Kapitel 2

Solare Flares

2.1 Ein einfaches Flare-Modell

Das solare Magnetfeld ist einem etwa elfjährigen Zyklus unterworfen. In dessen Verlauf bildet sich die ausgeprägte Maximumsstruktur mit seiner Konzentration des magnetischen Flusses auf aktive Regionen immer mehr zurück, bis sich das Magnetfeld schließlich großräumig umpolt und erneut aktive Regionen entstehen. Die Ursachen der Veränderungen sind die Strömungsverhältnisse in tiefen Schichten der solaren Konvektionszone, deren Beschreibung als Dynamo-Modell oder Babcock-Leighton-Theorie (Babcock, 1961; Leighton, 1969) bekannt ist. Diese fundamentalen Änderungen des Magnetfelds sind die treibende Kraft für alle Aktivitätserscheinungen der Sonne, die in den atmosphärischen Schichten (siehe Überblickszeichnung in Abbildung 2.1) stattfinden. Flares sind daher eng an die Aktivitätszentren auf der Sonne gekoppelt.

Eine wichtige Rolle spielen bogenförmige bipolare Magnetfeldstrukturen, die ihre Fußpunkte in der Umgebung von Fleckengruppen haben und weit in die Korona reichen können (Ausdehnung von $10^3\,km$ bis $> 10^5\,km$). Auf H_α-Aufnahmen wurden oft gleichzeitig mit Flares oder in deren Folge bogenförmige Protuberanzen am Sonnenrand beobachtet. Auch SKYLAB-Aufnahmen der Sonne von 1973 zeigen diese Strukturen im UV-Licht. Die direkte Bestätigung liefern YOHKOH-Aufnahmen (z.B. Hudson, 1994) von Flare-Bögen bei Energien von etwa $15 - 100\,keV$ — also vor allem nichtthermische Emission von Elektronen — mit hoher räumlicher Auflösung.

Die Speicherung der Flare-Energie geschieht durch Verwindung und Verdrillung der Magnetfeldlinien. Diese komplexen Strukturen können sich über Tage hinweg aufbauen und stabil bleiben, bis sie sich schlagartig in einen energetisch günstigeren Zustand umorientieren und die gespeicherte Energie auf sehr kurzen Zeitskalen (im Sekundenbereich, Substruktur in Röntgen-Bursts bis $< 100\,ms$, z.B. Kiplinger *et al.*, 1984) freisetzen. Die Auslöser sind vermutlich thermische Instabilitäten, die ihren Ursprung ebenfalls in der Konvektionszone haben. Als Mechanismus für dieses blitzartige Umklappen der Felder wird die Dissipation entgegengerichteter Magnetfelder angenommen. Diese magnetische Rekonnektion kann auch im Bugschock und im Magnetschweif der Erdmagnetosphäre beobachtet werden.

Es ist noch nicht zweifelsfrei geklärt, zu welchen Anteilen die freigesetzte Energie in thermische Aufheizung des Plasmas und in nichtthermische Beschleunigung der geladenen Teilchen in der Flare-Region geht. Fest steht, daß es zwischen Flares große Unterschiede geben kann: Zum einen beobachtet man die sogenannten thermischen Flares, die einen großen Energieinhalt

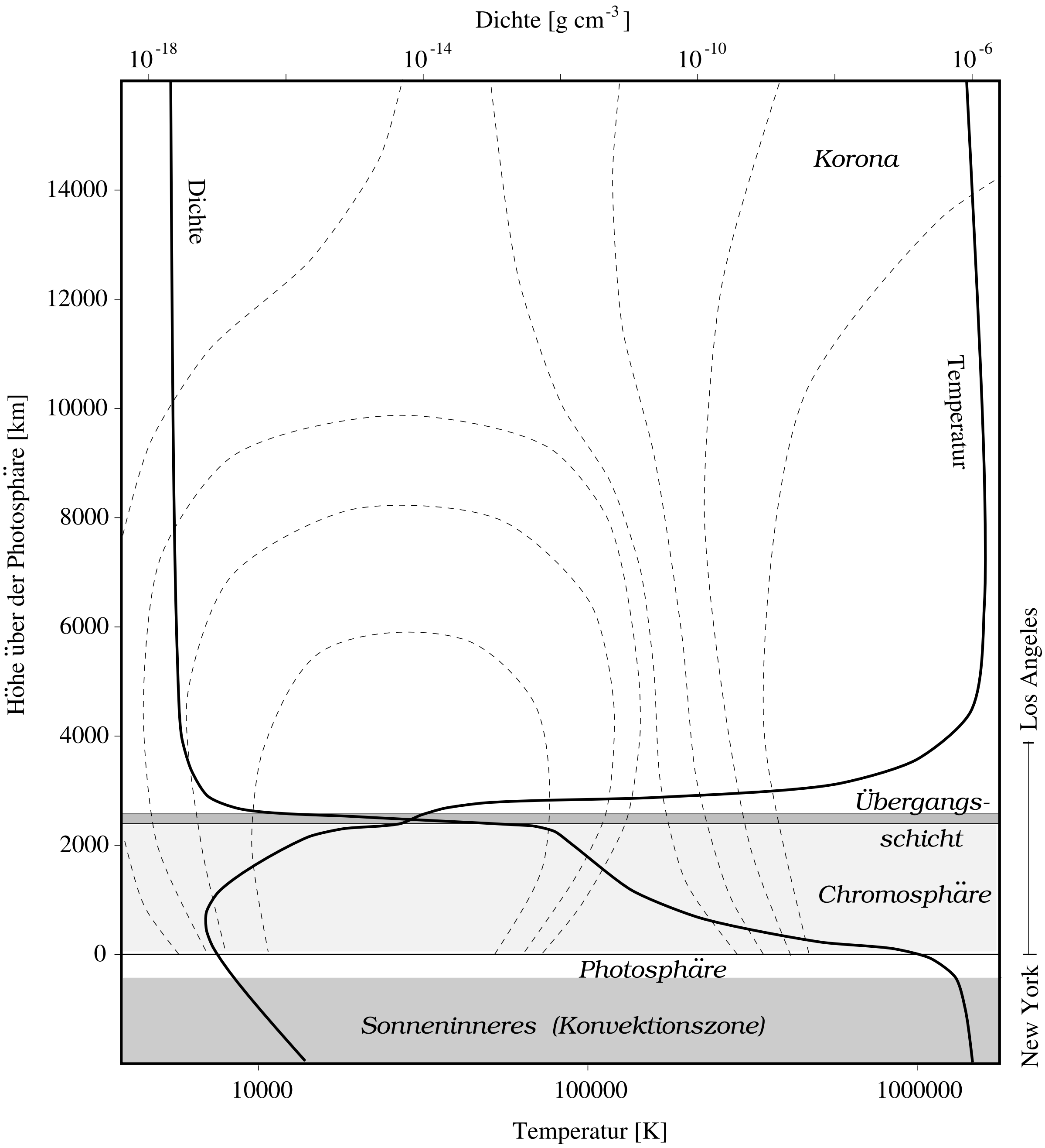

Abbildung 2.1: *Darstellung des Aufbaus der Sonnenatmosphäre (siehe z.B. Avrett, 1981). Der Verlauf von Temperatur und Dichte erfährt in der Übergangsregion zwischen Chromosphäre und Korona eine enorme Änderung.*
Mit eingezeichnet sind einfache, kleinräumige Magnetfeld-Konfigurationen (gestrichelte Linien), wie sie als typisch für Flares angenommen werden. Die Ausdehnung der Flare-Bögen variiert zwischen wenigen $1000\,km$ *bei impulsiven Flares bis zu* $> 100\,000\,km$ *bei langandauernden graduellen Ereignissen.*
Einen Eindruck der Größenverhältnisse vermittelt die rechts angegebene Entfernungsskala. Während der Sonnenradius etwa 100 Erdradien beträgt, spielen sich die wichtigen Ereignisse solarer Flares auf einer Skala von einigen 1000 km ab. Andererseits reichen große Flare-Bögen bis in eine Höhe von etwa 20 Erdradien über der Photosphäre und "offene" Bögen gehen übergangslos ins interplanetare Magnetfeld über.

besitzen, jedoch ausschließlich zu einer Plasma-Aufheizung führen. Andererseits spricht vieles dafür, daß die Injektion heißen chromosphärischen Materials in die Flare-Bögen durch die Energiedeposition von beschleunigten Elektronen in den Fußpunkten gespeist wirt. Dies bedeutet, daß der thermischen Emission eine nichtthermische Beschleunigung der Elektronen vorausgeht.

Eine zentrale Position bei der Erforschung der Vorgänge in solaren Flares nehmen die bis auf relativistische Energien beschleunigten Teilchen ein. Sie entstehen in direkter Folge der Prozesse der Energiefreisetzung und liefern daher wichtige Hinweise auf die physikalischen Bedingungen in der Beschleunigungs- und Speicherregion.

Diese Teilchen können *in situ* im interplanetaren Raum gemessen werden. Jedoch werden sie beim Transport von der Sonne zur Erde durch zahlreiche Prozesse wie Streuung, Zerfall oder Nachbeschleunigung beeinflußt. Eine weitere wichtige Möglichkeit bietet daher die Beobachtung hochenergetischer elektromagnetischer Strahlung, die als Sekundärprodukt durch Wechselwirkung dieser Teilchen mit der Sonnenatmosphäre entsteht. Dabei sind die direkt gemessenen Teilchen sehr wahrscheinlich nicht mit der Population identisch, von der die elektromagnetische Strahlung erzeugt wird.

Eine sehr vereinfachte Einteilung des zeitlichen Verlaufs eines Flares läßt sich durch den Vergleich seiner Emission in verschiedenen Energiebereichen erstellen (siehe Abbildung 2.2). Dieses Schema stellt jedoch nur allgemeine Grundzüge dar und individuelle Ereignisse können wesentlich davon abweichen.

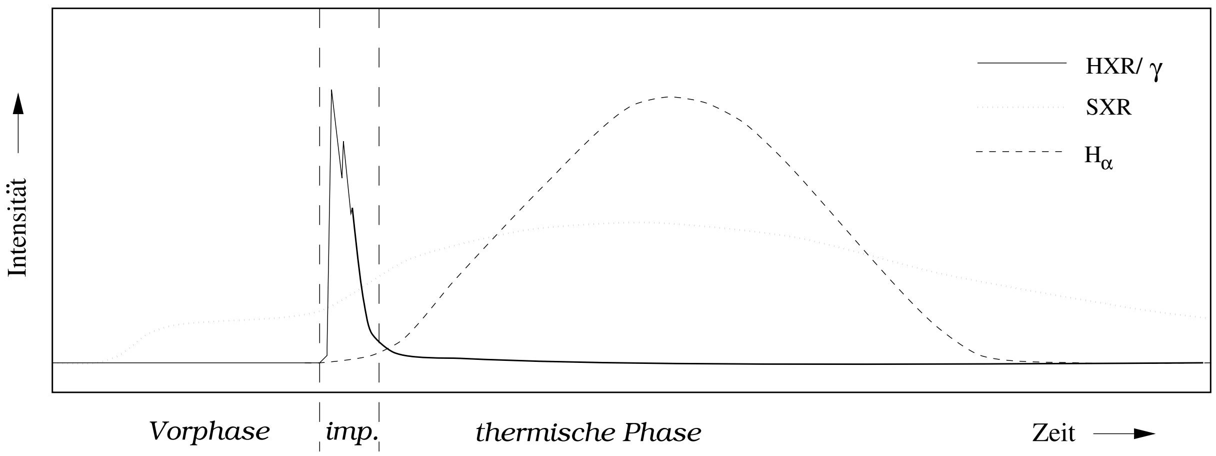

Abbildung 2.2: *Schematische Einteilung des Zeitverlaufs eines Flares in unterschiedlichen Energiebändern.*

Oft zeigen Flares eine ***Vorphase*** (Minuten bis Stunden vor dem Ausbruch), bei dem sich eine langsame Zunahme der Emission im UV- und weichen Röntgen-Bereich (*soft X-ray*, SXR) beobachten läßt (z.B. Ryan & Simnett, 1989). Auch optisch zeigt sich manchmal eine Bewegung innerhalb der Fleckengruppe und Veränderungen in Magnetogrammen weisen auf Verscherungen des Magnetfelds hin. All diese Vorgänge sind Indizien für eine thermische Instabilität und deuten darauf hin, daß die Konfiguration der aktiven Region nicht mehr länger stabil bleiben kann.

Der eigentliche Ausbruch, die ***impulsive Phase***, zeigt einen oder mehrere kurzzeitige Ausbrüche im harten Röntgen- (*hard X-ray*, HXR) und γ–Bereich sowie im Mikrowellenbereich. In dieser Phase geschieht die rasche Freisetzung der gespeicherten Energie und die Beschleunigung von Teilchen.

Während die Energiefreisetzung im koronalen Bereich des Flare-Bogens geschieht (Kahler *et al.*, 1980), können die beschleunigten Teilchen entlang den Magnetfeldlinien entweder entweichen oder in die dichten chromosphärischen Schichten laufen. Dort erzeugen die Elektronen über den Bremsstrahlungsprozeß γ–Strahlung, die Ionen lösen beim Auftreffen auf die ruhende Materie Kernreaktionen aus. Außerdem spielt der Einschluß von Teilchen in den Bögen eine wichtige Rolle für den Zeitverlauf der Emission.

Da diese Prozesse den Schlüssel zur Interpretation der Flare-Beobachtungen von COMPTEL bilden, wird in den nachfolgenden Abschnitten 2.3, 2.4 und 2.5 genauer darauf eingegangen.

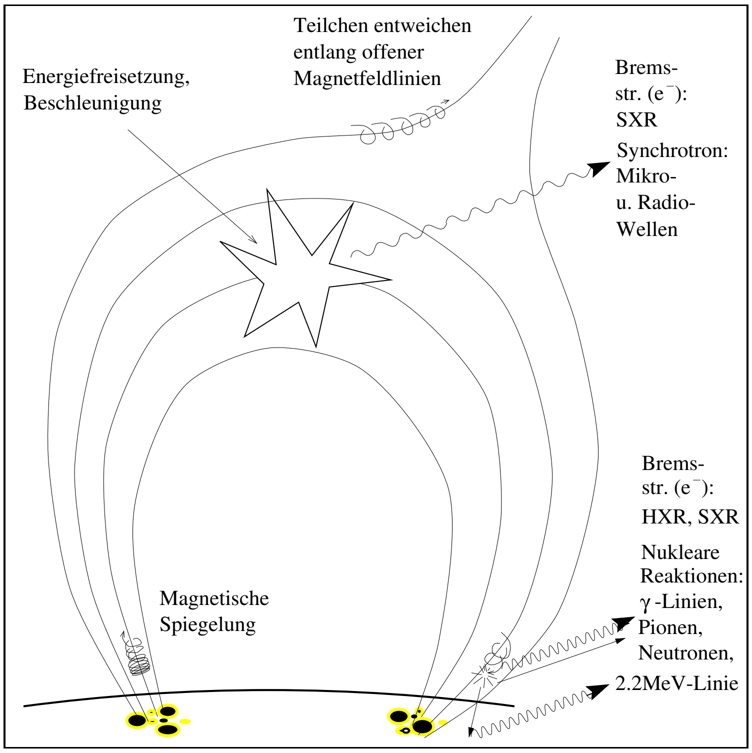

Abbildung 2.3: *Zusammenhang zwischen beschleunigten Teilchen und der emittierten Hochenergiestrahlung in einem einfachen Flare-Modell.*

Nach dem schnellen Abklingen dieser HXR- und γ–Ausbrüche steigen SXR-, UV- und H_α-Fluß zu ihrem Maximum an und klingen danach langsam ab. Diese ***thermische Phase*** ist vor allem durch langsam veränderliche thermische Emission gekennzeichnet.

Wie sich bei den Flares vom 11. und 15. Juni 1991 gezeigt hat, kann sich an die impulsive Phase aber auch eine lang-andauernde Emission bei hohen Energien anschließen.

2.2 Klassifikation von Flares

Flareausbrüche zeichnen sich durch eine erstaunliche Vielfalt aus und individuelle Eigenschaften wie Zeitdauer, gesamter Energieausstoß, spektrale Verteilung der emittierten Strahlung, Zusammenhang mit assoziierten Phänomenen wie Radio-Bursts oder CMEs weisen eine große Variationsbreite auf. Es verwundert daher nicht, daß trotz des gewaltigen Beobachtungsmaterials eine geschlossene Interpretation der Prozesse nach wie vor nicht möglich ist.

Aufgrund des enormes Parameterraums können Flares als sogenannte schwach deterministische Systeme eingeordnet werden. Die Interpretation solcher Systeme ist oft nur mit einer nichtlinearen Beschreibung möglich. Beispiele hierfür sind das Wettergeschehen und in extremen Maße biologische Systeme. Ein Indiz für starke Nichtlinearität ist beispielsweise, daß sich zwei Flares aus scheinbar gleichen Anfangsbedingungen in völlig unterschiedlicher Weise entwickeln können.

Bereits früh wurde eine Einteilung nach physikalischen Unterschieden versucht. Trotz der großen Variation vieler Parameter, gibt es Kriterien, die eine Einteilung in zwei Flare-Klassen erlauben:

impulsive Flares	**graduelle Flares**
Kurze Zeitdauer der SXR-Emission[a] im Minutenbereich ($< 1\,h$).	Lange Zeitdauer[a] der SXR-Emission im Stundenbereich ($> 1\,h$).
Emission stammt aus kleinem Volumen[b].	Emission stammt aus großem Volumen[b].
Niedere Flarebögen ($< 10^4\,km$). Chromosphärischer Anteil merklich.	Hohe Flarebögen (bis $10^5\,km$). Koronale Bedingungen dominieren.
Kompakte, einfache, geschlossene Bögen.	Ausgedehnte, komplexe Bögen, offene Feldlinien.
Keine Korrelation mit CMEs festgestellt.	Korrelieren mit CMEs. Korrelation nimmt mit zunehmender Flaredauer (SXR) zu: bei $1\,h$ ($6\,h$) Dauer sind 26% (100%) der Flares mit CMEs korreliert[c].
Anomalien bei Elementhäufigkeiten, z.B. bei ^{3}He/^{4}He, ^{1}H/^{4}He und schwereren Elementen (O/C, Si/C, Mg/C, Ne/C, Fe/C).	Keine signifikante Abweichung von den koronalen Häufigkeiten festgestellt.
Durchschnittliche Ionisationsstufe von Eisen[c]: etwa Fe^{20+} $\Rightarrow$ Emission stammt aus heißer Region mit $> 10^7\,K$ (wird nur im Flare-Plasma selbst erreicht).	Durchschnittliche Ionisationsstufe von Eisen: etwa Fe^{12+} $\Rightarrow$ Emission stammt aus kühleren Regionen mit $\approx 10^6\,K$ (typisch für Korona und Sonnenwind).
Hohes e^-/p^+-Verhältnis.	Niederes e^-/p^+-Verhältnis.

[a] Ursprünglich wurde diese Unterscheidung von Pallavicini *et al.* (1977) nach einer Analyse der Skylab-Daten eingeführt. Die Trennung bei $1\,h$ ist allerdings willkürlich.

[b] auch als "kompakte" Flares bezeichnet.

[c] nach einer Untersuchung von Luhn *et al.* (1987).

[a] auch als *long-duration events* LDE bezeichnet.

[b] wegen der charakteristischen Erscheinung im Licht der H_α-Linie auch als *two-ribbon flares* bezeichnet.

[c] nach einer Untersuchung von Sheeley *et al.* (1983).

Es gibt also für die Unterscheidung impulsiv-graduell eine Reihe von Indizien, allerdings sind einige Kommentare zu dieser Einteilung notwendig:

Viele Parameter ändern sich kontinuierlich und lassen keine klare Trennung in zwei Klassen zu (siehe 'impulsive Flares', Fußnote (a)).

Die angeführten Anomalien der Elemente (^{3}He/^{4}He, ^{1}H/^{4}He, Fe/C, etc.) sind zwar Indizien für impulsive Flares, aber nicht untereinander korreliert. Die Beobachtung dieser Anomalien in den Elementhäufigkeiten bei impulsiven Flares ist von großer Bedeutung, da sie eine selektive Beschleunigung verschiedener Elemente[1] voraussetzen.

Die Einteilung ist nicht immer konsistent. So wurden aus Kernlinienspektren protonendominierter Flares (ein kleines e^-/p^+-Verhältnis deutet auf graduelle Eigenschaften hin) Überhäufigkeiten abgeleitet (Murphy *et al.*, 1991), die für impulsive Flares charakteristisch sind.

Aus der Beobachtung der Ionisierungszustände von Eisenionen, die im interplanetaren Medium gemessen werden, läßt sich zum Beispiel die Temperatur in der Beschleunigungsregion ableiten (Luhn *et al.*, 1987). Die Ergebnisse deuten darauf hin, daß die Teilchen bei impulsiven Flares direkt in der Flare-Region beschleunigt werden, bei graduellen Flares jedoch in entfernteren und daher kühleren Gebieten der Korona. Weitere Unterstützung erfährt diese Interpretation durch die Beobachtung, daß die HXR-Bursts impulsiver Flares von den Fußpunkten kleiner Bögen mit kleiner magnetischer Konvergenz (Spiegelverhältnis $B_{max}/B_{min} < 5$) und hohen Magnetfeldstärken (Petrosian, 1994) stammen. Erst nach der impulsiven Phase werden große Bögen bevölkert, die bessere Einschlußbedingungen bereitstellen.

Allgemein läßt sich feststellen, daß die Bedeutung von Elektronen gegenüber Protonen und Ionen um so mehr zunimmt, je ausgeprägter die impulsiven Eigenschaften des Flares sind. Im Extremfall der elektronendominierten Ereignisse (Rieger & Marschhäuser, 1990) überdeckt das Bremsstrahlungsspektrum der Elektronen das nukleare Linienspektrum völlig.

[1]Es sind vor allem Elemente mit geringem ersten Ionisierungspotential überhäufig. Die Beobachtung dieser Anreicherung wird daher als FIP-Effekt (*first ionization potential*) bezeichnet.

2.3 Beschleunigung von Teilchen

Zu den zentralen Fragen des Flare-Phänomens zählt der Prozeß der Teilchenbeschleunigung. Aus Beobachtungen sind charakteristische Eigenschaften bekannt, die ein Beschleunigungsmodell erklären muß. Die aufgeführten Charakteristika stammen alle aus dem Bereich der Hochenergie-Astronomie, wie sie von Satelliten aus durchgeführt wird:

- Der spektrale Verlauf der beschleunigten Teilchen, der sich aus der direkten Beobachtung im interplanetaren Raum und aus γ–Messungen ableiten läßt, zeigt eine große Vielfalt. Die Modelle müssen genug Spielraum bieten, um die verschiedenen Messungen erklären zu können.
- Der Vergleich von HXR-Bursts und γ–Messungen erfordert, daß gleichzeitig relativistische Elektronen und Protonen mit Mindestenergien von einigen $10\,MeV$ innerhalb von $< 1\,s$ zur Verfügung stehen (Forrest & Chupp, 1983).
- Von mehreren Flares wird γ–Strahlung mit Energien $> 50\,MeV$ beobachtet, die mit dem Zerfall von Pionen erklärt wird. Für die Produktion von Pionen müssen Protonen auf eine Mindestenergie von einigen hundert MeV beschleunigt werden.
- Die Modelle müssen den FIP-Effekt erklären, d.h. die Überhäufigkeit von ^{3}He sowie einigen schwereren Elementen in impulsiven Flares.

Die wichtigsten Prozesse, die diskutiert werden (siehe z.B. Melrose, 1991), basieren auf einer Wechselwirkung der geladenen Teilchen mit MHD-Wellen des Plasmas, vor allem mit Alfvén-Wellen und Whistler-Turbulenzen für Elektronen. Da sich solche Wellen nur im dünnen, ionisierten Medium der Korona anregen lassen, ergibt sich die Sonnenkorona als der wahrscheinlichste Ort der Beschleunigung. Diese Plasmaturbulenz kann bereits durch die primäre Energiefreizetzung oder rückwirkend durch die beschleunigten Teilchen selbst induziert werden. Die wichtigsten Beschleunigungsprozesse werden nun näher dargestellt.

Stochastische Beschleunigung

Bei der stochastischen Beschleunigung (Fermi-Beschleunigung 2. Ordnung) tritt eine Streuung der Teilchen an unkorrelierten Plasma-Wellen auf (z.B. Fermi, 1949; Reames, 1991; Lee, 1994). Je nach Stoßgeometrie gewinnen oder verlieren die Teilchen bei einem Einzelprozess an Energie. Da statistisch mehr Gewinn- als Verlust-Stöße auftreten, erhöht sich dabei ihre Energie im Mittel.

Dieser Mechanismus bewirkt jedoch nur dann eine effiziente Beschleunigung, wenn die feldparallele Komponente der Gyrationsbewegung ein ganzzahliges Vielfaches der Alfvéngeschwindigkeit ist (gyro-resonante Beschleunigung). Diese Bedingung setzt aber eine Mindestenergie der Teilchen voraus, d.h. damit die stochastische Beschleunigung effizient arbeitet, ist eine Vorbeschleunigung der Teilchen notwendig.

Dieser Beschleunigungsmechanismus erzeugt Spektren, die durch modifizierte Bessel-Funktionen 2. Ordnung beschrieben werden können. Die Form des Spektrums (siehe Abbildung 2.4) geht für ultrarelativistische Energien in ein Potenzgesetz über, verläuft bei niederen Energien jedoch flacher.

Die Spektren lassen sich durch eine Größe αT parametrisieren (dabei bedeutet ein kleineres αT ein Zunahme der spektralen Härte), wobei α die Effizienz und T die Dauer des Beschleunigungsvorgangs beschreibt. Dabei werden α und T als energieunabhängig angenommen.

Ein wichtiger Punkt ist das Zeitverhalten des Vorgangs. Unter vernünftigen Annahmen über das Frequenzspektrum der Alfvén-Wellen (siehe Miller & Ramaty, 1989) läßt sich die mittlere Energiezunahme im gyro-resonanten Fall nach Ramaty & Mandzhavidze (1994a) als

$$\langle \frac{dE}{dt} \rangle = 1.1 \times 10^{-6}\, W_A\, v_A^2\, \left(\gamma^2 - 1\right)^{1/3} \tag{2.1}$$

mit $\langle dE/dt \rangle$ mittlere Energiezunahme in $MeV\, s^{-1}$
v_A Alfvén-Geschwindigkeit in $km\, s^{-1}$
W_A Energieinhalt der Plasma-Turbulenz in $erg\, cm^{-3}$
γ Lorentz-Faktor des Teilchens

schreiben. Daraus ergibt sich eine mittlere Beschleunigungszeit zu

$$T_{acc} \simeq \frac{E}{\langle dE/dt \rangle} \simeq 8.5 \times 10^{8}\, \frac{1}{W_A\, v_A^2}\, \frac{(\gamma - 1)}{(\gamma^2 - 1)^{1/3}}\ . \tag{2.2}$$

Für Protonen mit einigen $100 MeV$ und einer relativ hohen Alfvén-Geschwindigkeit $v_A = 2000\, km\, s^{-1}$ ergibt diese Abschätzung $T_{acc} \simeq 100/W_A$. Damit lassen sich kurze Beschleunigungszeiten von etwa $10\, s$ bis $100\, s$ mit starken MHD-Turbulenzen $W_A > 1\, erg\, cm^{-3}$ verwirklichen. Die Erklärung von extrem kurzen Zeiten, sowie die Beschleunigung in großen koronalen Bögen, die eine kleinere Energiedichte der MHD-Wellen W_A aufweisen, bleiben unverstanden.

Stochastische Beschleunigung liefert eine gute Anpassung der spektralen Form an die im interplanetaren Raum gemessenen Teilchenspektren. Man kann sie sehr gut durch Bessel-Funktionen beschreiben, die bei hohen Energien im GeV-Bereich abbrechen.

Von Miller & Viñas (1993) wurde ein Modell entwickelt, das gyro-resonante Beschleunigung an Alfvén-Wellen als Beschleunigungsprozeß annimmt und die Überhäufigkeiten des ^{3}He in impulsiven Flares erklären kann.

Schockwellen-Beschleunigung

Durchläuft eine Schockwelle die Korona, so können Teilchen an der Schockfront beschleunigt werden. Diese Art der Energiegewinnung wird als Schockwellen-Beschleunigung oder Fermi-Beschleunigung 1. Ordnung bezeichnet. Wie in Abbildung 2.5 veranschaulicht ist, arbeitet dieser Mechanismus nur dann effizient, wenn die Teilchen auf beiden Seiten der Schockfront häufig gestreut werden, so daß sie durch mehrmaliges Durchlaufen der Front in kurzer Zeit auf hohe Energien beschleunigt werden können. Da in der Korona nach der Energiefreisetzung des Flares ausreichend MHD-Wellen angeregt werden, nimmt man an, daß diese sogenannte diffuse Schockwellen-Beschleunigung bei Flares auftritt[2]. Die Existenz von Schockfronten wird durch Beobachtungen von CMEs nahegelegt, außerdem werden Typ II Radiobursts für gewöhnlich mit der Emission von Plasmawellen erklärt, die an einer Schockfront erzeugt werden.

Auch bei der diffusen Schockbeschleunigung ergibt sich eine besonders effektive Streuung der Teilchen im gyro-resonanten Fall. Das bedeutet, das wahrscheinlich auch bei diesem Prozess eine Vorbeschleunigung notwendig ist.

[2]ein Beispiel für den Fall der Drift-Beschleunigung sind Teilchen in der Magnetosphäre der Erde oder Schocks im interplanetaren Medium.

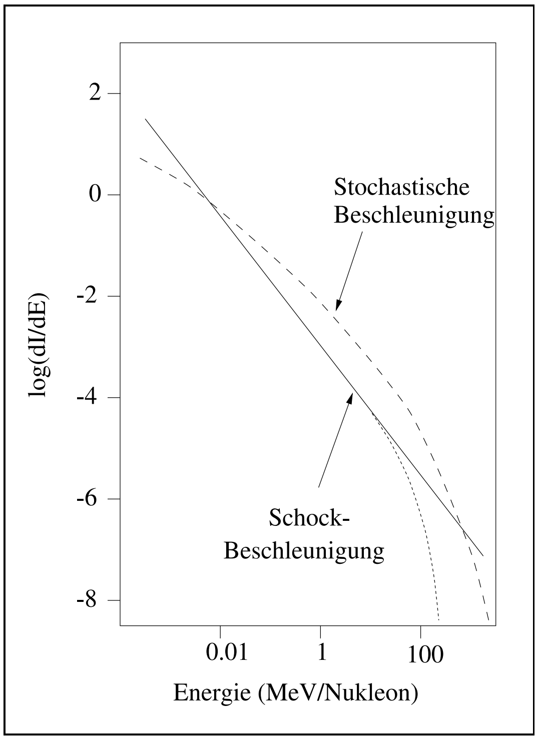

Abbildung 2.4: *Spektrale Form für stochastische und Schock-Bescheunigung (willkürliche Skalierung).*

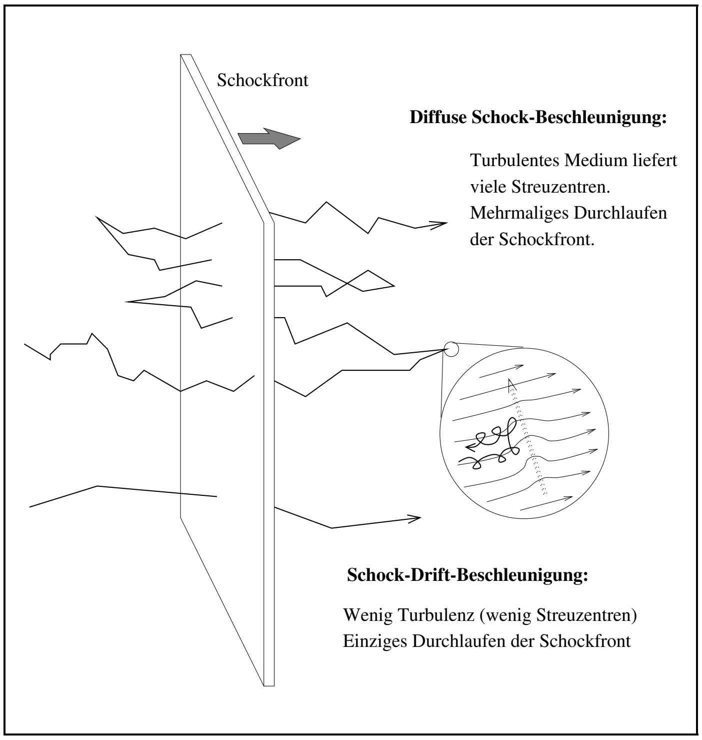

Abbildung 2.5: *Teilchenbeschleunigung an einer Schockfront (nach Steinacker, 1990).*

Die spektrale Form der beschleunigten Teilchen ist in Abbildung 2.4 skizziert. Solange die Ausdehnung der Schockfront größer als die freie Weglänge der Teilchen bleibt, resultieren aus diesem Beschleunigungstyp potenzförmige Spektren. Diese können den spektralen Verlauf von Teilchenmessungen im interplanetaren Raum bei graduellen Flares gut erklären. Bei Einschränkungen in der Beschleunigungsdauer und Ausdehnung der Schockfront sind jedoch auch Spektren möglich, die bei hohen Energien abbrechen (gepunktete Linie in Abbildung 2.4).

Direkte Feldbeschleunigung

Durch die Umorientierung der Feldlinien erwartet man große Potentialdifferenzen zwischen den einzelnen Flußröhren. So wurden verschiedene Modelle zur direkten Feldbeschleunigung vorgeschlagen (siehe z.B. Forman *et al.*, 1986; Sturrock, 1989). Ein Problem ist dabei die Ausbildung selbstinduzierter Ströme, die das ursprüngliche Feld abschwächen. So erreichen die Teilchen keine hohen Energien. Auch kann keine großräumige Beschleunigung (*bulk energisation*) von Elektronen erklärt werden, wie sie für Typ III Radioausbrüche notwendig ist.

Es wurde bereits angemerkt, daß sowohl bei der stochastischen, wie auch der Schockbeschleunigung die Teilchen eine Mindestenergie aufweisen müssen, damit eine effektive Beschleunigung stattfinden kann. Möglicherweise kann durch elektrische Feldbeschleunigung hierfür eine Start-Population erzeugt werden.

Eine geschlossene Interpretation des Beschleunigungsvorgangs in Flares ist bisher nicht möglich. Um die Messungen zu erklären, wurden eine Reihe kombinierter Szenarien, teilweise mit zwei getrennten Beschleunigungsphasen vorgeschlagen (siehe z.B. Wild *et al.*, 1963; de Jager, 1969; Bai *et al.*, 1983). Es sollen dabei Elektronen in einem ersten Schritt auf etwa 100 keV beschleunigt werden, danach erfolgt eine zweite Beschleunigungsphase, während der die Elektronen relativistische Geschwindigkeiten erhalten und die Ionen beschleunigt werden. Damit kann jedoch die Beobachtung von Kane *et al.* (1986) beim Flare am 8. Februar 1982 nicht erklärt werden, bei dem Ausbrüche im Bereich 40 $keV - 40\,MeV$ bis auf 1 s zeitgleich erfolgten.

Zusammenfassend lassen sich folgende Punkte festhalten:

- Kein einzelner Prozeß kann die Gesamtheit des Beobachtungsmaterials erklären.
- Die Wechselwirkung mit MHD-Wellen kann manche Aspekte erklären, die bei Flares beobachtet werden. Dabei ist offenbar die stochastische Beschleunigung besser für impulsive Flares, die Schockwellenbeschleunigung besser für graduelle Flares geeignet.
- Die Geschwindigkeit von Schockfronten und die Alfvén-Geschwindigkeit in der Korona sind etwa gleich groß. Daher erwartet man, daß beide Prozesse gleichzeitig eine Rolle spielen.
- Da sich die Plasma-Turbulenzen nur im ionisierten koronalen Medium aufrechterhalten lassen, finden die Beschleunigungsvorgänge mit großer Sicherheit in der Korona statt.
- Neben den MHD-Wechselwirkungen können, vor allem zu Beginn eines Flares, auch elektrische Felder zur (Vor-) Beschleunigung beitragen.

2.4 Erzeugung von Gamma-Strahlung und Neutronen im COMPTEL-Energiebereich

2.4.1 Das Flare-Spektrum im COMPTEL-Bereich

Das HXR- und γ–Spektrum eines solaren Flares setzt sich aus unterschiedlichen Komponenten zusammen und umfaßt sowohl kontinuierliche wie auch Linienemission. Die wichtigsten Komponenten im Energiebereich von COMPTEL sind:

- Kontinuum durch Bremsstrahlung von primären Elektronen
- Linien aus Kernabregung (“direkte” Reaktionen)
- Quasi-Kontinuum aus Kernabregung (“inverse” Reaktionen)
- Linie bei 2.223 MeV durch Neutroneneinfang auf Wasserstoff
- Kontinuum durch Bremsstrahlung von sekundären (”pionischen”) Elektronen
- Freie Neutronen

Fast alle Komponenten werden direkt oder indirekt durch hochenergetische Protonen, bzw. Ionen verursacht. Das Bremsstrahlungskontinuum hingegen ist die einzige Signatur der primären Elektronen (also der direkt im Flare beschleunigten Elektronen) im γ–Bereich. Da es im Energiebereich COMPTELs durch die starke nukleare Komponente überdeckt wird, muß zu seiner Festlegung auf andere Instrumente wie BATSE, OSSE oder PHEBUS Bezug genommen werden[3], die bei Energien unter etwa 800 keV messen.

Die Kontinuumsemission der neutralen Pionen liegt bereits außerhalb der Sensitivität von COMPTEL. Allerdings kann die Bremsstrahlung der sekundären Elektronen nachgewiesen werden, die beim Zerfall von geladenen Pionen entstehen. So liefert der Bereich von etwa $8-30\ MeV$ einen wichtigen Anschluß an die Meßbereiche von Funkenkammerteleskopen wie EGRET und GAMMA-1.

Die Neutroneneinfanglinie wird separat behandelt, da sie anders als die nuklearen Linien entsteht und damit auch andere Eigenschaften besitzt. Ebenso sind in obiger Liste auch freie Neutronen aufgeführt, die von COMPTEL direkt nachgewiesen werden können.

Die einzelnen Komponenten werden im folgenden detailliert beschrieben und Methoden dargestellt, die einen Rückschluß aus dem gemessenen γ–Spektrum auf das zugrundeliegende Teilchenspektrum auf der Sonne ermöglichen. Eine Zusammenfassung der wichtigsten Eigenschaften findet sich in Tabelle 2.2 auf Seite 22 am Ende dieses Abschnitts.

2.4.2 Bremsstrahlungs-Kontinuum

Auf hohe Energien beschleunigte Elektronen erzeugen durch nichtthermische Bremsstrahlung an ruhender Materie ein glattes Kontinuum, das sich vom SXR-Bereich bis zu den höchsten gemessenen Energien erstreckt. Dieses Kontinuum kann gut mit einem Potenzgesetz angenähert werden, wobei oft eine spektrale Härtung im Bereich von etwa 300 keV beobachtet wird (Dennis, 1988). Der spektrale Index liegt bei Energien von $0.5 - 1\ MeV$ im Bereich von

[3] Prinzipiell ist auch COMPTEL im Einzeldetektor-Betrieb bis etwa 100 keV sensitiv. Allerdings konnte zu Beginn der Mission das Modul für diesen Energiebereich nicht in Betrieb genommen werden.

etwa 2 bis 4. Außer bei den elektronendominierten Flares wird die Bremsstrahlung im Bereich von $1 - 8\,MeV$ vom nuklearen Fluß überdeckt.

Der zugrundeliegende Prozeß ist für nichtrelativistische und relativistische Elektronen gut verstanden (Koch & Motz, 1959). Bei relativistischen Energien ($> 1\,MeV$) werden Abschirmeffekte durch die Hüllenelektronen wichtig (Blumenthal & Gould, 1970) und die Elektron-Elektron-Wechselwirkung kann nicht mehr vernachlässigt werden (Haug, 1975). Die Interpretation wird aber durch die unzureichende Kenntnis der physikalischen Bedingungen am Wechselwirkungsort erschwert. Der Einfachheit halber werden zwei Extremfälle unterschieden: (1) Die Strahlung wird im koronalen Teil der Flare-Bögen erzeugt, wo die Materiedichte mit etwa $10^{10}\,cm^{-3}$ sehr gering ist (*"thin-target"*-Wechselwirkung). (2) Die Elektronen laufen in die Photosphäre, wo sie bei hohen Materiedichten ($10^{17}\,cm^{-3}$) Bremsstrahlung erzeugen (*"thick-target"*-Wechselwirkung).

2.4.3 Nukleare Abregungslinien

Schmale Linien entstehen, wenn die im Flare beschleunigten Protonen auf quasi ruhende schwere Teilchen der Sonnenphotosphäre treffen und durch Kernreaktionen angeregte Kerne erzeugen. Diese zerfallen nach sehr kurzer Zeit ("prompte Linienemission" im $\sim 1\,ps$-Bereich), bzw. gehen in den Grundzustand über, wobei sie ein γ–Quant aussenden.

In nebenstehender Tabelle 2.1 sind die theoretisch gerechneten Positionen für einige Linien angegeben, die bei Flares erwartet werden. Die meisten dieser Linien konnten bei der Analyse des Flares vom 27. April 1981 von Murphy *et al.* (1990) aus Messungen des SMM-GRS Instruments identifiziert werden. Die stärksten Linien sind hervorgehoben. Die typische Breite der Linien liegt im Bereich von etwa 2%.

theoretische Position [MeV]	Angeregter Kern
0.847	^{56}Fe
1.023	^{10}B
1.238	^{56}Fe
1.369	^{24}Mg
1.634	^{20}Ne
1.779	^{28}Si
2.313	^{14}N
2.741	^{16}O

theoretische Position [MeV]	Angeregter Kern
3.561	^{6}Li
4.438	^{12}C
5.298	^{15}N
6.129	^{16}O
6.176	^{15}O
6.322	^{15}N
6.917	^{16}O
7.117	^{16}O

Tabelle 2.1: *Auflistung der wichtigsten schmalen nuklearen Linien im COMPTEL-Energiebereich.*

Weil die Targetteilchen viel schwerer sind als die Protonen, nehmen sie nur wenig Rückstoßenergie auf. Deshalb sind die Linien kaum Doppler-verbreitert und schmaler als die Energieauflösung von COMPTEL. Die Verteilung der Linien hängt dabei nur von der Elementzusammensetzung der Photosphäre ab. Es treten keine Linien aus p-p- und p-α-Reaktionen auf, weil weder H noch He angeregte Kernzustände besitzen.

Bei Energien um etwa $10\,MeV$ überwiegen direkte Reaktionen (inelastische Streuung), die zu angeregten Kernen führen, für höhere Energien nimmt der Anteil von Spallationsprozessen zu. Aus diesem Grund haben die Wirkungsquerschnitte für die Linienproduktion ein deutliches Maximum im Bereich von $10-20\,MeV$ und fallen für höhere Energien ab.

Eine wichtige und leicht zu erhaltende Meßgröße ist der integrierte Fluß im Energieband $4-7\,MeV$. Nach Ramaty *et al.* (1977) wird dieser Bereich von der nuklearen Emission dominiert und enthält auch die beiden starken Linien bei $4.4\,MeV$ von ^{12}C und $6.1\,MeV$ von ^{16}O. Daher kann der Exzessfluß über dem elektronischen Kontinuum in diesem Band, bezeichnet als ϕ^E_{4-7}, als Maß für die nukleare Komponente verwendet werden.

2.4.4 Nukleares Kontinuum

Das nukleare Kontinuum setzt sich aus zwei Beiträgen zusammen:

- Im Flare werden nicht nur Protonen, sondern auch Alphateilchen und schwerere Ionen beschleunigt und erzeugen beim Auftreffen auf ruhende Materie angeregte Kerne. Wegen der großen Masse der Ionen weisen diese "inversen" Linien aber enorme Doppler-Verbreiterung auf, so daß sie zu einem Quasi-Kontinuum verschmelzen. Zusätzlich zur Elementhäufigkeit der Photosphäre hängt die inverse Komponente von den Elementen ab, die im Flare beschleunigt wurden.
- Die Elemente schwerer als Sauerstoff erzeugen eine große Anzahl schwacher Linien, die dicht zusammenstehen. Können diese vom Detektor nicht mehr aufgelöst werden, so werden sie als Quasi-Kontinuum wahrgenommen. Die Stärke dieses Kontinuums ist also von der spektralen Güte des Detektors abhängig.

Nach Murphy *et al.* (1990) läßt sich das nukleare Kontinuum beim Flare vom 27. April 1981 gut durch fünf Gauss-förmige Profile beschreiben. Die Linienzentren deuten auf die Elemente hin, die hierzu den Hauptbeitrag leisten, beispielsweise kann man den Exzess bei etwa $1.4\,MeV$ durch eine inverse Reaktion von Magnesium-Ionen erklären. Die Linienbreiten betragen etwa das zehnfache der zugehörigen direkten Reaktion.

2.4.5 Neutroneneinfanglinie

In Kernreaktionen entstandene Neutronen (vgl. Abschnitt 2.4.7) können in die Photosphäre eindringen. Hier werden sie innerhalb von etwa $1\,s$ durch elastische Stöße an Kernen thermalisiert. Je höher ihre Energie ist, desto tiefer können sie in die Photosphäre eindringen, wobei diese Tiefe bereits nach wenigen Stößen erreicht ist. Da die Materiedichte beim Eindringen in die Photosphäre ansteigt und ebenso die Einfangquerschnitte mit kleinerer Energie ansteigen, überwiegt schließlich die Einfangwahrscheinlichkeit diejenige für spontanen Zerfall. Dabei sind zwei Reaktionen von Bedeutung:

- Die Neutronen werden in der Reaktion $^1\mathrm{H}(\mathrm{n},\gamma)^2\mathrm{H}$ von einem Proton eingefangen und bilden Deuterium. Dabei wird die Bindungsenergie von $2.223\,MeV$ als γ–Quant abgestrahlt. Da die Linie praktisch in Ruhe emittiert wird, ist die Linienbreite mit $< 100\,eV$ sehr schmal und weit unter dem Auflösungsvermögen der Detektoren.
- Der Konkurrenzprozess $^3\mathrm{He}(\mathrm{n},\mathrm{p})^3\mathrm{H}$ bildet Tritium und erfolgt strahlungsfrei. Obwohl ^{3}He sehr selten auftritt, ist sein Einfangquerschnitt etwa 10^5 mal größer als der von ^{1}H, womit bei normaler Häufigkeitsverteilung ein Einfang auf ^{3}He oder ^{1}H etwa gleich wahrscheinlich ist.

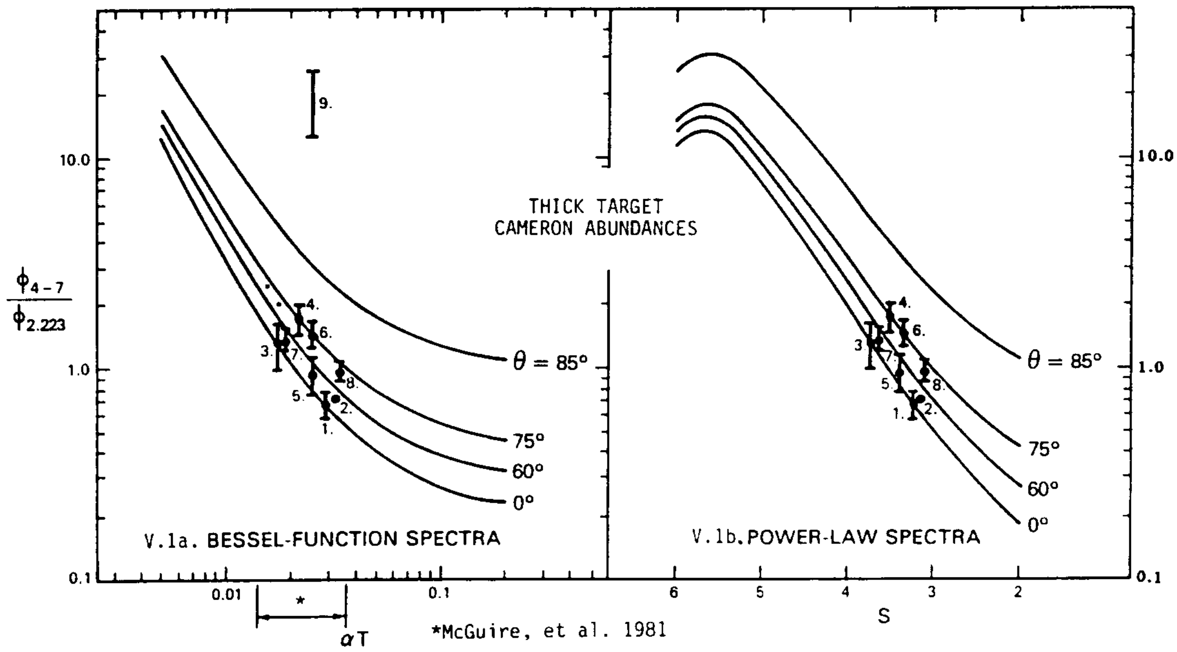

Abbildung 2.6: *Abhängigkeit des Verhältnisses $\Phi_{2.2}/\Phi_{4-7}$ von der spektralen Härte für unterschiedliche Sichtwinkel (aus Murphy, 1985).*

Obwohl die Thermalisierung der Neutronen sehr rasch erfolgt, führen die Neutronen bis zum Einfang noch einige hundert Stöße durch (Vestrand, 1990), weil die Wahrscheinlichkeit für eine Streuung wesentlich höher ist als für einen Einfang. Daraus ergibt sich eine Zeitverzögerung der Linienemission gegenüber der Bildung der Neutronen von etwa $70 - 100\,s$. Sie hängt sowohl von der Dichte des ^{1}H wie auch des ^{3}He ab. Diese Zeitabhängigkeit muß bei der Verwendung der Einfanglinie für Diagnosezwecke berücksichtigt werden.

Die gebildeten γ–Quanten müssen, um von der Sonne zu entkommen, erst die Photosphäre durchdringen. Dabei können sie absorbiert werden oder durch eine Compton-Streuung einen Teil ihrer Energie verlieren. Sie tragen dann nicht mehr zum Linienfluß bei, sondern erzeugen ein Kontinuum, das sich zu kleineren Energien an die Linie anschließt.
Zur Modifikation der Linie tragen also zwei Effekte bei: sowohl Absorption als auch Streuung bewirken eine Abschwächung der Linie, durch Compton-Streuung entsteht ein zusätzliches Streukontinuum.

Die Wahrscheinlichkeit für eine Modifikation steigt mit zunehmender durchlaufender Säulendichte (”*grammage*”) an. Eine Variation der Säulendichte kann zwei verschiedene Ursachen haben: (1) Je energiereicher die Neutronen ursprünglich sind, desto tiefer dringen sie in die Photosphäre ein. (2) Je näher ein Flare am Sonnenrand erscheint, desto länger ist der geometrische Weg in Richtung zur Erde.

Die Form des Kontinuums, das von den Compton-gestreuten γ–Quanten erwartet wird, wurde von Vestrand (1990) untersucht. Je nach durchlaufener Säulendicke ergibt sich ein deutliches Kontinuum unterhalb der Linie, das sich dem Kontinuum aus der Bremsstrahlung der primären

Elekronen und der nuklearen Emission überlagert. Im Bereich von etwa $1 - 2\,MeV$ kann es einen deutlichen Anteil am Fluß haben.

COMPTEL bietet im Prinzip die Möglichkeit, den gestreuten Anteil der Linie zu ermitteln. Da der ***im Instrument*** Compton-gestreute Anteil von Linien unterdrückt werden kann (siehe Kapitel 3, Abschnitt 3.4.2), verbleibt der ***in der Photosphäre*** Compton-gestreute Anteil in den gemessenen Spektren. Diese einfache Trennung basiert auf der spezifischen Datenselektion des Compton-Teleskops und war mit bisherigen Instrumenten (z.B. mit SMM) nicht möglich.

Da die Neutronen von Protonen höherer Energien als die prompten Linien erzeugt werden, ermöglicht der Vergleich von nuklearem Exzessfluß ϕ^E_{4-7} und $2.2\,MeV$-Linienfluß $\phi_{2.2}$, die spektrale Härte des Ionenspektrums zu bestimmen. Da sich diese Aussage jedoch auf die Steigung im Bereich von etwa $10 - 100\,MeV$ beschränkt, ist keine Festlegung der spektralen Form möglich.

Bei der Analyse muß die Verzögerung der Einfanglinie berücksichtigt werden. Dafür gibt es zwei Möglichkeiten, die beide in Kapitel 5, Abschnitt 5.2.3 näher beschrieben werden:

Durch Integration über die gesamte Zeitdauer des Flares kann die Zeitabhängigkeit eliminiert werden. Diese Größe $\Phi = \int dt\ \phi(t)$ wird als Fluenz bezeichnet. Das Verhältnis $R = \Phi_{2.2}/\Phi^E_{4-7}$ ist relativ einfach zu ermitteln, liefert jedoch nur eine integrale Größe für den Flare. In Abbildung 2.6 sind theoretisch gerechnete Werte für R dargestellt, die die Abhängigkeit vom Ort auf der Sonne und unterschiedliche spektrale Formen des Ionenspektrums berücksichtigen.

Genauere Aussagen bietet eine Modellanpassung der Linienemission, wobei die prompte nukleare Emission als Maß für die zeitliche Abhängigkeit der Neutronenproduktion verwendet wird.

2.4.6 Pionenzerfall

Treffen Protonen bzw. Ionen mit mindestens einigen hundert MeV/Nukleon auf ein Target, so können in den Spallationsreaktionen auch geladene und neutrale Pionen erzeugt werden. Die neutralen Pionen zerfallen prompt in zwei γ–Quanten, die eine breite Kontinuumsemission um ihre Ruheenergie von 68 MeV erzeugen. Die geladenen Pionen zerfallen über geladene Myonen in Elektronen und Positronen. Während die Positronen annihilieren, erzeugen diese "sekundären" Elektronen ein Bremsstrahlungskontinuum, das sich zu niedrigeren Energien anschließt und flacher verläuft als das der primären Elektronen.

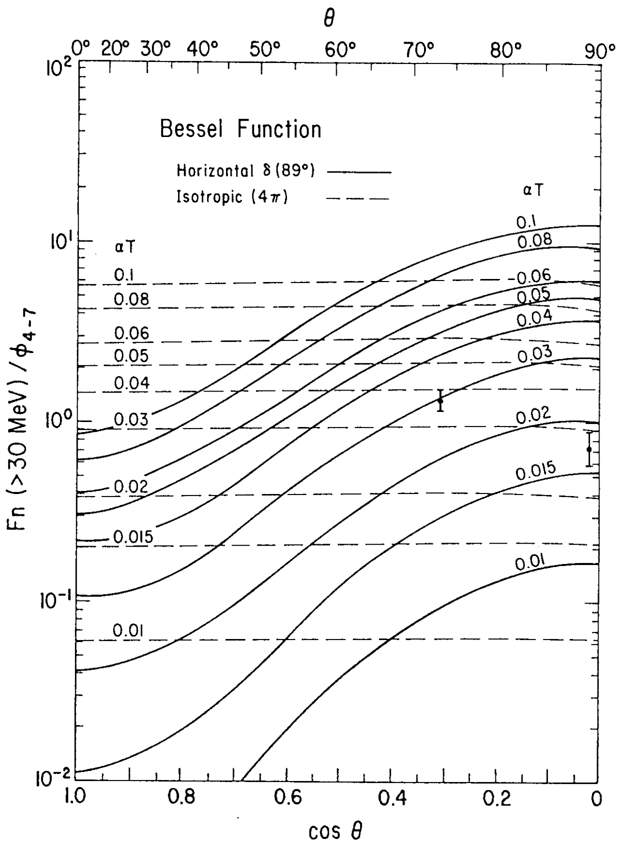

Abbildung 2.7: *Abhängigkeit des Verhältnisses ϕ_π/ϕ_{4-7} von der spektralen Härte und des Sichtwinkels (aus Hua & Lingenfelter, 1987a).*

Ein Kontinuum oberhalb der nuklearen Linien, das auf den Zerfall von Pionen zurückzuführen ist, ist zum erstemal von Forrest *et al.* (1986) für den Flare vom 3. Juni 1982 mit SMM gemessen worden.

Die hohe Schwellenergie für Pionenproduktion eröffnet eine weitere Diagnosemöglichkeit für das Spektrum der beschleunigten Ionen: Durch den Vergleich mit den nuklearen Linien ergibt sich ähnlich wie bei der 2.2 MeV-Linie eine Bestimmung der spektralen Härte aus dem Verhältnis der Flüsse ϕ_π/ϕ_{4-7}. In Abbildung 2.7 sind Rechnungen von Hua & Lingenfelter (1987a) dargestellt. Da beide Komponenten prompt emittiert werden, können direkt die Flußwerte verglichen werden.

2.4.7 Neutronen

Durch die Kernreaktionen der beschleunigten Ionen mit der solaren Atmosphäre entstehen auch Neutronen in einem weiten Energiebereich (z.B. Ramaty *et al.*, 1977; Chupp, 1976). Die Wirkungsquerschnitte für die Produktion von Neutronen setzen bei etwa 1 MeV ein (direkte Reaktionen), und verbleiben oberhalb etwa 100 MeV (Spallationsreaktionen) auf einem konstant hohen Niveau. Im Gegensatz zu den Reaktionen, die zur Aussendung nuklearer Linien führen,

Spektrale Komponente	Erzeugungs-prozess	Energie der Ionen/Elektr.[a]	Ort der Entstehung	Zeit-verhalten	Richtungs-charakt.
Kontinuum	Elektron-Bremsstrahlung (Primäre El.)	$20 keV - 100\,MeV$	tiefe Korona	prompt	gerichtet
Nukleare Linien und Kontinuum	Kernreaktionen, z.B. $^{12}C(p,p')^{12}C^*$ $^{12}C^* \rightarrow \gamma_{4.438 MeV}$	$1 - 100\,MeV$, max. $\approx 10\,MeV$	Chromo-sphäre	prompt	isotrop
Linie bei 2.223 MeV	Neutronen-einfang auf ^{1}H	$1 \sim 500\,MeV$[b] max. $\approx 50\,MeV$	Photo-sphäre	verzögert ($\approx 70\,s$)	starke Rand-abdunklung
Pionisches Kontinuum	Zerfall von π^0 und $\pi^\pm$ aus Spallation: $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, bzw. $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \rightarrow e^\pm$ (sek. El.-Bremsstr.)	$> 300\,MeV$ max. $\approx 500\,MeV$	Chromo-sphäre	prompt	
Neutronen	direkte Kernreaktionen und Spallation	direkt beob.: $10 - 100\,MeV$, atmosphärische Kaskaden: $1 - 10\,GeV$	Chromo-sphäre	Nachweis verzögert (Flugzeit!)	gerichtet, $< 30\,MeV$ isotrop

[a] bei ionischen Prozessen wird Energie/Nukleon angegeben
[b] die angegebene Energie bezieht sich auf die zugrundeliegenden Ionen, nicht auf die Neutronen

Tabelle 2.2: *Wichtige Eigenschaften der spektralen Komponenten und der Neutronen.*

bricht die Neutronenproduktion für hohe Energien nicht ab, sondern liefert den größten Beitrag bei etwa 100 MeV/Nukleon. Die charakteristischen Eigenschaften der Neutronenproduktion in Flares wurden von verschiedenen Autoren untersucht (Lingenfelter *et al.*, 1965 a, b; Lingenfelter & Ramaty, 1967).

Die entstandenen Neutronen sind nicht an magnetische Strukturen gebunden. Sie können entweder (1) von der Sonne entweichen und dann durch Neutronenmonitore ($> 0.5\,GeV$) oder direkt mit COMPTEL ($9-100\,MeV$) nachgewiesen werden, (2) in die Photosphäre eindringen und dort entweder unter Aussendung eines γ–Photons auf ^{1}H oder strahlungsfrei auf ^{3}He eingefangen werden oder (3) mit einer mittleren Lebensdauer von etwa 917 s spontan zerfallen.

2.5 Propagation und Speicherung von Teilchen in magnetischen Strukturen

Die Energie der koronalen Magnetfelder übersteigt die Bewegungsenergie der beschleunigten Teilchen bei weitem. Daher sind die Teilchenbahnen an das Magnetfeld gekoppelt, und die Teilchen führen eine Gyrationsbewegung aus. Die großräumigen koronalen Felder werden in der Photosphäre gebündelt und treten als enge Flußröhren in die Konvektionszone ein. Dabei steigt die Magnetflußdichte in den Flußröhren an und die Teilchen können in den tieferen Schichten der Photosphäre reflektiert werden.

Diese magnetische Spiegelung an den Fußpunkten wird auch tatsächlich beobachtet: Die gemessene Bremsstrahlung $> 10\,MeV$ stammt vor allem von relativistischen Elektronen, die aufgrund ihres hohen Lorentz-Faktors in einen engen Raumwinkel um ihre Bewegungsrichtung emittieren. Da sie aus der Korona entlang den Magnetfeldlinien zur Sonnenoberfläche laufen, emittieren sie hauptsächlich nach unten oder seitlich und sollten nicht beobachtbar sein. Flares mit Emission $> 10\,MeV$ werden jedoch auf der gesamten Scheibe beobachtet, wenn auch mit einer Überhäufigkeit von Randflares. Durch magnetische Spiegelung kann erklärt werden, daß die Elektronen an den Fußpunkten von Magnetfeldbögen reflektiert werden und so auch auf dem Weg nach oben emittieren können.

Dieser Einschluß der Teilchen bestimmt weitgehend ihre Beschleunigungs- und Transportcharakteristiken. Sie unterliegen dabei einer Reihe von Wechselwirkungen, die wesentlich die mögliche Dauer des Einschlusses beeinflussen können. Die wichtigsten Prozesse werden kurz angesprochen:

Adiabatische Bewegung

In erster Näherung kann die Bewegung geladener Teilchen im Magnetfeld als Gyrationsbewegung aufgefaßt werden, wobei die Größe $(1 - cos^2\theta)/\,|\vec{B}|$ (dabei ist $\vec{B}$ die Magnetfeldstärke und θ der Anstellwinkel zwischen Magnetfeldrichtung und Bewegungsrichtung des Teilchens) erhalten bleibt. Der Gradient des Feldes zwingt sie daher zur Spiegelung an den Fußpunkten der Bögen. Teilchen mit großem Anstellwinkel θ ('Pitch-Winkel') können viele Spiegelungen ausführen, bevor ihre Energie durch Synchrotron- und Coulomb-Verluste unter die Schwelle für die Produktion von γ–Strahlung fällt. Da sie bei jeder Spiegelung in die Chromosphäre oder hohe Photosphäre eindringen, wo eine erhöhte Materiedichte vorliegt, werden diese Teilchen mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit durch eine Kollision eine Kernreaktion auslösen. Andererseits kann der Pitch-Winkel so klein sein, daß keine Spiegelung mehr möglich ist; man spricht bei diesen Winkeln vom Verlustkegel. Teilchen, deren Pitch-Winkel innerhalb dieses Verlustkegels liegt, dringen nach dem Durchlaufen des Magnetfeldbogens in die dichten Schichten der Sonnenatmosphäe ein und gehen aus dem Einschluß verloren.

Da Teilchen mit großem Pitch-Winkel nur wenig Energieverlust erleiden, verbleiben sie lange Zeit im magnetischen Einschluß, bevor sie eine Reaktion ausführen. Protonen mit unterschiedlichen Energien erleiden dabei unterschiedlich starke Verluste. Deshalb sind auch ihre Einschlußzeiten verschieden. Für Protonen mit $\theta = 85°$, die nukleare Linien, bzw. Pionen erzeugen, werden von Ramaty & Mandzhavidze (1994a) Einschlußzeiten von etwa $1\,h$, bzw. $33\,h$ angegeben.

Pitch-Winkel Streuung

Die Bewegung der Teilchen wird durch Streuung an Plasmawellen des angeregten koronalen Mediums beeinflußt. Dies führt zu einer Änderung des Pitch-Winkels (*pitch angle scattering* PAS). Damit können Teilchen mit großem Pitch-Winkel in den Verlustkegel gestreut werden, wo sie schnell aus dem Einschluß entfernt werden.

Je nach der Streuzeit τ_s für PAS und der Zeit für das Durchlaufen des Bogens τ_b lassen sich drei Fälle unterscheiden:
Schwache PAS ($\tau_s \gg \tau_b$): Die Teilchen werden oft gespiegelt, bevor sie gestreut werden. Diese Bedingung gilt für eine Energiedichte der MHD-Wellen im Bereich von $W_A \approx 0.01\,erg\,cm^{-3}$, wie sie etwa in der Magnetosphäre der Erde auftritt.
Sättigung ($\tau_s \approx \tau_b$): Die Teilchen werden etwa während eines Durchlaufs in den Verlust-Kegel gestreut. Dieser Fall führt zur schnellen Entleerung der Bögen und wurde als Mechanismus für das rasche Abklingen einiger impulsiver Flares (z.B. 21. Juni 1980) vorgeschlagen (Hua *et al.*, 1989).
Starke PAS ($\tau_s \ll \tau_b$): Bei noch stärkerer Störung des Magnetfelds nähert sich τ_s der Gyrationszeit an. Dieser Übergang erfolgt bei etwa $W_A \approx 10\,erg\,cm^{-3}$. Hier ist die Störung des Feldes im Bereich $\delta B/B \rightarrow 1$, d.h. die Energie des Feldes ist nun bevorzugt in den angeregten Plasmawellen enthalten. Ein magnetischer Einschluß, der auf einer Gyrationsbewegung basiert, ist unter solchen Bedingungen nicht mehr möglich und die Teilchenpropagation wird statt dessen durch Diffusionsprozesse bestimmt.

Durch den Einfluß von PAS werden Teilchen in sehr kurzer Zeit in den Verlustkegel gestreut, so daß sich keine langen Einschlußzeiten in magnetisch geschlossenen Strukturen verwirklichen lassen. Lange Abklingzeiten, wie sie bei den Flares vom 11. und 15. Juni beobachtet werden, lassen sich mit dem Einschlußmodell überhaupt nur dann vereinbaren, wenn wenig Plasmaturbulenz angeregt ist und PAS daher unwesentlich ist. Auf diese Probleme wird in Kapitel 7 näher eingegangen.

Interessanterweise bietet gerade der Fall starker PAS die Möglichkeit zur Erklärung der Langzeitemission, wenn man die angeregten Plasmaturbulenzen als Grundlage für eine weiterlaufende Beschleunigung annimmt. Dies ist der Ausgangspunkt des Modells einer kontinuierlichen Beschleunigung von Ryan & Lee (1991).

Teilchendrift

Bei sehr langen Einschlußzeiten wird der Einfluß von Driftbewegungen merklich. Als Ursachen kommen eine Krümmung von Feldlinien (Krümmungs-Drift) sowie eine Änderung der Magnetfeldstärke ($\nabla\vec{B}$-Drift) in Frage. Dieser Effekt allein reicht in typischen Flarebögen nach Ramaty & Mandzhavidze (1994a) aus, um die Teilchen innerhalb einer Stunde aus dem Bogen zu entfernen. Lau *et al.* (1993) konnten zeigen, daß bei einer inneren Verdrillung der Magnetfeldbögen die Teilchen auf geschlossenen Bahnen driften und auf diese Weise weiterhin an den Flarebogen gebunden bleiben. Damit lassen sich die Abklingzeiten beträchtlich steigern.

Unabhängig von den betrachteten Prozessen soll hier noch angemerkt werden, daß die Situation durch eine Schockwelle, die den Flarebogen durchläuft, drastisch verändert werden kann. Die Energiedichte der Schockfront übersteigt einerseits die Energie der eingeschlossenen Teilchen, liegt andererseits jedoch deutlich unter der magnetischen Energiedichte des Flare-Bogens. Dies hat zur Folge, daß der Schock die magnetische Struktur durchläuft, ohne sie wesentlich zu beeinträchtigen, aber dabei einen Großteil der gespeicherten Teilchen mitreißen kann. Dies kann einerseits zur Bevölkerung anderer Magnetfeldstrukturen führen oder der Ausgangspunkt für eine anschließende Schockwellenbeschleunigung sein.