Kapitel 5

Ergebnisse der Gamma-Messungen

5.1 Zeitverhalten der Gamma-Emission

In diesem Abschnitt wird auf die zeitliche Entwicklung der Flares am 11. und 15. Juni 1991 eingegangen. Zunächst wird die impulsive Phase des Ereignisses am 11. Juni behandelt.

Der Schwerpunkt der Analyse liegt bei der Langzeit-Emission. Beide Flares werden bei γ–Energien über mehrere Stunden wahrgenommen. Solch ein Langzeitverhalten war nie zuvor beobachtet worden, so daß diese Ereignisse eine neue Klasse von Flares im γ–Bereich definieren (siehe auch Hudson & Ryan, 1995).

5.1.1 Impulsive Phase des Flares am 11. Juni 1991

Der Flare am 11. Juni beginnt nach SXR-Beobachtungen des Satelliten GOES-7 um 1:56 UT (siehe Tabelle 4.1). Von BATSE wird bereits um 1:54 UT ein Signal im HXR-Bereich gemessen.

Für die Instrumente auf CGRO ereignet sich der Flare wenige Minuten nach orbitalem Sonnenaufgang. Dies bietet die Gelegenheit, über einen Zeitraum von etwa 1 h zu beobachten. Der erste signifikante Anstieg über das Hintergrundniveau tritt in den COMPTEL-Meßdaten (Teleskop-Betrieb) um etwa 1:58 UT auf. COMPTEL mißt bis zum Ende des Orbits um etwa 3:00 UT ein deutliches Signal. Diese Zeitdauer übertrifft bereits alle Flares, die vor CGRO im γ–Bereich beobachtet wurden.

Die mit COMPTEL im Teleskop-Betrieb gemessenen Zeitverläufe sind in Abbildung 5.1 gezeigt. Zum Vergleich sind die Zählraten der Einzeldetektormessung (Suleiman, 1993) in freier Skalierung mit eingezeichnet. Sie sind für Perioden mit einer Totzeit unter 90% an die Teleskopdaten angepaßt. Wie in Kapitel 3, Abschnitt 3.2.3 erklärt wurde, sind diese Daten nicht von Totzeit beeinflußt. Der Vergleich zeigt, daß die Korrektur der Teleskopdaten bis auf den am stärksten betroffenen Zeitraum um etwa 2:07 UT (7600 s) zuverlässige Resultate liefert (vgl. auch Abbildung 3.12). Wie in Abschnitt 3.6 erwähnt wurde, sind die systematischen Fehler der Totzeitkorrektur wohl höher als die hier gezeigten statistischen Unsicherheiten. Die Anpassung in den Abbildungen 5.1b und c ist deutlich besser als in a. Dieser Unterschied kann darauf zurückzuführen sein, daß die Einzeldetektordaten in Abbildung a zu niedrigeren Energien reichen und durch den hohen Bremsstrahlungsfluß beeinflußt werden.

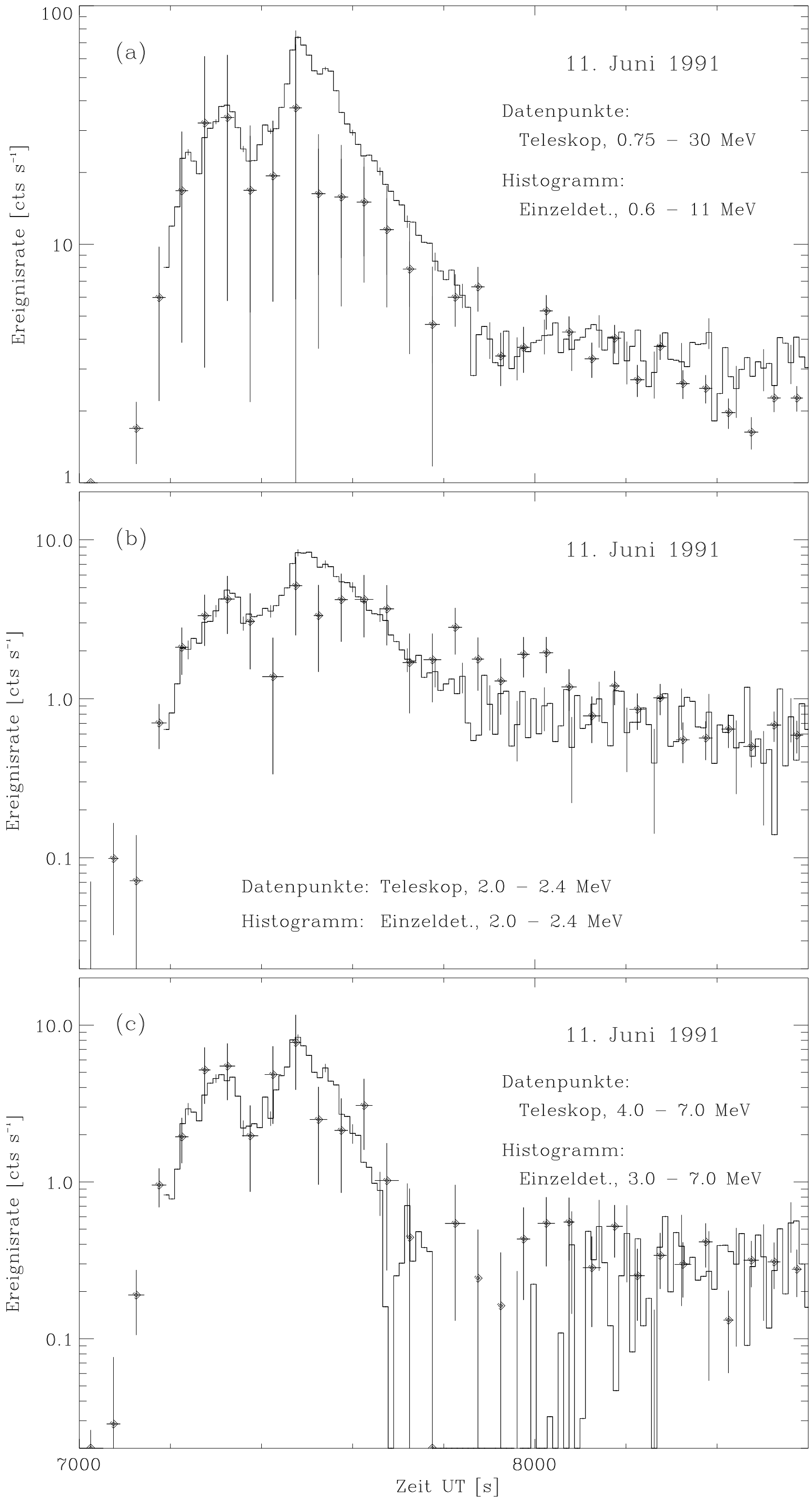


Abbildung 5.1: *Zeitprofile der impulsiven Phase des 11. Juni-Flares in drei Energiebereichen. Zum Vergleich sind die Messungen des Einzeldetektor - Betriebs in willkürlicher Skalierung mit dargestellt.*
In Abbildung (a) wurde das gesamte Energieintervall verwendet. Das Zeitprofil der Einzeldetektormessungen zeigt deutlich die Maxima der impulsiven Phase.
Bis auf den Bereich der stärksten Totzeit zeigen beide Kurven den gleichen Verlauf. Es ist anzumerken, daß die Energiebereiche nicht exakt übereinstimmen (siehe Text).
Abbildung (b) und (c) zeigen den Verlauf für die Energiebänder der Neutroneneinfanglinie und der prompten nuklearen Linien. Hier stimmen beide Meßkurven im Rahmen der Meßgenauigkeit überein.

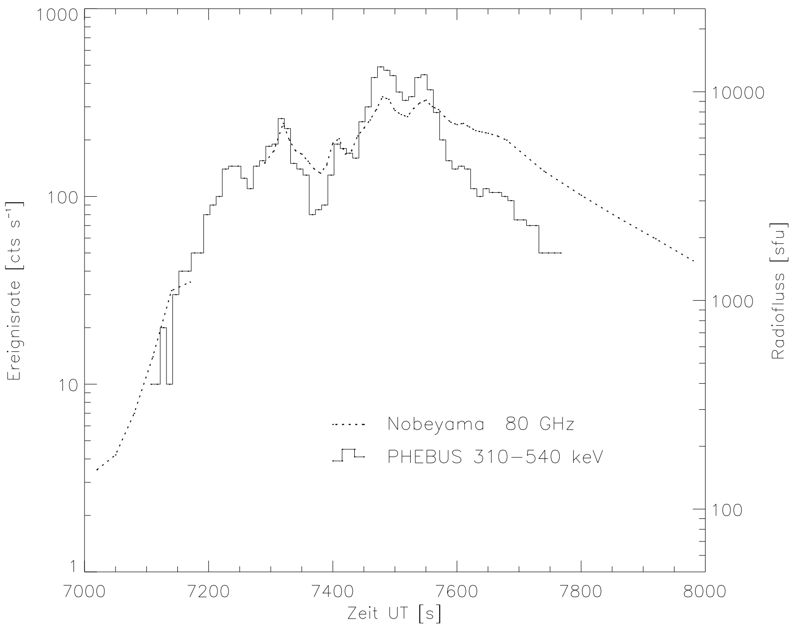


Abbildung 5.2: *Vergleich der Zeitprofile der HXR- und Mikrowellen-Emission. Die HXR-Kurve von PHEBUS (Trottet* **et al.***, 1994) ist als Zählrate angegeben (linke Skala). Der Mikrowellenfluß wurde mit dem Nobeyama-Radioteleskop gemessen (aus Ramaty et al., 1994b) und ist in* ***solar flux units*** *(1sfu = $10^{-22}\,W\,m^{-2}\,Hz^{-1}$) angegeben (rechte Skala).*

Mikrowellenbeobachtungen mit hoher Zeitauflösung zeigen, daß die impulsive Phase mehrere Maxima um etwa 2:01, 2:02, 2:05 und 2:06 UT aufweist. In Abbildung 5.2 werden die Zeitprofile von Mikrowellenmessungen bei $80\,GHz$ von Nobeyama (Ramaty *et al.*, 1994b) mit PHEBUS-Messungen im HXR-Bereich (Trottet *et al.*, 1994) verglichen.

Die HXR-Photonen werden durch Bremsstrahlungsprozesse von Elektronen mit Energien um etwa $1\,MeV$ erzeugt. Dies geschieht in der Chromosphäre bei relativ hohen Materiedichten (Masuda, 1994). Dieselben Elektronen können ebenso über den Synchrotronprozess im koronalen Teil der Flarebögen Radio- und Mikrowellenstrahlung erzeugen. Bei ausreichend hohen Frequenzen ist die Sonnenkorona optisch dünn und erlaubt eine Beobachtung dieser Wellen. Bei niedrigeren Frequenzen wird die Synchrotronstrahlung dagegen immer mehr unterdrückt und es tragen außerdem zunehmend thermische Bremsstrahlung der Elektronen sowie Emission von Plasmawellen zum Signal bei.

Die Zeitverläufe in Abbildung 5.2 zeigen einen ähnlichen Verlauf und die Maxima treten innerhalb von Sekunden zeitgleich bei Mikrowellen und HXR-Energien auf. Dies spricht gegen einen magnetischen Einschluß der Elektronen über längere Zeiten. Die Abklingzeiten, unter der Annahme eines exponentiellen Abfalls, sind $3.2\,min$ für PHEBUS und $3.9\,min$ für Nobeyama. Das Mikrowellenprofil verläuft glatter und ist gegen Ende etwas erhöht. Dies kann durch eine kurzzeitige Speicherung der beschleunigten Elektronen oder verstärkte Beimischung von Strahlung aus Plasmawellen verursacht werden.

Der von COMPTEL gemessene Zeitverlauf im γ–Bereich (siehe Abbildung 5.1) zeigt ebenfalls bis auf etwa $10\,s$ zeitgleiche Maxima. Dieses Verhalten zeigt, daß kurzzeitige Speicherung von Teilchen zwar stattfinden kann, ein langzeitiger Einschluß während der impulsiven Phase jedoch nicht auftritt (Hulot *et al.*, 1989). Daraus kann geschlossen werden, daß das gemessene Zeitprofil durch die Beschleunigungsvorgänge und nicht durch Speicherprozesse bestimmt wird.

5.1.2 Langzeitverhalten

Beim Flare vom 11. Juni 1991 wurde eine über 8 Stunden andauernde Emission von γ–Strahlung $> 50\,MeV$ mit EGRET gemessen (Kanbach *et al.*, 1993). COMPTEL beobachtete ebenfalls das Signal der 2.2 MeV-Linie über mehrere Stunden (Ryan *et al.*, 1993a; Rank *et al.*, 1993). Diese starke Emissionslinie liegt in einem Bereich hoher Sensitivität von COMPTEL und erlaubt daher statistisch signifikante Aussagen.

Obwohl die impulsive Phase des Flares am 15. Juni für COMPTEL nicht beobachtbar war (vgl. Kapitel 4, Abschnitt 4.2), konnte während des Beobachtungsfensters, das sich etwa 40 min nach Flarebeginn öffnete, ein deutliches Signal nachgewiesen werden (McConnell *et al.*, 1993). Die vorliegende Analyse erlaubt die 2.2 MeV-Emission dieses Flares ebenfalls über mehrere Stunden zu verfolgen.

Solange nur der Zeitverlauf ermittelt werden soll, sind die auf instrumentelle Einflüsse korrigierten Zählraten ausreichend. Um jedoch diese Zeitverläufe quantitativ mit anderen Instrumenten oder theoretischen Modellrechnungen zu vergleichen, ist eine Umrechnung in absolute Flußwerte unerläßlich. Dies geschieht in folgender Weise: Der Flare wird in mehrere Zeitintervalle aufgeteilt. Für jedes Intervall ergibt sich ein Zählratenspektrum, das entfaltet wird (siehe Anhang A). Je nach Fragestellung kann auf Bremsstrahlung oder nuklearen Untergrund korrigiert (siehe Abschnitte 5.2.1 und 5.2.2) und der Fluß in bestimmten Energiebändern aufintegriert werden. Die Zeitintervalle sollten einerseits so kurz wie möglich sein, um dem Zeitverlauf mit ausreichender Genauigkeit folgen zu können, andererseits sollten die Spektren genügend Statistik aufweisen, um eine problemlose Entfaltung zu gewährleisten.

Der Flare am 11. Juni 1991:
Das Einsetzen der Langzeitemission kann aus den Beobachtungen von COMPTEL ermittelt werden: Nach der impulsiven Phase nimmt der Fluß der prompten nuklearen Emission im Energieband $4 - 7\,MeV$ rasch ab (siehe Abbildung 5.1c) und fällt um etwa 2:08 UT (7700 s) unter die Sensitivitätsgrenze. Um 2:13 UT (8000 s), etwa 300 s später, steigt der nukleare Fluß erneut an. Dieses Verhalten kann sowohl im Teleskopbetrieb als auch im Einzeldetektorbetrieb festgestellt werden. Auch in dem von EGRET im Zeitintervall 2:07 - 2:14 UT (vgl. Abbildung 4.5 auf Seite 55) gemessenen Spektrum ist die Zählrate im Bereich der nuklearen Linien auffallend gering.

Die impulsive Phase endet mit dem Verschwinden der prompten Emission. Der Zeitpunkt für das Einsetzen der Langzeitemission soll auf 2:13 UT festgelegt werden. Diese Aufteilung erscheint im Augenblick nur phänomenologisch motiviert. Durch die weiteren Betrachtungen zeigt sich jedoch, daß es sich um eine tiefgreifendere Änderung der physikalischen Situation handeln muß.

Zur Berechnung von Flüssen wird die Beobachtungsperiode in zwölf Zeitintervalle aufgeteilt. Die Einteilung wird so vorgenommen, daß alle Intervalle etwa das gleiche Signal-zu-Rausch Verhältnis aufweisen (etwa 10σ bis 15σ, nur im Problembereich der höchsten Totzeit bleibt die Statistik unter diesem Wert). Die weiteren Beobachtungsperioden nach 3:00 UT werden jeweils als ganzes betrachtet. Die Aufteilung ist in Tabelle 5.3 aufgelistet. Für jedes Zeitintervall ist die Anzahl der auf Hintergrund korrigierten Ereignisse sowie das Signal-zu-Rausch Verhältnis angegeben. Die Selektion der Ereignisse erfolgt jeweils mit den in Tabelle 3.5 auf Seite 50 angegebenen Einstellungen der Datenfilter. Zur Entfaltung muß dann die dazugehörige Antwortfunktion verwendet werden.

Intervall	Dauer	Ereignisse	Sign.
7080 s – 7200 s	120 s	209.8 ± 16.5	12.7σ
7200 s – 7250 s	50 s	247.0 ± 16.6	14.8σ
7250 s – 7330 s	80 s	263.5 ± 17.9	14.7σ
7330 s – 7630 s	300 s	51.0 ± 12.1	4.2σ
7630 s – 8000 s	370 s	42.5 ± 13.9	3.1σ
8000 s – 8300 s	300 s	260.5 ± 20.5	12.7σ
8300 s – 8500 s	200 s	204.8 ± 16.5	12.4σ
8500 s – 8650 s	150 s	225.8 ± 16.5	13.7σ
8650 s – 8850 s	200 s	269.0 ± 18.0	15.0σ
8850 s – 9100 s	250 s	216.8 ± 16.8	12.9σ
9100 s – 9400 s	300 s	132.3 ± 14.7	8.9σ
9400 s – 10400 s	1000 s	132.8 ± 16.5	8.0σ
13000 s – 16300 s	3300 s	133.5 ± 41.7	3.2σ
18800 s – 21800 s	3000 s	43.5 ± 36.7	1.2σ
24800 s – 27500 s	2700 s	74.0 ± 31.7	2.3σ

Tabelle 5.1: *Definition der Zeiteinteilung für den Flare vom 11. Juni 1991. Die hintergrundkorrigierten Ereignisse und Signifikanzen beziehen sich auf den gesamten Energiebereich.*

In Abbildung 5.3 ist das Zeitprofil für vier verschiedene Energieintervalle gezeigt. Die Werte wurden auf Bremsstrahlung korrigiert (Abschnitt 5.2.1), die 2.2 MeV-Linie zusätzlich auf nuklearen Untergrund (es wird die Modellmethode verwendet, Abschnitt 5.2.2). Die eigentlichen Datenpunkte sind mit ihren statistischen 1σ-Fehlern versehen, die sich aus der Meßungenauigkeit ergeben. Zusätzlich sind auch die unkorrigierten Wert im betreffenden Energieband als Rauten angegeben. Als gestrichelte Kurve ist das Einzeldetektor-Profil (aus Abbildung 5.1a) mit eingezeichnet. Diese Kurve ist willkürlich skaliert und dient nur der besseren Orientierung.

Das Energieband $0.75 - 2.0\,MeV$ (Abbildung 5.3a) enthält nukleare Emission mit einem geringen Bremsstrahlungsanteil. Der niedere nukleare Fluß vor dem Einsetzen der Langzeitemission spiegelt sich auch in diesem Energiebereich wider. Nach 2:24 UT (8700 s) klingt der Fluß kontinuierlich ab und kann mit einer exponentiellen Abklingzeit von $(6.3 \pm 0.8)\,min$ beschrieben werden.

Der Energiebereich 2.0 – 2.5 MeV (Abbildung 5.3b) enthält die Emission der Neutroneneinfanglinie, sowie Bremsstrahlung und nukleares Kontinuum. Zu Beginn des Flares ist deutlich das verzögerte Einsetzen der Einfanglinie im Vergleich zu den anderen Komponenten zu erkennen. Nach einigen 100 min hat sich der 2.2 MeV-Linienfluß jedoch aufgebaut und dominiert ab dann den Fluß in diesem Energieband. Die Abklingzeit nach 2:24 UT ergibt sich zu $(9.3 \pm 0.9)\,min$.

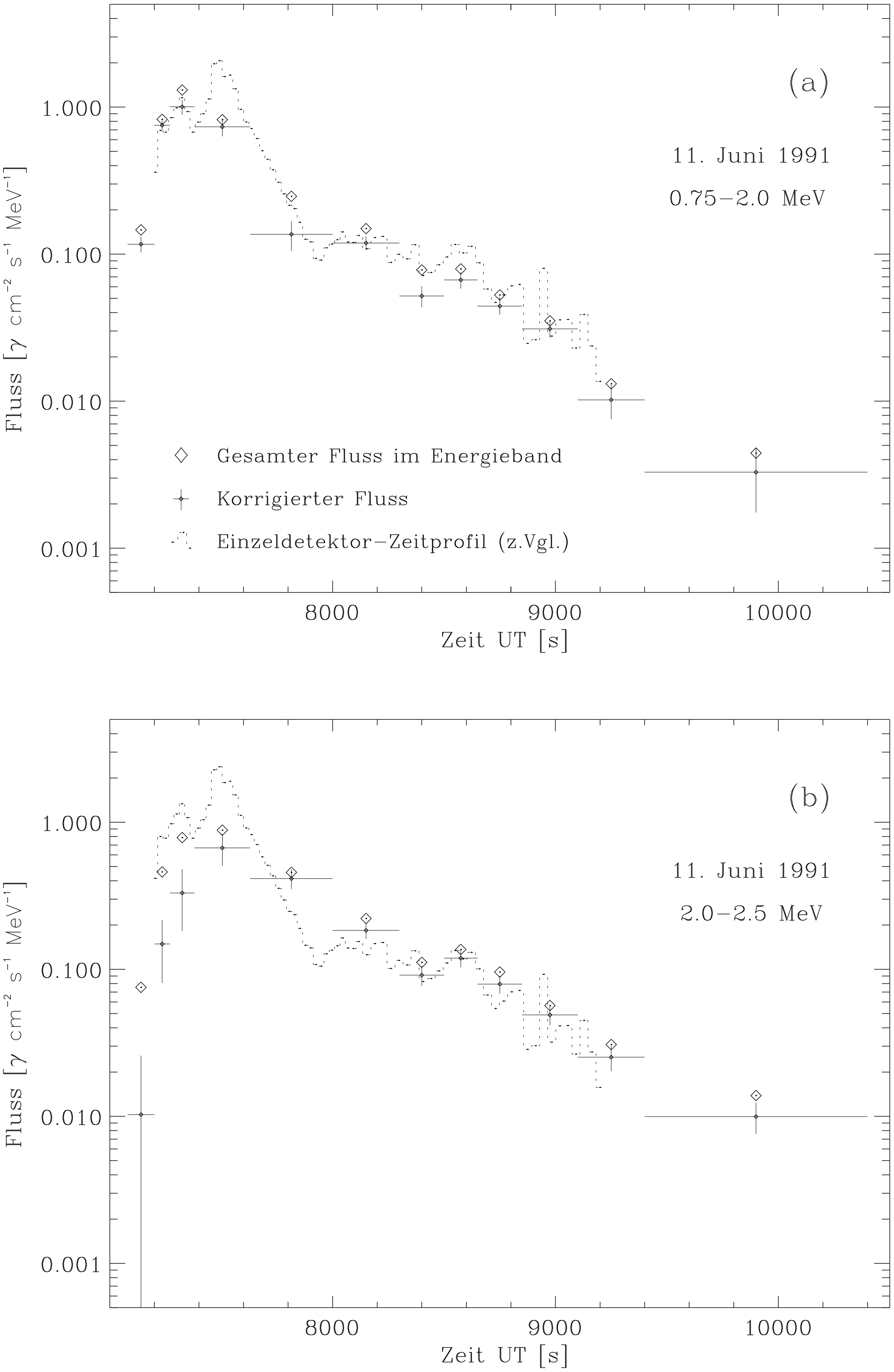
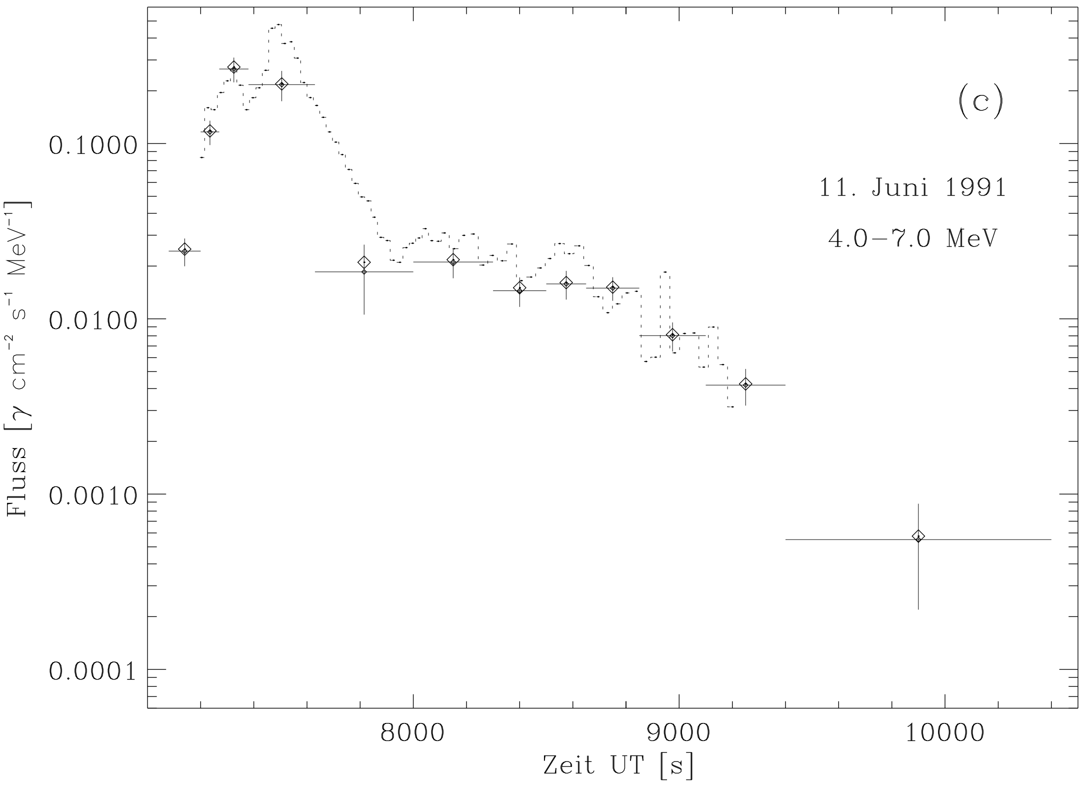
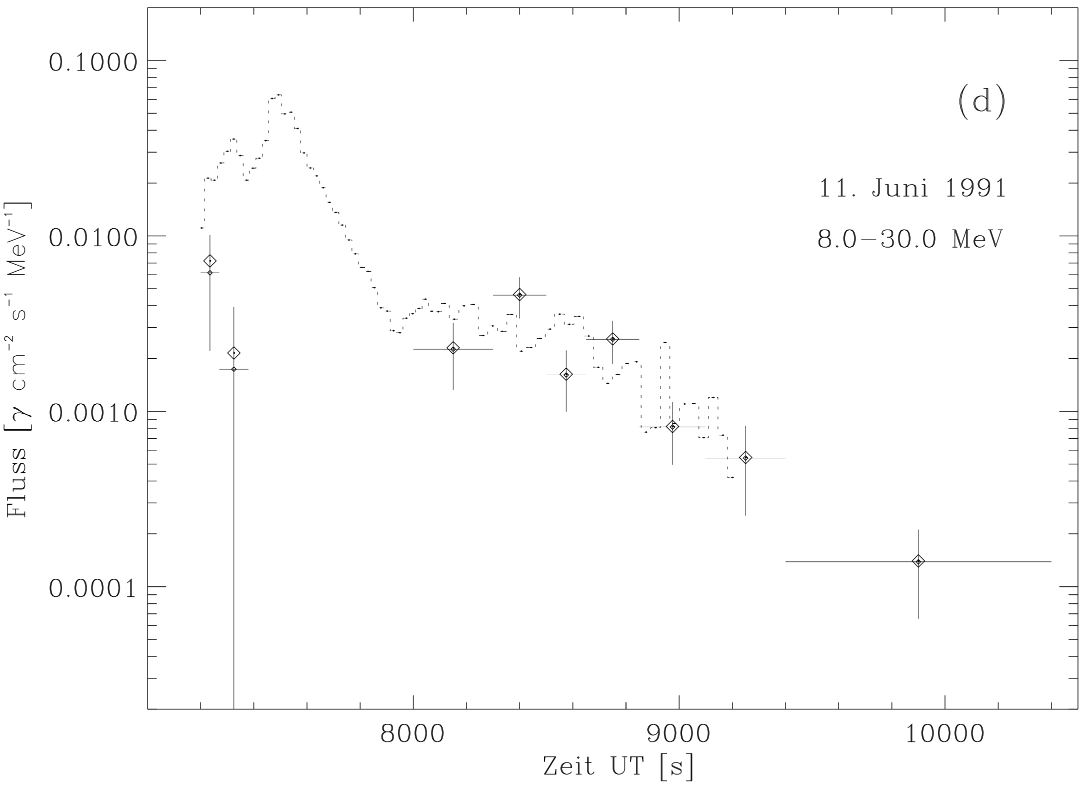


Abbildung 5.3: *Zeitprofile des gemessenen γ–Flusses in vier verschiedenen Energieintervallen:* (a) *für* 0.75−2.0 MeV, (b) *für* 2.0−2.5 MeV, (c) *für* 4−7 MeV *und* (d) *für* $>$ 8 MeV. *Die Meßpunkte sind auf Bremsstrahlung, bzw. nuklearen Untergrund korrigiert (siehe Text).*


(c)
11. Juni 1991
4.0–7.0 MeV
Fluss [γ cm⁻² s⁻¹ MeV⁻¹]
0.1000
0.0100
0.0010
0.0001
8000
9000
10000
Zeit UT [s]


(d)
11. Juni 1991
8.0–30.0 MeV
Fluss [γ cm⁻² s⁻¹ MeV⁻¹]
0.1000
0.0100
0.0010
0.0001
8000
9000
10000
Zeit UT [s]

Der Bereich $4 - 7\,MeV$ (Abbildung 5.3c) enthält im wesentlichen den prompten nuklearen Anteil. Die deutliche Lücke aus Abbildung 5.1 wird durch die längeren Zeitintervalle etwas ausgeglichen, jedoch ist der scharfe Abfall nach der impulsiven Phase offensichtlich. Der Einfluß der Bremsstrahlung bleibt unter etwa 5%. Der Abfall gegen Ende des Beobachtungsfensters wird durch eine Abklingkonstante von $(6.4 \pm 0.9)\,min$ beschrieben.

Der Fluß im Bereich $8 - 30\,MeV$ (Abbildung 5.3d) zeigt ein kurzes Maximum um etwa 2:00 UT (7200 s). Ein deutliches Signal kann jedoch erst ab 2:13 UT (8000 s) festgestellt werden. Während der erste Ausbruch etwa 20% Bremsstrahlungsanteil enthält, trägt sie zum späteren Fluß fast nichts mehr bei. Wiederum kann eine exponentielle Abklingkonstante bestimmt werden, die sich zu $(7.0 \pm 1.2)\,min$ ergibt.

Ein drastischer Einbruch des Flusses nach der impulsiven Phase kann in allen Energiebereichen mit Ausnahme der Neutroneneinfanglinie gesehen werden. Nach dem Einsetzen der Langzeitemission tritt ein weiteres Maximum bei etwa 2:23 UT (8600 s) auf, das sich in allen Energiebändern zeigt. Danach fällt der Fluß monoton ab und zeigt keinen weiteren Anstieg. Dieser Abfall läßt sich durch ein exponentielles Verhalten beschreiben und liefert für alle Energiebereiche — wiederum muß die verzögerte $2.2\,MeV$ ausgenommen werden — etwa gleiche Abklingkonstanten.

Das Verhalten $> 8\,MeV$ kann mit den Zählraten des EGRET/TASC Kalorimeters für den Energiebereich $20 - 200\,MeV$ (Schneid *et al.*, 1994) verglichen werden. Es zeigt ein ähnliches Profil mit einem einzelnen Ausbruch während der impulsiven Phase und einem späteren Signal, die beide durch eine Lücke von einigen 100 s getrennt sind.

Langzeitemission kann auch nach 3:00 UT während der folgenden CGRO-Beobachtungsperiode gemessen werden. Ein deutliches Signal ergibt sich jedoch nur für den Bereich der Neutroneneinfanglinie. Die Emission in den anderen Energiebändern erlaubt keine signifikante Beobachtung mehr.

Der Fluß in der $2.2\,MeV$-Linie ist in Abbildung 5.4 für einen weiten Zeitbereich gezeigt. Diese Abbildung enthält ebenfalls die Datenpunkte des 15. Juni-Flares. Die Zeitachse ist auf den Beginn des jeweiligen Ereignisses (1:56 UT für den 11. Juni-Flare) bezogen.

Das Signal läßt sich nach dem eigentlichen Beobachtungsfenster des Flares über weitere drei Satellitenorbits verfolgen und offenbart eine langsame, monotone Abklingphase. Der Fluß kann durch einen exponentiellen Abfall mit zwei Zeitkonstanten beschrieben werden. Die Abklingkonstanten für den 11. Juni ergeben sich zu $(9.4 \pm 1.3)\,min$ für die schnelle und $(220 \pm 50)\,min$ für die langsame Komponente. Der Übergang von der schnelleren zur langsamen Abklingphase findet zwischen dem ersten und zweiten Orbit statt.

Die ermittelten Abklingzeiten stimmen sehr gut mit den Resultaten von EGRET für den γ–Fluß $> 50\,MeV$ überein. Auf diese Zusammenhänge wird in Kapitel 7 näher eingegangen.

Intervall	Dauer	Ereignisse	Sign.
32300 s – 32800 s	500 s	298.0 ± 21.9	13.6σ
32800 s – 33300 s	500 s	186.0 ± 19.9	9.4σ
33300 s – 33800 s	500 s	136.0 ± 18.2	7.5σ
33800 s – 34800 s	1000 s	139.5 ± 21.1	6.6σ
38200 s – 40300 s	2100 s	146.5 ± 31.9	4.6σ
43900 s – 45900 s	2000 s	77.0 ± 30.5	2.5σ

Tabelle 5.2: *Definition der Zeiteinteilung für den Flare vom 15. Juni 1991. Die hintergrundkorrigierten Ereignisse und Signifikanzen beziehen sich auf den gesamten Energiebereich.*

Der Flare am 15. Juni 1991:
Die impulsive Phase dieses Flares ist für CGRO unbeobachtbar. Das Beobachtungsintervall, das etwa 40 min nach dem Einsetzen des Flares beginnt, wird zur Analyse in vier Intervalle aufgeteilt. Die weiteren Beobachtungsperioden werden als Ganzes behandelt. Die zeitliche Einteilung ist Tabelle 5.2 zu entnehmen.

In Abbildung 5.4 ist das Zeitprofil des Flares eingezeichnet. Der Zeitnullpunkt entspricht hier dem Flarebeginn um 8:10 UT. Wiederum bietet nur die 2.2 MeV-Linie genügend Zählstatistik, um die langsame Abklingphase über 9:00 UT hinaus zu verfolgen. Nachdem am 15. Juni keine weiteren Messungen zur Bestimmung des Bremsstrahlungsspektrum der Elektronen vorliegen, wird für diesen Flare die Interpolationsmethode (siehe Abschnitt 5.2.2) verwendet, um den Fluß in der 2.2-MeV Linie zu ermitteln.

Das Verhalten des Flares im Langzeitbereich ist dem 11. Juni sehr ähnlich. Es kann ebenfalls durch einen exponentiellen Abfall mit zwei Zeitkonstanten beschrieben werden, die sich bei diesem Flare zu $(12.6 \pm 3.0)\,min$ und $(180 \pm 100)\,min$ ergeben. Innerhalb der statistischen Meßunsicherheit stimmen sie mit den Werten überein, die für den Flare am 11. Juni gefunden wurden. Die schneller abklingende Komponente ist gegenüber dem 11. Juni um etwa 20 min verzögert. Damit findet auch der Übergang zum langsamen Abfall entsprechend später statt.

Zum 15. Juni-Flare liegen auch Messungen von GAMMA-1 im Energiebereich $> 50\,MeV$ vor (Akimov *et al.*, 1991a; siehe auch Abbildung 4.6 auf Seite 56). Die GAMMA-1 Messungen zeigen einen exponentiellen Abfall mit einer Zeitkonstanten von etwa 9.8 min (Kocharov G. *et al.*, 1994). Dieser Abfall ist etwas schneller als der mit COMPTEL gefundene Wert für die 2.2 MeV-Emission, allerdings erfolgt die Messung in einem etwas früheren Zeitfenster. GAMMA-1 beobachtet ebenfalls ein Signal im folgenden Orbit und es kann daher auch für diesen Flare auf eine fortlaufende Emission im pionischen Bereich geschlossen werden.

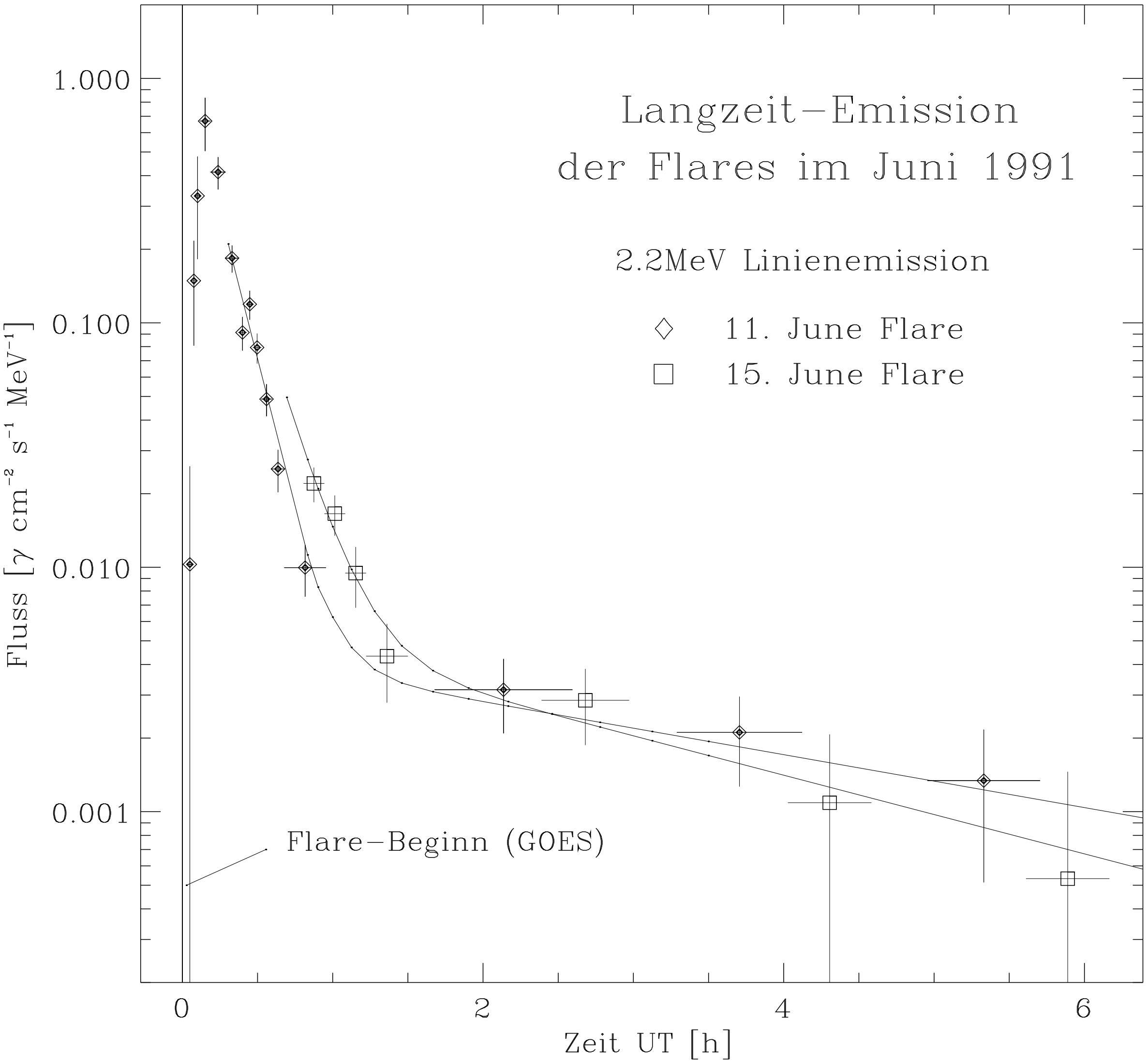


Abbildung 5.4: *Langzeitemission in der* 2.2 MeV*-Linie für die Flares am 11. und 15. Juni. Der Zeitnullpunkt ist auf den jeweiligen Beginn des Flares (1:56 UT beim 11. Juni, 8:10 UT beim 15. Juni) bezogen. Das Zeitverhalten kann bei jedem Flare durch zwei Exponentialfunktionen beschrieben werden. Die Abklingkonstanten ergeben sich am 11. Juni zu* $(9.4 \pm 1.3)\,min$ *und* $(220 \pm 50)\,min$*, am 15. Juni zu* $(12.6 \pm 3.0)\,min$ *und* $(180 \pm 100)\,min$*.*

Zusammenfassend läßt sich bemerken, daß beide Flares über einen enorm langen Zeitraum im γ–Bereich verfolgt werden können. Es ist bemerkenswert, daß der nukleare Linienfluß und der pioneninduzierte Fluß beim 11. Juni bis zum Ende ihrer Registrierbarkeit um 3:00 UT gleiche Abklingzeiten besitzen. COMPTEL mißt den Fluß der Neutroneneinfanglinie über mehrere Stunden und findet einen Übergang zu einem sehr langsamen zeitlichen Abfall. Darüber hinaus stimmen beide Flares, soweit Messungen vorliegen, in ihrem Langzeitverhalten bemerkenswert gut überein.

Für beide Flares liegen Beobachtungen im Bereich $> 50\,MeV$ der Instrumente EGRET, bzw. GAMMA-1 vor. Dieser Bereich des Spektrums wird sehr wahrscheinlich von pioneninduzierter Emission bestimmt. Das Zeitprofil der 2.2 MeV-Linie und des hochenergetischen γ–Flusses zeigt ein überraschend ähnliches Verhalten.

5.2 Analyse des Gamma-Spektrums für den 11. Juni-Flare

Das Ziel einer γ–Spektroskopie ist in diesem Zusammenhang die Ermittlung des Spektrums der im Flare beschleunigten Protonen und Ionen. Wie in Kapitel 2, Abschnitt 2.4 erklärt wurde, werden verschiedene spektrale Komponenten gemessen, die alle vom selben Elternspektrum stammen, aber je nach ihren Wirkungsquerschnitten von Teilchen in verschiedenen Energiebereichen erzeugt werden. Eine Analyse der Intensitäten dieser Komponenten führt auf eine Bestimmung des zugrundeliegenden Spektrums.

Zusätzlich zur protoneninduzierten Emission beinhalten die Meßsignale auch einen Beitrag der primären Elektronen. Um den wirklichen Anteil von Protonen und Ionen zu erhalten, muß der elektronische Beitrag abgetrennt werden.

COMPTEL mißt in einem Energiebereich, der reich ist an nuklearen Linien. Eine Analyse der Intensitäten, Positionen und Breiten dieser Linien kann Informationen über Elementzusammensetzung oder Winkelabhängigkeiten der beschleunigten Teilchen liefern (Murphy *et al.*, 1991). Die COMPTEL-Messungen werden im Teleskopbetrieb jedoch gerade in der impulsiven Phase, in der die Linien besonders hervortreten, durch Totzeit beeinträchtigt. Deshalb wird nur die nukleare Emission als Ganzes betrachtet und keine Einzellinien untersucht. Eine Linienanalyse wurde hingegen für die Einzeldetektordaten von Suleiman (1995) durchgeführt.

5.2.1 Das Bremsstrahlungskontinuum

Primäre Elektronen, die direkt im Flare beschleunigt wurden, emittieren ein Bremsstrahlungskontinuum in einem weiten Energiebereich (siehe Kapitel 2, Abschnitt 2.4.2). Dieses Kontinuum tritt unterhalb von etwa $1\,MeV$ allein zu Tage und kann dort bestimmt werden. Unter der Annahme, daß keine spektralen Änderungen auftreten, kann dieser Verlauf zu höheren Energien extrapoliert werden.

Zur Bestimmung des Verhaltens der Bremsstrahlung werden Daten von PHEBUS für den Flare am 11. Juni verwendet. Trottet *et al.* (1993) finden für das Zählratenspektrum im Zeitintervall 2:04:30–2:05:00 (veröffentlicht bei Vilmer, 1994) eine gute Beschreibung durch ein Potenzgesetz mit einem spektralen Index von 3.0 ± 0.4 im Bereich $300\,keV - 1\,MeV$. Für ein entfaltetes Spektrum ist ein etwas flacherer Verlauf zu erwarten. Aus entfalteten Spektren ergibt sich ein mittlerer Index von 2.55 (Trottet, 1995).

Für ein Modell der Bremsstrahlung werden Zeit- und Energieabhängigkeit gesondert betrachtet. Ein Potenzspektrum mit einem Index 2.55 ± 0.4, wie er sich aus PHEBUS-Messungen unterhalb $1\,MeV$ ergibt, wird zur Beschreibung des spektralen Verlaufs verwendet und für größere Energien extrapoliert. Das HXR Zeitprofil (siehe Abbildung 5.2) gibt die zeitliche Entwicklung der Bremsstrahlung an. Für spätere Zeiten wird ein exponentielles Abklingen angenommen.

Dieses Modell liefert eine verläßliche Korrektur, solange keine spektralen Änderungen im COMPTEL-Bereich auftreten. In den PHEBUS-Daten konnte keine Veränderung der spektralen Form während der Beobachtungszeit gefunden werden (Trottet, 1995). Weiterhin sei vermerkt, daß oberhalb von $300\,keV$ keine Totzeitprobleme durch die Telemetrie aufgetreten sind (Barat, 1994). Knicks im Elektronenspektrum werden zwar beobachtet, sie treten jedoch typischerweise bei impulsiven Flares auf und liegen dann bei einigen $100\,keV$ (z.B. Reames, 1991). Ein solcher Knick wird im Spektrum von PHEBUS nicht beobachtet.

5.2.2 Die Neutroneneinfanglinie

Zur Korrektur des 2.2 MeV-Linienflusses aus dem Energieband 2.0 − 2.5 MeV ist neben der Bremsstrahlung auch das nukleare Kontinuum abzuziehen. Es werden zwei Methoden angewandt:

- Modelluntergrund: Zusätzlich zum Bremsstrahlungsmodells wird das nukleare Kontinuum, das von Murphy *et al.* (1990) für den Flare vom 21. April 1981 gefunden wurde, verwendet, um den Linienuntergrund zu bestimmen. Das nukleare Kontinuum wird im Bereich 3−4 MeV, in dem kein Fluß von den schmalen Linien erwartet wird, an die Datenpunkte angepasst. Bei diesem Vorgehen wird angenommen, daß sich die allgemeine Form dieses Kontinuums für die Juni-Flares nicht stark vom Flare am 21. April 1981 unterscheidet.
- Interpolationsmethode: Ohne auf Modelle zurückzugreifen, wird ein Untergrund direkt aus den gemessenen Daten bestimmt. Dazu werden Energiefenster oberhalb und unterhalb der Linie definiert und der Verlauf des Kontinuums im Bereich der Linie interpoliert.

Die erste Methode liefert, obwohl der von Murphy *et al.* (1990) gefundene Verlauf ohne Modifikation übernommen wird, eine überraschend gute Anpassung (siehe auch Abbildung 5.8). Die zweite Methode verwendet direkt die Meßdaten und basiert nicht auf weiteren Annahmen über den Charakter der Emission. Allerdings liefert sie nur zuverlässige Werte, solange eine ausreichende Zählstatistik vorliegt.

Intervall	Interpol.	Modell
7080 s – 7200 s	0.58	0.13
7200 s – 7250 s	0.48	0.32
7250 s – 7330 s	0.65	0.42
7330 s – 7630 s	0.72	0.76
7630 s – 8000 s	0.88	0.90
8000 s – 8300 s	0.90	0.83
8300 s – 8500 s	0.89	0.82
8500 s – 8650 s	0.92	0.87
8650 s – 8850 s	0.86	0.83
8850 s – 9100 s	0.86	0.86
9100 s – 9400 s	0.89	0.82
9400 s – 10400 s	0.88	0.72

Tabelle 5.3: *Anteil der 2.2 MeV-Linie am Energieband 2.0 - 2.5 MeV.*

In nebenstehender Tabelle 5.3 ist der Anteil der Linienemission für die in Tabelle 5.1 definierten Zeitintervalle angegeben. Mit Ausnahme der ersten beiden Intervalle zeigt sich eine gute Übereinstimmung der Resultate beider Methoden. Die Fehler liegen für die Interpolationsmethode bei etwa 10% und werden vor allem durch die Bestimmung des Untergrunds auf der hochenergetischen Seite der Linie bestimmt, weil dort die Zählrate gering ist. In den ersten beiden Intervallen ist die Linie noch nicht gut definiert und die Bestimmung des Untergrunds von statistischen Schwankungen beeinflußt. Die Fehler des Hintergrundmodells werden eher durch systematische Unsicherheiten der Methode bestimmt. Die größte Unsicherheit ergibt sich vermutlich aus der Interpolation des Bremsstrahlungskontinuums. Durch Variation der Parameter wird der daraus resultierende Fehler ebenfalls zu etwa 10% abgeschätzt. Insgesamt liefert die Modellmethode zuverlässigere Aussagen, da sie sowohl für hohe wie mäßige Zählstatistik eine gute Anpassung erlaubt.

Intervall:	1:58 - 2:53 UT	1:58 - 2:12 UT	2:12 - 2:53 UT
$\Phi^E_{2.2}\,[\gamma\,cm^{-2}]$	313.1 ± 27.7	238.4 ± 27.3	74.7 ± 4.5
$\Phi^E_{4-7}\,[\gamma\,cm^{-2}]$	359.5 ± 30.2	299.2 ± 29.8	60.3 ± 4.6
$R = \Phi^E_{2.2}/\Phi^E_{4-7}$	0.92 ± 0.11	0.80 ± 0.12	1.24 ± 0.12
horizontal fan beam	$\alpha T = 0.022 \pm 0.002$ $s = 3.5 \pm 0.1$	$\alpha T = 0.020 \pm 0.002$ $s = 3.6 \pm 0.1$	$\alpha T = 0.026 \pm 0.002$ $s = 3.3 \pm 0.1$
isotrop	$\alpha T = 0.015 \pm 0.0015$ $s = 3.9 \pm 0.1$	$\alpha T = 0.014 \pm 0.0015$ $s = 4.0 \pm 0.1$	$\alpha T = 0.018 \pm 0.0015$ $s = 3.6 \pm 0.1$

Tabelle 5.4: *Fluenz-Verhältnisse und spektrale Härte des Flares am 11. Juni*

5.2.3 Vergleich von Neutroneneinfanglinie und nuklearer Emission

Wie in Kapitel 2, Abschnitt 2.4.5 gezeigt wurde, eignet sich der Vergleich der Neutroneneinfanglinie und der nuklearen Emission — beschrieben durch das Energieband $4 - 7\,MeV$ —, um die spektrale Härte des Ionenspektrums im Bereich $10 \sim 100\,MeV$ zu ermitteln.

Fluenz-Verhältnis

Wegen des unterschiedlichen Zeitverhaltens — die Einfanglinie wird gegenüber den prompten nuklearen Linien verzögert emittiert — können die Flüsse nicht direkt verglichen werden. Deshalb wird die Zeitabhängigkeit durch eine Integration über den gesamten CGRO-Orbit, dessen Dauer die Verzögerungszeit der Linie wesentlich übersteigt, eliminiert. Nach Abzug des Untergrundes kann aus den Exzess-Flüssen das Fluenz-Verhältnis

$$R = \frac{\Phi^E_{2.2}}{\Phi^E_{4-7}} = \frac{\int dt\, \phi^E_{2.2}(t)}{\int dt\, \phi^E_{4-7}(t)} \tag{5.1}$$

gebildet werden. Aus dem entfalteten Spektrum ergibt sich $\Phi^E_{2.2} = (313.1 \pm 27.7)\,\gamma\,cm^{-2}$ und $\Phi^E_{4-7} = (359.5 \pm 30.2)\,\gamma\,cm^{-2}$. Dies ergibt ein Fluenz-Verhältnis von $R = 0.92 \pm 0.11$.

Zur Interpretation dieses Verhältnisses ist die Kenntnis des Winkels nötig, unter dem die $2.2\,MeV$-Linienstrahlung die Photosphäre auf dem Weg zur Erde verläßt. Er entspricht dem Aspektwinkel, unter dem der Flare auf der Sonnenscheibe erscheint. Aus Tabelle 4.1 kann dieser Winkel zu 36° bestimmt werden. Unter Benutzung der Arbeit von Hua & Lingenfelter (siehe Abbildung 2.7 auf Seite 21) kann nun die spektrale Härte des Spektrums bestimmt werden.

Das Fluenz-Verhältnis hängt von der Winkelverteilung der wechselwirkenden Teilchen ab. Wird ein Einfallwinkel der Teilchen auf die Sonnenatmosphäre von 89° (*horizontal fan beam*) angenommen, wie es für Teilchen in magnetischem Einschluß erwartet wird, so ergibt sich die spektrale Härte zu $\alpha T = 0.022 \pm 0.002$ für stochastische und $s = 3.5 \pm 0.1$ für Schock-Beschleunigung. Für eine isotrope Verteilung ergibt sich $\alpha T = 0.015 \pm 0.0015$ für stochastische und $s = 3.9 \pm 0.1$ für Schock-Beschleunigung. Diese Werte sind in Tabelle 5.4 zusammengestellt.

Das Fluenz-Verhältnis wurde ebenfalls für die impulsive (1:58-2:13 UT) und Langzeit-Phase (2:13-2:53 UT) getrennt berechnet. Beide Zeitintervalle sind lang verglichen mit der Einfangzeit der Neutronen. Die Ergebnisse sind ebenfalls in Tabelle 5.4 eingetragen und lassen eine spektrale Härtung in der Langzeit-Phase feststellen. Eine Untersuchung von Fluenz-Verhältnissen der Einzeldetektor-Daten (Suleiman *et al.*, 1995) erbringt ein übereinstimmendes Resultat.

Modellierung der 2.2 MeV-Emission

Das Zeitprofil der 2.2MeV-Emission kann nach Prince *et al.* (1983) als Faltung

$$\phi_{2.2}^{th}(t) = \int_{-\infty}^{t} dt' \; R_{2.2}(t,t') \; S_n(t') \tag{5.2}$$

mit	$\phi_{2.2}^{th}$	theoretisch gerechneter 2.2 MeV-Linienfluß,
	$R_{2.2}$	Produktionswahrscheinlichkeit für ein 2.2 MeV-Photon zum Zeitpunkt t, wenn ein Neutron zum Zeitpunkt t' produziert wird, bzw. in die Photosphäre eindringt,
	S_n	Zeitprofil der Neutronenproduktion,

aufgefaßt werden. Die prompten Linien liefern direkt das Zeitprofil der Reaktionen von Protonen im Energiebereich $10 - 20\,MeV$. Gewichtet man das Verhältnis dieser Protonen zu den Protonen $> 100\,MeV$ (diese produzieren die Neutronen) durch einem Paramter $R_n(t')$, so kann das gemessene Zeitprofil der nuklearen Emission als Maß für die Neutronenproduktion verwendet werden. Der freie Parameter R_n spielt in diesem Modell die Rolle des Fluenz-Verhältnisses, d.h. wenn sich die Form des Ionenspektrums zeitlich nicht ändert, erwartet man einen Wert von etwa $R_n = \Phi_{2.2}^{E}/\Phi_{4-7}^{E}$ für die beste Modellanpassung.

Weiterhin kann man die Zeitverzögerung der Linienemission nach Prince *et al.* (1983) gut durch ein einfaches Exponentialgesetz darstellen. Damit ergibt sich aus Gleichung 5.2

$$\phi_{2.2}^{th}(t) = \int_{-\infty}^{t} dt' \; N(t') \, \mathrm{e}^{-(t-t')/\lambda} \; R_n(t') \; \phi_{4-7}^{E}(t') \tag{5.3}$$

mit	N	Normierungskonstante,
	λ	Verzögerungszeit des Neutroneneinfangs,
	R_n	Verhältnis von nieder- zu hochenergetischen Ionen,
	ϕ_{4-7}^{E}	gemessener Exzessfluß im Energieband $4 - 7\,MeV$.

Der nach Gleichung 5.3 ***berechnete*** Linienfluß $\phi_{2.2}^{th}(t)$ kann nun mit dem ***gemessenen*** 2.2 MeV-Fluß $\phi_{2.2}(t)$ verglichen und die optimalen Werte für die Parameter R_n und λ bestimmt werden. Die Normierungskonstante

$$N(t') = \frac{\phi_{4-7}^{E}(t') \, \Delta t}{\int_{-\infty}^{t} dt' \; \phi_{4-7}^{E}(t') \, \mathrm{e}^{-(t-t')/\lambda}} = \frac{\Delta t}{\lambda} \tag{5.4}$$

erlaubt dabei die Anpassung an die Zeitintervalle Δt, die bei der Messung verwendet werden. Die Zeitkonstante λ steht mit den Dichten von ^{1}H und ^{3}He, die beim Einfangprozess eine Rolle spielen (vgl. Kapitel 2, Abschnitt 2.4.5), in folgendem Zusammenhang:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\lambda_H} + \frac{1}{\lambda_{He}} + \frac{1}{\lambda_d} \tag{5.5}$$

mit $\lambda_H = (1.4 \cdot 10^{19}/n_H)s$ mittlere Einfangzeit auf ^{1}H,
$\lambda_{He} = (8.5 \cdot 10^{14}/n_{He})s$ mittlere Einfangzeit auf ^{3}He,
$\lambda_d = 917\,s$ mittlere Lebensdauer des Neutrons.

Abbildung 5.5 zeigt die Änderung der Einfangzeit, wie sie durch Gleichung 5.5 gegeben ist. Die Wasserstoffdichte in der Einfangregion ist gut bekannt und beträgt etwa $1.3 \cdot 10^{17}\,cm^{-3}$ (Kanbach *et al.*, 1981). Dieser Wert ändert sich innerhalb der Photoshäre kaum. Für diesen Wert von n(^{1}H) und den aus der Elementverteilung erwarteten für n(^{3}He) ergibt sich λ zu etwa 70 s. Eine Änderung der ^{3}He-Dichte kann λ nach kleineren oder größeren Werte verschieben. Da keine großen Abweichungen von n(^{1}H) erwartet werden, kann λ zur Bestimmung der ^{3}He-Dichte in der Einfangregion verwendet werden.
Beide Parameter sind nicht gänzlich unabhängig: Bei einem härteren Spektrum entstehen Neutronen im Mittel mit höherer kinetischer Energie. Deshalb können sie tiefer in die Photosphäre eindringen, wo etwas höhere Dichten vorliegen. Daher sollte tendentiell ein härteres Spektrum mit einer kürzeren Einfangzeit einhergehen.

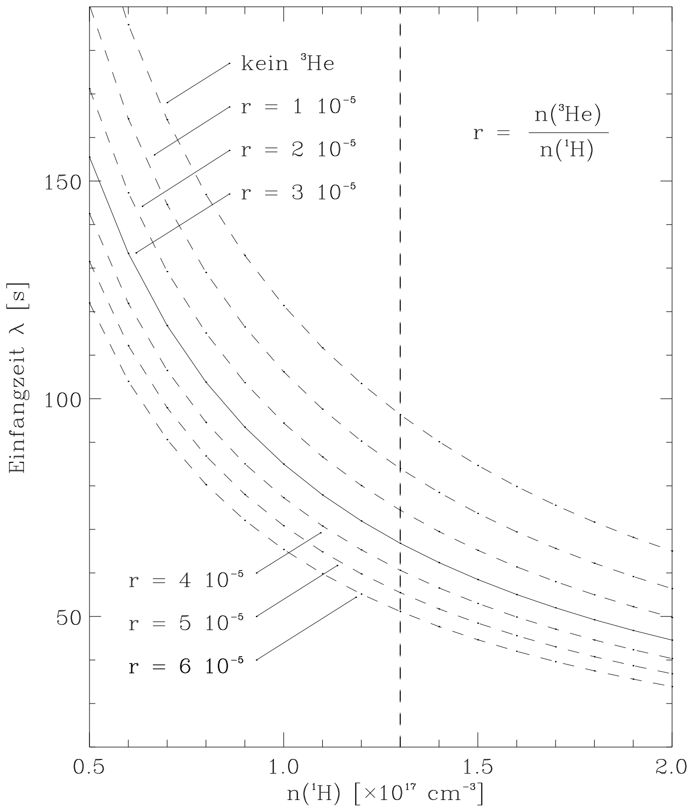


Abbildung 5.5: *Abhängigkeit der Einfangzeit von Neutronen in der Photosphäre von der Dichte des Wasserstoffs und des Helium-Isotops ^3He.*

Die beschriebene Methode wird nun auf die impulsive Phase angewandt. Wegen ihrer höheren statistischen Qualität werden die Einzeldetektor-Messungen verwendet. Es werden die Zählraten aus Abbildung 5.1 verwendet, d.h. der Parameter R_n erlaubt nur eine relative Bewertung.

Eine Anpassung des gesamten Zeitintervalls mit einem einzigen Parametersatz ergibt $R_n = 0.75 \pm 0.4$ und einen recht hohen Wert von $\lambda = 125 \pm 40\,s$. Der große Wert von 4.4 für $\bar{\chi}^2$ zeigt, daß dieses einfache Modell keine ausreichende Beschreibung der Daten liefert.

Eine bessere Anpassung ergibt sich, wenn verschiedene Parametersätze verwendet werden: das beste Modell ist in Abbildung 5.6 gezeigt. Es wird $R_n = 0.62 \pm 0.06$ und $\lambda = (65 \pm 10)\,s$ für $7000 - 7600\,s$ verwendet. Dies stimmt gut mit dem Wert $\lambda = (70 \pm 10)\,s$ überein, der von Trottet *et al.* (1994) für das gleiche Zeitintervall aus PHEBUS-Messungen ermittelt wurde. Nach $7600\,s$ fällt das Modell jedoch zu steil ab (gestrichelte Kurve) und es werden neue Parameter angepasst. Es ergibt sich $R_n = 2.0 \pm 0.3$ und $\lambda = (110 \pm 40)\,s$. Nach $7700\,s$ fällt das $4-7\,MeV$-Signal des Einzeldetektors unter die Sensitivitätsgrenze. Der neue Wert $\bar{\chi}^2 = 3.5$ stellt eine mäßige Verbesserung dar. Ein weiterer Fortschritt mag durch eine zusätzliche Aufteilung erreicht werden, vor allem im Bereich der Maxima, wo die statistische Qualität der Datenpunkte am höchsten ist. Für die vorliegende Analyse ist jedoch vor allem die spektrale Härtung des Spektrums nach der maximalen Emission von Interesse.

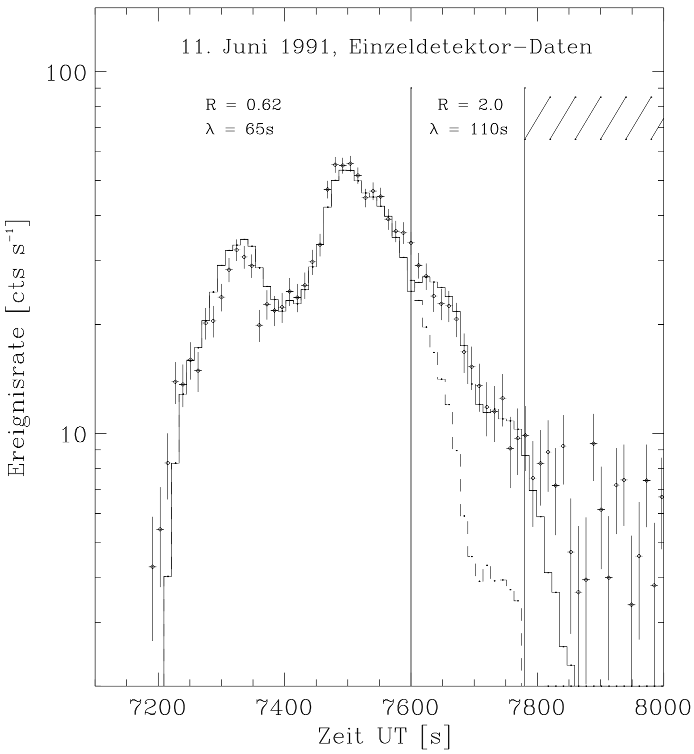


Abbildung 5.6: *Modell des* $2.2\,MeV$*-Profils in der impulsiven Phase am 11. Juni. Es werden die Zählraten des Einzeldetektor-Betriebs verwendet.*

Die Einfangzeit kann gut bestimmt werden, solange scharfe Strukturen im Zeitprofil auftreten. Im zweiten Zeitintervall tritt jedoch nur ein glatter Abfall auf, so daß die Methode keine hohe Sensitivität für λ aufweist.

Eine Veränderung des ^{3}He/^{1}H-Verhältnis wird für verschiedene Flares beobachtet, r kann aber auch im Verlauf eines Flares variieren (Rieger, 1993). Die Messung von $\lambda = (65 \pm 10)\,s$ im ersten Zeitintervall ergibt nach Gleichung 5.5 ein ^{3}He/^{1}H-Verhältnis von $r = (3.3 \pm 1.6) \cdot 10^{-5}$. Der hohe Wert von λ im zweiten Intervall ist mit dem Fehlen von ^{3}He verträglich, weist jedoch eine große Unsicherheit auf.

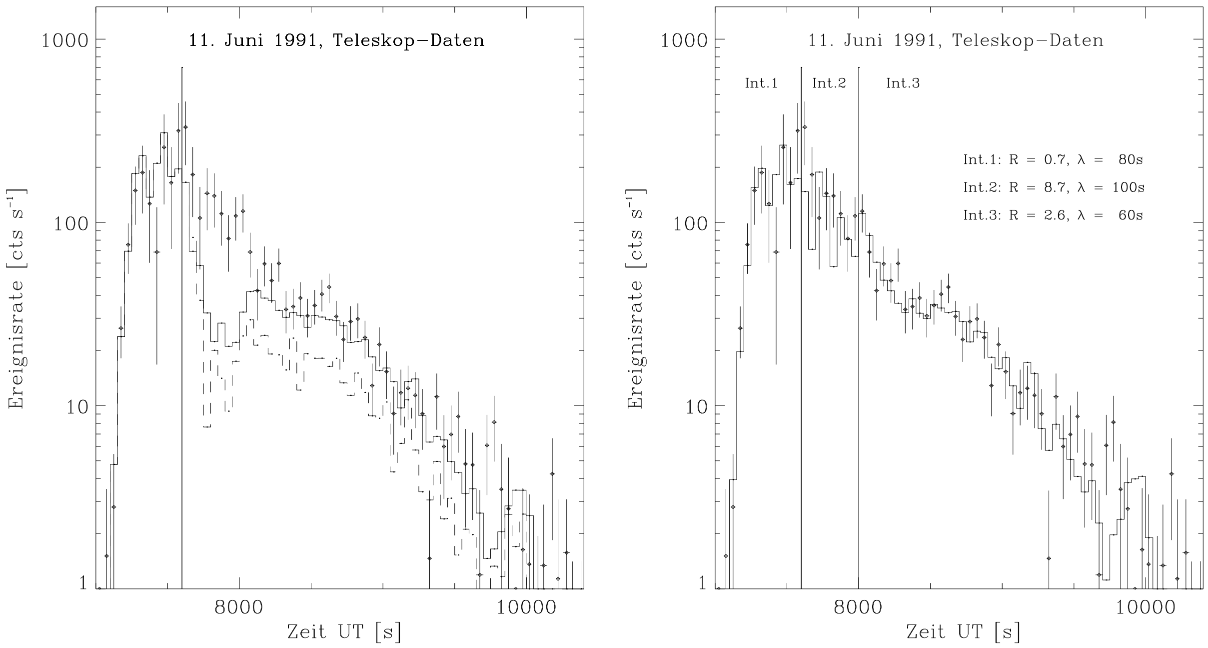


Abbildung 5.7: *Modell des 2.2 MeV-Profils am 11. Juni. Es werden die Zählraten des Teleskop-Betriebs verwendet.*

Die aus den Einzeldetektor-Daten erhaltenen Werte werden nun auf die Teleskop-Daten angewandt (Abbildung 5.7a). Es wird wiederum mit Zählraten gearbeitet, da eine gute Zeitauflösung benötigt wird. Die Datenpunkte zeigen das gemessene 2.2 MeV-Zeitprofil, während die gestrichelte Kurve das einfache 2-Parameter Modell und die durchgezogene Kurve das genauere Modell nach Abbildung 5.6 angeben. Mit Ausnahme der Region um 2:10 UT können die Daten relativ gut beschrieben werden. Mit der gleichen Vorgehensweise wie bei den Einzeldetektor-Daten ergeben sich hier drei Zeitintervalle. Das Modell und die verwendeten Parameter sind in Abbildung 5.7b gezeigt.

Es wurde bereits daruaf hingewiesen, daß die Einfangzeit in den Abklingphasen keine genaue Bestimmung erlaubt. Der Parameter R zeigt wiederum große Veränderungen, die auf einen variablen spektralen Verlauf hindeuten. Aufgrund der größeren statistischen Fehler lassen sich die Parameter jedoch nicht so exakt ermitteln. Das erste Zeitinterval stimmt mit $R = 0.7 \pm 0.2$ gut mit den Einzeldetektor-Daten überein. Das zweite Intervall, das bereits gemäß dem Einzeldetektor-Modell ein härteres Spektrum erkennen läßt, wird nun auf mehrere 100 s Dauer ausgedehnt und zeigt den enorm hohen Wert von $R = 8.7 \pm 2.0$. Für die Langzeit-Phase ergibt sich mit 2.6 ± 0.8 ein höherer Wert als zu Beginn des Flares.

Der Bereich zwischen impulsiver und langzeitiger Phase ist noch nicht verstanden. Wenn der extrem hohe Wert von $R = 8.7$ durch die spektrale Härte erklärt wird, ergibt sich ein extrem flacher Verlauf. In diesem Fall wäre eine sehr hohe Pionenemission zu erwarten, die jedoch nicht gemessen wird. Die pionische Emission setzt im Gegenteil erst später ein.

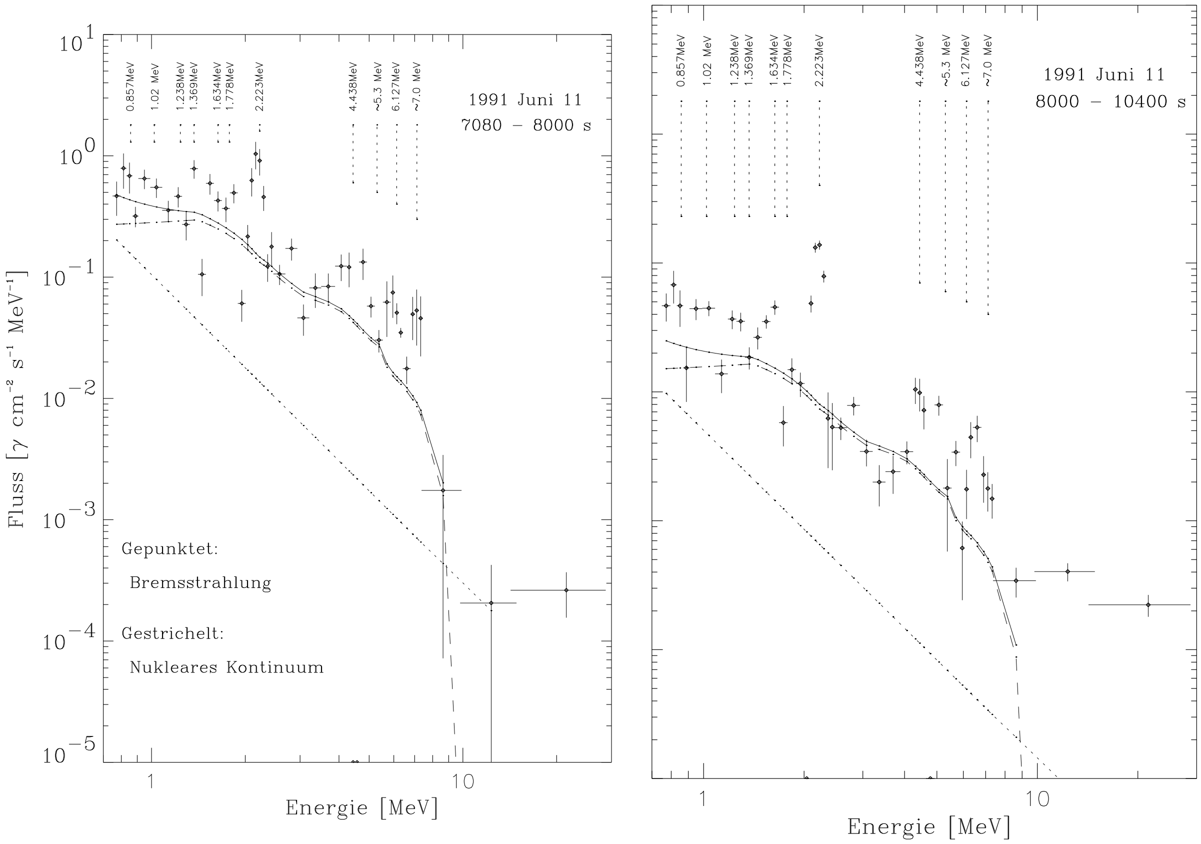


Abbildung 5.8: *Spektren des Flares am 11. Juni 1991 für die impulsive Phase und die langzeitige Phase. Die Anteile der Bremsstrahlung und des nuklearen Kontinuums sind mit angegeben.*

5.2.4 Emission aus dem Pionenzerfall

Das breite Kontinuum bei etwa 70 MeV, das beim Zerfall neutraler Pionen entsteht, liegt ausserhalb des Nachweisbereichs von COMPTEL und ist Teleskopen wie EGRET und GAMMA-1 vorbehalten. Beim Zerfall von geladenen Pionen entstehen jedoch sekundäre Elektronen, deren Bremsstrahlungskontinuum bis in den Bereich der nuklearen Linien hineinreicht. Im folgenden soll diese Signatur der sekundären Elektronen in den COMPTEL-Spektren untersucht werden.

Abbildung 5.8a zeigt das entfaltete Spektrum (siehe Anhang A) des Flares vom 11. Juni für den Zeitraum der impulsiven Phase. Mit eingezeichnet ist das Kontinuum, das sich aus dem Bremsstrahlungsmodell ergibt, sowie das angepasste nukleare Kontinuum. Die Emission oberhalb der nuklearen Linien kann im Rahmen der 1σ-Fehler mit der Emission der primären Elektronen erklärt werden. Ein zusätzlicher Anteil aus dem Zerfall von Pionen liegt also nicht vor.

Diese Untersuchung wird für die Langzeit-Phase wiederholt und ist in Abbildung 5.8b gezeigt. Obwohl die Meßdaten unterhalb 1 MeV ebenso gut an das Kontinuum der primären Elektronen anschließen wie vorher, übersteigt die Emission oberhalb der nuklearen Linien dieses Kontinuum um 4.2σ. Eine Erklärung der Emission oberhalb von 8 MeV durch primäre Elektronen kann damit ausgeschlossen werden.

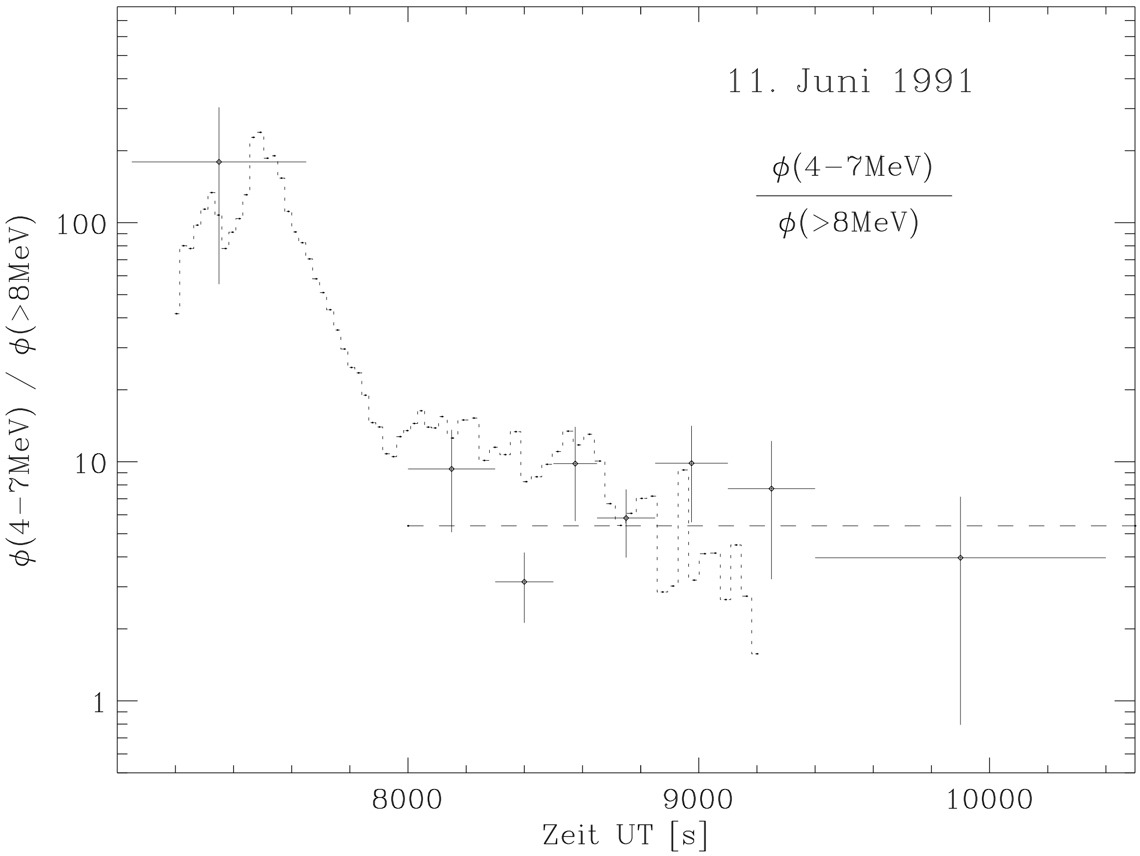


Abbildung 5.9: *Zeitabhängigkeit des Verhältnis von nuklearem Fluß zum Bremsstrahlungsfluß der sekundren Elektronen aus dem Pionenzerfall. Das frei skalierte Zeitprofil (gestrichelt) dient nur zur Orientierung.*

Wie aus dieser Untersuchung hervorgeht, ist die pionische Komponente im COMPTEL Spektrum erst nach etwa 2:13 UT (8000 s) nachweisbar. Das ist etwa 15 min nach Beginn des Flares.

Die nuklearen Linien und die γ–Strahlung aus dem Pionenzerfall werden beide prompt emittiert und können daher direkt verglichen werden. Da der Bereich $8 - 30\ MeV$ keine angemessene Aussage über die pionische Komponente liefern kann, ist kein quantitativer Vergleich möglich. Gleichwohl deuten jedoch Veränderungen des Verhältnisses auf eine spektrale Änderung des Protonenspektrums hin.

In Abbildung 5.9 ist das Verhältnis der Exzess-Flüsse für die nukleare und pionische Emission $> 8\ MeV$ dargestellt (vgl. Abbildungen 5.3c, d). Die impulsive Phase wurde in einem Meßpunkt zusammengefaßt. Es ist ersichtlich, daß sich der Wert von der impulsiven zur langandauernden Emission deutlich verringert, d.h. zu späteren Zeiten werden relativ mehr Pionen als angeregte Kerne produziert (das gezeigte Zeitprofil dient nur zur Orientierung und es wird keine Korrelation mit den Zählraten erwartet!). Die Datenpunkte zeigen einen konstanten Wert des Verhältnisses während der Langzeit-Phase.

5.3 Analyse des Gamma-Spektrums für den 15. Juni-Flare

Für den Flare am 15. Juni bietet die Analyse des Spektrums weitaus ungünstigere Bedingungen als am 11. Juni. Da keine Messungen zu frühen Zeiten vorliegen, können keine detaillierten Untersuchungen durchgeführt werden. Es lassen sich jedoch einige allgemeine Charakteristika ermitteln.

Das Spektrum für die erste Beobachtungsperiode nach dem Flare wurde entfaltet und ist in Abbildung 5.10 zusammen mit Meßdaten von GAMMA-1 gezeigt. Es wurde eine relativ grobe Unterteilung gewählt, um statistisch signifikante Datenpunkte zu erhalten. Die auffälligsten Komponenten sind die 2.2 MeV-Linie und die Emission im Bereich der nuklearen Linien um 4.4 MeV und etwa $6-7\,MeV$. Deutlich ist auch der Abfall zu niederen Energien und in der Region zwischen der Neutroneneinfanglinie und den nuklearen Linien. Dies deutet darauf hin, daß das Spektrum vor allem durch Reaktionen von Protonen und Ionen erzeugt worden ist und Bremsstrahlung nur eine untergeordnete Rolle spielt.

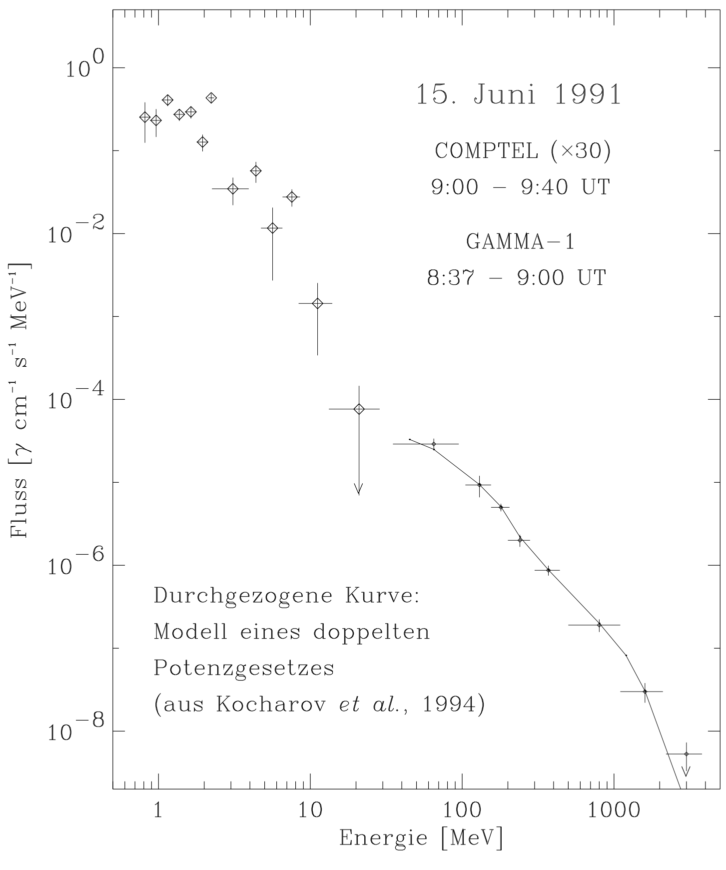


Abbildung 5.10: *Spektrum für den Flare am 15. Juni. Gezeigt sind die Ergebnisse von COMPTEL (mit einem Faktor 30 multipliziert) und GAMMA-1. Das Modell nach Kocharov et al. (1994) ist mit eingezeichnet.*

In Abbildung 5.10 ist das Spektrum von GAMMA-1 (aus Kocharov G. *et al.*, 1994) oberhalb 50 MeV mit eingezeichnet. Der Vergleich der Flußwerte ist nicht einfach möglich, da beide Spektren zu verschiedeen Zeiten aufgenommen wurden. Die kombinierten Zeitprofile von COMPTEL und GAMMA-1 (vgl. Abbildung 4.6 auf Seite 56) können durch eine Exponentialfunktion mit einer Abklingkonstanten von etwa 12 min beschrieben werden. Mit der zeitlichen Differenz der Beobachtungsfenster von etwa 45 min ist zu erwarten, daß die Emission in diesem Zeitraum auf etwa $1/30$ abgeklungen ist. Um die Spektren vergleichen zu können, sind die COMPTEL-Datenpunkte mit dem Faktor 30 multipliziert. Obwohl die Meßbereiche nicht überlappen zeigt sich, daß die gefundenen Spektren sehr gut aneinander anschließen.

Dieses Spektrum wurde von Kocharov G. *et al.* (1994) durch ein Protonenspektrum erklärt, das im Bereich einiger 100 MeV einen Knick aufweist und zu höheren Energien hin härter wird. Dieses Modell ist in Abbildung 5.10 mit eingezeichnet und kann die Messungen von GAMMA-1 gut erklären. Zu niederen Energien hin erwartet man ein Abflachen des Verlaufs. COMPTEL registriert jedoch starke Emission im Bereich der nuklearen Linien und darüber. Genauere Rechnungen müssen zeigen, ob dieses Modell mit den Messungen COMPTELs verträglich ist.

Die Daten von GAMMA-1 für denselben Zeitbereich wurden von Akimov *et al.* (1994) mit einer anderen Methode entfaltet und zeigen in diesem Fall ein deutliches Abknicken unterhalb von etwa 100 MeV. Der Verlauf der Meßpunkte von COMPTEL würde in diesem Bereich einen um etwa 2 Größenordnungen höheren Fluß erwarten lassen, so daß dieses entfaltete Spektrum nur schwer mit dem Resultat von COMPTEL zu vereinbaren ist.

Über die spektrale Härte des Spektrums am 15. Juni lassen sich nur bedingt Aussagen machen. Es kann genau wie beim 11. Juni-Flare das Fluenz-Verhältnis aus der 2.2 MeV-Linie und der nuklearen Emission bestimmt werden, jedoch mißt man nur einen Teil der bereits abklingenden Emission. Da keine Angaben über den Einfluß der Bremsstrahlung vorliegen, wird die Interpolationsmethode verwendet, um den Linienfluß zu bestimmen. Die Bremsstrahlung wird gegenüber den nuklearen Linien vernachlässigt, da der elektronische Einfluß zu diesen späten Zeiten offenbar gering ist. Es ergeben sich Werte von $\Phi^E_{2.2} = (12.8 \pm 1.4)\,\gamma\, cm^{-2}$ und $\Phi^E_{4-7} = (18.6 \pm 2.20\,\gamma\, cm^{-2}$ und damit ein Fluenz-Verhältnis von $R = 0.7 \pm 0.2$. Dies ist etwas kleiner als der von McConnell *et al.* (1993) angegebene Wert von 0.92 ± 0.21. Beide Ergebnisse sind im Rahmen der Meßunsicherheiten verträglich und deuten auf ein relativ weiches Spektrum hin.