System (Faktor $(1 - R_{VC}/R_{CL})$ in Gleichung 3.6) für die Totzeit ausschlaggebend sind. Um dies zu zeigen, wurde die Zählrate des Front-Veto-Detektors V1 (vgl. Abbildung 3.3) mit eingezeichnet. Die Antikorrelation beider Zeitverläufe demonstriert eindrucksvoll den dominierenden Einfluß des Veto-Schildes V1.

Für den Flare am 15. Juni stellt die Korrektur der instrumentellen Totzeit kein Problem dar. Seit der impulsiven Phase sind bereits etwa 40 min vergangen, als das Beobachtungsfenster für COMPTEL beginnt und der Röntgen-Fluß ist weitgehend abgeklungen. Wie in nebenstehender Abbildung 3.13 gezeigt ist, ist die Wachzeit bereits auf über 85% angestiegen. Der Verlauf der Kurve entspricht in etwa dem Verhalten des Flares am 11. Juni nach 9000 s.

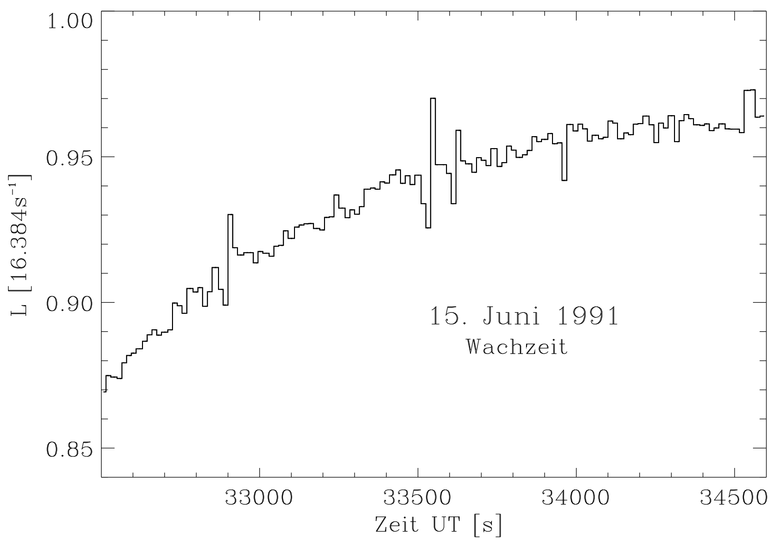

Abbildung 3.13: *Instrumentelles Totzeitverhalten für den Flare vom 15. Juni 1991 (vgl. Abbildung 3.12).*

Die statistischen Fehler, die sich aus der Standardabweichung der einzelnen L_{ij} abschätzen lassen, liegen im Bereich von $< 1\%$. Da während der Flares jedoch eine wesentlich höhere Zählrate auftritt, als bei den Eichmessungen jemals untersucht wurde, sind einige der Größen, die in die Berechnung eingehen, aus den vorhandenen Eichmessungen extrapoliert. Daher ist zu erwarten, daß die systematischen Fehler bei weitem überwiegen. Ein Vergleich mit den Einzeldetektor-Messungen (siehe Kapitel 5, Abschnitt 5.1.1) zeigt, daß die Korrektur nach Gleichung 3.6 im Rahmen der statistischen Meßfehler relativ zuverlässige Ergebnisse liefert.

3.7 Einstellung der Auswahlfilter

Neben den in Abschnitt 3.4 erwähnten Methoden zur Unterdrückung von Hintergrundereignissen steht für diesen Zweck noch eine weitere Technik zur Verfügung. Die telemetrierten Ereignisse können im nachhinein während der Analyse noch auf bestimmte Parameterbereiche eingeschränkt werden. Die optimale Einstellung dieser Filter gewährleistet erst die hohe Sensitivität COMPTELs und ermöglicht die Beobachtung der schwachen Emission in den Spätphasen der Flares. Folgende Parameter stehen dabei im wesentlichen zur Verfügung:

- D1E, Energieschwelle im D1-Detektor,
- D2E, Energieschwelle im D2-Detektor,
- PHI, Streuwinkel $\overline{\varphi}$ (bzw. Φ bei Neutronen),
- ARM-Winkel,
- EHA, Erdhorizontwinkel (*Earth horizon angle*),
- TOF, Flugzeit von D1 zu D2 (*time of flight*),
- PSD, Anstiegszeit des Signals im D1-Detektor (*pulse shape discrimination*).

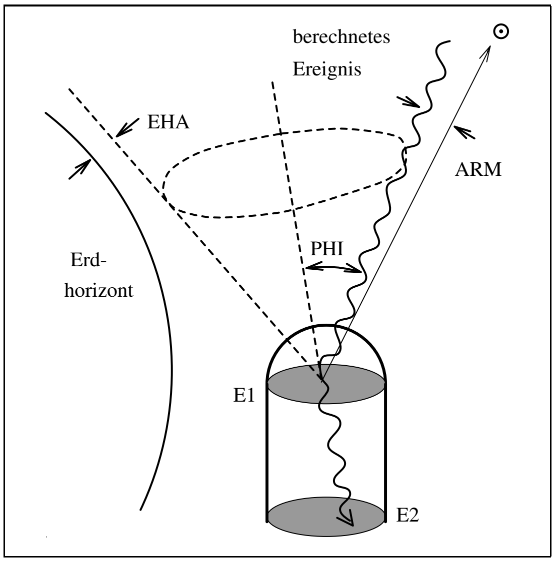

Abbildung 3.14: *Erklärung der Parameter PHI, ARM und EHA.*

Die nachträglich bei festen Grenzen gesetzten Energieschwellen gleichen die etwas unterschiedlichen und "weichen" Schwellen der einzelnen Module aus und werden bei der Optimierung nicht geändert. Die Pulsform dient im wesentlichen der Trennung von $\gamma-$ und Neutronenereignissen (siehe Abschnitt 3.5.3) und wird ebenfalls im folgenden nicht berührt.

Die Parameter PHI, ARM und EHA, die zur Optimierung herangezogen werden, sind in Abbildung 3.14 skizziert. Dabei stellt der gezeichnete Ereigniskreis ein aus den Energiedeposits E_1 und E_2 rückgerechnetes Ereignis das, während das Symbol $\odot$ die wahre Sonnenposition angibt.

Eine Einstellung dieser Filter wurde aufgrund der Erfahrungen bei der Eichung des Instruments und frühen Flug-Kalibrierungen am Crab-Pulsar vorgenommen. Allerdings kann man auch direkt aus den gemessenen Daten eine optimale Einstellung der Auswahlfilter ermitteln. Dabei werden die optimalen Selektionsfenster nach folgenden Kriterien bestimmt: (1) Es soll die Signifikanz des Flare-Signals optimiert werden. (2) Daneben soll eine möglichst hohe hintergrundkorrigierte Zählrate zur Verfügung stehen. Der Zusammenhang zwischen Signifikanz und Zählrate ist in Abbildung 3.15 am Beispiel des ARM-Winkels illustriert.

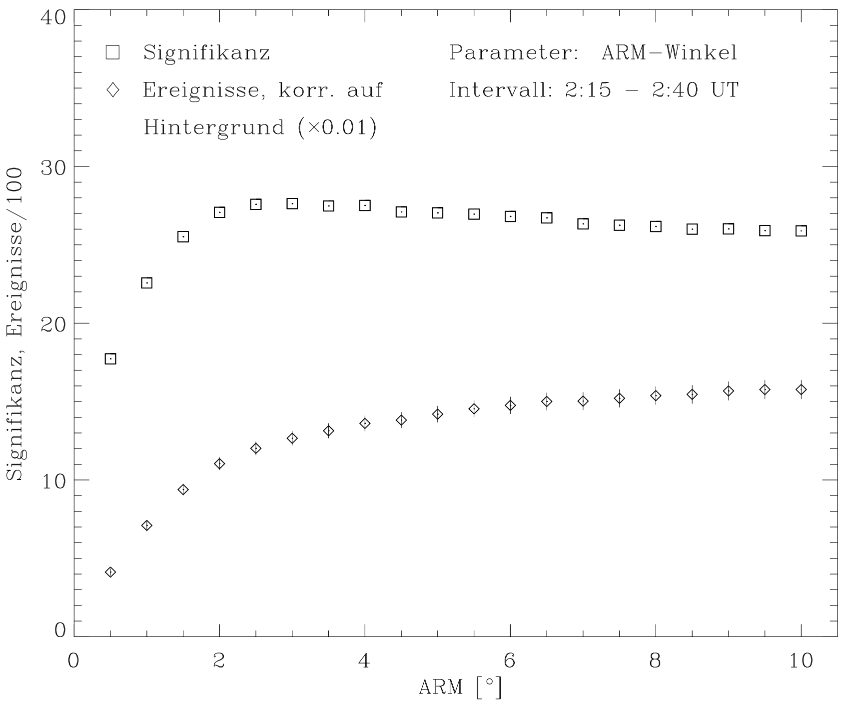

Abbildung 3.15: *Abhängigkeit der Signifikanz und der auf Hintergrund korrigierten Zählrate von der Variation des erlaubten Bereichs eines Parameters.*
Als Beispiel ist die Variation des ARM-Winkels gezeigt.

Bei einer hintergrundbehafteten Messung mit Poisson-verteilter Meßstatistik ergibt sich die Zahl der Ereignisse aus der Differenz von Signal F ("Flare-Ereignisse + Hintergrund") und Rauschen B ("Hintergrund"), der Fehler also zu $\sqrt{(F+B)}$. Legt man die zu optimierenden Grenzen eines bestimmten Parameters auf eine bestimmte Einstellung N_1 und N_2, so ergibt sich die Anzahl der Flare- und Hintergrundereignisse aus der Summierung innerhalb der festgelegten Grenze und die Signifikanz (bzgl. dieses Parameters) kann folgendermaßen definiert werden:

$$\sigma_N = \frac{\sum_{i=N_1}^{N_2}(F_i - B_i)}{\sqrt{\sum_{i=N_1}^{N_2}(F_i + B_i)}}$$

Durch Variation von N_1 und N_2 kann die optimale Einstellung des Filters ermittelt werden. Diese Festsetzung der Selektionsgrenzen direkt aus dem Datenmaterial ist jedoch nur dann sinnvoll, wenn die Quelle eine hohe Signifikanz aufweist (gewissermaßen selbst als Eichquelle geeignet ist). Diese Voraussetzung ist für das Signal im Flare-Orbit des 11. Juni-Flares erfüllt. Die Signifikanz in Abbildung 3.15 läßt einen glatten Verlauf ohne Sprünge oder große statistische Fluktuationen erkennen. Die optimalen Einstellungen sind in Tabelle 3.5 für die γ–Messungen und in Tabelle 3.6 für die Neutronenmessungen aufgelistet. Bei schwächeren Signalen ist die unabhängige Festlegung der Grenzen nicht mehr gerechtfertigt. So wurden alle anderen Beobachtungsperioden am 11. und 15. Juni jeweils simultan optimiert, um ausreichend hohe Signifikanzen ($> 5\sigma$) zu erreichen.

Die Untersuchung hat ergeben, daß der größte Einfluß vom Erdhorizontwinkel herrührt. Da die impulsive Phase am 11. Juni direkt nach Sonnenaufgang und damit bei kleinen EHA-Werten (EHA$<$ 40°, also i.allg. EHA<PHI) stattfindet, wird dieses Zeitintervall separat behandelt. Eine geringe Restriktion durch den EHA-Winkel liefert hier die besten Ergebnisse, da man während dieser Periode quasi alle gemessenen Ereignisse dem Flare zuordnen kann.

Eindrucksvoll sind die Auswirkungen der optimierten Filtereinstellung beim Flare vom 15. Juni 1991. Gegenüber früheren Arbeiten (McConnell *et al.*, 1993) konnte die Signifikanz des Neutronensignals von etwa 3.8σ auf 6.0σ verbessert werden. Während γ–Emission vorher nur zwischen 9:00 und 9:40 UT gemessen werden konnte, wurde es durch die verbesserten Auswahlkriterien möglich, am 15. Juni 1991 ebenfalls die lang-dauernde Emission über Stunden zu beobachten.

Intervall UT	PHB $^\circ$	EHA $^\circ$	TOF chs	ARM σ
11. Juni 1991, γ–Messung				
1:52 – 2:07	0 – 50	−40 – 180	112 – 130	3.0
2:07 – 3:00	0 – 40	10 – 180	115 – 130	2.5
nach 3:00	0 – 40	−10 – 180	112 – 132	3
15. Juni 1991, γ–Messung				
gesamter Zeitraum	0 – 40	−10 – 180	115 – 130	3.0

Tabelle 3.5: *Optimierte Einstellungen der Datenfilter für die γ–Signale. Die weiteren Parameter verbleiben in ihren Standardeinstellungen: D1E* 0.65 – 20.0 MeV, *D2E* 0.70 – 30.0 MeV, *PSD* 0 – 110 chs.

Intervall UT	PHB $^\circ$	EHA $^\circ$	ARM $^\circ$
11. Juni 1991, Neutronen-Messung			
gesamter Zeitraum	0 – 40	0 – 180	10.0
15. Juni 1991, Neutronen-Messung			
gesamter Zeitraum	0 – 40	−10 – 180	11.0

Tabelle 3.6: *Optimierte Einstellungen der Datenfilter für die Neutronen-Signale. Die weiteren Parameter verbleiben in ihren Standardeinstellungen: D1E* 1.1 – 40.0 MeV, *D2E* 8.0 – 300.0 MeV, *PSD* 110 – 180 chs. *Ebenso existiert keine TOF-Einschränkung.*