Anhang B

Entfaltung des gemessenen Signals der Neutronen

Propagation der Neutronen von der Sonne zur Erde

Ein relativistisches Neutron mit kinetischer Energie E bewegt sich mit einer Geschwindigkeit von

$$\frac{v_n(E)}{c} = \sqrt{1 - \left(\frac{m_n c^2}{E + m_n c^2}\right)^2} \tag{B.1}$$

Die Größe $m_n c^2 = 939.44 MeV$ gibt die Ruheenergie des Neutrons an. Damit kann man die Laufzeit t_n von der Sonne zur Erde als

$$t_n(E) = t_\gamma \, \frac{E + m_n c^2}{\sqrt{E(E + 2m_n c^2)}} \tag{B.2}$$

schreiben, wobei t_γ die Laufzeit der elektromagnetischen Strahlung angibt. Sie berechnet sich aus der Entfernung von der Sonne zur Erde ($1.0154 AE$ am 11. Juni) zu $t_\gamma = 504 s$.

Daraus ergibt sich, daß die Neutronen im COMPTEL-Energiebereich von $9 - 100\,MeV$ in einem Zeitfenster eintreffen, das gegenüber der zeitgleich emittierten elektromagnetischen Strahlung um etwa $52\,min$ bis $28\,min$ verschoben ist.

Freie Neutronen sind nicht stabil, sondern zerfallen spontan mit einer Lebensdauer von etwa $\tau_n = 913 s$ im Ruhesystem. Für ein relativistisches Neutron berechnet sich die Wahrscheinlichkeit $P_n(E)$ für ein Überleben nach der Laufzeit $t_n(E)$ zu

$$P_n(E) = \exp\left[-\frac{t_n(E)}{\tau_n} \frac{m_n c^2}{\sqrt{E\,(E + 2m_n c^2)}}\right] . \tag{B.3}$$

Wegen ihrer längeren Laufzeit zerfallen mehr niederenergetische Neutronen. Von den Neutronen mit $10 MeV$ und $100 MeV$ sind auf dem Weg zur Erde etwa 98%, bzw 69% zerfallen.
Die Propagation zur Erde beinhaltet damit zwei Effekte, den Zerfall und die Leufzeitdispersion — beide ausschließlich eine Funktion der Neutronenenergie —, die bei der Interpretation und der Berechnung von Neutronenflüssen zu berücksichtigen sind.

Entfaltungsmethode für Neutronen

Die Zählrate kann allgemein als Faltung aus dem einfallenden Fluß und der effektiven Fläche des Instruments angegeben werden:

$$n_n(E,t) = \Phi_n(E,t)\, A^n_{eff}(E) \tag{B.4}$$

mit N_n Neutronenzählrate
Φ_n Neutronenfluß am Ort der Erde
A^n_{eff} effektive Fläche des Instruments für den Nachweis von Neutronen

Da ein zum Zeitpunkt t registriertes Neutron zum Zeitpunkt $t - t_n(E)$ auf der Sonne emittiert wird, ergibt sich der Fluß als

$$\Phi_n(E,t) = \frac{\psi}{4\pi R^2}\, Q_n\left(E, t - t_T(E)\right)\, P_n(E) \tag{B.5}$$

mit ψ Raumwinkel der Emission
R Entfernung Sonne-Erde ($1.0154 AE$)
Q_n Emissivität am Ort der Sonne
P_n Wahrscheinlichkeit für das Neutron, auf dem Weg von der Sonne zur Erde nicht zu zerfallen

Das Ziel ist die Bestimmung der Funktion Q_n, die alle Informationen über den zeitlichen und spektralen Verlauf der Neutronenemission enthält. Aus einer genügend genauen Messung ist es möglich, zeitliches und spektrales Verhalten direkt zu bestimmen. Die Messungen, die von den Juni-Flares zur Verfügung stehen, bewegen sich jedoch im Bereich von etwa 5σ. Um eine Entfaltung zu erleichtern, sind zusätzliche Annahmen über den Charakter der Emission notwendig. Dies ist auf folgende Weise möglich:

Unter der Voraussetzung, daß $t_n(E)$ nur eine geringe Abhängigkeit von E aufweist, kann man die Funktion Q_n in einen nur zeit- und einen nur energieabhängigen Anteil aufzuspalten. Dies läßt sich erreichen, wenn das zu entfaltende Energieintervall $[E_{min}; E_{max}]$ so klein gewählt wird, daß die Bedingung

$$|t_n(E_{max}) - t_n(E_{min})| \ll t_n(\overline{E}) \quad \text{wobei} \quad \overline{E} \in [E_{min}; E_{max}]$$

erfüllt ist. Nun kann man schreiben:

$$Q_n\left(E, t - t_n(E)\right) \approx I_n(E, t_0) \cdot T_n(t - t_0) \tag{B.6}$$

mit I_n Spektrum der zu einem Zeitpunkt t_0 am Ort der Sonne emittierten Neutronen
T_n Zeitprofil der Neutronenproduktion am Ort der Sonne für das betrachtete Energieintervall

Nun kann die Integration über die Beobachtungszeit $[t_{min}; t_{max}]$ und das Energieintervall $[E_{min}; E_{max}]$ leicht ausgeführt werden und liefert die Anzahl der registrierten Ereignisse N_n:

$$\begin{aligned}
N_n &= \int_{E_{min}}^{E_{max}} dE \int_{t_{min}}^{t_{max}} dt'\, \Phi_n(E,t') A^n_{eff}(E) \\
&= \frac{1}{R^2} \int_{E_{min}}^{E_{max}} dE\, I_n(E,t_0)\, P_n(E) A_{eff}(E) \;\times \int_{t_{min}}^{t_{max}} dt'\, T_n(t'-t_0) \\
&= \frac{1}{R^2} I_n(\overline{E},t_0) \int_{E_{min}}^{E_{max}} dE\, P_n(E) A_{eff}(E) \;\times \int_{t_{min}}^{t_{max}} dt'\, T_n(t'-t_0) \qquad \text{(B.7)}
\end{aligned}$$

Bei der Integration wurde eine Emission in einen Raumwinkel von 4π angenommen. Die Integrationsgrenzen auf der Sonne ergeben sich nun aus den Grenzen des Beobachtungsintervalls COMPTELs t_1 und t_2 zu

$$\left.\begin{aligned} t_{min} &= t_1 - t_0 - t_n(\overline{E}) \\ t_{max} &= t_2 - t_0 - t_n(\overline{E}) \end{aligned}\right\} \qquad \text{(B.8)}$$

und sind ebenso auf den Zeitpunkt t_0 bezogen.

Mit folgender Methode wird ein Spektrum erzeugt: Es wird ein Zeitfenster gewählt, die Neutronen werden in Energiebereiche gemäß der Bedingung B.6 eingeteilt und dann die Anzahl der emittierten Neutronen für diesen Energiebereich nach B.7 ermittelt.

In Modellrechnungen (Hua & Lingenfelter) wurde die spektrale Form der erzeugten Neutronen ermittelt. Im Bereich $9 - 100\, MeV$ kann das Emissionsspektrum an der Sonne durch ein Potenzgesetz beschrieben werden. Die entfalteten Spektren werden deshalb mit einem Potenzgesetz

$$I_n(E,t_0) = I_0\, E^{-\alpha} \qquad \text{(B.9)}$$

beschrieben.

Um eine Entfaltung durchführen zu können, sind vernünftige Annahmen für die Funktion $T_n(t-t_0)$ notwendig. Zwei Möglichkeiten werden hier kurz erwähnt:

- Das Abklingverhalten von Flares läßt meist einen exponentiellen Abfall erkennen. Auch aus dem Einschluß von Teilchen in magnetische Strukturen ergibt sich eine Ausfallrate, die exponentiell abklingt. Daher ist es naheliegend, die Zeitabhängigkeit als

  $$T_n(t-t_0) = T_0\, \mathrm{e}^{-(\mathrm{t}-\mathrm{t}_0)/\tau} \qquad \text{(B.10)}$$

  anzusetzen und die Parameter T_0 und τ aus der Messung zu bestimmen. Da das Abklingverhalten durch mehrere Zeitkonstanten bestimmt sein kann, kann für diesen Ansatz auch

  $$T_n(t-t_0) = \sum_i (T_i\, \mathrm{e}^{-(\mathrm{t}-\mathrm{t}_0)/\tau_i}) \qquad \text{(B.11)}$$

  substituiert werden.

- Neutronen, die in die Photosphäre eindringen, produzieren eine γ–Linie bei $2.2MeV$. Damit ist es prinzipiell möglich, das Zeitverhalten dieser Linie der Neutronenproduktion auf der Sonne zugrundezulegen. Die Verzögerung der Linienemission durch den Einfangprozess ist unerheblich, da sie viel kürzer ist als die Flugzeit der Neutronen zur Erde. Wichtig ist dabei, daß die Linie auch von Neutronen mit etwa gleichen Energien verursacht wird. So können Debrunner *et al.*, 1995 zeigen, daß hochenergetische Neutronen, wie sie mit Neutronenmonitoren nachgewiesen werden, nicht mit der $2.2MeV$-Linie korrelieren. Ihr Verhalten wird dagegen besser durch die von Pionen stammende Emission beschrieben, die ebenfalls hohe Energien zur Produktion erfordert.

Für die Entfaltung nach Gleichung B.7 wird außerdem die Antwortfukktion COMPTELs auf Neutronen benötigt. Diese Antwort-Matrix kann jedoch in erster Näherung als Diagonalmatrix mit wenigen Elementen aufgefaßt werden, da nur wenige Datenpunkte dieser Antwortfunktion bekannt sind: Es wurden vier Messungen bei Energien von $18.5MeV$, $35.7MeV$, $77.0MeV$ und $132.1MeV$ durchgeführt (O'Neill *et al.*, 1992). Der Verlauf der verwendeten Antwortfunktion ist in Abbildung B.1 gezeigt (vgl. Tabelle 3.4 auf Seite 44).

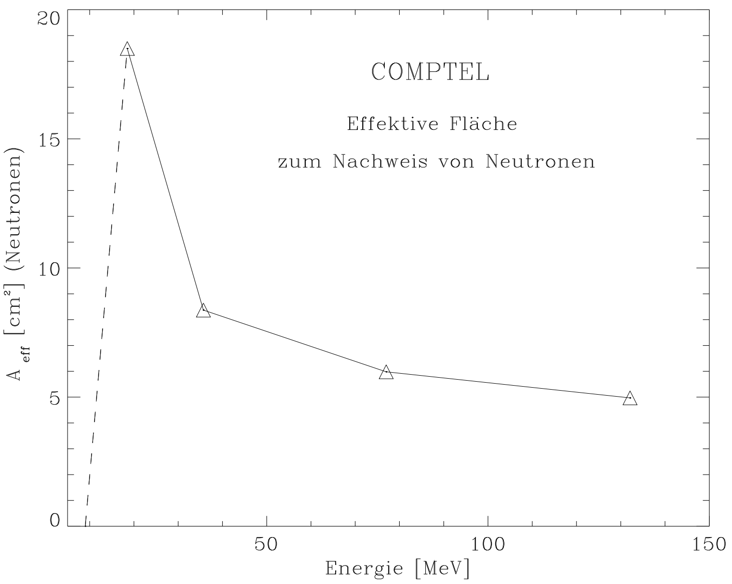

Abbildung B.1: *Effektive Fläche von COMPTEL für den Nachweis von Neutronen. Die Datenpunkte stellen die Ergebnisse einer Beschleuniger-Eichung des* ***COMPTEL Science Model III*** *dar (aus O'Neill et al., 1992). Zwischen den Datenpunkten wird eine lineare Interpolation benutzt. Für kleine Energien nimmt die Effizienz stark ab, aber es wurden keine Messungen unterhalb von 18.3 MeV ausgeführt.*