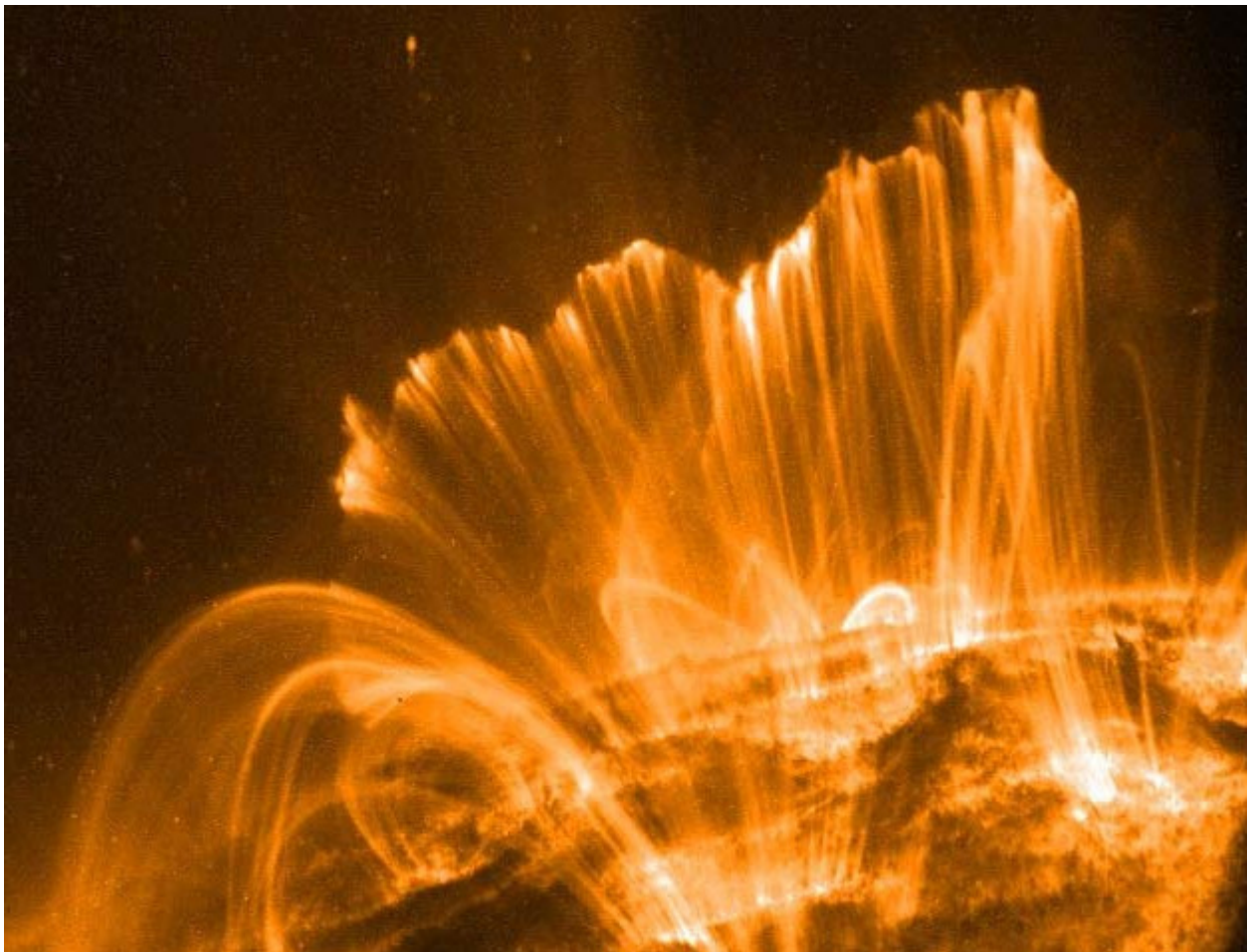


# **Kleines Lehrbuch der Astronomie und Astrophysik**

**M. Scholz**

## **Band 13: Aktive Sonne**



**Sonnenflecke, Flares, koronale Masseauswürfe, Aktivitätszyklus, Sonnenwind**



M.Scholz

## **Kleines Lehrbuch der Astronomie und Astrophysik**

Band 13: Aktive Sonne

Sonnenflecke, Flares, koronale Masseauswürfe, Aktivitätszyklus, Sonnenwind

E-Book-Ausgabe 2009

Das Werk einschließlich aller seiner Teile ist urheberrechtlich geschützt. Jede Verwertung außerhalb der engen Grenzen des Urheberrechtsgesetzes ist ohne Zustimmung des Autors unzulässig.

Bildnachweis: Wikipedia Commons, NASA, ESA, Autor

**M.Scholz**

# **Kleines Lehrbuch der Astronomie und Astrophysik**

**Band 13**

**Aktive Sonne**

Sonnenflecke, Flares, koronale Masseauswürfe, Aktivitätszyklus, Sonnenwind

**Ausgabe 2009**

**mathias.scholz@t-online.de**



# INHALTSVERZEICHNIS

|  |           |
|--|-----------|
| <b>DIE AKTIVE SONNE .....</b>  | <b>2</b>  |
| <b>AKTIVE GEBIETE IN DER SONNENATMOSPHERE.....</b>                             | <b>5</b>  |
| DIE SONNENFLECKEN .....  | 6         |
| <i>Aufbau und Klassifikation .....</i>   | <i>9</i>  |
| Umbra.....   | 10        |
| Penumbra .....   | 11        |
| Klassifikation von Sonnenflecken und Fleckengruppen.....                       | 13        |
| <i>Entwicklung von Sonnenflecken und Fleckengruppen .....</i>                  | <i>19</i> |
| Das Schmetterlingsdiagramm.....  | 20        |
| <i>Magnetische Flußröhren (Flux tubes) .....</i>                               | <i>22</i> |
| FACKELN (FACULAE) .....  | 26        |
| FLARES.....  | 30        |
| <i>Allgemeine Eigenschaften.....</i>   | <i>33</i> |
| <i>Einteilung .....</i>  | <i>34</i> |
| Spektrale Entwicklung .....  | 35        |
| Flares am Sonnenrand.....  | 37        |
| Lokales Magnetfeld .....   | 38        |
| Magnetische Rekonnektion .....   | 41        |
| <i>Stadien eines Flare-Ereignisses .....</i>                                   | <i>44</i> |
| Vorboten eines Flares.....   | 44        |
| Die impulsive Phase.....   | 46        |
| Die Haupt- und Zerfallsphase .....   | 52        |
| <i>Das Standard-Flare-Modell.....</i>  | <i>57</i> |
| <i>Flares und koronale Masseauswürfe .....</i>                                 | <i>60</i> |
| <i>Klassifikation von Flares.....</i>  | <i>60</i> |
| KORONALE MASSEAUSSCHÜSSE (CME'S, „CORONAL MASS EJECTIONS“.....)                | 62        |
| <i>Magnetische Flux ropes .....</i>  | <i>65</i> |
| <i>Morphologie von CME's.....</i>  | <i>66</i> |
| <i>Modellrechnungen und in situ Messungen .....</i>                            | <i>68</i> |
| DAS SOLARE MAGNETFELD UND DIE ENTSTEHUNG DES 11-JÄHRIGEN AKTIVITÄTSZYKLUS..... | 70        |
| DER SONNENWIND.....  | 73        |
| <i>Hydrodynamische Expansion der Korona.....</i>                               | <i>76</i> |
| <i>Zusammensetzung und Eigenschaften des Sonnenwinds,.....</i>                 | <i>81</i> |
| <i>Energie- und Impulstransport .....</i>                                      | <i>85</i> |
| <i>Quellen des Sonnenwinds .....</i>   | <i>87</i> |

Literatur

Index

Hinweis: Die Formelnumerierung setzt sich aus Band 12 fort



## **Vorwort**

Das Ziel dieser mehrbändigen Lehrbuchreihe ist es, grundlegende Erkenntnisse über die Welt außerhalb unserer Erde in systematischer Weise auf einem Niveau, den man im amerikanischen als „undergraduate“ bezeichnen würde, dem Leser näher zu bringen. Dabei wurde sowohl eine gewisse Ausführlichkeit als auch Aktualität (hier etwa 2007) – soweit das bei den einzelnen Themenkomplexen überhaupt möglich ist – angestrebt. Gerade in der Astronomie und Astrophysik beobachtet man gegenwärtig innerhalb kürzester Zeiträume einen enormen Wissenszuwachs, wie man es bei anderen Wissenschaften in diesem Umfang her nur begrenzt kennt. Allein während der Arbeit an dieser Buchreihe erforschte die Raumsonde „Galilei“ das Jupitersystem, erreichte „Cassini“ den Saturn mit seinem komplexen Ringsystem und „Huygens“ die Oberfläche des Saturnmondes Titan; eine ganze Anzahl von „Transplutos“ mit „Eris“ an der Spitze wurden entdeckt, was u.a. dazu führte, daß der neue Begriff „Zwergplanet“ in die astronomische Terminologie eingeführt wurde und die bekannten Merksätze für die Planeten unseres Sonnensystems nur noch bedingt gültig waren und umformuliert werden mußten ...

Während es vor 30 Jahren nicht sonderlich schwierig war, die Anzahl und die Namen der Satelliten der Planeten unseres Sonnensystems aufzusagen, ist das heute längst nicht mehr möglich. Man hat sogar den Eindruck, daß es zunehmend schwieriger wird, für die neuentdeckten Objekte überhaupt Namen zu finden, wie die vielen noch vorläufigen Bezeichnungen der neuentdeckten Jupiter- und Saturnmonde zeigen. Und schließlich soll in diesem Zusammenhang nur noch auf den inflationären Zuwachs an Entdeckungen von Exoplaneten allein im letzten Jahrzehnt hingewiesen werden, die uns viele neue Einsichten in die Struktur und Entstehung von Planeten und Planetensystemen gewährt haben. Gerade an Planeten um weit entfernte Sterne entzündet sich unsere Phantasie, wie die vielen künstlerischen Darstellungen beweisen, die man bei der Recherche im Internet leicht auffinden kann.

Ziel dieser „Einführung“ in die Astronomie und Astrophysik ist es Leser anzusprechen, die einen nicht zu kompakten Einstieg in diese Wissenschaft in deutscher Sprache wünschen und auch daran interessiert sind, an die im Internet oder über Zeitschriften zugängliche Fachliteratur herangeführt zu werden. Angesprochen sind in erster Linie Schüler der Abiturstufe unserer Gymnasien, ihre Lehrer, Studenten der ersten Studienjahre sowie selbstverständlich auch die wachsende Zahl an Liebhaberastronomen (so wie der Autor), die mehr wissen wollen über die Objekte, die sie in ihren „Backyard“- Observatorien oder an Volks- und Schulsternwarten beobachten.

Auf Zitierungen wurde im Text – dem Charakter eines Lehrbuches entsprechend – weitgehend verzichtet. Fachaufsätze lassen sich mittlerweile leicht über Google Scholar oder über das Astrophysics Data System (ADS) recherchieren.

Zum Schluß möchte ich mich noch bei meinem Freunden, Bekannten und Kollegen bedanken, die mich mittelbar und unmittelbar während der Zeit der Erarbeitung dieser Buchreihe unterstützt haben.

M.Scholz

Herbst 2007

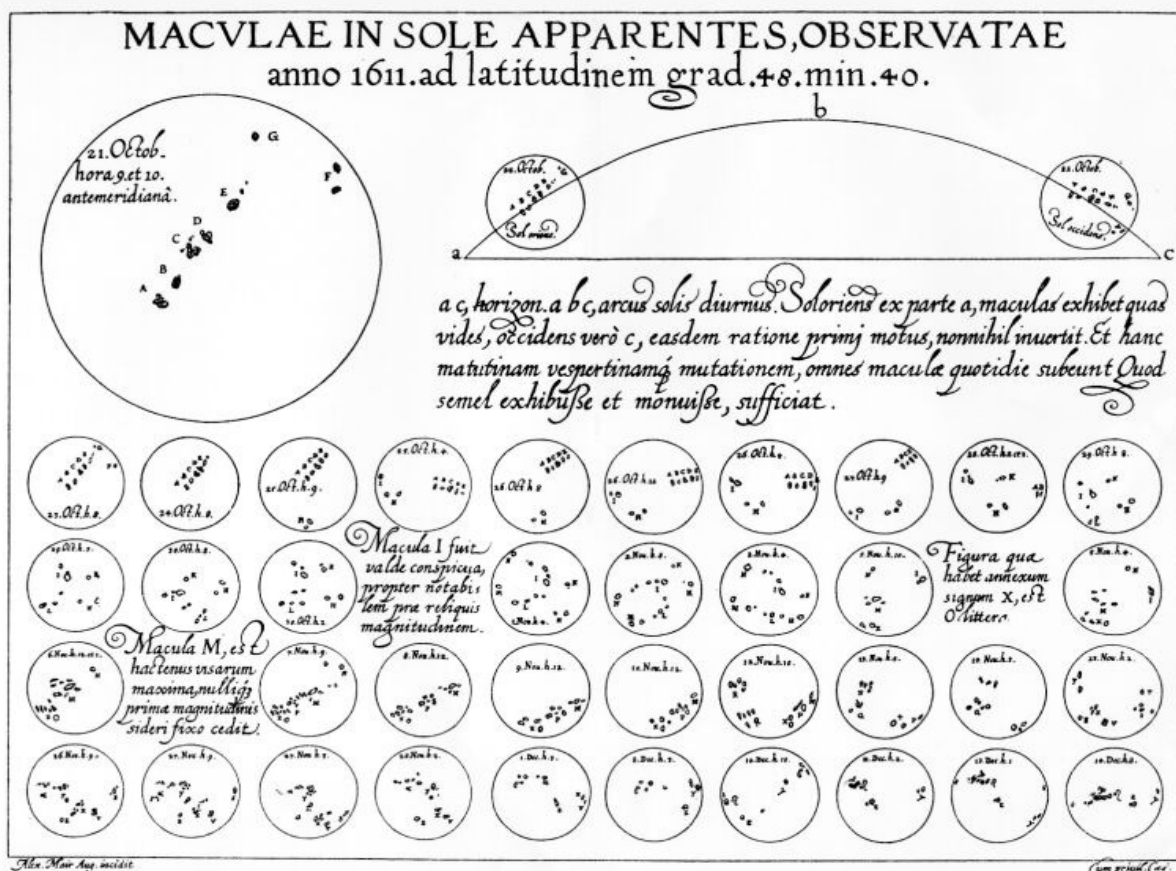


# Die aktive Sonne

Die Entdeckung von einzelnen dunklen Flecken auf der Sonne führte zu Beginn des 17. Jahrhunderts zu einem unerfreulichen Streitfall zwischen dem berühmten italienischen Gelehrten GALILEO GALILEI (1564-1642) und dem Ingolstädter Jesuitenpater CHRISTOPH SCHEINER (1573-1650). Aus überlieferten Briefen wissen wir, dass CHRISTOPH SCHEINER zusammen mit seinem Assistenten JOHANN BAPTIST CYSATS am 6. März 1611 mittels eines Fernrohrs auf der Sonne ein paar schwarze Flecken sah, denen er aber vorerst keine große Bedeutung beimaß. Es waren ja offensichtlich Täuschungen, denn die Sonne konnte als Inbegriff der Reinheit natürlich keine verunzierende Flecken haben...

Später, im Oktober des gleichen Jahres, fielen ihnen diese Flecken wieder auf und eine genauere Untersuchung überzeugte SCHEINER, daß es wirkliche Flecken auf der Sonne sind und keine Artefakte des Fernrohrs oder der Augen der Beobachter.

Etwa zur gleichen Zeit – Anfang 1611 – sah auch GALILEO GALILEI Sonnenflecke und begann sie systematisch zu beobachten. Und noch ein Datum ist in diesem Zusammenhang bedeutsam: Am 9. März 1611 notierte JOHANNES FABRICIUS (Sohn des Entdeckers des veränderlichen Sterns Mira, DAVID FABRICIUS; 1557-1617) auch Flecken auf der Sonne, wie man in seiner in Wittenberg erschienenen Schrift „*De maculis in Sole observatis ...*“ in Latein nachlesen kann.

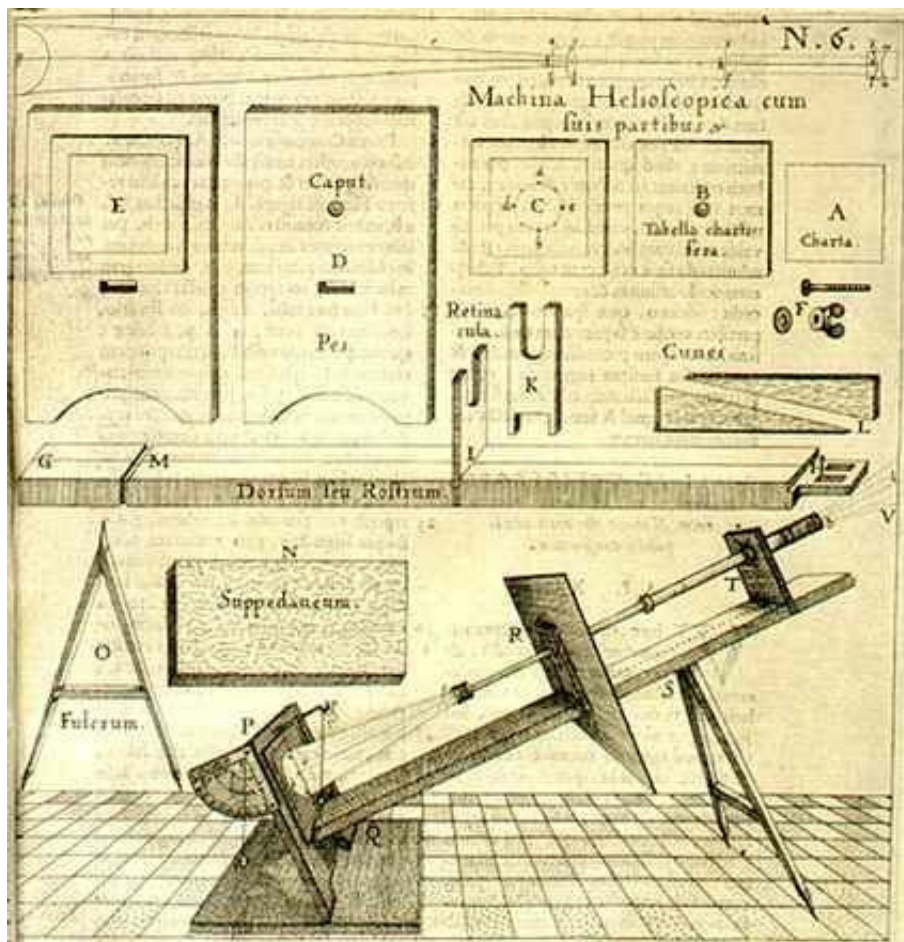


Die wissenschaftliche Entdeckung der Sonnenflecken verteilt sich demnach auf mehrere Schultern. Ergebnis war der bereits erwähnte Gelehrtenstreit zwischen dem etwas eitlen GALILEI und dem damals

noch nicht so sehr bekannten Pater im weit entfernten Ingolstadt. Der Vorwurf war etwas hart: GALILEI behauptete, daß er seinerzeit einen Bruder aus Scheiners Orden mit Namen PAUL GULDIN die Sonnenflecken in seinem Fernrohr zeigte, was dieser dann SCHEINER erzählt habe, wodurch jener veranlaßt wurde, sich die Sonne auch einmal etwas genauer anzusehen nur um danach die eigentliche Idee Galileos zu usurpieren ...

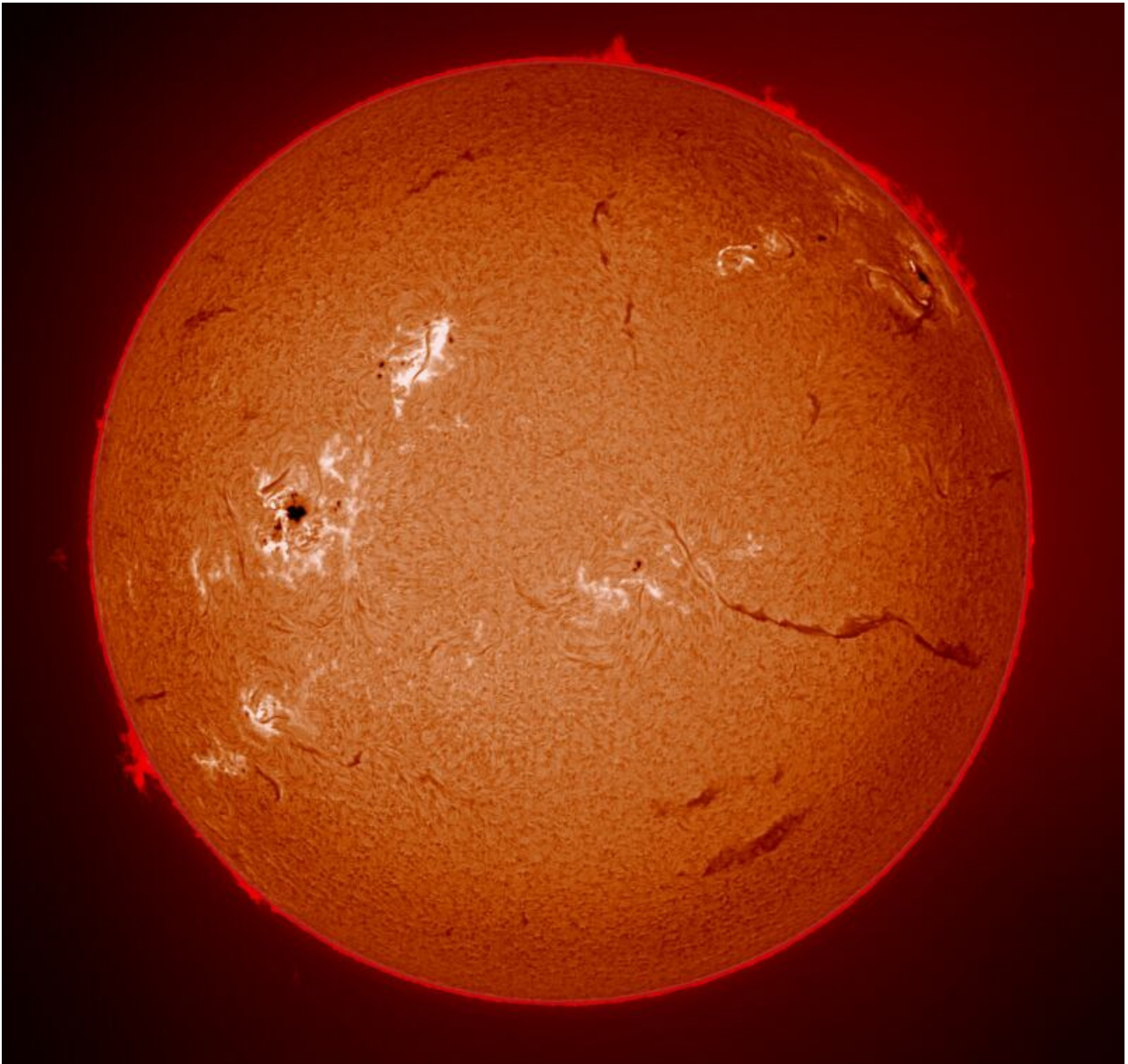
Die Antwort SCHEINER's auf diesen Vorwurf findet sich in seinem Hauptwerk „*Rosa Ursina*“, wo er schreibt: „*Was gewinne ich dabei, wenn man mich für den ersten Entdecker der Sonnenflecken hält und als solchen ausgibt, und was verliere ich, wenn man mir solche Titel abspricht? Ich würde mich schämen, um so eitlen Vorrang zu streiten*“. Der große GALILEI sah das anders und datierte einfach seine Erstbeobachtung um ein Jahr zurück und postulierte sich selbst als Entdecker um seine Eitelkeit zu pflegen. Nun ja, es gibt halt Dinge, die sind zeitlos und denen auch große Männer erlegen sind.

Besonders große Sonnenflecken und Fleckengruppen, deren Winkelausdehnung mehrere Bogenminuten überschreitet, sind unter günstigen Bedingungen (z.B. bei Sonnenuntergang oder bei Hochnebel) durchaus mit dem freien Auge, also ohne sonstige optische Hilfsmittel, zu beobachten. Deshalb ist es auch nicht weiter verwunderlich, daß Historiker Fleckenbeobachtungen lange vor GALILEI und SCHEINER ausgegraben haben, von denen nur die Aufzeichnungen chinesischer Astronomen aus dem Jahre 28 v.Chr. erwähnt werden sollen.



Scheiner benutzte – im Gegensatz zu Galileo Galilei – die Projektionsmethode, um ohne Gefahr für die Augen Sonnenflecken beobachten zu können.

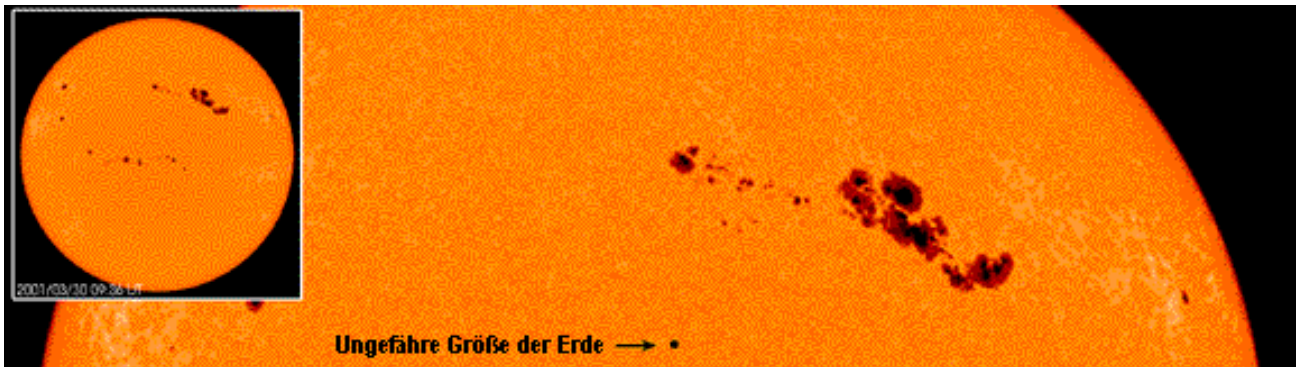
Sonnenflecken machen die Sonne für den beobachtenden Astronomen erst richtig interessant, da sie ein temporäres, sich ständig änderndes, aber trotzdem periodisches Phänomen sind. Sie sind der sogenannten „Aktiven Sonne“ zuzuordnen. Ihre Anzahl schwankt innerhalb eines ca. elfjährigen Zyklus zwischen den fast fleckenlosen Zeiten der „ruhigen“ Sonne und dem sogenannten Sonnenfleckenmaximum, wo noch weitere Aktivitätsphänomene wie Flares, solare Eruptionen und ein verstärkter Sonnenwind gehäuft auftreten. Alle diese Phänomene hängen mit dem solaren Magnetfeld und dessen zyklische Umpolung zusammen. Darüber soll im Folgenden berichtet werden.



Sonne mit Protuberanzen (Filamente), Flecken und Fackeln im Licht der  $H_{\alpha}$ -Linie des Wasserstoffs, wie sie in einem Teleskop mit einem schmalbandigen Coronado-Filter erscheint.

## Aktive Gebiete in der Sonnenatmosphäre

Wenn man die Sonne mehrere Jahre lang beobachtet, erkennt man, daß das Auftreten von bestimmten morphologischen Merkmalen – insbesondere Sonnenflecke, Fackeln aber auch ungewöhnlich große Protuberanzen – nicht immer gleich häufig ist. Zeiten verstärkter „Aktivität“ mit vielen Sonnenflecken wechseln sich periodisch mit Zeiten ab, wo sich über Tage und Wochen überhaupt keine Sonnenflecken in der Photosphäre sehen lassen. Die Periode, mit der die Anzahl der Sonnenflecken variiert, bezeichnet man als Sonnenfleckenzyklus. Er hat eine Periode von im Mittel 11 Jahren und ist seit 1760 lückenlos dokumentiert. Er macht sich auch auf der Erde bemerkbar. Man kann ihn an der Stärke von Jahresringen am Querschnitt von Baumstämmen oder seit knapp 100 Jahren anhand seines Einflusses auf den Funkverkehr beobachten. Mittlerweile sind im Zuge der technischen Entwicklung die Erscheinungen der solaren Aktivität sogar lebenswichtig geworden. Solare Flares können nicht nur Astronauten auf einer Erdumlaufbahn gefährlich werden. Auch die Stabilität von flächendeckenden Elektrizitätsnetzwerken hängt von der rechtzeitigen Warnung vor „koronalen Masseauswürfen“ ab, weshalb dem sogenannten „*Space Weather*“ immer mehr Aufmerksamkeit geschenkt wird.



Die Gebiete auf der Sonne, wo sich Sonnenflecken oder Sonnenfleckengruppen bilden bzw. manifest sind, bezeichnet man gewöhnlich als „aktive Gebiete“. Sie machen sich auf Magnetogrammen durch eine signifikante Verstärkung des lokalen Magnetfeldes bemerkbar. Viele Fleckengruppen sind bipolar, d.h. benachbarte Flecken besitzen eine unterschiedliche magnetische Polarität. Entlang der Domänengrenzen erheben sich bevorzugt Protuberanzen, die auf der Sonnenscheibe im  $H_{\alpha}$ -Licht als dunkle Filamente erscheinen. In der Umgebung der Sonnenflecken findet man außerdem häufig etwas (ca. 10%) hellere Gebiete, die als Fackeln bezeichnet werden.

Neben den Flecken und den Fackeln, deren Lebensdauer gewöhnlich einige Tage bis Wochen beträgt, treten insbesondere in der Chromosphäre auch sehr kurzzeitige (Minuten bis Stunden) Phänomene auf, bei denen extrem viel Energie freigesetzt wird. Sie werden als solare Eruptionen oder Flares bezeichnet. Da sie insbesondere mit bipolaren Fleckengruppen assoziiert sind, ist auch ihre Häufigkeit mit dem Aktivitätszyklus der Sonne gekoppelt. Da diese Eruptionen zu koronalen Masseauswürfen führen können, deren Teilchenströme das Erdmagnetfeld beeinflussen, hat ihre Erforschung auch eine ganz praktische Bedeutung.

Sonnenflecke sind hinreichende, aber nicht unbedingt notwendige Phänomene, die eine aktive Region in der Sonnenatmosphäre charakterisieren. Eine allgemeinere Definition, die auch Beobachtungen im

kurzwelligem, von der Erdoberfläche aus nicht zugänglichen Wellenlängenbereichen mit einbezieht, umfaßt alle Prozesse in der Sonnenatmosphäre (bis in die untere Korona hinein), die mit aus der Sonnenoberfläche austretenden starken lokalen Magnetfeldern assoziiert sind. In der Chromosphäre sind derartige Regionen beispielsweise auf H und K-Spektroheliogrammen als „Plages“ zu erkennen. Im Bereich der unteren Korona lassen sie sich im weichen Röntgenlicht untersuchen.

Die Möglichkeit, die Sonne auch außerhalb des optischen Spektralbereichs zu beobachten, hat zu vielen neuen Erkenntnissen über die „aktive“ Sonne geführt. Insbesondere konnte der Bereich der Chromosphäre bis hin zu der mehrere Millionen Grad heißen Korona mittels spezieller Forschungssatelliten über einen ganzen Fleckenzklus hinweg untersucht werden. Zunehmend interessieren sich auch die Stellar-Astronomen für diese Untersuchungen, da für die Sonne typische Aktivitätserscheinungen auch bei anderen Sternen zu beobachten sind.

## Die Sonnenflecken

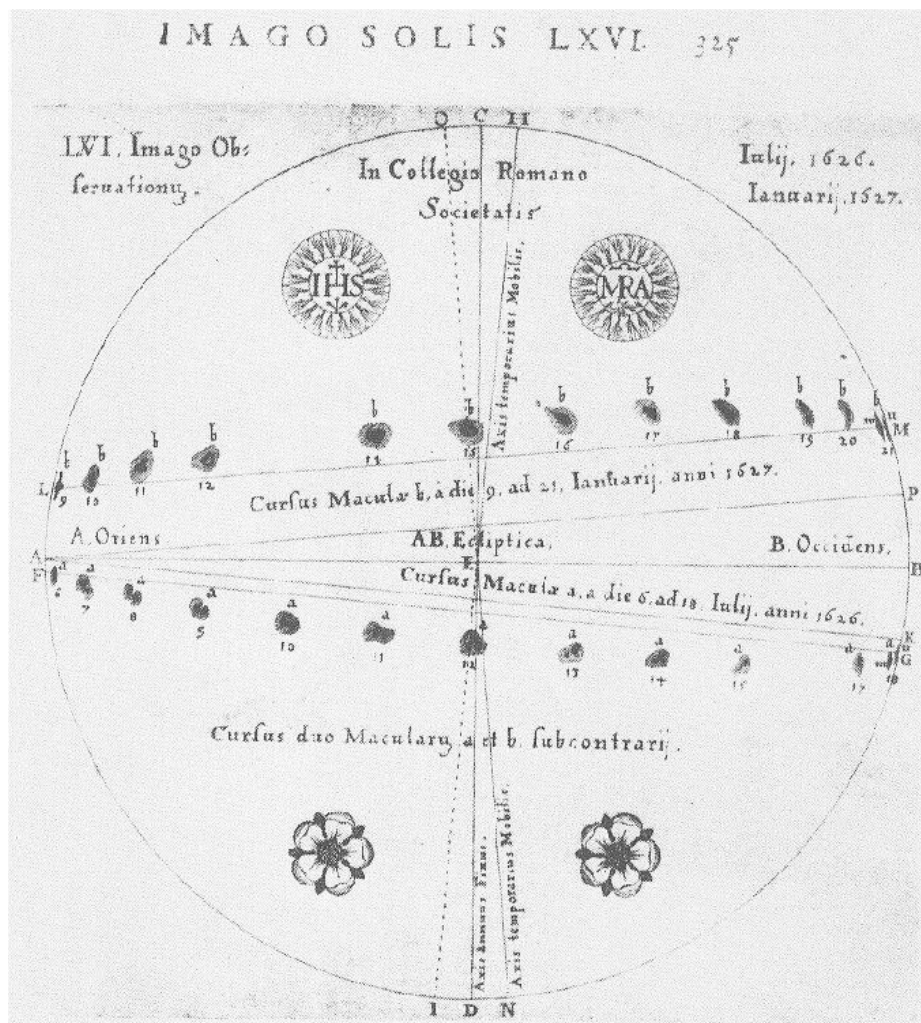
Seit ihrer wissenschaftlichen Entdeckung vor fast 400 Jahren erfreuen sich die Sonnenflecken unter den Sonnenbeobachtern immer noch ungeteiltes Interesse. Das sich auf der Sonne ab und an dunkle Flecken zeigen, war jedoch bereits in früheren Zeiten aufgefallen. Eine historisch-kritische Untersuchung von alten (meist chinesischen) Quellen durch K.K.C.YAU und F.R.STEPHENSON (1988) ergaben insgesamt 157 Sonnenfleckenbeobachtungen vor Erfindung des Fernrohrs. Aus Europa sind dagegen nur vereinzelte Fleckenbeobachtungen vor dem 17. Jahrhundert bekannt geworden. Das mag auch daran liegen, daß nach ARISTOTELES die hellstrahlende Sonne als Inbegriff der Reinheit und Makellosigkeit galt. Nach Palmströms Prinzip (CHRISTIAN MORGENSTERN, „... *das nicht sein kann, was nicht sein darf.*“) konnte es während dieser noch unaufgeklärten Zeiten sogar gefährlich sein, diese These in Frage zu stellen. Lediglich aus der Zeit der Kreuzzüge (JOHN OF WORCESTER, 1128) und aus dem Rußland des Jahres 1371 sind Aufzeichnungen über besonders auffällige Sonnenflecken bekannt geworden. Zu erwähnen ist noch eine Beobachtung durch JOHANNES KEPLER (1571-1630) anlässlich eines von ihm vorhergesagten Merkurdurchganges (1607). Wir wissen heute, daß seine Vorhersage nicht exakt war und er zu einer falschen Zeit die Sonne beobachtet hat. Da er aber einen dunklen Punkt auf der Sonnenscheibe ausmachen konnte (den er fälschlicherweise für den Planeten Merkur hielt), kann dieser „Punkt“ nur ein Sonnenfleck gewesen sein.

Die Einführung des Fernrohrs zur Sonnenbeobachtung führte ab etwa 1613 zum Beginn einer systematischen Überwachung der Sonne. Besonders zu erwähnen ist in diesem Zusammenhang der Jesuitenpater CHRISTOPH SCHEINER (1575-1650), der seine langjährigen Beobachtungen 1630 in seinem Hauptwerk „*Rosa Ursina sive Sol*“ veröffentlichte. Er verwendete zur täglichen Erfassung der Sonnenflecken die sogenannte Projektionsmethode, wie sie auch heute noch viele Amateurastronomen anwenden. Sowohl SCHEINER als auch GALILEO GALILEI entdeckten unabhängig voneinander die Sonnenrotation und maßen ihre Dauer. Sie wußten zwar aus ihren Beobachtungen, daß die Flecken ein inhärenter Bestandteil der Sonne sind. Aber um was es sich dabei physikalisch handelt, war zu ihrer Zeit noch völlig unklar. 1769 fiel dem Glasgower Professor ALEXANDER WILSON (1714-1786) auf, daß am Sonnenrand der äußere Teil eines Flecks – die Penumbra – in äquatorialer Richtung verkürzt erscheint (Wilson-Effekt). Deshalb postulierte er, daß Sonnenflecken eine Art „Depressionen“, Eindellungen in der Photosphäre darstellen und man durch den Kern des Flecks (die Umbra) die

## Sonnenflecke

dunkle „Oberfläche“ der Sonne sehen kann. 1801 deutete mit einer gewissen Folgerichtigkeit der damals sehr berühmte Astronom WILHELM HERSCHEL (1738-1822) die dunklen Flecken als „Löcher“ in den heißen „Sonnenwolken“ nicht ohne es zu versäumen, eine Art von ziemlich hitzeresistenten Bewohner der darunter liegenden Bereiche zu postulieren: „Dies läßt uns vermuten, daß die Sonnenoberfläche höchstwahrscheinlich auch bewohnt ist wie die übrigen Planeten, und zwar von Lebewesen, deren Organe den besonderen Umständen auf dieser mächtigen Kugel angepaßt sind.“

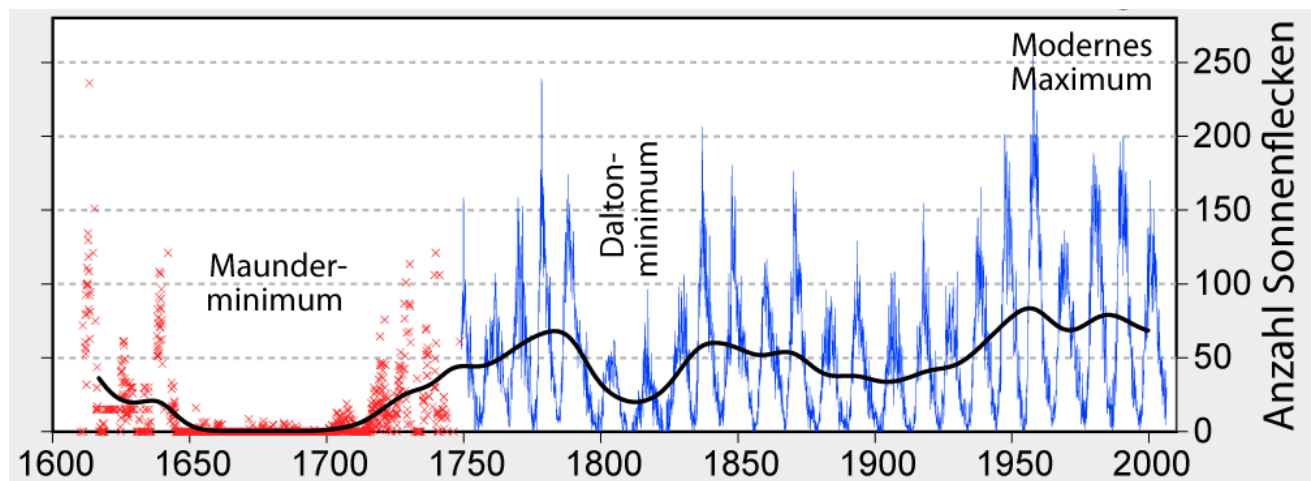
Die nächste große Entdeckung in Bezug auf die Sonnenflecke gelang einem Amateurastronomen aus Dessau. HEINRICH SCHWABE (1789-1875) – von Beruf Apotheker – beobachtete die Sonne von 1826 bis 1843 an jedem Tag, an dem sie sichtbar war. Insbesondere zählte er nicht nur Einzelflecken, sondern er unterschied von ihnen noch die sogenannten Sonnenfleckengruppen. 1843 fiel ihm auf, daß die Anzahl der Flecken bzw. Fleckengruppen offensichtlich mit einer Periode von ungefähr 10 Jahren zu schwanken scheint. Ein entsprechender Artikel erschien im Band 20 der „Astronomischen Nachrichten“, der aber von der Fachwelt nicht sonderlich beachtet wurde. Erst ALEXANDER VON HUMBOLDT (1769-1859) würdigte im 3. Band seines berühmten Werkes „*Kosmos, Entwurf einer physischen Weltbeschreibung*“ (1850) die Entdeckung des Sonnenfleckenzyklus durch SCHWABE auf eine Weise, die dem Dessauer Amateur noch zu Lebzeiten einigen späten Ruhm einbrachte.



Scheiner hat seine Sonnenfleckenbeobachtungen in Zeichnungen sehr genau dokumentiert.

Ungefähr zur gleichen Zeit (1848) weckten SCHWABES Beobachtungsergebnisse bei dem Berner Astronomen RUDOLF WOLF (1816-1893) Interesse. Er systematisierte die Sonnenfleckenbeobachtungen und machte sie untereinander vergleichbar, in dem er die noch heute verwendete „Relativzahl“ einführte.

Auch zwei weitere wichtige Entdeckungen gehen auf das Konto eines fleißigen Amateurastronomen: RICHARD CARRINGTON (1826-1875) leitete aus seiner Beobachtungsreihe, welche die Jahre 1853 bis 1861 umfaßte, die differentielle Rotation der Sonne ab und er war es auch, der den ersten sogenannten „Flare“ beobachtet und aufgezeichnet hat. Außerdem fiel ihm auf, daß zu Beginn eines Sonnenfleckenzyklus die Flecken zuerst in hohen heliographischen Breiten erscheinen. Je mehr sich der Zyklus seinem Maximum nähert, um so mehr Flecken treten in den äquatorialen Regionen der Sonne auf. Diese Beobachtung verarbeitete der deutsche Astronom GUSTAV SPÖRER (1822-1895) sowie EDWARD WALTER MAUNDER (1851-1928) zu dem bekannten „Schmetterlingsdiagramm“, dessen Erklärung auch heute noch Gegenstand der Forschung ist.



Veränderung der Sonnenfleckenhäufigkeit seit 1610

Die weiteren Entdeckungen sind dem Gebiet der Astrophysik zuzuordnen. Erwähnt werden sollen in diesem Zusammenhang insbesondere die Entdeckung von starken lokalen Magnetfeldern im Bereich von Sonnenflecken (GEORGE ELLERY HALE, 1868-1938) und der Nachweis von horizontalen Strömungen in der Penumbra (J.EVERSHED, 1909). Ab diesem Zeitpunkt wird die Sonnenforschung zunehmend durch die Entwicklungen der modernen Physik (Quantentheorie, Plasmaphysik, insbesondere Magnetohydrodynamik) geprägt. Es zeigte sich immer mehr, daß die Sonnenflecken und ihr zyklisches Auftreten mit dem globalen Magnetfeld der Sonne zu tun haben. Mit dem Babcock-Modell (HORACE BABCOCK, 1961) und den sich daraus ableitenden Vorstellungen über den solaren Dynamo existieren heute durchaus brauchbare quantitative und qualitative Modelle des solaren Magnetfeldzyklus, dessen am deutlichsten sichtbaren Repräsentanten nun mal die Sonnenflecken sind.

## Aufbau und Klassifikation

Größere Sonnenflecke sind – soweit es sich nicht um in sich verschmolzene Gruppen handelt, gewöhnlich kreisförmig mit einem dunklen Kernbereich – der Umbra – und einem etwas helleren, meist etwas faserig aussehenden Außenbereich, der Penumbra. Flecken ohne Penumbra sind i.d.R. sehr klein (in der Größenordnung etwa mit einigen Granulationszellen vergleichbar) und werden deshalb als „Poren“ bezeichnet. Die Intensitätsunterschiede der Umbra und der Penumbra gegenüber der ungestörten Photosphäre haben ihre Ursache in einem signifikanten Temperaturunterschied. Nach dem Stefan-Boltzmannschen Gesetz nimmt die Intensität einer thermischen Strahlungsquelle mit der 4. Potenz der absoluten Temperatur zu. Das bewirkt, daß schon geringe Temperaturdifferenzen zu starken Intensitätsunterschieden führen. Da große Intensitätsunterschiede als Kontraste wahrgenommen werden, erscheinen uns die Sonnenflecken relativ zu der umgebenden Photosphäre als völlig schwarz obwohl sie natürlich auch eine ganze Menge an Licht emittieren.

Im Fall eines Sonnenflecks (Umbra) wird bei einer Wellenlänge von 300 nm z.B. ein Intensitätsverhältnis

$$\frac{I_{Spot}}{I_{Photo}} \approx 0.13 \quad [1.179]$$

gemessen. Geht man von einer Photosphärentemperatur von 5700 K aus, dann erhält man daraus unter Anwendung des Stefan-Boltzmannschen Gesetzes eine Umbra-Temperatur von ca. 3400 K. Im Infraroten liegt das Intensitätsverhältnis ungefähr bei 0.46 ( $\lambda = 1000$  nm) und die Umbra-Temperatur berechnet sich daraus zu ca. 4700 K. Genauere Untersuchungen haben schließlich für die Umbra im sichtbaren Spektralbereich eine Temperatur von 4300 K und für die Penumbra eine Temperatur von 5500 K ergeben.

Die Fläche der Umbra ist ziemlich genau ein konstanter Bruchteil der Gesamtfläche eines Sonnenflecks und beträgt  $(0.17 \pm 0.03) \cdot A_{Spot}$ . Im Mittel mißt der Durchmesser der Penumbra eines voll entwickelten Sonnenflecks 20 bis 60 Millionen Kilometer. Die Lebensdauer ist recht unterschiedlich und kann in Extremfällen mehrere Sonnenrotationen umfassen. 90% der Flecke haben jedoch eine Lebensdauer von weniger als 11 Tage.

Sowohl Umbra als auch Penumbra zeigen Feinstrukturen, die mit den Magnetfeldern zu tun haben, die an ihrer Position die Photosphäre durchstoßen. Besonders auffällig sind z.B. Lichtbrücken, die eine Umbra in zwei oder sogar mehrere Teile trennen können.

Flecken oder Fleckengruppen, die paarweise auftreten, besitzen meist – wie man leicht auf Magnetogrammen erkennen kann - eine unterschiedliche magnetische Polarität. Man nennt sie deshalb „bipolar“. Fast 90% aller Sonnenflecken gehören derartigen Gruppen an.

### Umbra

Der dunkle Teil eines Sonnenflecks wird nach dem lateinischen Wort für „Schatten“ als „Umbra“ bezeichnet. Sie ist natürlich nicht vollkommen Schwarz. Die Flächenhelligkeit übersteigt die des Vollmondes immerhin noch um das ca. Zwanzigfache. Sie hängt außerdem noch vom Betrag der magnetischen Feldstärke ab, wobei gilt: je dunkler der Fleck, desto stärker das lokale Magnetfeld. Während zu Zeiten des Sonnenfleckenmaximums die „dunkelsten“ Fleckenkerne („dark nuclei“) beobachtet werden, erscheinen sie zu weniger aktiven Zeiten etwas heller und farblich mehr zu einem rötlichen Braun hin zu tendieren.

Mit Hilfe des Zeeman-Effekts kann man das lokale Magnetfeld eines Sonnenflecks recht genau bestimmen. Danach beträgt die magnetische Induktion  $B$  im Bereich der Umbra eines typischen Flecks ca. 0.2 T. In extremen Fällen konnten sogar Felder mit über 0.4 T gemessen werden. Sie sind aber nicht typisch. Diese starken lokalen Magnetfelder sind dafür verantwortlich, daß der konvektive Wärmetransport im Bereich eines Sonnenflecks behindert wird, was zu einer Abkühlung des photosphärischen Plasmas um ca. 2100 K auf 4300 K führt. Deshalb strahlt die Umbra auch nur etwa 25% der Energie im sichtbaren Bereich ab als die ungestörte Photosphäre.

Unter sehr guten atmosphärischen Bedingungen lassen sich in der Umbra Feinstrukturen ausmachen. Kleine, etwas heller leuchtende Punkte mit einem scheinbaren Winkeldurchmesser von weniger als 0.5'' werden als „umbrale Punkte“ („umbral dots“) bezeichnet. Sie ähneln in ihrer Morphologie ein wenig einer kleinen Granulationszelle und zeigen eine Eigenbewegung von bis zu 0.5 km/s. Ihre Anzahl scheint mit geringer werdender Größe zuzunehmen, so daß sie mit einem signifikanten Anteil an der Emission der Umbra beteiligt sind obwohl der Überdeckungsgrad (d.h. ihr Anteil an der Fläche der Umbra) kaum 10% übersteigt. Ihre Lebensdauer ist nach Messungen mit dem schwedischen Vakuumenteleskop auf La Palma stark mit ihrem Durchmesser korreliert. Man vermutet, daß sie mit magnetisch beeinflussten konvektiven Energietransportprozessen innerhalb der Umbra verbunden sind. An ihrer Natur ist jedoch noch vieles weiterhin rätselhaft.

Besonders in Sonnenfleckengruppen beobachtet man sogenannte Lichtbänder, welche die Umbra in mehrere „Kerne“ aufteilen. Diese Bänder werden als „Lichtbrücken“ bezeichnet. Früher nahm man an, daß sie – vergleichbar mit „Wolken“ - oberhalb der Flecken schwebend angeordnet sind. Heute weiß man, daß sie ein inhärenter Bestandteil der Sonnenflecken sind und deren Zerfall einleiten bzw. anzeigen.

Morphologisch unterscheidet man zwei Gruppen von Lichtbrücken wobei das Hauptunterscheidungsmerkmal ihre Breite ist:

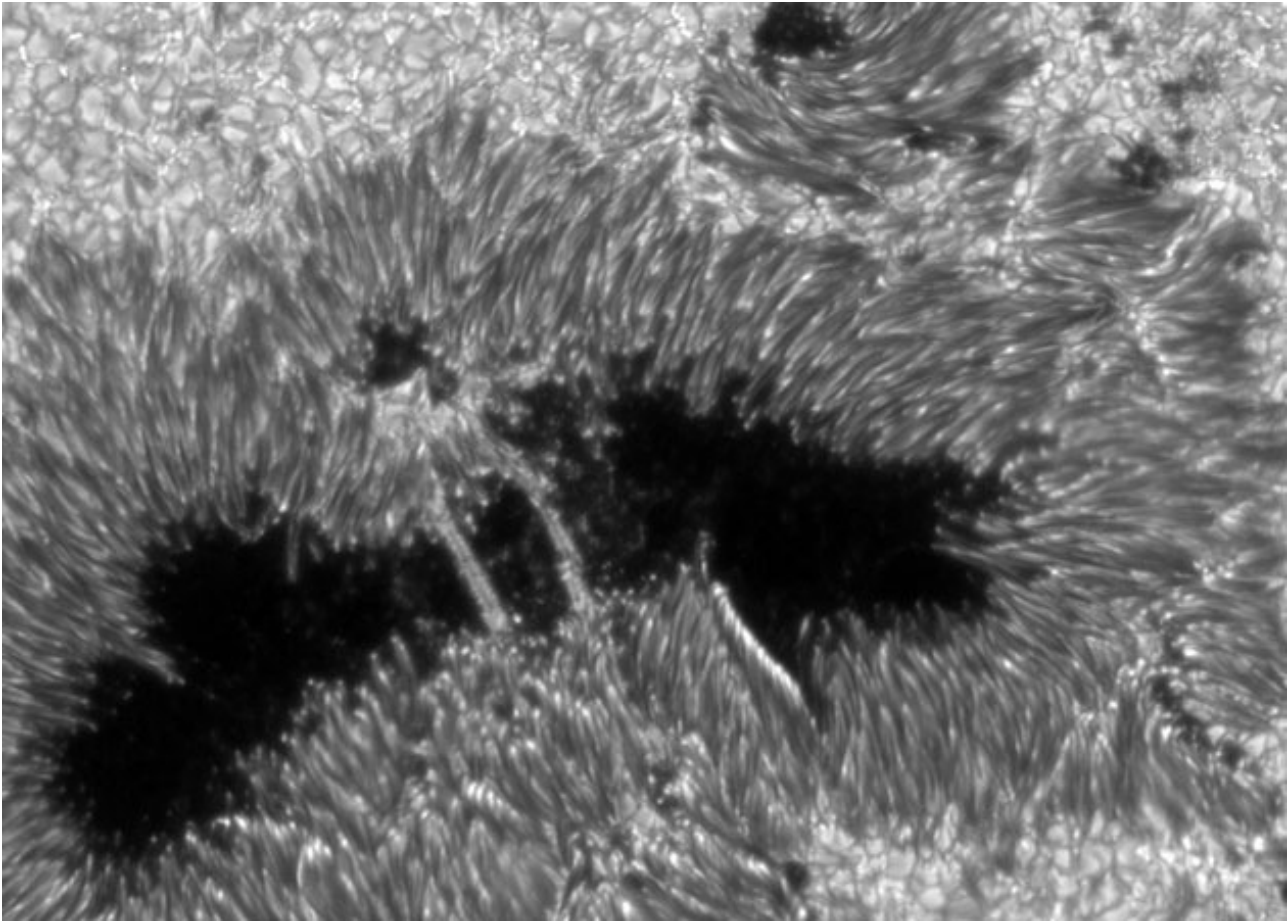
a) FLB – *Faint light bridges*

Dünne Filamente, welche die Umbra nicht vollständig zerteilen. Ihre Helligkeit ist mit der Helligkeit der faserigen Penumbra-Strukturen zu vergleichen. Ihre Breite beträgt etwa 0.5''.

b) SLB – *Strong light bridges*

Bedeutend breiter als FLB's (>2''). Diese Strukturen zerteilen immer die Umbra, wodurch zwei oder mehrere dunkle Kerne entstehen. Ihre Feinstruktur wird im Wesentlichen durch Granulen bestimmt, die bei den größeren Brücken den photosphärischen Granulen ähneln und auch deren Helligkeit erreichen.

Die Lebensdauer der Lichtbrücken beträgt meist mehrere Tage.



Lichtbrücken über einen Sonnenfleck. Die Länge dieser Strukturen beträgt ca. 5000 Kilometer  
© Swedish Vacuum Solar Telescope (SVST)

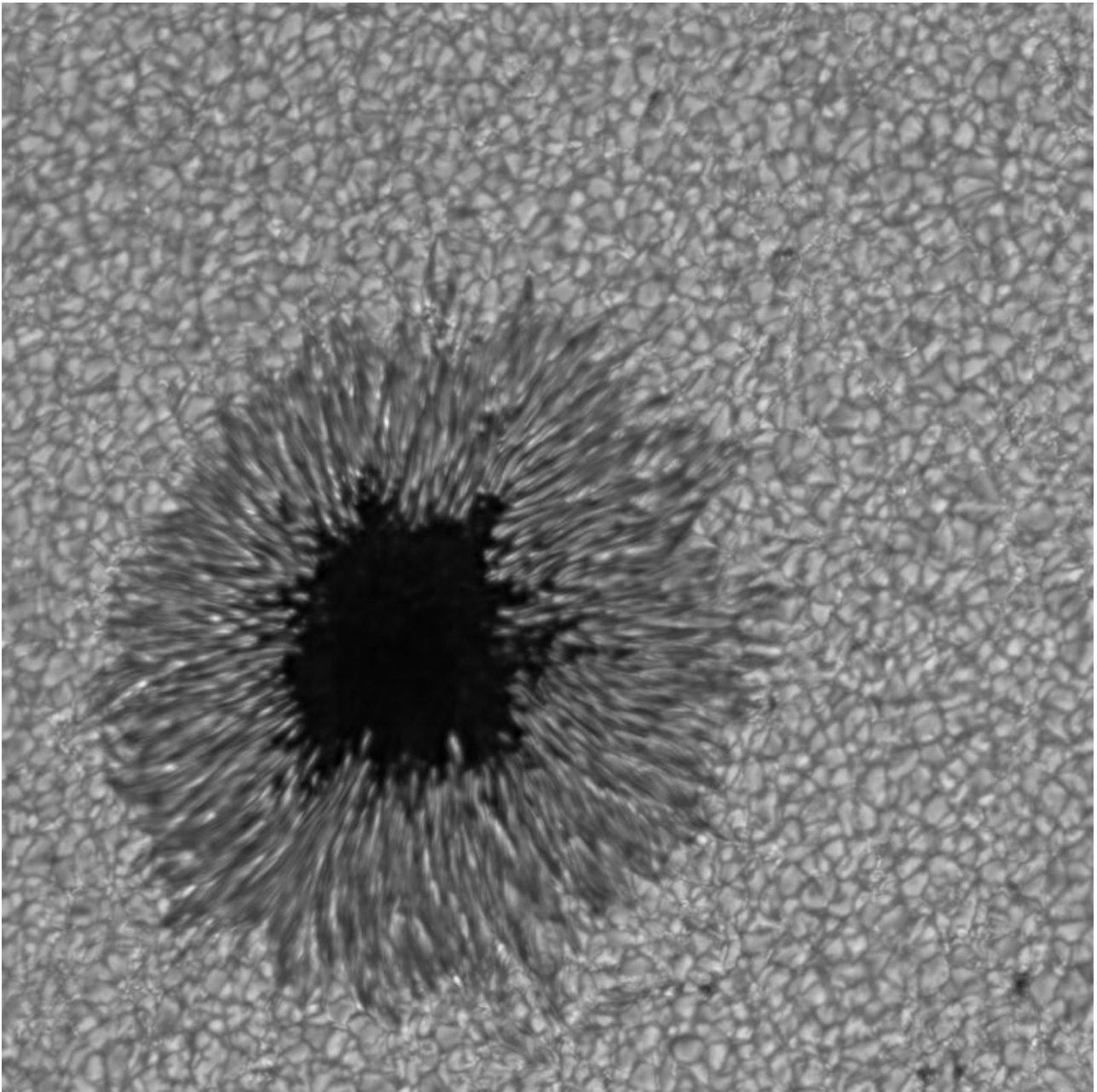
### **Penumbra**

Als „*Penumbra*“ wird der etwas hellere „Hof“ um den Kern eines Sonnenflecks bezeichnet. Auch dieser Begriff wurde wie „*Umbra*“ von CHRISTOPH SCHEINER (1575-1650) geprägt und bedeutet soviel wie „Halbschatten“.

Die typische filamentartige Struktur der Penumbra ist seit dem 19. Jahrhundert bekannt. Von dem italienischen Astronomen ANGELO SECCHI (1818-1878) stammen z.B. ausgezeichnete Sonnenfleckenzeichnungen, deren Qualität erst durch hochauflösende Fotografien, wie sie seit Mitte des 20. Jahrhunderts möglich geworden sind, übertroffen wird.

Obwohl die Penumbra oft eine ziemlich irreguläre Außengrenze zeigt, kann man sie von der umgebenden Photosphäre doch sehr gut abgrenzen. Auf hochaufgelösten Fotografien erkennt man eine Vielzahl von hellen und dunklen eng beieinanderliegende Fasern, die radial verlängert zum Zentrum des Sonnenflecks gerichtet sind. Auf diesen Fasern lassen sich oft kleine helle Flecke ausmachen (sogenannte „*penumbrial grains*“), die eine mittlere Lebensdauer von ungefähr einer halben Stunde haben und die entweder radial nach Innen oder nach Außen wandern. Während dieser Zeit beträgt ihre

Ortsveränderung meistens nur ein oder zwei Bogensekunden. Das ergibt eine horizontale Bewegungsgeschwindigkeit von ungefähr 0.6 km/s.



Hochauflöste Aufnahme eines Sonnenflecks mit Penumbra, dessen radial ausgerichtete faserige Struktur sehr gut zu erkennen ist.

Im Licht der  $H_{\alpha}$ -Linie treten die für die Penumbra typischen filamentartigen Strukturen noch deutlicher hervor. Ihre radiale Ausdehnung ist um Einiges größer und erreicht ungefähr den doppelten Fleckdurchmesser des integralen Lichts.  $H_{\alpha}$ -Filtergramme bilden im Wesentlichen Bereiche ab, die „oberhalb“ der Fleckstrukturen des weißen Lichtes liegen. Penumbrale Strukturen in diesen höheren Schichten der Sonnenatmosphäre bilden die sogenannte „Superpenumbra“. In ihr wird ein breites Spektrum von wellenartigen Bewegungsvorgängen beobachtet, die an der Umbra-Penumbra-Grenze beginnen und sich konzentrisch radial nach außen fortpflanzen.

Plasmaströmungen in der Penumbra wurden 1909 erstmals von JOHN EVERSHED (1864–1956, er arbeitete damals am Kodaikanal Observatorium in Indien) spektroskopisch nachgewiesen. Rot- und Violettverschiebungen von Spektrallinien, die in unterschiedlichen Höhen in der Sonnenatmosphäre entstehen, zeigen an, daß Materie von der Umbra ausgehend radial durch die Penumbra nach außen fließt (die Geschwindigkeit liegt im Bereich zwischen 0.4 und ca. 5 km/s). In der Chromosphäre oberhalb des Flecks kehrt sich die Strömungsrichtung um und die Gasmassen bewegen sich mit einer Geschwindigkeit von bis zu 20 km/s in die Umbra zurück, was zum „inversen Evershed-Effekt“ führt.

### **Klassifikation von Sonnenflecken und Fleckengruppen**

Um den zuvor von HEINRICH SCHWABE (1789-1875) entdeckten Sonnenfleckenzyklus auf eine tragfähige statistische Basis zu stellen, führte der schweizerische Astronom JOHANN RUDOLF WOLF (1816-1893) die sogenannte Sonnenfleckenrelativzahl  $R_p$  ein. Er wußte, daß die Anzahl der sichtbaren Flecken – so wie sie ein Beobachter notiert – von einigen schwer einzuschätzenden Faktoren abhängig ist, zu denen die Qualität des Fernrohrs, die Luftunruhe und die persönliche Erfahrung des Beobachters gehören. Verschiedene Beobachter werden deshalb für den gleichen Tag verschiedene „Relativzahlen“ ermitteln. Erst die „Homogenisierung“ dieser verschiedenen „persönlichen Relativzahlen“ führt letztendlich zu einer weitgehend objektiven Beschreibung der Sonnenfleckenentwicklung über einen längeren Zeitraum, der von den Beobachtern unabhängig ist. Die Relativzahl, die dafür verwendet wird, ist die Züricher Relativzahl  $R_z$ .

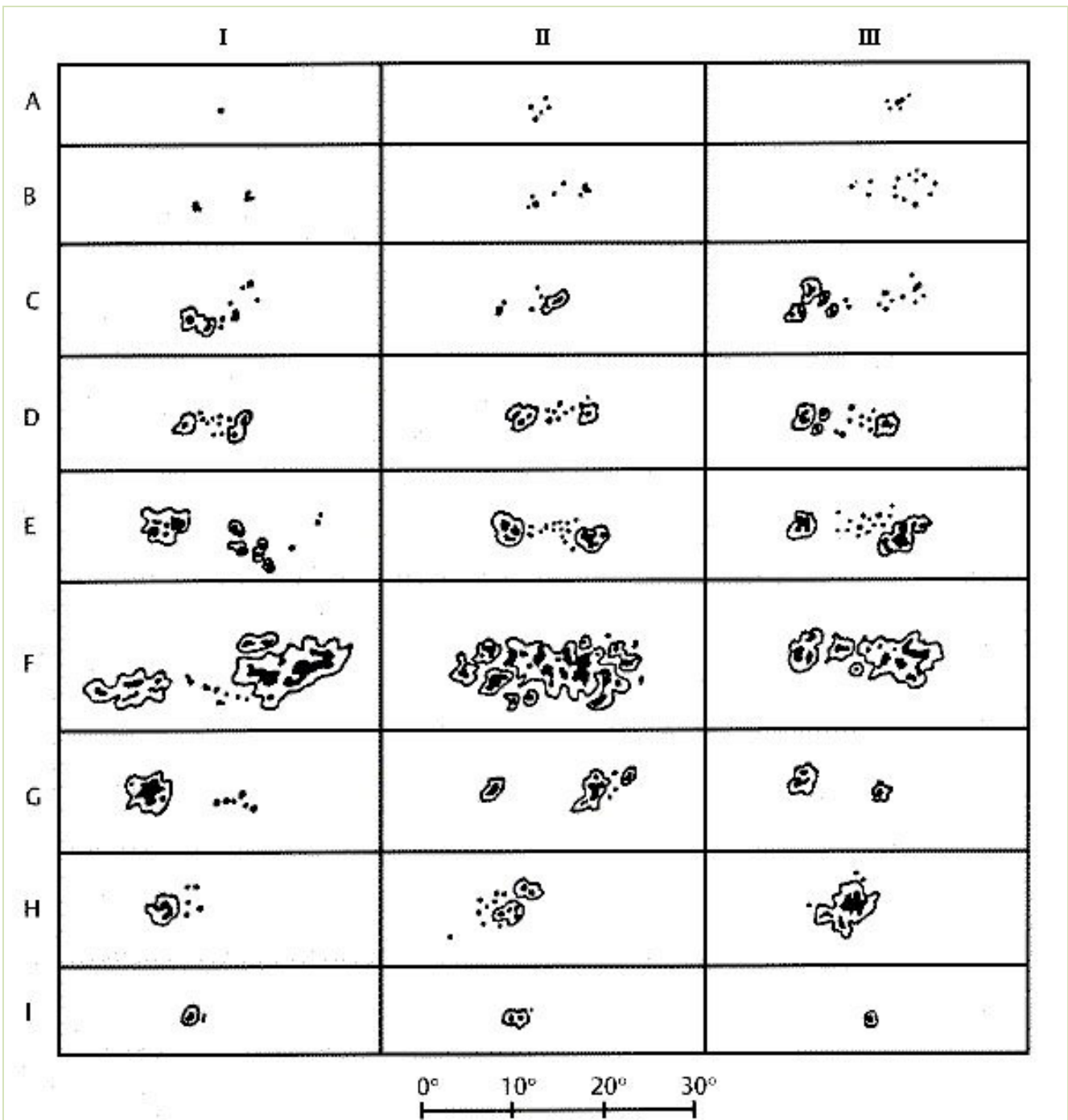
Nach WOLF berechnet sich die Relativzahl nach folgender Formel:

$$R_p = 10g + f \quad [1.180]$$

$f$  ist die auf der Sonne sichtbare Anzahl von Einzelflecken und  $g$  die Anzahl von Sonnenflecken-gruppen, wobei jeder Einzelfleck auch als Gruppe gezählt wird. Zu Zeiten hoher Fleckenaktivität ist es jedoch oft schwierig zu entscheiden, was eine einzelne Sonnenfleckengruppe ist. Auch deshalb unterscheiden sich die persönlichen Relativzahlen verschiedener Beobachter. Um sie trotzdem vergleichbar zu machen, bestimmt man einen beobachterabhängigen Korrekturfaktor  $k$  derart, das mit

$$R_z = k R_p \quad [1.181]$$

die Züricher Relativzahl reproduziert wird. Es ist dabei nicht so wichtig,  $k$  möglichst klein werden zu lassen. Die Qualität einer Beobachtungsreihe (und damit des Beobachters) zeichnet sich dagegen durch einen weitgehend konstanten Korrekturfaktor  $k$  über die gesamte Beobachtungsperiode aus.



Klassifikationsschema von Sonnenflecken und Sonnenfleckengruppen nach Waldmeier

Die Relativzahl ist nur ein Parameter, mit der die Sonnenaktivität quantifiziert werden kann. Auch mit der meßtechnischen Erfassung des integralen Strahlungsflusses in ausgewählten Spektralbereichen (z.B. im radioastronomisch leicht meßbaren Zentimeterwellenbereich) läßt sich sehr gut das Verhalten der aktiven Sonne verfolgen. Eine weitere, aber bedeutend aufwendigere Methode besteht in der Bestimmung des flächenhaften Bedeckungsgrades (meist in Promille) der sichtbaren Sonnenscheibe mit Sonnenflecken. Dazu verwendet man i.d.R. Fotografien, die nachträglich eine genaue Vermessung der einzelnen Flecken und Fleckengruppen ermöglichen. Es ist interessant, daß es einen funktionalen Zusammenhang zwischen der maximalen magnetischen Induktion  $B$  im Zentrum der Sonnenscheibe

und der Gesamtfläche  $A$  stabiler Sonnenflecken gibt. Die Größe  $A$ , die gewöhnlich als Flächenzahl bezeichnet wird, läßt sich durch folgende Formel in Millionstel der sichtbaren Sonnenscheibe berechnen:

$$A = \frac{\left( \sum_{i=1}^n A_i \sec \vartheta \right) \cdot 10^6}{2\pi R_{\odot}^2} \quad [1.182]$$

Dabei ist  $\vartheta$  der Winkel unter dem der Fleck von der Erde aus in bezug auf die durch die Mitte der Sonnenscheibe hindurchgehende Sichtlinie erscheint.

Die Größe  $A$  wird auch heute noch regelmäßig bestimmt und zur quantitativen Beschreibung eines Sonnenfleckenzyklus herangezogen.

Sonnenflecken und Fleckengruppen zeigen innerhalb einer gewissen Variationsbreite eine große Formenvielfalt. Dem wird durch verschiedene Klassifikationsschemata Rechnung getragen. Am bekanntesten ist die 1938 von MAX WALDMEIER (1912-2000) eingeführte Klassifikation die deshalb auch „Waldmeier-Klassifikation“ genannt wird. Sie wird besonders gern von Amateurbesobachtern verwendet.

In diese Klassifikation geht als Parameter die Polarität (unipolar oder bipolar), die Anzahl der Flecken pro Gruppe, die Winkelausdehnung und die Ausbildung der Penumbren ein. Ein Sonnenfleck bzw. eine Sonnenfleckengruppe wird dabei durch einen Großbuchstaben A bis I und einer nachfolgenden Zahl charakterisiert.

In Bezug auf die magnetische Polarität (die im Einzelnen natürlich nur spektroskopisch zu bestimmen ist) unterscheidet man die morphologisch gut zu trennenden Gruppen

- **Unipolare Gruppe**

Ein einzelner Fleck oder eine einzelne kompakte Ansammlung von Flecken, deren größter Durchmesser drei Grad auf der Sonne nicht überschreitet. In der Regel wird dieser Durchmesser vom äußeren Rand der Penumbra des größten Fleckes zum Zentrum des entferntesten Fleckens in der Gruppe gemessen.

- **Bipolare Gruppe**

Zwei Flecken oder ein Haufen von vielen Flecken, deren Hauptachse sich in Ost-West-Richtung erstreckt und deren Ausdehnung drei Grad auf der Sonne übersteigt, bezeichnet man als bipolar. Auf Magnetogramme kann man deutlich die unterschiedliche Polarität der beiden Fleckenzentren unterscheiden.

Die einzelnen Großbuchstaben der Waldmeier- (oder Züricher-) Klassifikation haben folgende Bedeutung:

**A:** Unipolare Gruppe ohne Penumbra (Pore)

**B:** Bipolare Gruppe ohne Penumbra (keine Ausdehnungsbeschränkung)

**C:** Bipolare Gruppe von Flecken, wobei der Hauptfleck eine Penumbra besitzt (keine Ausdehnungsbeschränkung).

**D:** Bipolare Gruppe, wobei die Flecken beider Polaritäten Penumbren besitzen. Die Längenausdehnung ist kleiner als  $10^\circ$  auf der Sonnenscheibe. Ein Hauptfleck zeigt i.d.R. eine kompliziertere Strukturierung als der Andere.

**E:** Große bipolare Gruppe mit Penumbra an den Flecken beider Polarität. Zwischen den Hauptflecken findet man oft in größerer Anzahl weitere Flecken. Die Längenausdehnung liegt zwischen  $10^\circ$  und  $15^\circ$  auf der Sonnenscheibe.

**F:** Wie E. Die Längenausdehnung übersteigt jedoch die  $15^\circ$ -Marke.

**G:** Große bipolare Gruppe ohne kleinen Flecken zwischen den Hauptflecken. Die Länge auf der Sonnenscheibe beträgt mindestens  $10^\circ$ .

**H:** Unipolarer Fleck mit Penumbra. Sein Durchmesser übersteigt die  $2.5^\circ$  - Marke.

**I:** Wie H. Durchmesser jedoch kleiner als  $2.5^\circ$ .



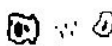







Die Buchstabenfolge des obigen Klassifikationsschemas stellt zugleich eine Entwicklungsfolge dar, welche Sonnenflecken durchlaufen können (aber nicht müssen). Viele Sonnenfleckengruppen beginnen ihre Existenz mit einer lockeren Anhäufung von einzelnen Poren (A, B). Innerhalb von ca. 2 bis 3 Tagen bildet sich daraus eine längliche, meist bipolare Fleckengruppe, in der man – durch Poren getrennt – zwei Hauptflecken ausmachen kann. Diese Gruppe entspricht in der Waldmeierschen Klassifikation den Buchstaben C und D. Nach knapp zwei Wochen hat die Fleckengruppe ihre maximale Länge erreicht die bei sehr großen Gruppen die  $20^\circ$ -Marke auf der Sonne durchaus überschreiten kann (Gruppen F und G). Danach setzt ein allgemeiner Zerfallsprozeß ein bis die Gruppe nach mehreren Wochen ganz verschwunden ist. Die hier beschriebene Entwicklungsfolge wird jedoch nur von den wenigsten Fleckengruppen vollständig durchlaufen. Die meisten Gruppen kommen über den Entwicklungsweg ABA nicht hinaus, d.h. sie sind meistens nach ein oder zwei Tagen bereits wieder verschwunden. Diese Gruppen sind im Wesentlichen für die starke tägliche Schwankungsbreite der Relativzahl R verantwortlich. Typische Entwicklungswege von den recht seltenen ausgedehnten Fleckengruppen, deren Lebensdauer mehrere Wochen betragen kann, sind z.B. ABCDEGHJA oder ABCGCJA. Die meiste Zeit wird dabei in den Gruppentypen G bis J zugebracht, da der Zerfall immer länger dauert als die Neuentstehung einer Fleckengruppe.

Eine mit weiteren Informationen angereicherte Klassifizierung von Sonnenflecken und Fleckengruppen ist die 1990 eingeführte McIntosh-Klassifikation, die eine Weiterentwicklung der von WALDMEIER begründeten Züricher Klassifikation darstellt. Bis auf G und I werden die Gruppen übernommen („modifiziertes Züricher System“) und durch zwei weitere Parameter (p, welche die Penumbra beschreibt und c, welche die Verteilung der Einzelflecke in einer Gruppe charakterisiert) ergänzt wobei für die Reihenfolge „Zpc“ festgelegt wurde.

## Sonnenflecke

| <b>p-Werte</b>   |  |
|--|--|
| x  | Keine Penumbra (Pore)  |
| r  | Rudimentäre, d.h. nicht vollständige Penumbra mit irregulären Rändern  |
| s  | Symmetrische, meist kreisförmige Penumbra mit einer radial angeordneten filamentartigen Struktur. Der Durchmesser ist kleiner als $2.5^\circ$ . (Aussehen entspricht weitgehend der J-Klasse der Waldmeier-Klassifikation).                        |
| a  | Asymmetrische oder sehr komplexe Penumbra mit filamentartiger Struktur. Der Durchmesser ist kleiner als $2.5^\circ$ auf der Sonne.   |
| h  | Ähnlich „s“, also sehr symmetrische Struktur. Der Durchmesser übersteigt jedoch $2.5^\circ$ .  |
| k  | Asymmetrische Penumbra (ähnlich „a“) mit einer Nord-Süd-Ausdehnung größer als $2.5^\circ$ .  |
| <b>c-Werte</b>   |  |
| x  | Undefinierte unipolare Gruppen (entspricht den Klassen A und H)  |
| o  | Lockere, „offene“ Verteilung der Einzelflecken. Der Bereich zwischen dem vorangehenden und hinterherziehenden Hauptfleck der bipolaren Gruppe ist mit vielen kleinen Einzelflecken angefüllt. Die bipolare Struktur ist deutlich zu erkennen.      |
| c  | Kompakte Gruppe. Der Bereich zwischen den Hauptflecken der bipolaren Gruppe ist mit weiteren größeren Flecken, die meistens auch eine ausgebildete Penumbra besitzen, ausgefüllt. Im Extremfall ist die gesamte Gruppe mit einer Penumbra umgeben. |
| i  | Zwischenstufe zwischen „o“ und „c“. Einige Flecken ohne Penumbra befinden sich zwischen den beiden Hauptflecken der bipolaren Gruppe.  |
| <p>In der McIntosh-Klassifikation sind bis zu 60 verschiedene Klassen möglich wobei in der Natur nicht alle Kombinationsmöglichkeiten der Kennbuchstaben vorkommen. Ein Vorteil der neuen Klassifikation ist die feinere Unterteilung und die Beobachtung, daß bestimmte McIntosh-Klassen auch mit anderen Phänomenen der aktiven Sonne korreliert sind. Fleckengruppen des Typs „Fkc“ produzieren z.B. oft solare Flares die wiederum in einigen Fällen mit intensiven koronalen Masseausstößen (CME's) verbunden sind. Und Letztere haben bekanntermaßen eine große Bedeutung für die Erde, da sie für ein stürmisches „<i>Space Weather</i>“ sorgen...</p> <p>Da sich Sonnenflecken nicht nur durch Form und Gruppenbildung auszeichnen, sondern die mit ihnen verbundenen starken Magnetfelder zu ihrem eigentlichen Wesen gehören, ist eine Klassifikation nach dem magnetischen Verhalten durchaus sinnvoll. Außerdem stehen mit den Magnetographen, die auf dem Zeeman-Effekt beruhen, moderne bildgebende Verfahren zur Verfügung, die eine größtenteils lückenlose Überwachung des Oberflächenmagnetfeldes der Photosphäre ermöglichen.</p> |  |

### Mc Intosh Klassen

|   | mod. Zürich   | Penumbra |   | Verteilung |  |
|---|---|----------|---|------------|--|
| A | ·   | x        | ·   | x          | ·  |
| B | · ·   | r        | •   | o          |  |
| C |  · | s        | ⊙   | i          |  |
| D |    | a        |  | c          |  |
| E |    | h        | ⊙   |            |  |
| F |    | k        |  |            |  |
| H |    |          |   |            |  |

Die Entdeckung, daß Paare von Sonnenflecken in den meisten Fällen eine unterschiedliche magnetische Polarität aufweisen, geht auf G.E.HALE zurück. Seine Beobachtungen des photosphärischen Magnetfeldes am Mt. Wilson Observatorium in Kalifornien führte in Fortführung seiner Forschungen zu der „*Mount Wilson Sunspot Magnetic Classification*“, wie sie noch heute zur Charakterisierung des magnetischen Verhaltens von Sonnenflecken und Gruppen von Flecken verwendet wird. Dieses Klassifikationsschema wird ergänzend z.B. zu WALDMEIERS „Züricher System“ verwendet und kennzeichnet Fleckengruppe durch griechische Buchstaben:

#### Alpha (unipolar)

Mit „ $\alpha$ “ wird eine unipolare Sonnenfleckengruppe bezeichnet.

#### Beta (bipolar)

Eine Sonnenfleckengruppe mit einem deutlich getrennten positiven und negativen magnetischen Feld bezeichnet man als „bipolar“ und kennzeichnet sie mit dem griechischen Buchstaben „ $\beta$ “.

#### Gamma (complex)

Mit „ $\gamma$ “ kennzeichnet man eine komplexe aktive Region in welcher die positiven und negativen Bereiche so irregulär angeordnet sind, daß eine Klassifikation als „bipolare“ Gruppe nicht mehr möglich ist.

#### Beta-Gamma

Darunter versteht man eine offensichtlich bipolare Fleckengruppe, die aber bereits so komplex ist, daß man keine kontinuierliche Grenze zwischen den Gebieten unterschiedlicher Polarität mehr ausmachen kann.

### **Delta**

Umbræ mit entgegengesetzter Polarität sind mit einer Penumbra gleicher Polarität umgeben.

### **Beta-Delta**

Eine Sonnenfleckengruppe vom Typ  $\beta$  enthält einen oder mehrere Flecke in einer  $\delta$ -Konfiguration.

### **Beta-Gamma-Delta**

Eine  $\beta$ – $\gamma$ -Gruppe enthält einen oder mehrere Flecke in einer  $\delta$ -Konfiguration.

### **Gamma-Delta**

Eine Sonnenfleckengruppe, die als „ $\gamma$ “ klassifiziert wird, enthält einen oder mehrere Flecke in einer  $\delta$ -Konfiguration.

In der Fachliteratur findet man noch weitere Klassifikationsschemen, die aber im Gegensatz zu den hier kurz beschriebenen keine weite Verbreitung gefunden haben oder die nur für die Erfassung von spezielle Phänomenen entwickelt wurden. In bezug auf die Beschreibung der Sonnenaktivität sind sie untereinander aber durchaus korreliert und führen zu vergleichbaren Ergebnissen.

## **Entwicklung von Sonnenflecken und Fleckengruppen**

Die meisten Sonnenflecken sind sehr kurzlebig. Sie entstehen aus einer Pore, bilden eine Umbra und Penumbra aus und verschwinden wieder. Bei einer großen und komplexen Sonnenfleckengruppe, wie sie zur Zeit eines Aktivitätsmaximums gar nicht selten auftreten, sieht es etwas anders aus. Hier kann man deutlich verschiedene Entwicklungsstufen zwischen „Geburt“ und „Auflösung“ beobachten. Dabei bezeichnet man den Hauptfleck in einer Gruppe, der in Rotationsrichtung der Sonne vorangeht, als p-Fleck („*proceeding*“), während der nachfolgende als f-Fleck („*following*“) bezeichnet wird. Er ist i.d.R. etwas weniger ausgeprägt.

Für eine große (und damit nicht ganz typische) Fleckengruppe ergibt sich z.B. folgender zeitlicher Verlauf:

### **1.Tag**

Eine kleine helle fackelartige Struktur, die oft mit einer bogenförmigen Struktur assoziiert ist (sichtbar im  $H_{\alpha}$ -Licht), erscheint und zeigt an, daß eine magnetische Flußröhre die Photospharenuntergrenze erreicht hat und beginnt, sie zu durchstoßen.

### **2.Tag**

Ein kleiner Sonnenfleck vom Typ p erscheint an der Kante einer Fackel und vergrößert nach und nach seinen Durchmesser, wobei der Kontrast zu der umgebenden Photosphäre zunimmt. Auf Magnetogrammen erkennt man die Zunahme der lokalen Magnetfeldstärke über dem Fleck.

### **3.Tag**

Einer oder auch mehrere f-Flecken erscheinen am anderen Ende der Fackel. Sie besitzen die entgegengesetzte magnetische Polarität als der vorausseilende Fleck. Es entstehen die Anzeichen einer bipolare Struktur.

### 4.Tag

Kleinere Flecken verschmelzen zu einem oder mehreren größeren Flecken. Der p-Fleck der Gruppe bildet eine gut sichtbare Penumbra aus und zwischen den bipolaren Fleckenbereichen entsteht eine deutliche magnetische Trennlinie (bipolare Gruppe).

### 5. bis 13.Tag

Jetzt entsteht auch um den f-Fleck eine Penumbra. In dem Bereich zwischen den dominierenden p- und f-Flecken entstehen eine Vielzahl von Poren und die Sonnenfleckengruppe erreicht ihre größte räumliche Ausdehnung. Auf Filtergrammen erkennt man ausgedehnte  $H_{\alpha}$ -Fackeln sowie sogenannte Plages. Die Magnetfeldstärke erreicht ein Maximum und es können sich u.U. solare Flares ausbilden.

### 14. bis 30.Tag

Alle Flecken in der Gruppe mit Ausnahme des dominierenden p-Flecks verschwinden nach und nach. Die  $H_{\alpha}$ -Plages verlieren an Intensität und die Fläche, die sie einnehmen, verringert sich. Das Oberflächenmagnetfeld wird immer schwächer und es entstehen an der Domänengrenze der verschiedenen Polaritäten Protuberanzen, die auf  $H_{\alpha}$ -Filtergrammen als dunkle Filamente sichtbar werden.

### 30. bis 60.Tag

Der dominierende p-Fleck beginnt zu schrumpfen und verschwindet. Die Protuberanzen über der magnetischen Domänengrenze werden immer länger und auf Magnetogrammen ist deutlich die Zweiteilung der aktiven Region in bezug auf das Oberflächenmagnetfeld zu erkennen.

### 60. bis 100.Tag

Die  $H_{\alpha}$ -Plages verschwinden zunehmend. Das Filament im Bereich der ehemaligen Fleckengruppe erreicht ihre größte Länge und erstreckt sich in den meisten Fällen entlang eines solaren Breitenkreises (d.h. parallel zum Sonnenäquator).

### 100. bis 250.Tag

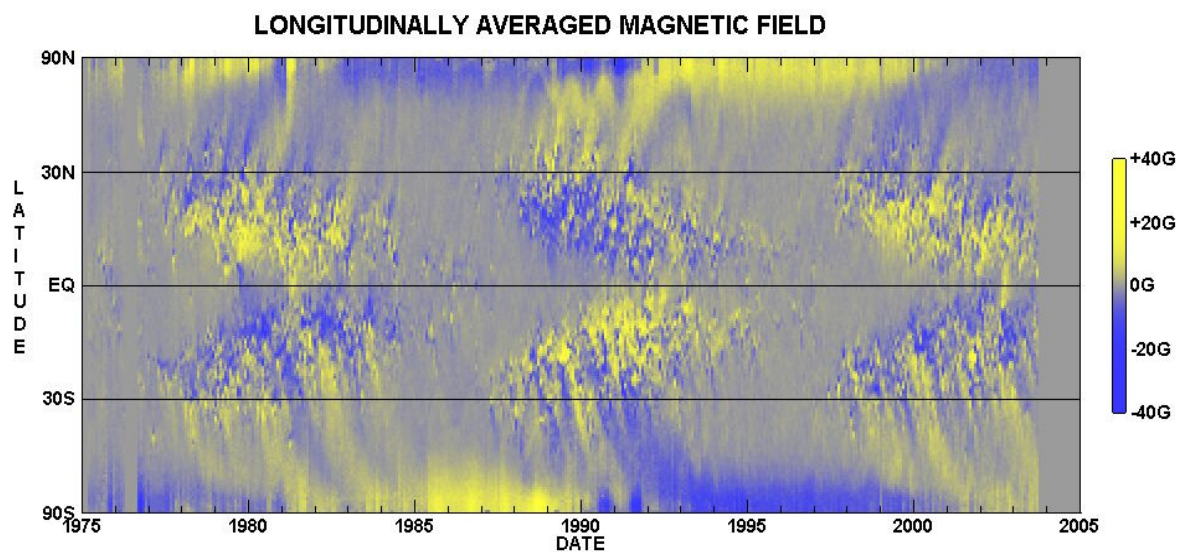
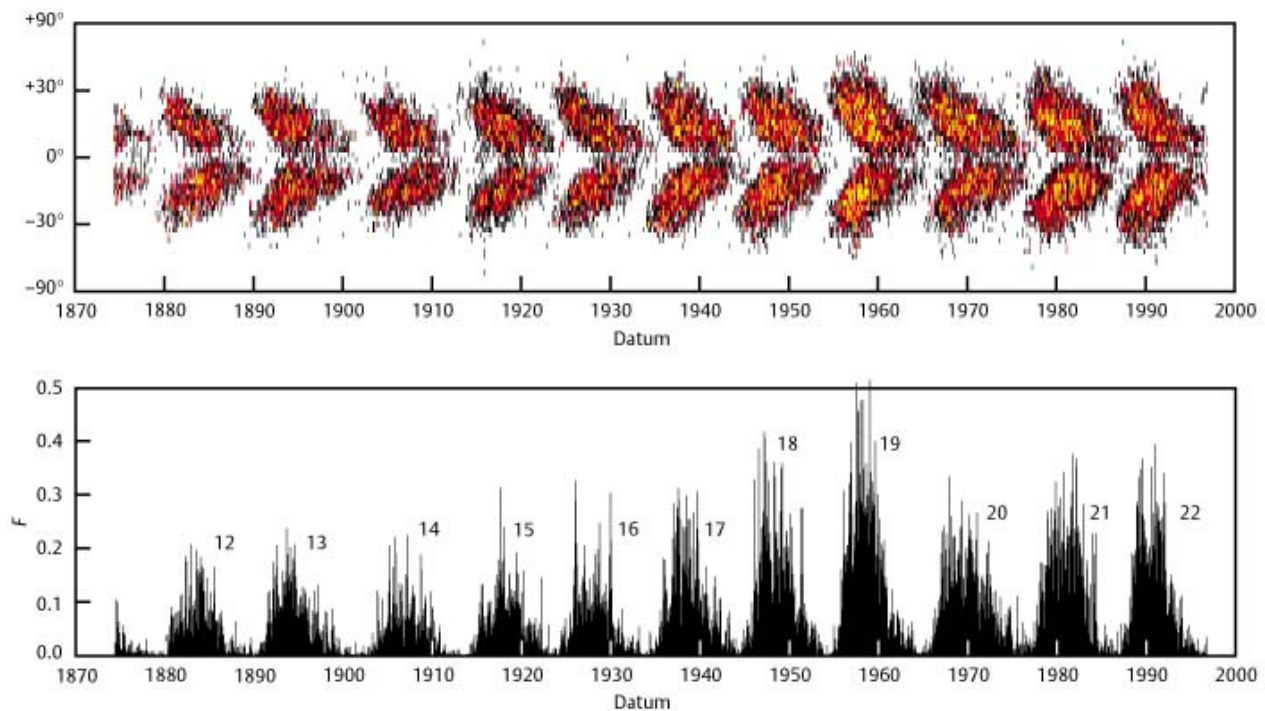
Das Filament bricht in viele kleine Einzelfilamente zusammen, die nach und nach verschwinden. Der Zerfallsprozeß kann aber auch explosionsartig erfolgen, was u.U. zu einem koronalen Massenausstoß führen kann.

## Das Schmetterlingsdiagramm

Beobachtet man über mehrere Jahrzehnte die Positionen von Sonnenflecken und Sonnenfleckengruppen, dann findet man nicht nur eine ca. 11-jährige Periode in ihrer Anzahl (ausgedrückt durch die Sonnenfleckenzahl als Funktion der Zeit), sondern auch eine recht ungewöhnliche Breitenabhängigkeit. 1858 fand CARRINGTON, daß der Bereich auf der Sonnenoberfläche, in dem bevorzugt Flecken entstehen, im Laufe eines Sonnenfleckenzyklus von höheren Breiten ( $> 20^{\circ}$ ) langsam in Richtung Äquator abdriftet. Diese Drift in Breite wird gewöhnlich

## Sonnenflecke

als Spörers Gesetz (nach GUSTAV SPÖRER, 1822-1895) bezeichnet. Trägt man die heliographische Breite der Sonnenflecken über die Zeit auf, dann erhält man ein Diagramm welches aufgrund seiner Ähnlichkeit mit einem Schmetterling den Namen Schmetterlingsdiagramm erhalten hat.



NASA/NSSTC/Hathaway 2003/10

Dieses magnetische Schmetterlingsdiagramm zeigt sehr schön die Umpolung des solaren Magnetfeldes innerhalb des 22-jährigen Zyklus. Die Feldstärken sind in Gauß angegeben.

Das Diagramm zeigt deutlich, daß die Sonnenflecken nicht – wie der erste Eindruck vermuten läßt – auf der Sonnenscheibe regellos verteilt sind. Der Bereich des Sonnenäquators ( $\pm 5^\circ$ ) wird kaum einmal von Flecken beeinflusst. Auch der Bereich oberhalb einer heliographischen Breite von  $\pm 35^\circ$  ist meist

fleckenleer. Zu Beginn eines neuen Zyklus erscheinen die ersten Flecke sogar nur innerhalb eines schmalen Streifens (Breite ca 15°) in höheren nördlichen und südlichen Breiten symmetrisch zum Sonnenäquator. Dieser Streifen wandert, je mehr man sich einem Fleckenmaximum nähert, immer mehr in Richtung Äquator wobei die Breite der Entstehungszone leicht zunimmt. Außerdem beobachtet man, daß die magnetische Orientierung der p- und f-Flecken bipolarer Gruppen auf den beiden Hemisphären immer entgegengesetzt zueinander ausgerichtet ist. Mehr noch, die Polaritätsausrichtung wechselt alle 11 Jahre derart, daß ca. 11 Jahre lang in einer Hemisphäre die Nord-Südrichtung und die nächsten 11 Jahre die Süd-Nordrichtung vorherrscht (auf der anderen Hemisphäre ist es genau umgekehrt). Daraus hat bereits G.E.HALE geschlußfolgert, daß ein vollständiger magnetischer Zyklus der Sonne nicht 11 (wie der Sonnenfleckenzyklus), sondern 22 Jahre dauert. Diese Gesetzmäßigkeit nennt man das Hale'sche Polaritätsgesetz.

Die Erklärung der physikalischen Prozesse, die zum Schmetterlingsdiagramm führen, ist nicht einfach. Man weiß, daß es mit dem sogenannten „solaren Dynamo“ eng verknüpft ist. Dieser „Dynamo“ ist für die Ausbildung des globalen solaren Magnetfeldes verantwortlich und liefert auch die magnetischen Flußröhren, die an ihren Durchstoßungspunkten in der Sonnenatmosphäre zu den dunklen Sonnenflecken führen.

### Magnetische Flußröhren (Flux tubes)

Sehr viele der auf der Sonne beobachtbaren Phänomene hängen mit der Wirkung starker Magnetfelder zusammen. Die Sonnenflecken sind dabei besonders auffällige Strukturen der Photosphäre, in denen man die Konzentration der aus- oder eintretenden Feldlinien direkt spektroskopisch nachweisen kann. Die Frage ist, was stellen diese Magnetfelder dar und wie entstehen sie im Sonneninneren.

Das Gas der solaren Atmosphäre besitzt wie jedes Plasma eine sehr gute elektrische Leitfähigkeit, die man durchaus mit der Leitfähigkeit von Kupferdraht vergleichen kann. Da es sich bei der Wechselwirkung von elektrischen Strömen mit Magnetfeldern und umgekehrt um elektrodynamische Prozesse handelt, werden sie klassisch durch die Maxwell'schen Gleichungen beschrieben. Dieser Satz von vier vektoriellen Differentialgleichungen beschreibt die Ursache und die Wirkung sowie die Wechselwirkung und das zeitliche Verhalten magnetischer und elektrischer Felder sowohl im Vakuum als auch in materiellen Medien wobei Letzteres durch einen Satz von Materialgleichungen gewährleistet wird. Unter Verwendung von Differentialoperatoren lassen sich diese Gleichungen sehr kompakt aufschreiben:

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad [1.183a]$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad [1.183b]$$

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = \rho_e \quad [1.183c]$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0 \quad [1.183d]$$

Materialgleichungen:

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu \mathbf{H} \quad [1.183e]$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \mathbf{E} \quad [1.183f]$$

$\mathbf{H}$  und  $\mathbf{E}$  bezeichnen Vektorfelder, genaugenommen magnetische und elektrische Felder. Gleichung (1.183c) sagt aus, daß die Quelle des elektrischen Feldes elektrische Ladungen sind - hier beschrieben durch die (skalare) Ladungsdichte  $\rho_e$  - während gemäß (1.183d) Magnetfelder immer quellenfrei sind (zumindest bis das Gegenteil bewiesen wird ...)

Gleichung (1.183a) ist das Ampere'sche Gesetz: Ein sich änderndes elektrisches Feld (sowie ein elektrischer Strom) erzeugen ein magnetisches Feld.

(1.183b) stellt dagegen das Faraday'sche Induktionsgesetz dar: Magnetfelder, die sich zeitlich ändern, erzeugen ein elektrisches Feld.

$\mathbf{D}$  ist die elektrische Verschiebungsdichte und  $\mathbf{B}$  bezeichnet man gewöhnlich als magnetische Induktion.

Den Faktor  $\varepsilon$  zwischen der Verschiebungsdichte  $\mathbf{D}$  und der elektrischen Feldstärke  $\mathbf{E}$  nennt man Permittivität. Er beschreibt quasi die „Durchlässigkeit“ von Materie in bezug auf elektrische Felder.  $\varepsilon_0$  ist die Dielektrizitätskonstante des Vakuums. Gewissermaßen analog zu dieser Größe ist die Permeabilität  $\mu$ . Sie ist ein Maß für die „Durchlässigkeit“ von Materie in bezug auf magnetische Felder wobei man  $\mu_0$  als magnetische Feldkonstante bezeichnet.

Die Materialkonstanten sind über die wichtige Beziehung

$$c_m = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon \mu_0 \mu}} \quad [1.184]$$

mit der Lichtgeschwindigkeit in einem Medium verknüpft. Im Vakuum ist sowohl die Permittivität als auch die Permeabilität gleich 1 und  $c_m = c$ , was die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum ist.

In Gleichung (1.183 a) taucht u.a. der Stromstärkevektor  $\mathbf{j}$  auf. Da Ströme durch eine endliche elektrische Leitfähigkeit  $\sigma$  begrenzt werden, gilt für sie das verallgemeinerte Ohmsche Gesetz:

$$\mathbf{j} = \sigma [\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}] \quad [1.185]$$

wobei  $\mathbf{v}$  die (relativistisch ausgedrückte) Relativgeschwindigkeit z.B. einer Plasmaströmung in bezug auf das Magnetfeld ist. Durch diese Gleichung wird demnach eine Beziehung zwischen elektrischen und magnetischen Feldern und der Dynamik der diesen Feldern ausgesetzten Materieströmungen hergestellt, was letztendlich zur Magnetohydrodynamik (MHD) führt, die in der solaren Astrophysik eine große Bedeutung hat.

Ein stationäres Magnetfeld wird im Laufe der Zeit aufgrund von (1.185) verschwinden. In diesem Fall verkürzt sich (1.185) auf  $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$  und für die Feldstärke  $\mathbf{H}$  kann  $\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{j}$  geschrieben werden. Mit

(1.183b) und (1.183e) folgt daraus eine Differentialgleichung, welche die Änderung der Induktion  $\mathbf{B}$  mit der Zeit beschreibt:

$$\frac{1}{\sigma} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{H} = \operatorname{rot} \mathbf{E}$$

also

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \frac{1}{\sigma \mu_0 \mu} \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{B} = 0$$

woraus mit der bekannten Identität  $\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{B} = \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{B} - \nabla^2 \mathbf{B}$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{1}{\sigma \mu_0 \mu} \nabla^2 \mathbf{B} \quad [1.186]$$

folgt. Diese Differentialgleichung (eine spezielle Diffusionsgleichung) liefert explizit Informationen über die Zerfallsdauer eines durch Ströme induzierten Magnetfeldes an einem gegebenen Raumpunkt aufgrund der endlichen Leitfähigkeit eines Plasmas. Anschaulich kann man sich diesen Vorgang als ein „herausdiffundieren“ von Magnetfeldlinien aus einem endlichen Raumbereich der Ausdehnung  $L$  vorstellen, was im Laufe der Zeit den magnetischen Fluß verringert. Eine Abschätzung ergibt für die Abklingdauer ungefähr den Wert

$$\tau_d \approx \mu_0 \mu \sigma L^2 \quad [1.187]$$

Bedenkt man, daß die Sonne bereits bei ihrer Entstehung ein Magnetfeld mitbekommen hat, dann sagt (1.187) – mit  $L$  als Sonnendurchmesser – aus, daß in diesem Fall  $\tau_d > 10^{10}$  betragen muß, was ca. eine Größenordnung über ihrer realen Lebensdauer liegt. Die Sonne sollte also heute noch ein gewisses Restmagnetfeld besitzen, welches im Kernbereich konzentriert ist und im Außenraum eine dipolartige Struktur aufweist. Aber genau das ist nicht oder nur eingeschränkt (z.B. zu Zeiten der „ruhigen“ Sonne) zu beobachten. Das solare Magnetfeld in den äußeren Schichten ist sehr komplex und muß immer wieder durch einen im unteren Bereich der Konvektionszone lokalisierten Dynamomechanismus regeneriert werden. In diesem Fall ist der zweite Term in (1.185) von entscheidender Bedeutung. In diesem Abschnitt soll der eigentliche Dynamoeffekt noch nicht im Einzelnen behandelt werden. Er ist aber ursächlich für die Ausbildung sogenannter magnetischer Flußröhren verantwortlich die, wenn sie die Photosphäre durchstoßen, bipolare Sonnenfleckengruppen ausbilden.

Unter einer Flußröhre versteht man ein röhrenförmiges Bündel von magnetischen Feldlinien, die in ein Plasma hoher Leitfähigkeit eingefroren sind. Was ihre Ausdehnung betrifft, treten sie in der Sonne in unterschiedlichen Größenordnungen und unterschiedlichsten topologischen Anordnungen auf. Für ihre Entstehung gibt es unterschiedliche Modellvorstellungen. Flußröhren, die für die Sonnenflecken verantwortlich sind, entstehen mit großer Wahrscheinlichkeit im Übergangsbereich zwischen Sonnenkern und Konvektionszone (Tachocline oder Overshoot-Region). Dieser Bereich ist dadurch ausgezeichnet, daß der durch Strahlung vermittelte Energietransport in einen effektiveren konvektiven Massetransport übergeht. In der diffizilen Grenzzone kann sich dabei magnetischer Fluß ansammeln und – da die Magnetfeldlinien im Plasma eingefroren sind – so zur Ausbildung horizontaler schlauchartiger Strukturen kommen, wobei die Magnetfeldlinien eine Röhre bilden, deren Inneres

nahezu feldfrei ist. Diese Gebilde werden als toroidale magnetische Flußröhren (engl. „flux tubes“) bezeichnet.

Betrachtet man das Plasma in der Röhre als eine in der Strömungsrichtung  $\mathbf{r}$  von parallelen Magnetfeldlinien eingeschlossenen Flüssigkeit (Geschwindigkeit  $\mathbf{v}$ ) der Dichte  $\rho$ , dann gilt folgende Eulersche Bewegungsgleichung:

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\text{grad } p + \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \rho \text{ grad } \varphi \quad [1.188]$$

$p$  ist der Gasdruck innerhalb der Flußröhre und  $\varphi$  das Gravitationspotential.

Der zweite Term im rechten Teil der Gleichung stellt die Lorentzkraft dar. Dafür kann man wegen

$$\mathbf{j} \times \mathbf{B} = \frac{1}{\mu_0 \mu} (\text{rot } \mathbf{B} \times \mathbf{B}) \quad [1.189]$$

auch

$$\mathbf{j} \times \mathbf{B} = -\text{grad} \left( \frac{B^2}{2\mu_0 \mu} \right) + \frac{1}{\mu_0 \mu} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} \quad [1.190]$$

schreiben. Im stationären Fall tritt Kräftegleichgewicht ein und aus (1.188) und (1.190) folgt für die Normalenrichtung (gegeben durch den Vektor  $\mathbf{n}$ ) in bezug zum Magnetfeld  $\mathbf{B}$ :

$$\frac{\partial}{\partial n} \left( p + \frac{B^2}{2\mu_0 \mu} \right) = 0 \quad [1.191]$$

Der Druck innerhalb einer Flußröhre setzt sich demnach aus zwei Bestandteilen zusammen: aus dem Gasdruck  $p$  und dem Druck, der sich aus einem Zug entlang der magnetischen Feldlinien ergibt. Dieser Druck muß im Gleichgewichtsfall mit dem Gasdruck  $p_a$  außerhalb der Flußröhre übereinstimmen:

$$p_a = p + \frac{B^2}{2\mu_0 \mu} = \frac{\rho}{m} RT + \frac{B^2}{2\mu_0 \mu} \quad [1.192]$$

Hieraus ist leicht zu erkennen, daß bei Anwesenheit eines entsprechenden Magnetfeldes  $p < p_a$  und damit auch  $\rho < \rho_a$  sein muß. Das bedeutet, daß die Materie innerhalb der Flußröhre leichter ist als die Materie außerhalb. Deshalb kommt es zu einem Vorgang, den man als „magnetischen Auftrieb“ bezeichnet:

$$F_{\text{auftr}} = g (\rho_a - \rho) \quad [1.193]$$

Dieser Auftrieb ist – wie Modellrechnungen zeigen – in der Lage, eine magnetische Flußröhre soweit anzuheben, daß sie die Photosphäre durchdringt und eine bipolare Fleckengruppe bildet. Bei ihrem Aufstieg werden die Flußröhren aufgrund der Sonnenrotation durch die Corioliskraft aus der Äquatorebene – wo sie bevorzugt entstehen – in niedrige solare Breiten abgelenkt, was zumindest teilweise das Aussehen des Schmetterlingsdiagramms erklärt.

Nachdem sich in der Overshoot-Region eine stabile Flußröhre ausgebildet hat, reicht bereits eine kleine Anfangsinstabilität (die nach ihren Entdecker Parker-Instabilität genannt wird) aus, um sie nach oben zu krümmen. Das führt zu einer signifikanten Abweichung vom hydrostatischen Gleichgewicht, die die Röhre durch einen Massentransport innerhalb der Röhre von der Störung weg auszugleichen versucht. Da sich dadurch die Dichte in diesem Röhrenabschnitt verringert, nimmt nach (1.193) der Auftrieb weiter zu. Während der untere Teil der Flußröhre fest am Boden der Konvektionszone verankert bleibt, steigt der bogenförmige Teil unter Vergrößerung seines Querschnitts immer schneller nach oben, bis er schließlich die sichtbare Photosphäre an zwei Stellen durchbricht. Der Vertex der Flußröhre ragt anschließend noch weit in die Chromosphäre hinein. Dieses Modell erklärt damit auf sehr plausible Weise die bekannte Beobachtungstatsache, daß zwei neu entstandene Flecken einer bipolaren Gruppe (p- und f-Fleck) oftmals innerhalb weniger Tagen leicht auseinanderdriften.

Bleibt noch die Frage zu klären, warum die Durchstoßungspunkte der Flußröhre im Falle eines Sonnenflecks dunkel erscheinen respektive eine geringere Temperatur haben als die umgebende Photosphäre. In Band 12 wurde das Schwarzschild-Kriterium für das Einsetzen von Konvektion abgeleitet. Innerhalb einer magnetischen Flußröhre muß der Ausdruck (1.165) modifiziert werden, da das Magnetfeld konvektiven Materietransport behindert:

$$\frac{p}{T} \frac{dT}{dp} > \frac{\gamma-1}{1} + \frac{B^2}{B^2 + \gamma p} \quad [1.194]$$

Die Temperaturabnahme um ca. 2000 K innerhalb eines Sonnenflecks relativ zu seiner Umgebung hängt also damit zusammen, daß das Magnetfeld der Flußröhre konvektiven Wärmetransport in ihrem Inneren stark reduziert. Dadurch werden die normalen Photosphärentemperaturen nicht mehr erreicht.

Magnetische Flußröhren sind auf der Sonne weit verbreitet und treten in verschiedensten topologischen Konfigurationen und Größenordnungen auf. Ihre Erforschung wird gegenwärtig stark forciert, weil auch mit den neuen hochauflösenden Sonnentelaskopen auf den Kanarischen Inseln die technischen Voraussetzungen für Feinstrukturuntersuchungen gestärkt wurden. Insbesondere ist man bemüht, eine genaue Theorie des 22-jährigen magnetischen Zyklus der Sonne zu entwickeln. Dafür gibt es bereits einige vielversprechende Ansätze, welche die globale Phänomenologie der aktiven Sonne bereits sehr genau wiedergeben bzw. beschreiben. Viele Details harren aber weiterhin der Aufklärung. Hier helfen Modellrechnungen weiter, die auf der Lösung der an die einzelnen Problemstellungen angepaßten magnetohydrodynamischen Grundgleichungen beruhen. PETER CALIGARI vom Kiepenheuer-Institut in Freiburg konnte auf diese Weise z.B. den Aufstieg von magnetischen Flußröhren durch die Konvektionszone bis zur Photosphäre sehr detailliert numerisch nachverfolgen.

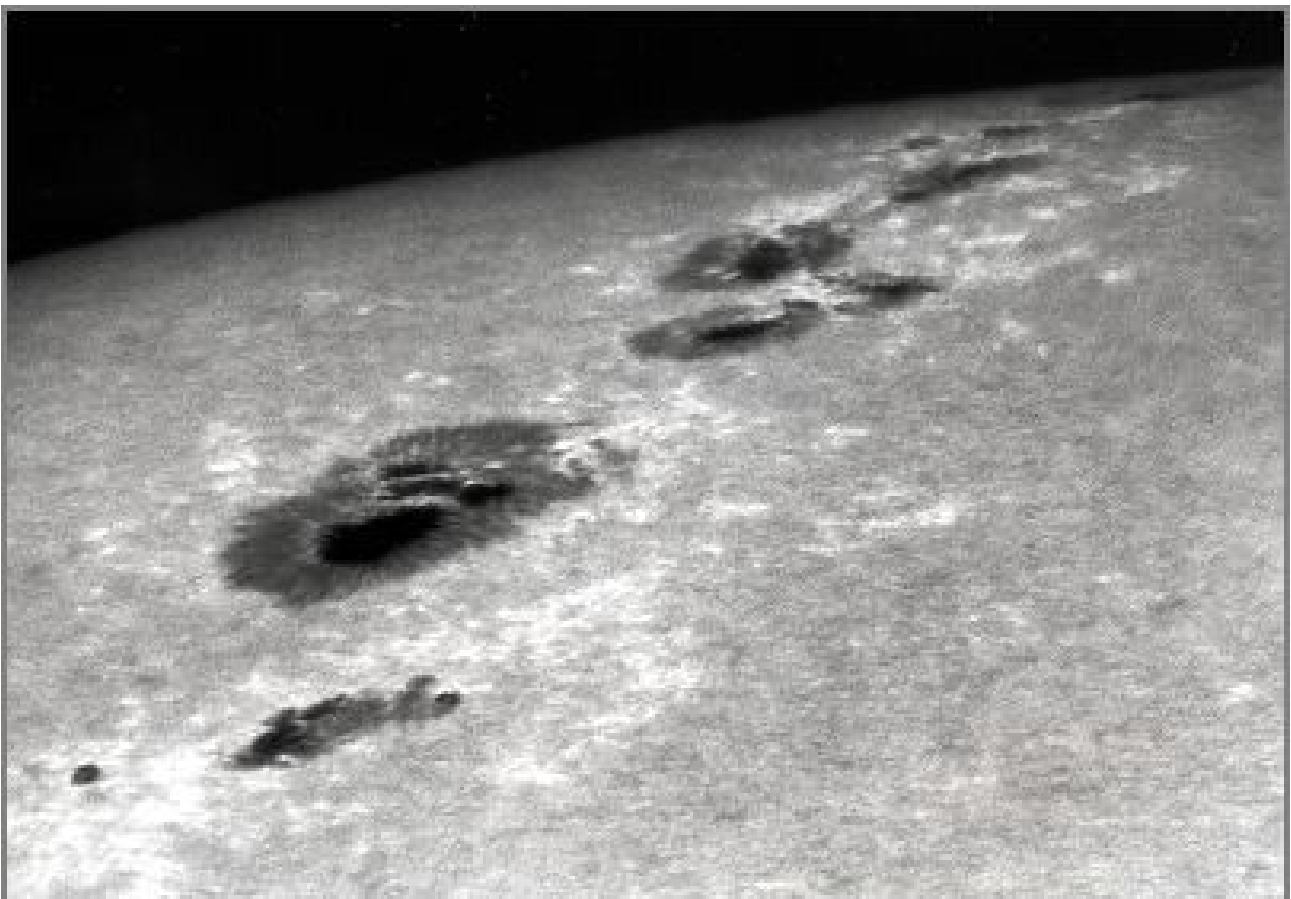
### **Fackeln (Faculae)**

Gebiete, deren Temperaturen etwas über die der Photosphäre liegen und die dementsprechend auch mehr Licht abstrahlen, bezeichnet man gewöhnlich als „Fackeln“. Sie sind besonders gut am Sonnenrand auszumachen, weil dort der Kontrastunterschied aufgrund der Randverdunklung bedeutend stärker ausgeprägt ist. Ansonsten sind sie im integralen Licht nur schwer zu beobachten. Im Licht einzelner Fraunhoferscher Spektrallinien erscheinen sie dagegen als Plages auf den Spektroheliogrammen bzw. verteilen sich als weniger auffallende Erhellungen über das

## Fackeln

chromosphärische Netzwerk (sog. chromosphärische Fackeln). Sehr oft sind sie mit aktiven Gebieten assoziiert, wobei die Fackeln zeitlich meist vor den Flecken erscheinen und auch dann noch auftreten, wenn sich eine Sonnenfleckengruppe wieder weitgehend aufgelöst hat. Eine andere Art - die außerhalb von Fleckengebieten insbesondere in den polnahen Regionen auftreten - sind die sehr interessanten polaren Fackeln. Ihr Erscheinen ist nicht mit dem aktuellen, sondern interessanterweise mit dem jeweils nachfolgenden Fleckenzklus verbunden. Aus ihrer detaillierten Erforschung erhofft man sich deshalb wichtige Rückschlüsse auf die Funktionsweise des 22-jährigen magnetischen Zyklus der Sonne.

Der erwähnte Kontrastunterschied, der die Fackelgebiete auf der Sonnenscheibe erst sichtbar werden läßt, ist die Folge eines Temperaturunterschiedes von einigen 100 K in bezug auf die kühlere Photosphäre. Hochaufgelöste Sonnenaufnahmen zeigen, daß die Fackeln kleinskalig keine zusammenhängende Strukturen sind, sondern wie die Granulation eine körnige Struktur aufweisen („*facular granules*“ oder „*fine granular mottles*“). Wenn diese überhitzten Gaszellen ein größeres Gebiet überdecken, erscheinen sie bei geringer räumlicher Auflösung als die länglichen Erhellungen, die jeder Sonnenbeobachter kennt. Besonders feine Fackelgranulen mit einem Durchmesser von 100 bis 200 km bezeichnet man als Filigree. Sie fallen besonders auf Sonnenaufnahmen hoher räumlicher Auflösung durch ihren stärkeren Kontrast im Vergleich zu normalen Fackeln auf.



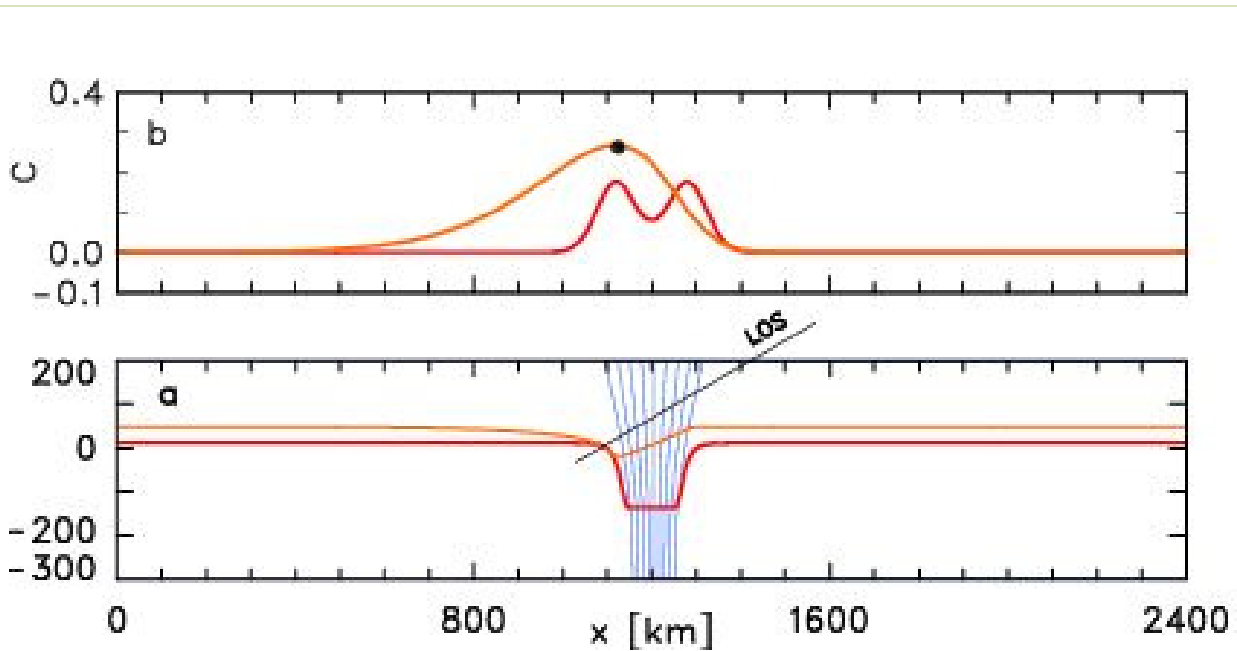
Auffällige Fackelstrukturen am Sonnenrand

Die mit Sonnenfleckengruppen verbundenen Fackelgebiete haben eine Lebensdauer, die im Durchschnitt das Dreifache der Lebensdauer einer normalen Fleckengruppe entspricht. Hochaufgelöste Magnetographenmessungen zeigen weiterhin, daß die Fackelgranulen mit starken lokalen Magnetfelder zusammenfallen ( $B \sim 0.1$  T), die offensichtlich auch etwas mit der dort beobachteten Überhitzung zu tun haben. Die meisten theoretischen Modelle gehen deshalb davon aus, daß es bei den Fackelgranulen physikalisch um senkrecht in der Photo- und Chromosphäre stehende magnetische Flußröhren bzw. Flußkonzentrationen handelt. Durch die lokale Konzentration der magnetischen Feldlinien kommt es zu einer Art von Depression (das Gebiet mit der optischen Tiefe  $\tau=1$  wird um ein paar 100 km abgesenkt) mit einem etwas kühleren Zentrum und heißen Flanken. Diese heißen Flanken – nichts anderes als die Innenwände der Flußkonzentrationen - erscheinen bei schräger Sichtlinie (Sonnenrand) heller als der nicht ganz so helle „Boden“ der Flußkonzentration. Das erklärt, warum die Fackelgranulen am Sonnenrand bei weitem auffälliger sind als inmitten der Sonnenscheibe. Weil das solare Plasma innerhalb einer derartigen Flußkonzentration eine geringere Dichte und damit auch eine geringere optische Dicke besitzt, erscheint es durchsichtiger als in der quasi feldfreien Umgebung. Genau dieser Effekt führt zu dem beobachteten Kontrastprofil. „Fackeln“ sind demnach die heißen Innenränder kleinskaliger, in vertikaler Richtung aufsteigender magnetischer Flußkonzentrationen. Detaillierte Modelle der solaren Magnetokonvektion in solchen Gebieten scheinen dieses Modell zu stützen.

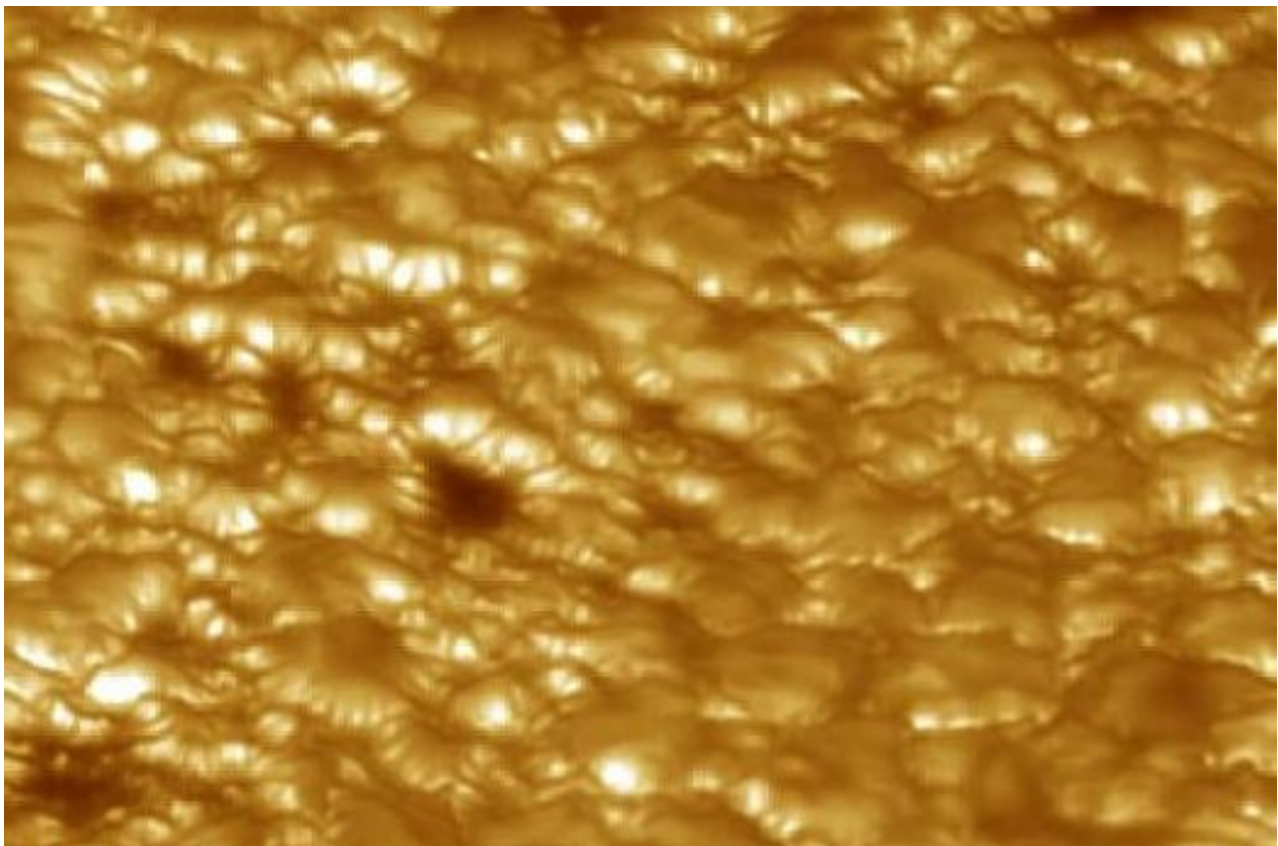
Ein sehr anschauliches Bild liefern Sonnenaufnahmen sehr großer räumlicher Auflösung, wie sie in den letzten Jahrzehnten dank ausgefeilter aktiver Optiken mit Hilfe großer Sonnentelkope immer öfters gelingen. Die folgende Aufnahme wurde mit dem schwedischen 1-Meter Sonnentelkop auf den Kanarischen Inseln gewonnen. Der Ausschnitt aus einem Bereich nahe dem Sonnenrand ist so plastisch, daß man geradeheraus 3-D- Strukturen erkennen kann. Die hellen Flecken an den Flanken der Granulationszellen sind die erwähnten Innenflächen der sich nach oben aufweitenden Magnetfeldstrukturen.

Das verstärkte Auftreten von Fackelgebieten hat durchaus Auswirkungen auf die Abstrahlung der Photosphäre. Sie führt z.B. zu Zeiten des Sonnenfleckensmaximums zu einer Dämpfung der durch die dunklen Fleckengebiete verursachten Abstrahlungsdefizite, die sich in einer Schwankung der Solarkonstante um ca. 0.3% niederschlägt.

Eine gewisse Verwandtschaft mit den Fackeln scheinen kurzzeitige lokale Erhellungen zu haben, die sich im monochromatischen Licht der Flanken der  $H_{\alpha}$ -Linie beobachten lassen. Sie wurden 1917 von FERDINAND ELLERMANN (1869-1940), einem Assistenten von GEORGE ELLERY HALE, entdeckt und werden heute als „*Ellermans bombs*“ (EB's) bezeichnet. Die Winkelausdehnung der maximal eine Stunde andauernden Strahlungsausbrüche (typisch 10 bis 14 Minuten) liegt unterhalb von  $2''$  (im Schnitt  $1.8 \times 1.1''$ ), so daß der größte Teil von ihnen unentdeckt bleibt, was eine statistische Untersuchung erschwert. Sie konzentrieren sich in der unteren Chromosphäre und sind nach neueren Beobachtungen mit abwärts gerichteten photosphärischen Strömungen assoziiert. Meist bilden sie dort lockere Cluster in der Umgebung (Penumbra) von isolierten Sonnenflecken. Physikalisch scheinen sie ihre Energie (zwischen  $10^{20}$  und  $10^{21}$  J) durch magnetische Rekonnektion von chaotisch mit dem solaren Plasma verwirbelten magnetischen Feldlinien zu gewinnen. Lokal bedeutet das eine kurzzeitige Temperaturerhöhung um ca. 2000 K. Damit liefern sie einen merklichen Beitrag zur Heizung der unteren Chromosphäre.



Magnetische Flußkonzentration mit zwei Oberflächen der optischen Tiefe  $\tau=1$  (a). Die rote Linie gilt bei senkrechten Blick auf die Struktur (Sonnenmitte), die orangene Linie bei schrägen Anblick (Sonnenrand, LOS= Line of observation  $\vartheta \approx 60^\circ$ ). (b) Kontrastverhältnis für einen schrägen (orangene Linie) und einen senkrechten Aufblick (rote Linie). © O.Steiner, KIS Freiburg



Hochauflöste Aufnahme eines Fackelgebietes in der Nähe des Sonnenrandes. Man erkennt, daß sich die hellen Gebiete an den Flanken der Granulationszellen befinden.

Zum Abschluß sollen noch die nur schwer zu beobachtenden polaren Fackeln erwähnt werden. Darunter versteht man meist kleinskalige Erhellungen am Sonnenrand (nur dort ist der Kontrast groß genug, um sie deutlicher zu erkennen) mit einem Durchmesser zwischen ca. 2000 und 3000 Kilometern und einer heliographischen Breite von über  $40^\circ$  wobei man sie am häufigsten in einer Zone bei ca.  $70^\circ$  heliographischer Breite (WALDMEIER, 1955) findet. Im Allgemeinen sind sie jedoch in ihrer Intensität viel schwächer als die normalen Fackeln, die mit Sonnenfleckengruppen assoziiert sind. Deshalb wurde ihnen lange Zeit auch keine größere Beachtung geschenkt, obwohl sie bereits 1872 von A.SECCHI ausführlich beschrieben worden sind. Das hat sich in den letzten Jahrzehnten geändert, seitdem man weiß, daß ihr Auftreten dem normalen Aktivitätszyklus der Sonne um eine Viertel Periode voraus läuft. Deshalb sind sie auch während eines Sonnenfleckenminimums besonders häufig anzutreffen. Damit eröffnet sich eine Möglichkeit, bereits im Vorfeld Voraussagen für einen kommenden Aktivitätszyklus treffen zu können.

Physikalisch handelt es sich bei den polaren Fackeln um die Enden magnetischer Flußröhren, wobei sie – wenn sie eine gewisse Größe erreichen und paarweise auftreten – oftmals bipolar sind. Da sie offensichtlich mit dem längerfristigen Verhalten des solaren Dynamos im Zusammenhang stehen, wird ihre meßtechnische und theoretische Untersuchung z.Z. stark forciert.

## Flares

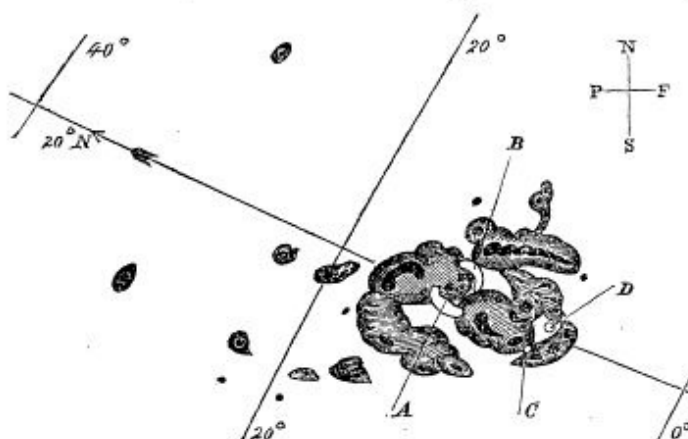
Die – zumindest lokal – hochenergetischsten Prozesse der Sonne finden nicht tief in ihrem Innern, sondern in der Korona statt. Es handelt sich dabei um Phänomene, die man (aus historischen Gründen) als chromosphärische Eruptionen oder kurz als Flares bezeichnet, obwohl sie in der Korona stattfinden und die auffälligen chromosphärischen Emissionen (s.u.) – wie man heute weiß – „nur“ ein Sekundäreffekt sind. Man kennt Flares eigentlich schon recht lange, aber ihre intensive Erforschung wurde erst möglich, als man oberhalb der Erdatmosphäre die Sonne mit Instrumenten, die im kurzwelligen UV, Röntgen- und Gammabereich arbeiten, untersuchen konnte. Dabei wurde sehr schnell klar, daß mit solaren Flares eine gewisse Gefährdung der bemannten und unbemannten Raumfahrt außerhalb des schützenden Erdmagnetfeldes verbunden ist. Die Gefahr geht dabei weniger von den Flares selbst aus, sondern von den intensiven Partikelströmen der manchmal mit ihnen verbundenen koronalen Masseauswürfen (CME – „*coronal mass ejection*“). Dabei können im erdnahen Raum durchaus Strahlenbelastungen auftreten, die z.B. für die Apollo-Astronauten auf ihrem Weg zum Mond hätten tödlich sein können.

„Chromosphärische Eruptionen“ beobachtet man am Häufigsten innerhalb komplexer bipolarer Sonnenfleckengruppen (z.B. in  $\delta$ -Konfigurationen). Sie sind deutlich auf  $H_\alpha$ -Spektroheliogrammen als relativ kurze (einige Dutzend Minuten) und lokal begrenzte Strahlungsausbrüche zu beobachten. Die Energie, die bei solch einer Eruption freigesetzt wird, kann bis zu  $10^{25}$  J (!) betragen. Das entspricht ungefähr der Energiefreisetzung von einigen Millionen Wasserstoffbomben, wobei davon nur ein Areal von weniger als 0.1 Promille der Sonnenoberfläche betroffen ist, was ungefähr der Fläche eines gewöhnlichen Sonnenflecks entspricht. Dabei kann sich das Plasma, welches das Eruptionsgebiet ausfüllt, auf mehrere 10 Millionen K aufheizen und sich damit zum Ort mit der höchsten Temperatur auf der Sonne entwickeln. Es ist klar, daß bei derartigen Temperaturen - geht man von einem Planckschen Strahler aus – ein großer Teil der Energie im Röntgenbereich abgestrahlt wird. Deshalb

lassen sich Flares auch besonders gut mit abbildenden Röntgenteleskopen, die auf Satelliten außerhalb der Erdatmosphäre stationiert sind, beobachten. Aber auch nichtthermische Prozesse spielen für die Dynamik der Flares eine wichtige, wenn nicht sogar ausschlaggebende Rolle. Ein Beispiel aus der Beobachtungspraxis der Radioastronomen sind die Radiobursts, die synchron zu Flares auftreten und von in Magnetfeldern beschleunigten Elektronen verursacht werden. Die extremen physikalischen Bedingungen während eines Flares führen sogar zu Kernreaktionen, bei denen Gamma-Strahlung hoher Energie in Form eines charakteristischen Spektrums emittiert wird.

*Description of a Singular Appearance seen in the Sun on  
September 1, 1859. By R. C. Carrington, Esq.*

While engaged in the forenoon of Thursday, Sept. 1, in taking my customary observation of the forms and positions of the solar spots, an appearance was witnessed which I believe to be exceedingly rare. The image of the sun's disk was, as usual with me, projected on to a plate of glass coated with distemper of a pale straw colour, and at a distance and under a power which presented a picture of about 11 inches diameter. I had secured diagrams of all the groups and detached spots, and was engaged at the time in counting from a chronometer and recording the contacts of the spots with the cross-wires used in the observation, when within the area of the great north group (the size of which had previously excited general remark), two patches of intensely bright and white light broke out, in the positions indicated in the appended diagram by the letters A and B, and of the forms of the spaces left white. My



first impression was that by some chance a ray of light had penetrated a hole in the screen attached to the object-glass, by

© Royal Astronomical Society • Provided by the NASA Astrophysics Data System

Ausschnitt aus der Originalveröffentlichung der Beobachtung des ersten sichtbaren „Flares“ auf der Sonnenscheibe durch Richard C. Carrington im Jahre 1859. Der Name „Flare“ für diese Erscheinung wurde übrigens erst später von H.W. Newton geprägt.

Die Emission im sichtbaren Bereich ist dagegen meist so gering, daß der Kontrast zur Photosphäre nicht ausreicht, um sie z.B. in einem gewöhnlichen Teleskop beobachten zu können (nur ca 1/4 der freigesetzten Energie wird im sichtbaren Licht abgestrahlt). Es gibt aber auch Ausnahmen, wo besonders starke Eruptionen zu im optischen Bereich sichtbaren, sogenannten „White Flares“ führen. Sie sind sehr selten und dauern kaum länger als einige Minuten. Der erste „weiße Flare“ wurde

unabhängig voneinander von zwei britischen Liebhaberastronomen – RICHARD C.CARRINGTON und RICHARD HODGSON – am 1. September 1859 beobachtet. In dem Aufsatz von CARRINGTON in den „*Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*“, Vol. 20, findet man sogar eine ziemlich detaillierte Zeichnung von diesem Ereignis. Das damals eigentlich Aufregende an dieser Beobachtung war, dass andere Wissenschaftler knapp 17 Stunden später eine Störung des Erdmagnetfeldes und auffällige Polarlichter, die bis weit in südliche Breiten hin sichtbar waren, notierten. Damit konnte die Vermutung, daß die irdischen Polarlichter etwas mit der Sonnenaktivität, insbesondere den Sonnenflecken, zu tun haben, eindrucksvoll erhärtet werden.

Mit der Erfindung des Spektroheliostops durch G.E.HALE verbreiterte sich auch die Beobachtungsbasis der solaren Flares. Es zeigte sich, daß diese rätselhaften Eruptionen gar nicht so selten sind und genaugenommen mit zu den eher gewöhnlichen Phänomenen der Sonnenaktivität gehören. Von einer Erklärung ihrer wahren Natur war man natürlich noch sehr weit entfernt.

Ab 1944 wurde man auf ein weiteres Phänomen aufmerksam, welches mit Flares koinzidierte. J.S.HEY entdeckte die bereits erwähnten Radiobursts und die damit verbundenen Störungen der Ionosphäre der Erde. Außerdem entdeckte man, daß die Intensität der „Höhenstrahlung“ nach einem starken Flare-Ereignis signifikant zunahm. Alle diese Beobachtungen ließen bereits erahnen, daß man es hier mit extrem hochenergetischen und zumindest z.T. nichtthermischen Prozessen in der Chromosphäre bzw. unteren Korona zu tun hat.

Eine Bestätigung dieser Vermutung gelang mit dem Nachweis von „harter“ Röntgenstrahlung bei einem Raketenanstieg im Jahre 1959, die von einem intensiven Flare stammte. Kurze Zeit später konnte auch „weiche“ Röntgenstrahlung festgestellt und die Temperatur des Emissionsgebietes auf mindestens 10 Millionen K geschätzt werden. Es ist verständlich, daß damit die Neugier der Astronomen, die sich mit der Sonne – aber auch bestimmten eruptiven veränderlichen Sternen (z.B. UV Ceti-Sterne) – beschäftigen, geweckt wurde.

1972 ist das Jahr, wo eine Forschungsgruppe unter Leitung von E.L.CHUPP zum ersten Mal hochenergetische Gamma-Emissionen aus einem Flare-Gebiet mit einer Quantenenergie von über 1 MeV entdeckte. Zwei Jahre später veröffentlichte JACK GOSLING eine Arbeit, wo er eine Verbindung zwischen den Flares und den kurz zuvor entdeckten koronalen Masseauswürfen herstellt und eine erste Theorie über ihre Entstehung formuliert.

Die Installation von Meß- und Beobachtungsinstrumenten auf Satelliten (und bemannten Raumstationen wie Skylab oder Mir) eröffnete den Sonnenphysikern ab den 70ziger Jahren des vergangenen Jahrhunderts einen völlig neuen und überraschenden Ausblick auf die solaren Flares und insbesondere auf die physikalischen Prozesse, die zu ihrer Entstehung führen. Sehr viele grundlegende Beobachtungen gelangen z.B. mit dem SMM-Satelliten („*Solar Maximum Mission*“, 1980-1989), mit YOHKOH (1991-2001), RHESSI (gestartet 2002), TRACE (gestartet 1998) und SOHO (gestartet 1995) sowie einer Anzahl weiterer Satelliten, welche auch die Auswirkungen von solaren Flares und koronalen Masseauswürfen auf den erdnahen Raum und das Erdmagnetfeld untersuchten. Diesen Missionen verdankt man neben einer großen Zahl von erdgebundenen Beobachtungen der verschiedensten Sonnenobservatorien das heutige, bereits sehr detaillierte Modell dieser lange Zeit äußerst rätselhaften Eruptionen auf der Sonne.

## Allgemeine Eigenschaften

Besonders intensive Flares entstehen oft innerhalb von wenigen Minuten an der Grenzlinie von Domänen unterschiedlicher magnetischer Polarität von komplexen bipolaren Sonnenfleckengruppen. Man kann ihre plötzliche Helligkeitszunahme sehr deutlich auf Spektroheliogrammen beobachten, die z.B. im Licht der  $H_{\alpha}$ -Linie des neutralen Wasserstoffs aufgenommen werden. Die Fläche, welche die Eruptionen oberhalb der Photosphäre einnehmen, hängt von der freigesetzten Energie ab. Ein Flare mit einer Gesamtenergie von ca.  $10^{24}$  J überdeckt z.B. im Mittel eine Fläche von  $10^{14}$  m<sup>2</sup> und erreicht eine vertikale Ausdehnung von einigen  $10^7$  m. Die Lebensdauer liegt zwischen einigen Minuten bis zu mehreren Stunden wobei 20 Minuten ein typischer Wert ist. Einem steilen Helligkeitsanstieg folgt ein langsames Abklingen wobei der Helligkeitsverlauf in den einzelnen Spektralbereichen deutliche Unterschiede zeigt. In seltenen, aber untypischen Fällen ist die Helligkeitszunahme im sichtbaren Bereich sogar so stark, daß sie kurzzeitig selbst die helle Photosphäre überstrahlen kann. Solch ein Ereignis wurde z.B. am 7. September 1957 von dem bekannten deutschen Sonnenforscher KARL-OTTO KIEPENHEUER (1910-1975) beobachtet und ausführlich beschrieben.

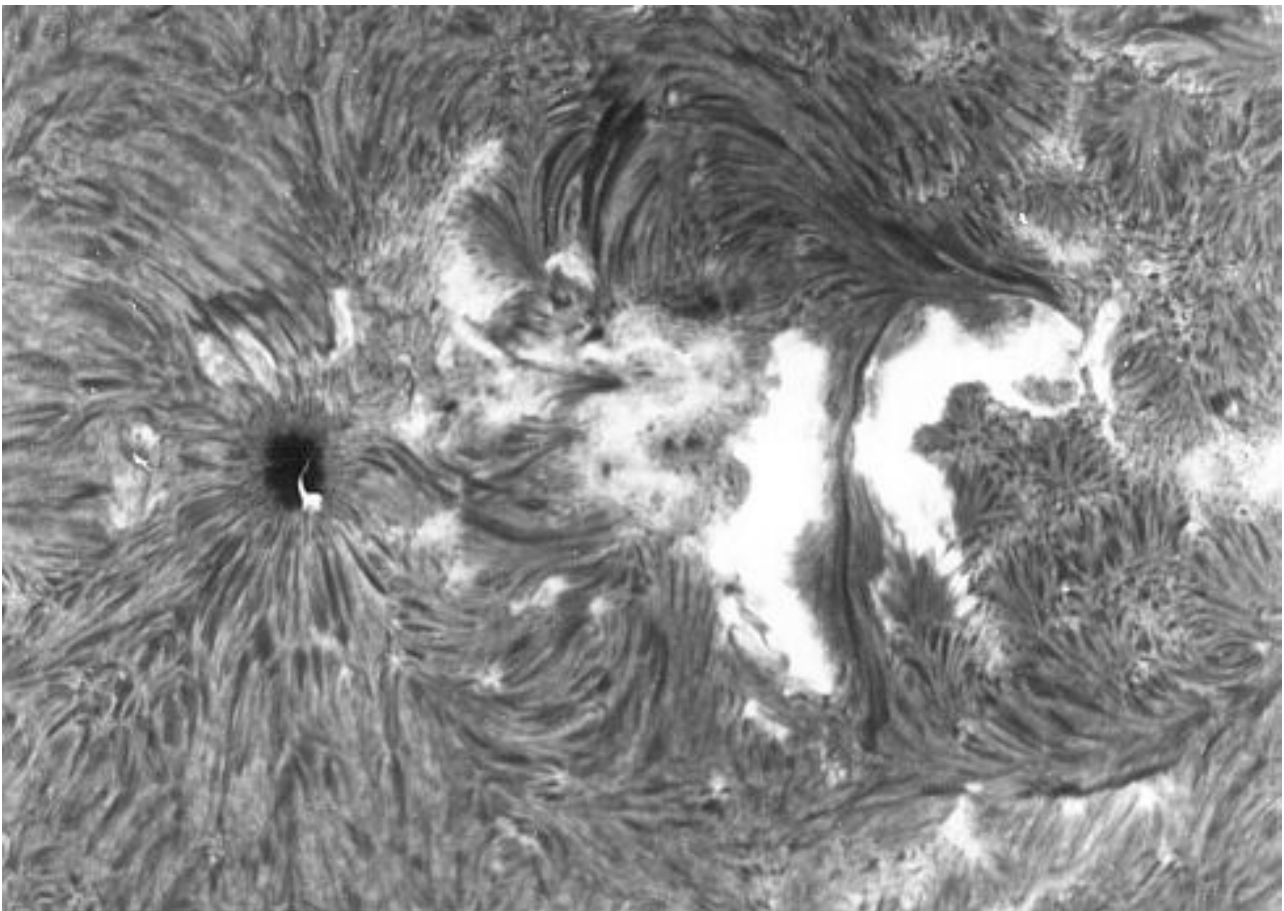
Ein großer Teil der im Flare produzierten Energie wird nichtthermisch dissipiert und zur Beschleunigung von geladenen Teilchen wie Elektronen und Ionen aufgewendet. Dabei erreichen Elektronen, die entlang von offenen magnetischen Feldlinien in den interplanetaren Raum hinaus spiralen, eine Energie von bis zu 300 MeV. Bei einzelnen Ionen wurden sogar Energien bis in den zweistelligen GeV-Bereich gemessen. Wenn diese Teilchenströme – z.B. bei einem koronalen Masseauswurf – die Sonnenschwerkraft überwinden, haben sie u.U. direkte Auswirkungen auf die Erde und den erdnahen Raum. Die energiereichen Elektronen sind die Ursache der sogenannten Radiobursts, die auf der Erde zu Stunden bis Tagen andauernden Rauschstürmen führen können. Auch ein wesentlicher Teil der im Flare emittierten kontinuierlichen Röntgenstrahlung ist von den Elektronen herrührende Bremsstrahlung. Für kurze Zeit kann dabei ein Flare mehr Energie im nicht sichtbaren Spektralbereich (Gamma-, Röntgen-, UV- und Radiobereich) emittieren als die gesamte „ruhige“ Sonne bei den gleichen Wellenlängen. Deshalb sind die Flares im integralen Röntgenlicht auch deutlich als Spitzen erkennbar. Die während der Ausbrüche auf fast Lichtgeschwindigkeit beschleunigten Protonen sind in der Lage, bei Stoßprozessen Atomkerne schwerer Elemente anzuregen, die als Reaktion darauf die überschüssige Energie in Form eines charakteristischen Gammaskpektrums reemittieren. Es können sogar Kernreaktionen auftreten, die man sonst nur tief im Inneren von Sternen erwartet. Auch dabei werden Gamma-Quanten frei, aus deren Energiespektrum auf die entsprechenden Kernreaktionen geschlossen werden kann.

Eine Theorie der Flares muß sowohl die Energiequellen als auch die Dynamik dieser Ausbrüche erklären können, was durch die komplexe Phänomenologie ein sehr schwieriges Unterfangen ist.

## Einteilung

Man unterscheidet verschiedene Typen von Flares wobei zu berücksichtigen ist, daß die Variationsbreite der einzelnen Ereignisse beträchtlich ist. Im Folgenden sollen nur die leichter zu beobachtenden Makroflares (im Gegensatz zu den kleinskaligen Mikro- und Nanoflares, die für die Koronaheizung verantwortlich gemacht werden) betrachtet werden.

In manchen Fällen kommt es vor, daß Flares wiederholt an der gleichen Stelle auf der Sonne ausbrechen. Die in ihnen gespeicherte magnetische Energie wird quasi in Schüben abgegeben. Bei diesen sogenannten „homologen Flares“ kann man eine Parallelentwicklung mit der Entwicklung des dazugehörigen aktiven Gebietes beobachten.



Typischer „Two ribbon flare“ im Licht der  $H_{\alpha}$ -Emissionslinie bei  $\lambda = 656.3 \text{ nm}$

Beim Ausbruch größerer und damit energiereicherer Flares kann es vorkommen, daß simultan dazu kleinere Flares in der unmittelbaren Umgebung bzw. in weiter entfernten, aber magnetisch miteinander gekoppelten aktiven Regionen ausbrechen. Diese quasi „getriggerten“ Flares bezeichnet man gewöhnlich als „*sympathetic flares*“.

a) Kompakte („compact flares“, „confined flares“) und impulsive Flares („impulsive flares“)

Kompakte Flares nehmen ihren Ausgangspunkt in breiten, niedrigliegenden Loops, deren magnetische Flußdichte im Bereich von einigen 0.01 T liegt. Innerhalb von wenigen Sekunden bzw. innerhalb von Sekundenbruchteilen („impulsive flares“) entsteht ein extrem heißes Plasma mit einer Temperatur von 2 bis  $5 \cdot 10^7$  K. Gewöhnlich nehmen sie auf der Sonnenoberfläche (bevorzugt in der Nähe von Sonnenflecken) nur kleine, d.h. „kompakte“ Gebiete ein und emittieren in Form eines Impulses harte Röntgenstrahlung im Energiebereich zwischen 20 und 200 keV sowie Mikrowellen. Die Gesamtdauer eines solchen Flares liegt im Durchschnitt bei ungefähr 10 Minuten.

b) Eruptive bzw. „Two ribbon flares“

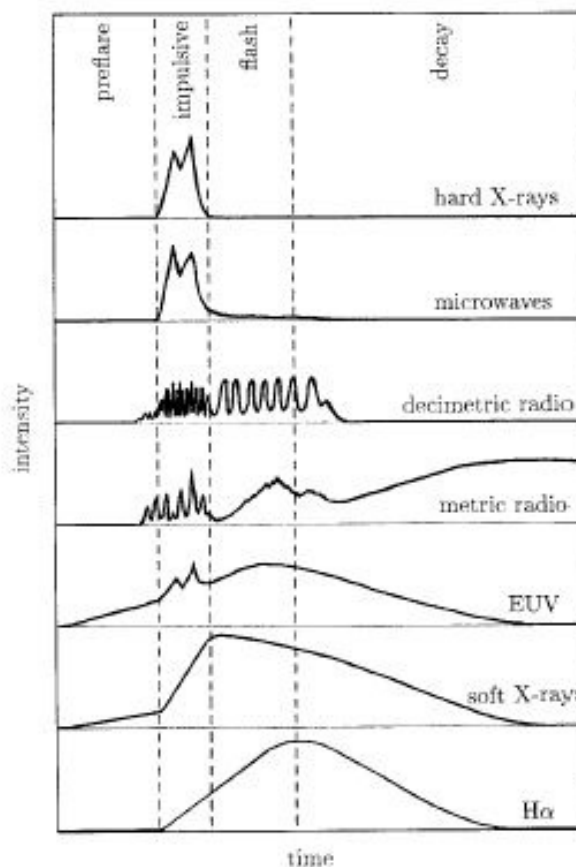
Diese Art von Flares kann man als die „eigentlichen“ Flares bezeichnen. Sie entstehen meistens im Bereich der neutralen Linie entlang einer magnetischen Domänengrenze, wie man sie in komplexen Sonnenfleckengruppen findet. Entlang solcher Grenzen, an der sich die magnetische Polarität ändert, beobachtet man oft – auf Spektroheliogrammen als Filamente sichtbar – ruhende Protuberanzen. Diese liegen wie auf Hängematten auf den die neutrale Linie überbrückenden Magnetfeldlinien. Bei einem eruptiven Flare wird diese Protuberanz plötzlich gestört und explodiert. Ursache ist eine Scherung der Magnetfeldlinien der einzelnen Loops, wobei sich Linien unterschiedlicher Polaritätsrichtung sehr nahe kommen und sich quasi „kurzschließen“. Dieser Prozeß, der bei einem Loop beginnt, setzt sich dominoartig entlang eines Teils der Domänengrenze fort. Rechts und links entsteht eine intensive, besonders im Licht des Wasserstoffs aufleuchtende bandartige Struktur, die dieser Art von Flares ihren Namen gegeben hat. Bei diesem Prozeß wird – vereinfacht gesprochen – die Magnetfeldstruktur der Loops zerstört und bei der Rekonfiguration in einen energetisch günstigeren Zustand wird die überflüssige Energie plötzlich freigesetzt. Diese in der Korona freigesetzte Energie ist ursächlich für alle anderen nachgeordneten Erscheinungen verantwortlich, die man in unterschiedlicher Ausprägung in allen Spektralbereichen – beginnend bei der hochenergetischen Gammastrahlung bis hin zu den Radioburst – beobachten kann. Dazu gehört auch die optische Erscheinung am Fußpunkt der Loops in der dichteren Chromosphäre, die dieser Art von Eruptionen ihren ursprünglichen Namen – chromosphärische Eruption - gegeben hat.

Flares zeigen eine große morphologische Variationsbreite. Es existieren sehr viele Zwischenstufen, die sich nur schwer klassifizieren lassen. Deshalb gibt es auch unterschiedliche Klassifikationsschemen, welche zumeist auf das Erscheinungsbild in einem bestimmten Spektralbereich (z.B. Röntgen,  $H_\alpha$ , Mikrowellen etc.) zugeschnitten ist. Ein Maß für die Stärke eines Flares ist z.B. die Fläche (in Millionstel der sichtbaren Sonnenhemisphäre), welche ein Flare auf einem  $H_\alpha$ -Spektroheliogramm einnimmt.

## **Spektrale Entwicklung**

Untersucht man die zeitliche Entwicklung eines starken Flares, dann kann man deutlich mehrere Phasen unterscheiden. Sie lassen sich aus der zeitlichen Entwicklung der Intensitätsverteilung der emittierten Strahlung in den verschiedenen Spektralbereichen ableiten.

Ein Flare kündigt sich meist durch einen leichten Anstieg der Emission im EUV an. Im Fall eines „two ribbon flares“ beobachtet man auf einem  $H_{\alpha}$ -Filterogramm, daß sich ein eventuell vorhandenes Filament oberhalb der neutralen Linie zu bewegen beginnt und im Detail seine Gestalt ändert. Diese Erscheinung gipfelt in einer gewaltigen Eruption, wo innerhalb von ca. 1 Minute harte Röntgenstrahlung (50 – 90 keV) emittiert wird, wobei auf einen steilen Anstieg der Intensität sofort wieder ein steiler Abstieg folgt. Fast die gleiche Intensitätsverteilung zeigt auch ein Mikrowellenspektrum. Dieser An- und Abstieg der Röntgenstrahlung kennzeichnet die sogenannte impulsive Phase, die der Präflarephase (Dauer ca. 10 min) unmittelbar folgt. Während der impulsiven Phase nimmt auch die Intensität der weichen Röntgenstrahlung zu, um am Ende ihr Intensitätsmaximum zu erreichen. Danach beginnt die sogenannte Flash-Phase. Sie ist durch die Ausbildung von zwei hellen Bändern rechts und links der neutralen Linie gekennzeichnet und markiert das Maximum der  $H_{\alpha}$ -Emission. Durch Beobachtungen im EUV sowie im weichen Röntgenbereich konnte bewiesen werden, daß die Emissionsgebiete im unteren Bereich der die neutrale Linie überspannenden Arkaden der hellen Loops anzusiedeln sind.



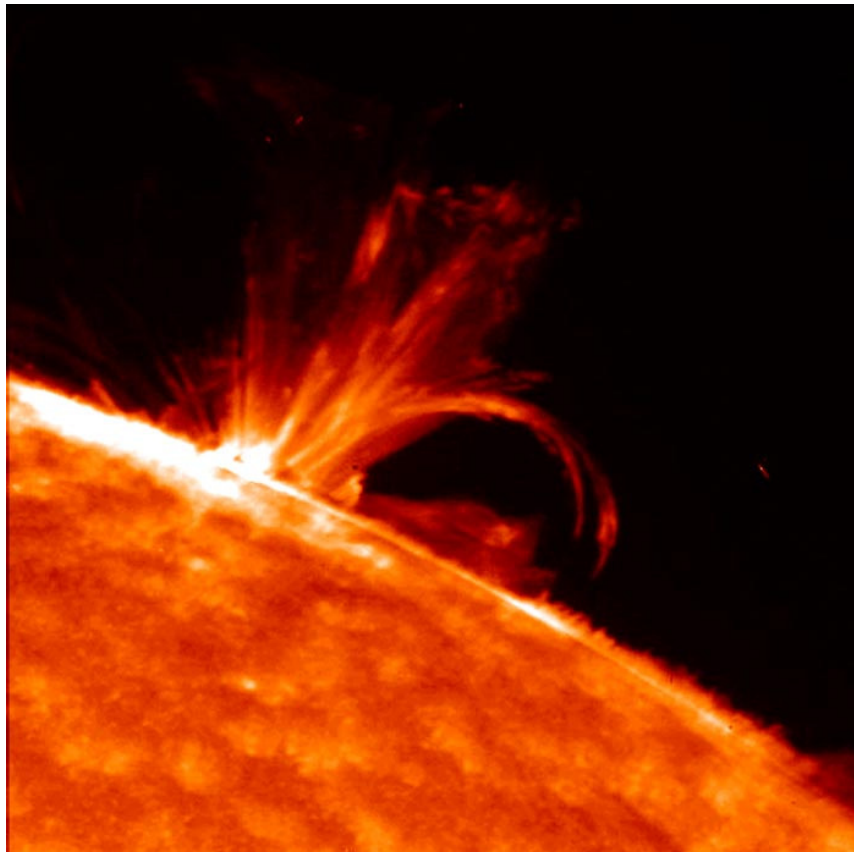
Entwicklung der Strahlungsintensität eines Flares bei verschiedenen Wellenlängen

Nach der Flash-Phase nimmt mit Ausnahme von Radiostrahlung im Meterwellenbereich sowohl die Intensität der  $H_{\alpha}$ -Emission, der EUV-Strahlung als auch der weichen Röntgenstrahlung kontinuierlich ab um nach ca. 1 Stunde wieder das Präflare-Niveau zu erreichen.

## Flares am Sonnenrand

Manchmal haben die Astronomen das Glück, einen Flare genau oder fast genau am Sonnenrand zu beobachten. Im  $H_\alpha$ -Licht beginnt er meist mit einer grellen punktförmigen Erhellung die sich schnell zu einem helleuchtenden Hügel am Sonnenrand entwickelt. Der Helligkeitsanstieg kann dabei in anderen Spektralbereichen – z.B. EUV – noch dramatischer verlaufen als im Licht des neutralen Wasserstoffs. Aus diesem „Hügel“ schießt oftmals eine Protuberanz hervor, die sich radial nach außen erstreckt und wegen ihrer Form als „*surge prominence*“ („*surge*“, engl. für „Brandung“) bezeichnet wird. Bei einer Anfangsgeschwindigkeit zwischen 60 und 200 km/s erreichen derartige Protuberanzen eine Höhe von bis zu  $10^5$  km, bevor sie in sich zusammenfallen und sich dabei oftmals in einzelne helle Tropfen auflösen, die schließlich auf die Sonnenoberfläche quasi herunter regnen („*coronal rain*“). Übersteigt die Anfangsgeschwindigkeit dieser explosiven Protuberanzen die Entweichgeschwindigkeit der Sonne (d.h.  $v > 620$  km/s), dann spricht man auch von „*spray*“.

Im Endstadium des Flares wird auch der entstandene Loop („*post flare loop*“) sichtbar, der die beiden Bänder des „*two ribbon flares*“ überspannt. In  $H_\alpha$  ist er meist nicht gut zu sehen. Aber im Licht hochionisierter Elemente (z.B. von Fe XIV, der „grünen“ Koronalinie) kann man die Bogenform bei günstiger Lage des Flares sehr gut auszumachen.



Protuberanz über einem Flare, Aufnahme von TRACE am 9. Mai 1998 im Licht der Lyman-Alpha-Linie des neutralen Wasserstoffs. Das Material, was auf diesem Photo zu sehen ist, erstreckt sich rund 150000 km über den Sonnenrand und hat eine Temperatur von ca. 10000 bis 20000 K

## Lokales Magnetfeld

Die Entstehung von Flares erfordert bestimmte, von Potentialfeldern abweichende Magnetfeldstrukturen im Bereich der Chromosphäre und unteren Korona. Über die Richtung und den Betrag des Magnetfeldes in einer aktiven Region geben sogenannte Vektor-Magnetogramme Auskunft, die heute standardmäßig von einigen Sonnenobservatorien und demnächst auch von einigen Forschungssatelliten (z.B. Solar-B, geplanter Start Sept. 2005) täglich angefertigt werden. Ihre räumliche Auflösung bewegt sich mittlerweile im Bogensekundenbereich, wodurch Detailuntersuchungen der Magnetfelder aktiver Gebieten möglich wurden.

Am einfachsten läßt sich die Domänenstruktur ableiten. Dabei versteht man unter einer Domäne ein Gebiet auf der Sonne, welches die gleiche magnetische Polarität („Nord“- oder „Süd“) aufweist. Die Grenzlinie zwischen zwei Domänen ist die Domänengrenze oder „Neutrale Linie“.

Im Normalfall überbrücken magnetische Feldlinien senkrecht eine solche Domänengrenze, d.h. die Tangente an der neutralen Linie und die Projektion der Feldlinie auf die Sonnenoberfläche bilden einen rechten Winkel. Dieser Zustand ist energetisch am günstigsten und wird als Potentialkonfiguration bezeichnet. Nach (1.183a) gilt hier der triviale Fall  $\text{rot } \mathbf{B} = 0$  (oder, bezeichnet man mit  $\varphi$  das Potentialfeld,  $\mathbf{B} = \text{grad } \varphi$ ).

Wenn sich jetzt das Plasma innerhalb einer Domäne bewegt, kann das zu einer Verschiebung der im Plasma eingefrorenen Feldlinien führen (d.h. sie werden mit der Strömung mitgeführt), wodurch es zu einer Scherung des Magnetfeldes an der Domänengrenze kommt. Im Extremfall können sich die Feldlinien sogar nahezu parallel zur neutralen Linie anordnen. Mit dieser Scherung ist ein Anwachsen der im Feld enthaltenen magnetischen Energie verbunden, der sich nach den Maxwell'schen Gesetzen auch in einem verstärkten Stromfluß  $\mathbf{j}$  parallel zu  $\mathbf{B}$  äußert. Die geladenen Teilchen bewegen sich dabei so, daß sie die Magnetfeldlinien nicht schneiden. Unter der Voraussetzung, daß die Lorentz-Kraft alle anderen Kräfte übersteigen würde, der Strom aber nicht verschwindet (d.h.  $\mathbf{j} \neq 0$ ,  $\mathbf{j} \times \mathbf{B} = 0$ , auch als „kräftefreier Fall“ bezeichnet), ergibt sich aus der Bewegungsgleichung (1.188)

$$\text{rot } \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B} \quad [1.195]$$

d.h.  $\mathbf{j} \times \mathbf{B} = 0$ , also  $\mu \mathbf{j} = \alpha \mathbf{B}$

Im einfachen Fall, der schon viele verschiedene Magnetfeldkonfigurationen zuläßt, ist  $\alpha$  entlang einer Feldlinie eine Konstante. Heute werden auch schon die weitaus komplexeren Felder mit  $\alpha = \alpha(\mathbf{r})$  untersucht (nichtlinearer Fall).

Wie man zeigen kann, ist die Energiedichte eines Magnetfeldes (bzw. der magnetische Druck) gegeben durch

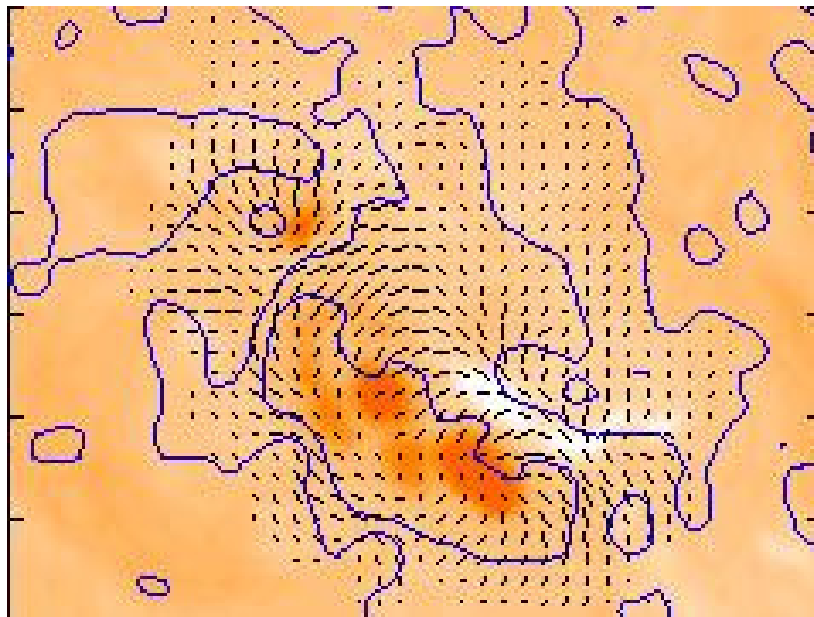
$$\rho_m = \frac{B^2}{2\mu_0} \quad [1.196]$$

In einer Flareregion erhält man bei einer lokalen magnetischen Induktion von  $1.5 \cdot 10^{-2}$  T einen Wert von  $\sim 10^2$  J/m<sup>3</sup>, was um mindestens 3 Größenordnungen höher ist als z.B. die thermische Energiedichte einer ungestörten Region.

Magnetfelder mit Scherung besitzen demnach mehr magnetische Energie als die entsprechenden Potentialfelder, wobei die Energiedifferenz zwischen beiden Feldkonfigurationen als „freie“ magnetische Energie bezeichnet wird (sie kann bis zu ca. 30% der gesamten magnetischen Energie betragen). Nur diese Energie steht als Quelle für einen Flare zur Verfügung.

Neben der Scherung kann auch eine „Verdrehung“ („*twisted fields*“) oder anderweitige Deformation der Magnetfeldlinien die freie Energie erhöhen. Je höher die Energiedichte in dem mit diesen gestörten Magnetfeld durchsetzten Raumbereich ist, desto größer wird auch die Wahrscheinlichkeit, daß eine kleine Instabilität das Magnetfeld veranlaßt, wieder in einen energetisch günstigeren, dem Potentialfeld nahe kommenden Zustand zurückzuspringen. Dieser Vorgang wird durch einen Prozeß begleitet, der als magnetische Rekonnektion bezeichnet wird und zu einer Neuordnung der Magnetfeldlinien führt. Dabei wird die freie magnetische Energie sowohl in thermische als auch in nichtthermische Energie umgewandelt, was letztendlich zu den beobachteten elektromagnetischen Emissionen sowie zur Beschleunigung geladener Teilchen mit den entsprechenden Sekundäreffekten (z.B. „*Ribbon*“-Bildung in der dichteren Chromosphäre) führt.

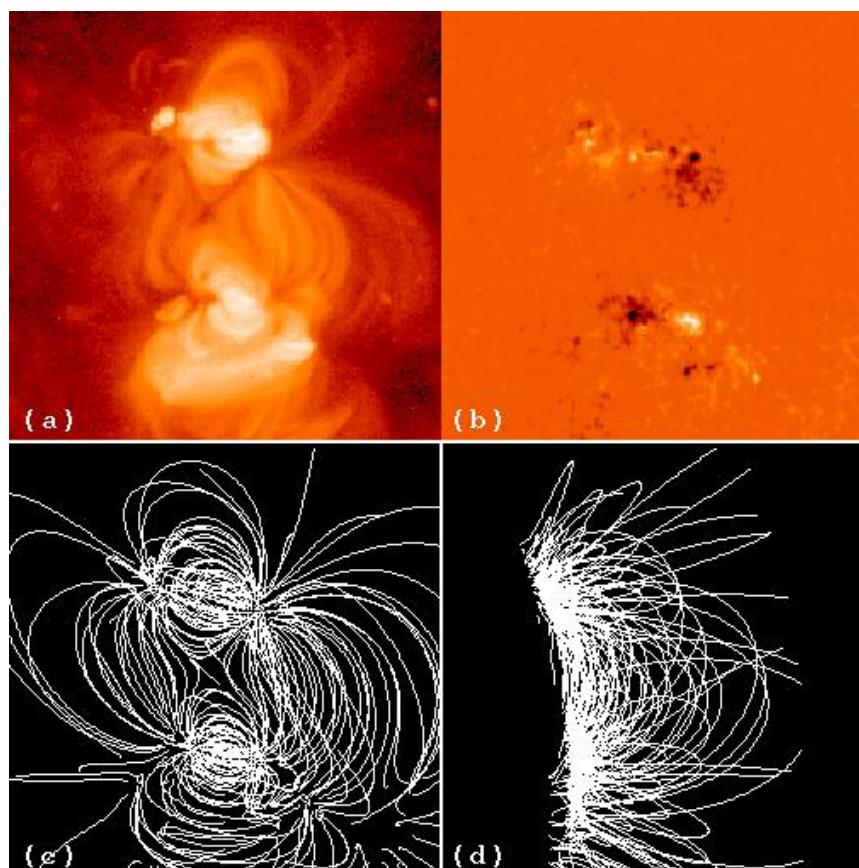
Die Prozesse, die beim Aufbau einer komplexen lokalen Magnetfeldstruktur eine Rolle spielen, sind im Detail sehr kompliziert und ursächlich in den tieferen Schichten der Konvektionszone anzusiedeln. Man versucht sie heute – meist für spezielle, durch viele Beobachtungen untersetzte Flare-Ereignisse – rechnerisch zu rekonstruieren. Dabei ist ein Ziel, Merkmale zu finden, die möglichst eine sichere Vorhersage von großen Sonneneruptionen (insbesondere solche, die zu intensiven koronalen Masseauswürfen (CME's) führen) erlauben.



Horizontale Projektion der Magnetfeldvektoren im Bereich eines Flares. Die blauen durchgezogenen Linien stellen Domänengrenzen dar (neutrale Linie).

Neben den kräftefreien Strömen in den koronalen Loops kann die magnetische Energie auch in dünnen Berührungszonen von Feldlinien unterschiedlicher Polarität – sogenannten „*current sheets*“ – gespeichert und angesammelt werden. Sie entstehen, wenn beispielsweise in unmittelbarer Nähe eines Magnetfeldbogens ein neuer Bogen, aber mit umgekehrter Polarität der Fußpunkte, aus der Photosphäre aufsteigt. Bei der „Kollision“ der Felder kann es in diesen „*current sheets*“ zu einer Anomalität im elektrischen Widerstandsverhalten des Plasmas kommen, was wiederum zu einer schnellen (ohmschen) Dissipation der in dem „*sheet*“ vorhandenen Energie und nachfolgend zu einer Rekonfiguration der beteiligten Magnetfelder führt. Dieses Modell scheint insbesondere für bestimmte impulsive Flares geeignet zu sein.

Da die koronalen Bögen (Loops) sehr schön die Magnetfeldlinien nachzeichnen, konnte man aus Fotografien - z.B. im weichen Röntgenlicht - wie sie der japanische Satellit Yohkoh in großer Zahl geliefert hat, mit Hilfe mathematischer Methoden die Struktur des lokalen Magnetfeldes in dem jeweiligen Teil der unteren Korona rekonstruieren. Die beiden folgenden Bilder zeigen wechselwirkende koronale Loops innerhalb und zwischen zwei aktiven Regionen. Im oberen Teil ist eine Yohkoh-Aufnahme (a) und daneben ein Magnetogramm (b) zu sehen. Dabei wird auf dem Magnetogramm die positive Domäne in Weiß und die Negative in Schwarz dargestellt. Die mathematische Rekonstruktion der Feldlinien läßt die große Komplexität solarer Magnetfelder im Bereich aktiver Regionen, in denen Flares auftreten, zumindest etwas erahnen.



Ausschnitt aus einer Yohkoh-Aufnahme (links) vom 4. Januar 1994 der unteren Korona im weichen Röntgenbereich. Rechts ist das Magnetogramm einer aktiven Gruppe dargestellt. Im unteren Teil sind jeweils die rekonstruierten Magnetfelder dargestellt © NASA, MARSHALL SPACE FLIGHT CENTER

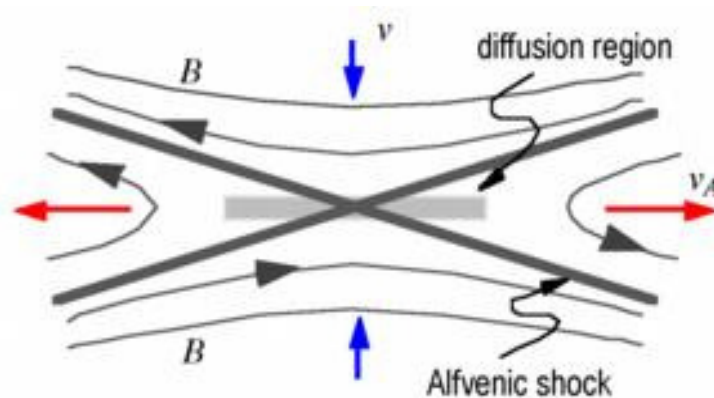
## Magnetische Rekonnektion

Die enormen lokalen Energiefreisetzungsraten in der Sonnenkorona – wie man sie bei den Flare beobachtet - erfordern einen äußerst effektiven Mechanismus um die Energie, die in den magnetischen Feldern gespeichert ist, in die kinetische Energie geladener Teilchen, in andere Feldkonfigurationen und letztendlich in elektromagnetische Strahlung umzuwandeln. Seit etwa 60 Jahren wird in diesem Zusammenhang ein Prozeß diskutiert, der landläufig als „magnetischer Kurzschluß“ oder auch als „Annihilation von Magnetfeldlinien“ bezeichnet wird. Der Fachausdruck dafür ist Rekonnektion. Obwohl auch heute noch nicht alle Details voll verstanden sind, gibt es doch für einfache Fälle allgemein akzeptierte Modelle.

Ausgangspunkt sind in dünne (sogenannte kollisionsfreie), aber hochleitfähige Plasmen eingefrorene Magnetfelder mit Magnetfeldlinien unterschiedlicher Polarität, die sich mit einer Geschwindigkeit  $v$  aufeinander zu bewegen um sich in einem Raumgebiet zu treffen, das man gewöhnlich als Diffusionsregion bezeichnet.

Darin wird gemäß der Induktionsgleichung (1.185) ein elektrischer Strom  $\mathbf{j}$  induziert, dessen Energie aber aufgrund der endlichen Leitfähigkeit  $\sigma$  des Plasmas (ohmscher Widerstand) in Wärme überführt wird. Als Ergebnis heizt sich das Plasma in der Stromschicht stark auf. Aufgrund von speziellen plasmaphysikalischen Prozessen (es wird z.B. die Generierung von Ionen-akustischen Wellen diskutiert) kann dabei der elektrische Widerstand plötzlich so stark anwachsen, daß die Dissipationsrate und die damit verbundene Wärmeproduktion rapide ansteigen. Diese Erscheinung ist das Resultat eines Prozesses, der unter dem Begriff „Anomaler elektrischer Widerstand“ bekannt ist. Er spielt nach Meinung vieler mit der Materie vertrauter Wissenschaftler eine wichtige Rolle in der Physik solarer Flares.

Was passiert nun physikalisch in der erwähnten Diffusionsregion? Im einfachsten, zweidimensionalen Fall treffen sich zwei Feldlinien in einem Neutralpunkt, der wegen seiner Form auch X-Punkt genannt wird. Dort schließen sie sich kurz und bewegen sich anschließend senkrecht zum anfänglichen Geschwindigkeitsvektor mit der Geschwindigkeit  $v_A$  aus dem Diffusionsgebiet hinaus. Da die Feldlinien im Plasma eingefroren sind, ist damit natürlich auch ein Plasmafluß verbunden.



Geometrie der Annihilationsregion um einen X-Punkt im Parker-Modell

Im einfachen Sweet-Parker-Modell (1958) ist die Ausflußgeschwindigkeit gleich der sogenannten Alfven-Geschwindigkeit:

$$v_A = \frac{B_o}{\sqrt{\mu_o \rho}} \quad [1.197]$$

Bezeichnet man mit  $L$  die Länge und mit  $l$  die Breite der Diffusionsregion ( $L \gg l$ ), dann gilt nach der Kontinuitätsgleichung unter der Voraussetzung der Inkompressibilität

$$v L = v_A l \quad [1.198]$$

wobei die Geschwindigkeit  $v$ , mit der die Feldlinien „annihilieren“, durch das Verhältnis des elektrischen Widerstandes des Plasmas  $\eta$  zur Dicke  $l$  der Stromschicht gegeben ist:

$$v = \frac{\eta}{\mu_o l} \quad [1.199]$$

Das Verhältnis von  $v$  zur Alfven-Geschwindigkeit ist dann ein Maß für die Rekonnektionsrate:

$$\frac{v}{v_A} = R_c = \sqrt{\frac{\eta}{L v_A \mu_o}} \quad [1.200]$$

Eine genaue Analyse dieses Modells zeigte jedoch sehr schnell, daß die daraus abgeleiteten Rekonnektionsraten viel zu gering sind, um die Dynamik der solaren Flares zu erklären. Typische Zeitskalen liegen im Sweet-Parker-Modell mehr im Bereich von Tagen als im Bereich von Minuten, was im Fall von Flares natürlich nicht realistisch ist. Diesen Mangel konnte – zumindest teilweise, 1964 H.E.PETSCHEK mit einem veränderten Szenario vermeiden.

Im Petschek-Modell ist die Rekonnektionszone räumlich viel kleiner (einige 10 bis 100 Meter im Falle eines Flares) und es bildet sich entlang der Grenzflächen zwischen niedriger Einflußgeschwindigkeit  $v$  und hoher Ausflußgeschwindigkeit  $v_A$  eine Stoßfront aus, die sich aus der Region heraus fortsetzt. Damit braucht nicht mehr das gesamte Plasma durch die Diffusionsregion zu fließen. Der größte Teil wird abgelenkt und in der Stoßfront jet-artig beschleunigt. Das hat zur Folge, daß die Inkompressibilitätsbedingung nicht weiter aufrechterhalten werden braucht und sich die Masse- und Ladungsdichten lokal ändern können. Die Rekonnektionsrate ist jetzt durch die etwas kompliziertere Beziehung

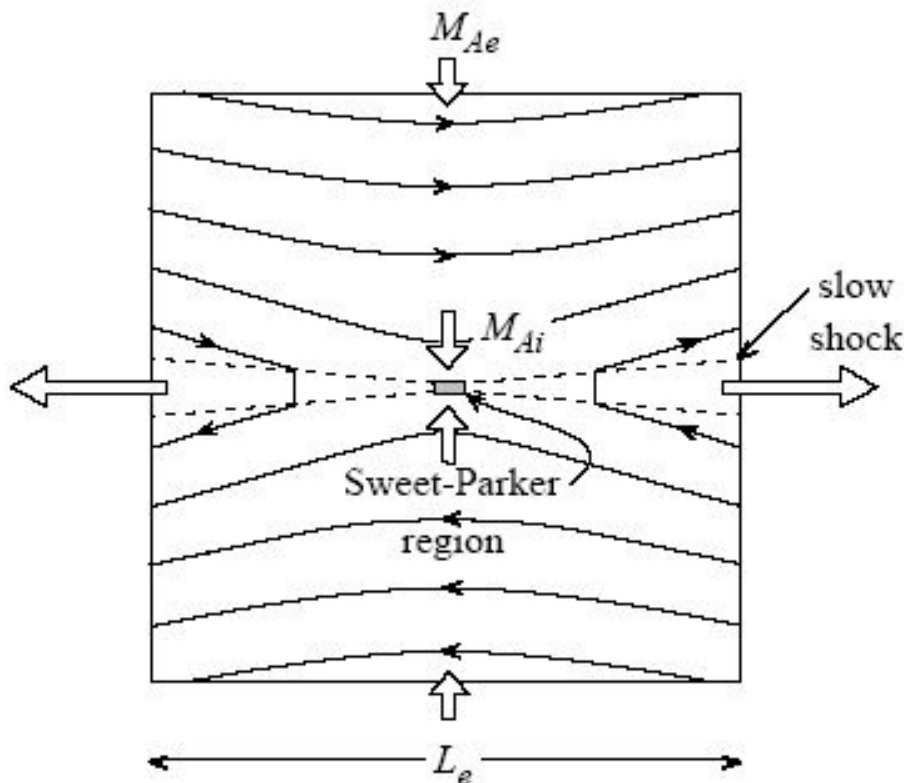
$$R_c = \frac{\pi}{8 \ln \left( \frac{8\pi L v_A}{c \eta} \left( \frac{v}{v_A} \right)^2 \right)} \quad [1.201]$$

gegeben.

Für die Zeitskalen ergeben sich in Übereinstimmung mit den Beobachtungen Werte zwischen einigen Zehntel Sekunden und wenigen Minuten.

Beide eben behandelte Modelle gehen von einem quasi-statischen Prozeß aus, bei der die freie magnetischen Energie (konzentriert in der Stromschicht, „*current sheet*“) kontinuierlich in die

kinetische Energie von zwei entgegengesetzt gerichteten Plasmajets transformiert wird. Dieses Bild ist – verglichen mit den Vorgängen, die in der Korona bei der Entstehung von Flares stattfinden – natürlich immer noch stark vereinfacht. Sowohl theoretische Untersuchungen als auch das vorhandene Beobachtungsmaterial implizieren vielmehr, daß die Stoßwellenregion im Petschek-Modell längerfristig nicht stabil ist bzw. auch gar nicht stabil sein kann. Schon einige Grundannahmen des Modells wie z.B. die Annahme eines stoßfreien magnetischen Plasmas mit gleichförmigen Einströmgeschwindigkeiten sind in diesem Fall zu hinterfragen. Weiterentwicklungen gehen deshalb auch vermehrt in Richtung von sogenannten turbulenten Rekonnektionsmodellen sowie zu Modellen mit selbstorganisierter Kritizität (SOC – „*self-organized criticality*“). Damit läßt sich u. a. die Rekonnektionszeitskala weiter erniedrigen, was im Vergleich zum Petschek-Modell den Gegebenheiten bei solaren Flares noch näher kommt. Durch numerische Simulationen ist man heute außerdem in der Lage, auch die Feinstruktur der Rekonnektionszonen – also der Bereich der „*current sheets*“ zwischen zwei Plasmaströmungen, die unterschiedlichen magnetischen Domänen angehören – zu untersuchen. Trotzdem sind noch viele Details ungeklärt und manche Ergebnisse widersprüchlich. Da Rekonnektionsvorgänge überall eine große Rolle spielen, wo starke Magnetfelder auftreten (Beispiele sind planetare Magnetosphären, Pulsare und Magnetare, Entstehungsgebiete von Jets etc.), wird ihrer Erforschung große Aufmerksamkeit geschenkt.



Petschek-Modell. Die Rekonnektion der Magnetfeldlinien findet innerhalb des kleinen Rechtecks im Zentrum der Abbildung statt. Die gestrichelten Linien kennzeichnen die Grenzfläche zwischen der langsamen Einströmung und der sehr schnellen jet-artigen Ausströmung des im Prozeß involvierten Plasmas.

## Stadien eines Flare-Ereignisses

Flares kündigen sich an. Es gibt eine ganze Anzahl von beobachtbaren Prozessen in der Sonnenatmosphäre, die auf einen bald stattfindenden Ausbruch hinweisen. Sie zu kennen ist wichtig, da ja – wie noch detaillierter ausgeführt wird – Flares maßgeblichen Einfluß auf das „Space Weather“ der Erde haben. Dahinter verbirgt sich nicht nur akademisches Interesse, da in einer hochtechnisierten Welt „Sonnenstürme“ durchaus ganz reale Auswirkungen auf das Leben vieler Menschen – z.B. durch zusammenbrechende Energieversorgungsnetze – haben können. Um aber Flares effektiv vorhersagen zu können, reicht es nicht aus, nur über deren Vorboten Bescheid zu wissen. Viel wichtiger ist es, das Gesamtphänomen in allen seinen Facetten zu verstehen. In diesem Zusammenhang hat es sich bewährt – wie sonst auch in der Physik – die Erscheinung in einzelne, möglichst unterscheidbare Phasen zu unterteilen und die dabei auftretenden physikalischen Prozesse genauestens zu untersuchen. Das diese Herangehensweise Sinn macht, wurde bereits bei der Behandlung der spektralen Entwicklung eines Flares deutlich. Das zeitliche Verhalten der abgestrahlten Energie in den verschiedenen Frequenzbereichen, von der kurzwelligen Gammastrahlung über das sichtbare Licht bis hin zu den Radiowellen, eignet sich sehr gut, um die einzelne Phasen einer Flareerscheinung abzugrenzen.

## Vorboten eines Flares

Es ist klar, daß dem plötzlichen Ausbruch eines Flares, bei der ja Energien bis zu  $10^{26}$  J freigesetzt werden, eine Phase vorangehen muß, bei der langsam im Magnetfeld der Anteil an freier magnetischer Energie sukzessive zunimmt bis eine kritische Größe erreicht wird, bei der bereits eine kleine magnetohydrodynamische Instabilität ausreicht, um einen Ausbruch unausweichlich werden zu lassen. Die Frage ist, welche physikalischen Prozesse ermöglichen diese lokalen Energieexzesse und wie machen sie sich vor einem Ausbruch bemerkbar?

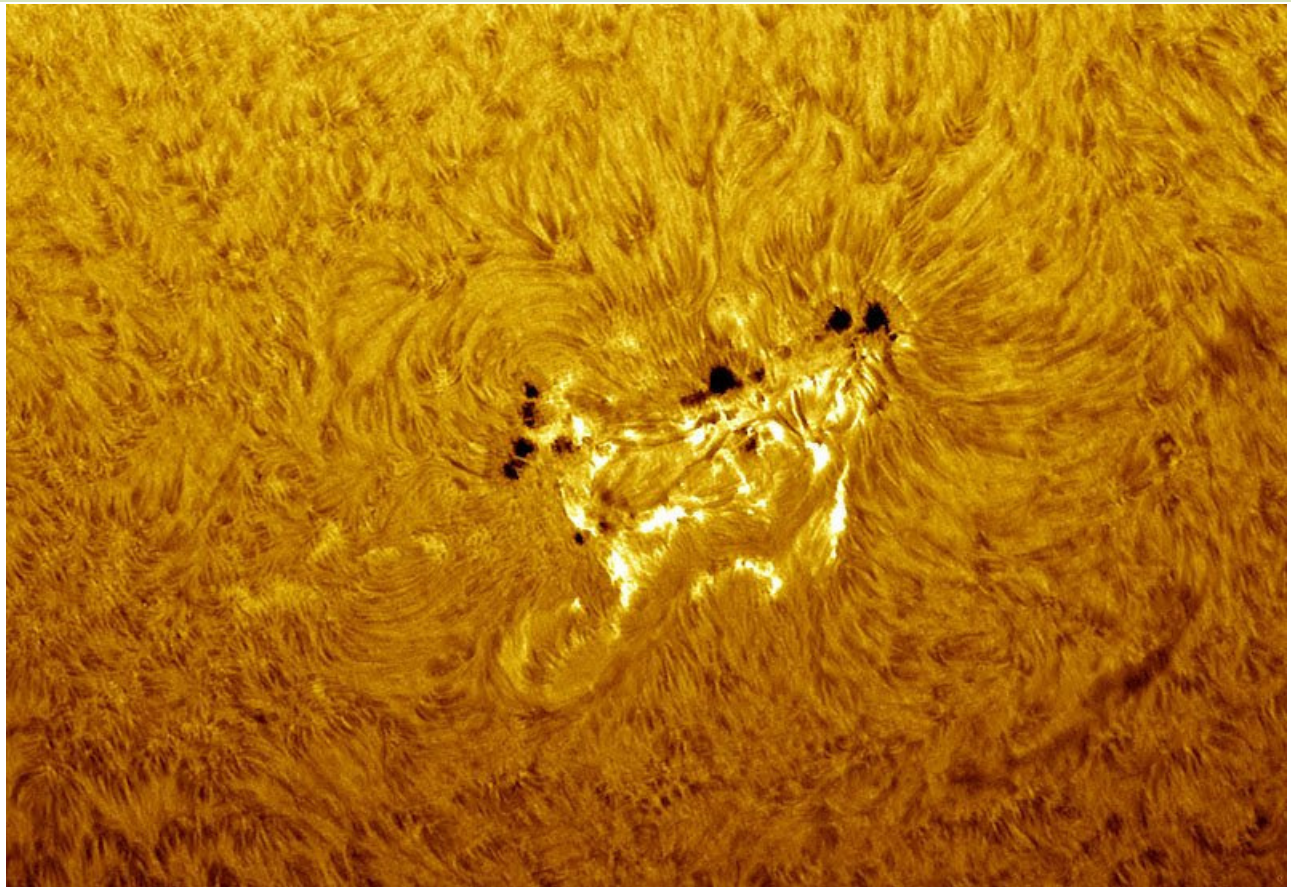
Als Erstes wäre zu nennen, daß bestimmte Arten von Sonnenfleckengruppen besonders prädestiniert sind, Flares hervorzurufen. Das hängt – wie bereits ausführlich erläutert – mit der Scherung von Magnetfeldlinien im Bereich von Domänengrenzen zusammen. Eine statistische Analyse des Beobachtungsmaterials hat ergeben, daß besonders große aktive Regionen mit einer magnetischen Konfiguration  $\beta, \beta\gamma$  und  $\beta\gamma\delta$  in dieser Beziehung hochgradig gefährdet sind. Nach der Waldmeier-Klassifikation entspricht das den Gruppen D, E und F wobei sich der führende Fleck oft durch eine asymmetrische Penumbra auszeichnet. Die Scherung der Felder läßt sich z.B. mit Hilfe von Vektor-Magnetographen feststellen, die in der Lage sind, die Feldrichtung für viele Punkte des Beobachtungsgebietes zu bestimmen. Ist die Scherzone länger als 9000 km, dann ist die Wahrscheinlichkeit für den Ausbruch eines Flares entsprechend hoch.

Flares können aber auch entstehen, wenn im Bereich von schon länger bestehenden Magnetfeldloops neue Bögen aus dem Sonneninneren auftauchen. Dort, wo sich Felder unterschiedlicher Polarität treffen, bauen sich „*current sheets*“ auf, die magnetische Energie speichern und bei der Rekonnektion plötzlich wieder freigeben.

Ungefähr eine Viertel Stunde vor der implosiven Phase beobachtet man manchmal einen Anstieg in der Emission von weicher Röntgenstrahlung, die von einem der Fußpunkte der großen koronalen Bögen ausgeht. Flares, die sich damit ankündigen, führen oft zu koronalen Masseauswürfen.

Als weitere Vorboten von Flares gelten

- Punktförmige  
mige, mehrfach im UV aufleuchtende Emissionsgebiete kündigen oft „two ribbon flares“ an. Sie scheinen mit einer über der Domänengrenze liegenden Protuberanz assoziiert zu sein.
- Das  
Auftreten von eruptiven Protuberanzen kann sehr energiereiche Flares, die zu koronalen Masseauswürfen führen, ankündigen. Dabei beträgt die Zeitdifferenz zwischen der eruptiven Protuberanz und der explosiven Phase des Flares oft nur wenige Minuten. Am Sonnenrand beobachtet man oft schnelle Formänderungen, die auf eine Verlagerung der Materie und auf eine Umstrukturierung der die Protuberanz stabilisierenden Magnetfelder hindeuten
- „Surge  
*prominences*“: Darunter versteht man von der Erde aus schwer zu beobachtende Plasmabögen, die weit in die Korona hineinreichen und von denen man auf einem engbandigen Spektroheliogramm (z.B.  $H_{\alpha}$ ) meist nur einen Ast sieht. Der Grund liegt in der hohen Geschwindigkeit der Plasmaströmungen und der durch den Dopplereffekt verursachten Frequenzverschiebungen. Fast die Hälfte aller Flares kündigen sich durch eine derartige Protuberanz an.
- Auch im  
Radiobereich – z.B. bei Zentimeterwellen – beobachtet man signifikante Signale beginnend etwa eine Stunde vor Beginn eines Flares. Das betrifft insbesondere Änderungen der Strahlungsintensität und – wichtiger – der Polarisations-eigenschaften der von einer aktiven Region emittierten Radiostrahlung. Man vermutet, daß diese preflaren Strahlungsausbrüche – die jedoch nicht bei allen Flares beobachtet werden – mit einer großräumigen Umstrukturierung des Magnetfeldes der Flareregion zusammenhängen.



Sonnenflecken mit komplizierten  $\beta\gamma\delta$ -Magnetfeldern neigen zur erhöhten Flareaktivität

Die meisten meßbaren Vorboten eines Flareereignisses treten relativ kurz (10 Minuten bis maximal 1 Stunde) vor dem Einsetzen der implosiven Phase auf. Längerfristige Vorhersagen sind z.Z. nur unter der Verwendung des Begriffs der Wahrscheinlichkeit möglich. Insbesondere im Vergleich zwischen Filtergrammen in verschiedenen Spektralbereichen und in Kombination mit detaillierten Magnetfeldmessungen im Bereich komplexer aktiver Gebiete bzw. Sonnenfleckengruppen kann man noch am Sichersten Vorhersagen für den Ausbruch intensiverer Flares ableiten. Da die bei einem Flare freigesetzte Partikelstrahlung aber eine gewisse Zeit benötigt (ca. 36 h), um die ca. 149 Millionen Kilometer bis zur Erde zurückzulegen, reichen die eigentlichen Flarebeobachtungen aus, um eventuelle Warnungen oder – was der erfreulichere Part ist – Nordlichtvorhersagen herauszugeben.

### Die impulsive Phase

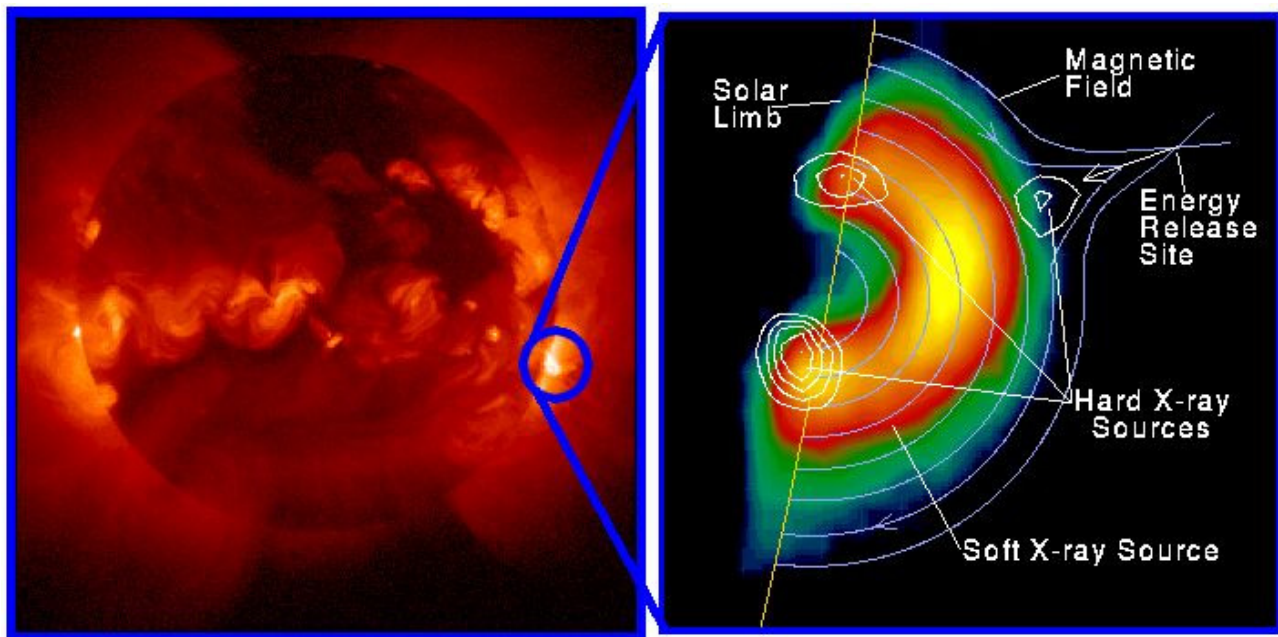
Bei solaren Flares unterscheidet man zwischen Ereignissen, die entweder durch einen moderaten Anstieg der weichen Röntgenemission mit anschließendem gemächlichen Abklingen einerseits oder einem intensiven, impulsartigen Ausbruch ( $t \leq 1 \text{ min}$ ) harter Röntgenstrahlung andererseits gekennzeichnet sind. Die erste Art bezeichnet man auch als „Long Duration Events“ (LDEs), da man sie z.T. bis über eine Stunde hinaus verfolgen kann. Die zweite Art ist mehr für hochenergetische Flares („two ribbon flares“) typisch. Deren Beginn – die impulsive Phase - soll deshalb etwas genauer untersucht werden.

Die impulsive Phase kann auf dem zeitlichen Verlauf der Flarespektren sehr gut abgegrenzt werden. Sie ist durch ein plötzliches Anwachsen der Intensität („Fluß“) der Strahlung im gesamten Wellenlängenbereich von der Gammastrahlung bis hin zu den langwelligen Radiofrequenzen gekennzeichnet. Natürlich gibt es im frequenzabhängigen Strahlungsfluß große Unterschiede, da sich die physikalischen Prozesse, die zur Emission in den jeweiligen Spektralbereichen führen, auch unterschiedlich sind. Besonders dramatisch ist während der impulsiven Phase das spektrale Verhalten im kurzwelligen Spektralbereich, insbesondere im Bereich der harten (HXR) und weichen (SXR) Röntgenstrahlung sowie im nahen und fernen UV („extreme UV“, EUV). Alle diese Spektralbereiche sind heute Beobachtungsplattformen auf Satelliten ständig zugänglich. Von der Erde aus können Flares bei diesen Wellenlängen aufgrund der absorbierenden Eigenschaften der Atmosphäre jedoch nicht beobachtet werden.

Im sichtbaren Bereich – insbesondere im monochromatischen Licht des Kerns der (bei Flares stark verbreiterten)  $H_{\alpha}$ -Linie – sieht man bei Beginn eines Ausbruchs lokal begrenzte, kurzzeitige Erhellungen die darauf hinweisen, daß die damit verbundenen Strahlungsausbrüche ihren Ursprung in tieferen und damit dichteren Bereichen der Chromosphäre haben, wo die Elektronendichte den Wert von  $10^{13} \text{ cm}^{-3}$  übersteigt. Die UV- und Röntgenstrahlung wird dagegen in Gebieten emittiert, wo die Temperaturen  $10^5$  bis  $10^7$  K erreichen. Diese Emissionsgebiete liegen – s.u. - in einem bogenförmigen Bereich oberhalb der Chromosphäre (SXR-Loop) bzw. im Bereich der Fußpunkte dieser Loops (bzw. Arkaden von Loops) in der Chromosphäre (HXR). Mit diesen bipolaren magnetischen Bögen sind Plasmaströmungen verbunden, wie man aus der Rot- und Blauverschiebung der Emissionen im SXR und EUV ersehen kann.

Mit dem ständigen Fortschritt der bildgebenden Meßmethoden im kurzwelligen Röntgenbereich konnten seit etwa der siebziger Jahre (Skylab) und Beginn der 80ziger-Jahre des vorigen Jahrhunderts (SMM und Honotori-Satellit) die räumliche Strukturierung der Röntgenemissionsgebiete der Flares immer detaillierter untersucht werden. Besonders die Beobachtungen, die mit dem japanischen Satelliten YOHKOH ab 1991 systematisch durchgeführt wurden, haben das Verständnis über die Geometrie und die Mechanismen der in der impulsiven Phase stattfindenden Prozesse, die zur Emission harter und weicher Röntgenstrahlung führen (sogenannte Röntgen-Flares), weiter vertieft. Danach ist der Beginn der impulsiven Phase mit der bereits erwähnten plötzlichen Energiefreisetzung verbunden, bei der elektrisch geladene Teilchen (z.B. Elektronen und Protonen) auf relativistische Geschwindigkeiten beschleunigt werden. Da sie sich entlang der magnetischen Feldlinien bewegen, erreichen die sich in Richtung der Sonnenoberfläche bewegenden Teilchenwolken die untere Chromosphäre an der Stelle, wo die Magnetfeldbögen aus dem Sonneninneren herausragen (d.h. an deren Fußpunkten). Durch die Wechselwirkung der geladenen Teilchen mit dem dichteren Chromosphärenplasma entsteht intensive Bremsstrahlung, die bei den hohen Energien der Teilchen bevorzugt im Röntgenbereich emittiert wird. Auf den Röntgenaufnahmen erkennt man deshalb bei mindestens der Hälfte der energiereicheren Flares zwei räumlich getrennte Gebiete mit erhöhter Röntgenemission, die mit der Position der Flares im optischen Bereich zusammenfallen. Das bedeutet, daß die seltenen Weißlichtflares in erster Linie von eindringenden nichtthermischen Elektronen verursacht werden. Außerdem muß man bei der Erklärung des Phänomens noch eine dritte Röntgenquelle, die mit der Position des Apex (das ist der Gipfelpunkt) des magnetischen Loops

zusammenfällt, mit einbeziehen. Dort ist der eigentliche Ort der Energiefreisetzung zu lokalisieren, der die Ströme geladener Teilchen für die Sekundärquellen liefert.

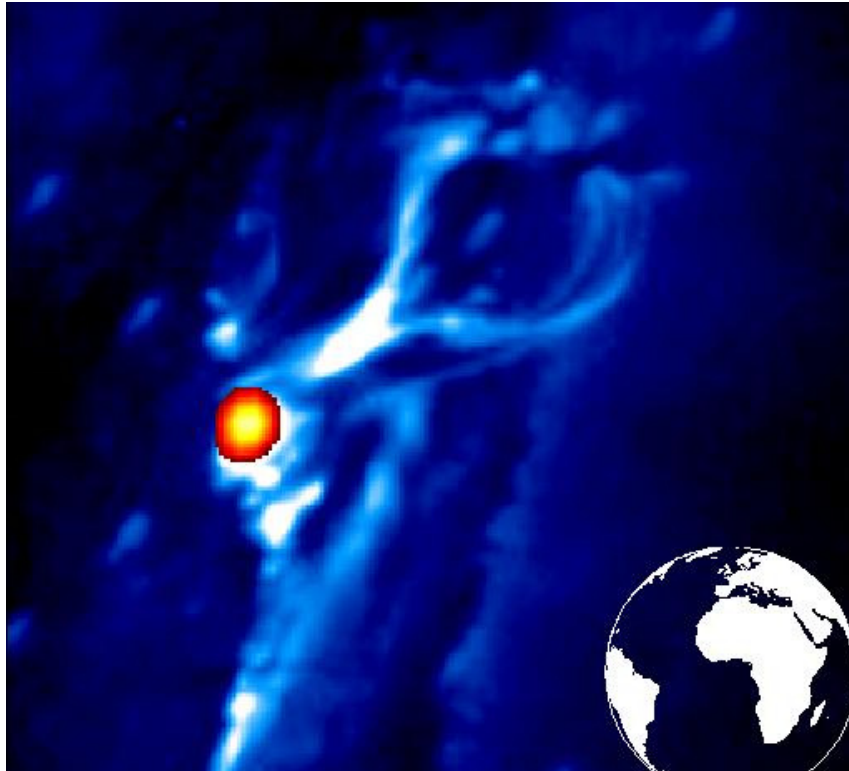


Ausschnitt aus einer Yohkoh-Aufnahme eines Flare-Bogens im weichen Röntgenlicht. Außerdem sind Isophoten der harten Röntgenstrahlung eingezeichnet, die im Fußbereich des Loops und in der Nähe des Rekonnektionsgebietes emittiert wird. © Yohkoh collaboration

Berechnet man den Elektronenfluß, der – in Form von Bremsstrahlung – zu der beobachteten HXR-Emission führen soll, dann kommt man zu dem überraschenden Ergebnis, daß fast alle im Loop unter Koronabedingungen freien Elektronen innerhalb eines Zeitraums in der Größenordnung von weniger als einer Minute auf über 20 keV beschleunigt werden müssen. Ein typischer HXR-Flash impliziert dabei einen Fluß von ca.  $10^{35}$ – $10^{37}$  Elektronen pro Sekunde im Emissionsgebiet. Diesen Sachverhalt sowie die Beobachtung, daß die Emission im SXT erst ein paar Minuten nach dem HXR-Peak ihr Maximum erreicht um dann allmählich abzufallen, muß ein konsistentes Flare-Modell erklären können. Aber nicht nur Elektronen werden bei einem Flare in einem magnetischen Loop beschleunigt. Auch schwere Ionen werden mit großer kinetischer Energie in die untere Chromosphäre penetriert. Dort können sie nukleare Reaktionen auslösen, die zur Emission von Gammastrahlung im Energiebereich zwischen 100 keV und 40 MeV führen. Die Bedingungen dazu sind dafür nur in den ersten Minuten der impulsiven Phase gegeben. Danach werden keine wesentlichen Gammastrahlungsemissionen mehr beobachtet.

Ein Emissionsgebiet von der Größe eines Kontinents auf der Erde, in der ca. 1 Minute lang Temperaturen von ungefähr 200 Millionen K herrschten, konnte z.B. die Sonde RHESSI bereits am 26. Februar 2002 – also kurz nach ihrem Start - aufnehmen. Dieser Satellit wurde innerhalb des „*Small Explorer Mission*“-Programms der NASA speziell für die Beobachtung von solarer Röntgenstrahlung (3 keV – 1 MeV) und solarer Gammastrahlung (bis zu 20 MeV) konzipiert. Er ist in der Lage, hochaufgelöste Bilder in den genannten Energiebereichen zu liefern (bis zu 2.5“ bei  $E=100$  keV).

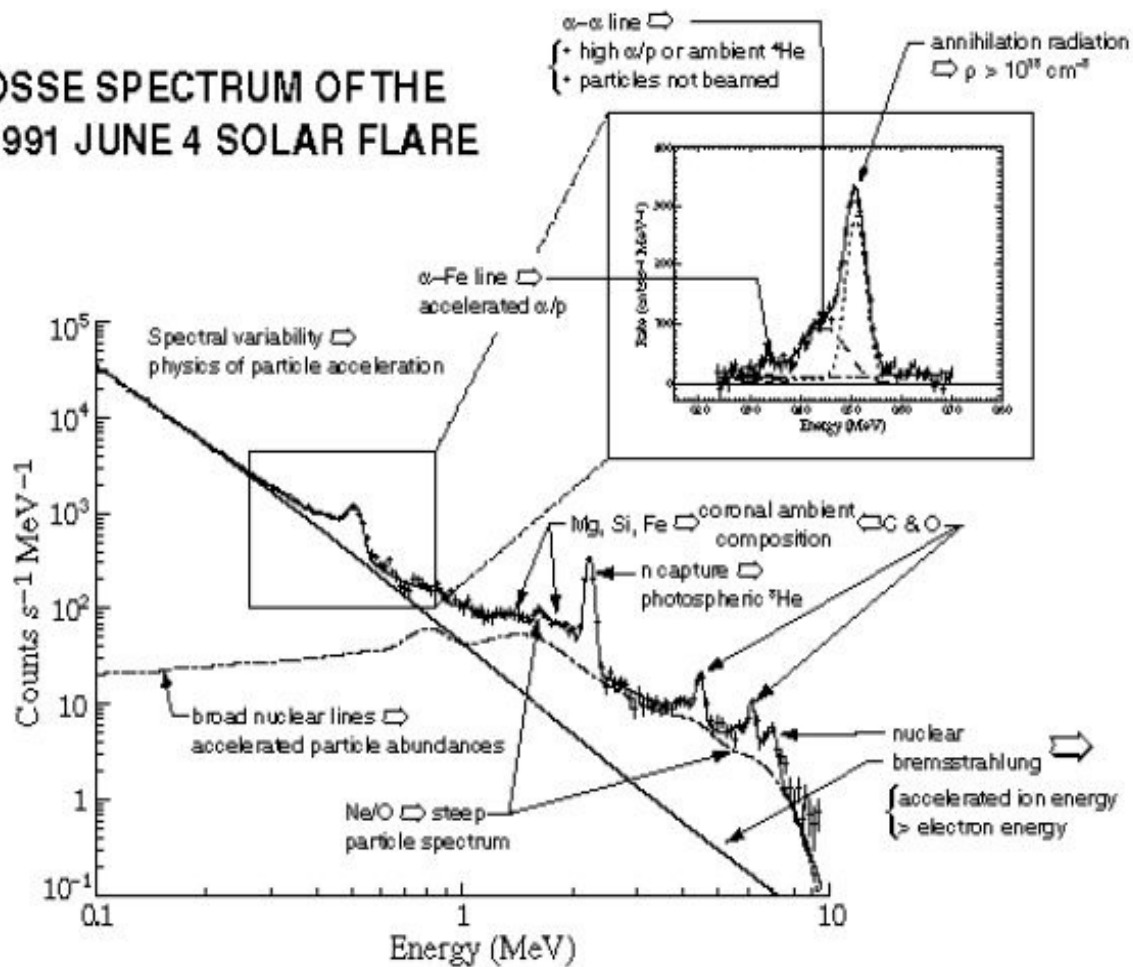
## Flares



Der helle gelb-rote Fleck auf dieser RHESSI-Aufnahme vom 26.2.2002 stellt den bis zu 200 Millionen K heiße Teil eines solaren Flares dar, der Röntgen- und Gammastrahlung emittiert. Die blauweißen Strukturen entstammen einer Aufnahme des TRACE-Satelliten bei einer Wellenlänge von 19.5 nm (Fe XII) und zeigen eine 2 Millionen K heiße Plasmawolke, die nach oben schießt. © RHESSI

Das Gammaspektrum eines Flares erstreckt sich von einer Photonenenergie von  $E_\gamma = h\nu = 1 \text{ MeV}$  bis zu einer Energie von 1000 MeV ( $1 \text{ MeV} = 1.6 \cdot 10^{-13} \text{ J}$ ), wobei das Kontinuum in den unteren Energiebereichen (bis ca. 8 MeV) von einzelnen Emissionslinien überlagert ist. Diese Linien haben größtenteils ihre Ursache in der Anregung von Atomkernen durch Stöße von Protonen,  $\alpha$ -Teilchen ( ${}^4_2\text{He}$ ) und von Ionen schwererer Elemente, im Neutroneneinfang und nachfolgenden radioaktiven Zerfall sowie in der Annihilation von Positronen mit Elektronen.

### OSSE SPECTRUM OF THE 1991 JUNE 4 SOLAR FLARE



Gamma-Spektrum des Flare-Ereignisses vom 4. Juni 1991, aufgenommen mit dem OSSE-Spektrometer (OSSE=Oriented Szintillation Spectrometer Experiment) des COMPTON-Satelliten

Der größte Teil des kontinuierlichen Teils des Gammaskpektrums besteht aus der Bremsstrahlung relativistischer Elektronen, die bei der Wechselwirkung mit den Atomen des chromosphärischen Plasmas entsteht. Bei manchen Flares ist das Kontinuum oberhalb von 100 MeV auffällig verstärkt. Diese Strahlung stammt aus zerfallenden neutralen Pionen bzw. geladenen Pionen, die aufgrund der Ladungserhaltung in Myonen und anschließend in Sekundärelektronen bzw. Positronen zerfallen. Diese erzeugen wiederum durch Bremsstrahlung bzw. Annihilation hochenergetische Gammaquanten.

Die folgende Tabelle listet einige der auffälligsten Linienemissionen und ihre Energien auf:

| Prozeß           | Reaktion   | Energie $h\nu$ |
|------------------|--|----------------|
| Annihilation     | $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$  | 0.511 MeV      |
| Neutroneneinfang | ${}^1_0n + {}^1_1H \rightarrow {}^2_1H^* ; {}^2_1H^* \rightarrow {}^2_1H + \gamma$ | 2.223 MeV      |

|                                   |   |           |
|-----------------------------------|---|-----------|
| Spaltung                          | $p + {}^{16}_8\text{O} \rightarrow {}^{12}_6\text{C}^* + {}^4_2\text{He}; \quad {}^{12}_6\text{C}^* \rightarrow {}^{12}_6\text{C} + \gamma$     | 4.438 MeV |
|                                   | $p + {}^{20}_{10}\text{Ne} \rightarrow {}^{16}_8\text{O}^* + {}^4_2\text{He}; \quad {}^{16}_8\text{O}^* \rightarrow {}^{16}_8\text{O} + \gamma$ | 6.129 MeV |
| Anregung durch $\alpha$ -Teilchen | ${}^4_2\text{He} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^7_4\text{Be}^* + n; \quad {}^7_4\text{Be}^* \rightarrow {}^7_4\text{Be} + \gamma$             | 0.431 MeV |
|                                   | ${}^4_2\text{He} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^7_3\text{Li}^* + p; \quad {}^7_3\text{Li}^* \rightarrow {}^7_3\text{Li} + \gamma$             | 0.478 MeV |

Beschleunigte, hochenergetische Protonen und die Kerne schwererer Elemente erzeugen im Bereich der magnetischen Loops in großer Zahl freie Neutronen, deren Energie 1000 MeV übersteigen kann. Bewegen sich diese Neutronen in Richtung Photosphäre, werden sie durch Stöße schnell thermalisiert und dann von Protonen eingefangen. Dabei entstehen angeregte Deuteriumkerne. Diese wiederum geben ihre überschüssige Energie in Form von Gamma-Photonen mit einer Energie von 2.223 MeV ab. Auf diese Weise wird die schmale und auffällige Emissionslinie im „langwelligen“ Teil des Gammaskpektrums erzeugt.

Die Neutronen können aber auch die Sonne verlassen und aufgrund ihrer relativistischen Geschwindigkeiten die Erde erreichen. Man hat sie bereits in den 80'ziger Jahren des vorigen Jahrhunderts mit den Instrumenten des SMM-Satelliten direkt nachweisen können.

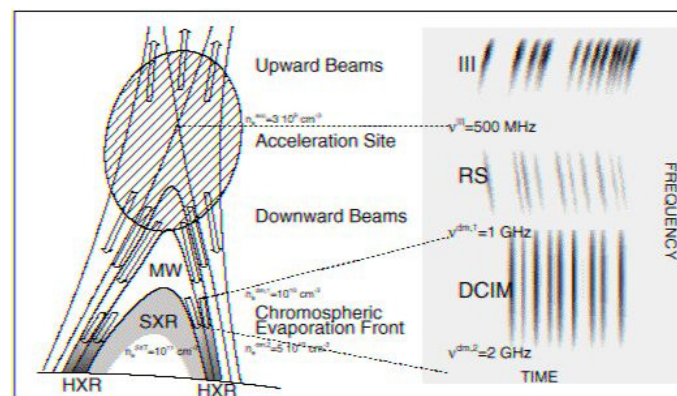
Aus den Gamma-Spektren hochenergetischer Flares lassen sich u.a. Informationen über die Häufigkeit schwererer Elemente – der „Metalle“, wie die Astronomen sagen – in deren Entstehungsgebiet gewinnen. Jedes Nukleid (d.h. Atomkern eines Elements) kann nur auf bestimmte, diskrete Energiestufen angeregt werden. Werden diese Anregungsstufen abgebaut, dann entsteht ein für jedes Nukleid typisches „charakteristisches“ Röntgen- und Gammaskpektrum. Die Emissionslinien, die dabei entstehen, sind i.d.R. sehr schmal und können dadurch von den „breiteren“ Linien unterschieden werden, die hauptsächlich bei Stoßprozessen von hochenergetischen schwereren Elementen mit Wasserstoff- und Heliumkernen entstehen. In diesem Fall wird das Linienprofil durch die hohen thermischen Geschwindigkeiten der leichten Elemente aufgrund des Dopplereffekts stark verbreitert, was die Ableitung von Teilchenkonzentrationen erschwert.

Alle Erscheinungen und Prozesse, die während der impulsiven Phase eines Flares stattfinden, haben irgend etwas mit der Beschleunigung geladener Teilchen, insbesondere Elektronen, in den magnetischen Loops, zu tun. Die Aufklärung der Beschleunigungsmechanismen ist deshalb ein wesentlicher Bestandteil eines konsistenten Flaremodells. Elektronen, die sich entlang der Feldlinien in einem Magnetfeld bewegen, strahlen nach den Gesetzen der klassischen Elektrodynamik nichtthermische Strahlung in Form von elektromagnetischen Wellen aus, die man als Synchrotronstrahlung bezeichnet. Diese Strahlung kann mit radioastronomischen Methoden sehr gut beobachtet werden, wenn sie im Radiofrequenzbereich liegt. Während der impulsiven Phase steigt z.B. die Strahlungsintensität plötzlich im Meter-Bereich stark an, wobei das Strahlungsmaximum schnell von hohen Frequenzen (~ 1000 MHz) zu niedrigen Frequenzen (~ 1 MHz) mit einer Rate von ca. 100 MHz/s hin abdriftet. Derartige Strahlungsausbrüche werden als Typ-III-Bursts bezeichnet und sind typisch für die Anfangsphase eines Flares. Die Frequenzdrift zeigt an, daß sich die Elektronen mit einer Geschwindigkeit, die ungefähr 1/3 bis maximal 1/2 der Lichtgeschwindigkeit beträgt ( $E_{kin} \approx 100$  keV), von der Sonne weg in die äußere Korona bzw. in den interplanetaren Raum bewegen. Bei einem

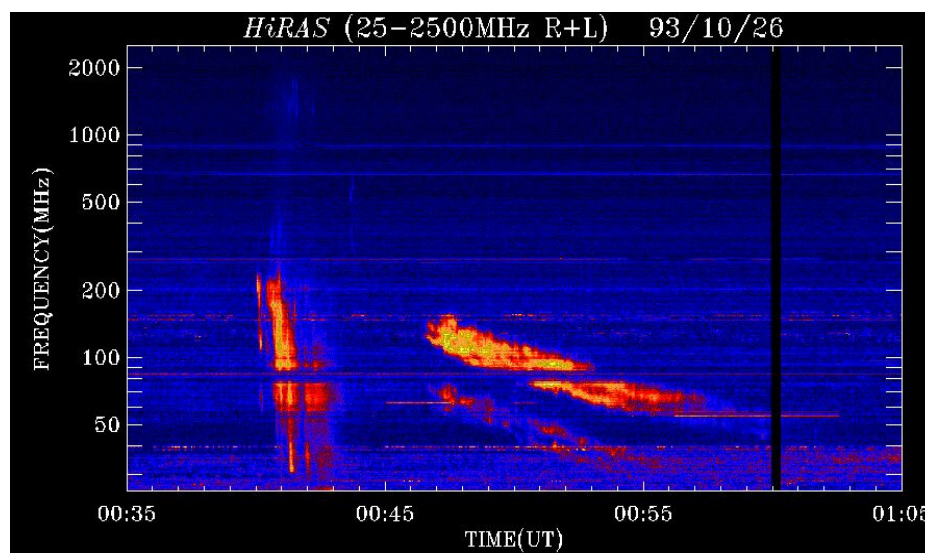
anderen, verwandten Burst-Typ beobachtet man zuerst eine Abnahme und danach wieder eine rasche Zunahme der Frequenz, weshalb derartige Bursts auch als U-Typ-Bursts bezeichnet werden.

Der eigentliche Strahlungsmechanismus besteht darin, daß die Ströme von Elektronen auf eine komplizierte, nichtlineare Art und Weise Plasmawellen anregen, die ihre Energie nahe der lokalen Plasmafrequenz (oder einer ihrer Harmonischen) in elektromagnetische Strahlung im Dezimeter- und Meterbereich konvertieren.

Aus der Untersuchung der Frequenzdrift – auch im Zusammenspiel mit hochauflösenden interferometrischen Methoden – lassen sich viele Informationen über die Dynamik und Geometrie eines Flares und der dabei ablaufenden physikalischen Prozesse gewinnen.



Frequenzdrift bei verschiedenen Radiobursts (rechts) und die dazugehörigen Entstehungsgebiete im Standard-Flaremodell



Beispiel für ein dynamisches Radiospektrum mit Typ-III und Typ-II Radiobursts  
© Hiraio Solar Observatory

### Die Haupt- und Zerfallsphase

Das Erscheinungsbild eines Flares nach der impulsiven Phase hängt in erster Linie von der kurz zuvor freigesetzten Energiemenge ab. Sehr viele Flares mit relativ geringem Energie-Input kühlen in der Hauptphase recht schnell ab und zerfallen innerhalb eines Zeitraums von wenigen Minuten bis zu

einigen zehn Minuten. Diese Flares nennt man „confined flares“, da sie aus einen oder mehreren, meist sehr symmetrischen Loops bestehen, die recht klein sind und sich deshalb nur schwer mit abbildenden Teleskopen auflösen lassen. Der Abkühlungsprozeß erfolgt einmal durch Wärmeleitung, in dem die überschüssige Energie im Loop selbst in die kühlere Chromosphäre abgeführt wird. Ein weiterer großer Teil der Wärmeenergie geht durch Abstrahlung verloren. Welcher Prozeß überwiegt, hängt von der Größe des Loops und der Dichte des darin eingeschlossenen Plasmas ab. Im Einzelnen ist jedoch – aufgrund der gesamten Komplexität des Phänomens - die Flarekühlung ein Prozeß, der sich nur schwer in allen Details beschreiben läßt. Außerdem können in der Abkühlphase weitere Sekundärprozesse auftreten wie z.B. „Surges“ oder Strukturen im Fußbereich der Loops, die auch dann noch schwach nachleuchten, wenn der auslösende Flare bereits völlig abgeklungen ist.

Bei den eruptiven Flares wird das Erscheinungsbild in der Hauptphase durch Prozesse bestimmt, die sowohl in der Korona als auch in dem Bereich der Fußpunkte der beteiligten Loops in der Chromosphäre stattfinden. Die Energiefreisetzung wird dabei nicht unterbrochen, d.h. sie setzt sich auch in der Hauptphase fort. Diese Vorgänge sind mit einer Zerstörung der ursprünglichen Magnetfeldstrukturen verbunden, wobei als Ergebnis neue Systeme von Loops entstehen können (die man, semantisch nicht ganz richtig, als „*post flare loops*“, bezeichnet). Außerdem beobachtet man bei sehr vielen eruptiven Flares koronale Masseauswürfe (CME's), wenn sich das Magnetfeld der Loops öffnet und Materie oberhalb der Rekonnektionszone stark beschleunigt wird.

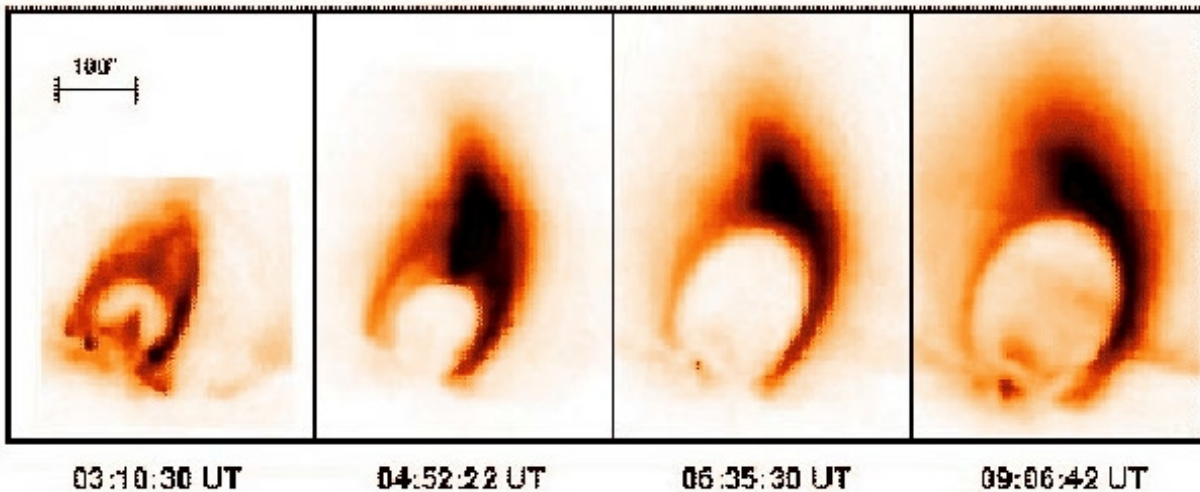
Die auffälligste Erscheinung in  $H_{\alpha}$  sind die hell aufleuchtenden Bänder symmetrisch zur neutralen Linie des Oberflächenmagnetfeldes. Sie entstehen, wenn die entlang der Loops beschleunigten Teilchen auf die Chromosphäre treffen, abgebremst werden und dabei lokal die Temperatur erhöhen. Das führt zur Abdampfung chromosphärischen Materials in die magnetischen Loops wodurch sie z.B. im UV oder im SXR erst sichtbar werden. Da die HXR-Emissionsgebiete und die  $H_{\alpha}$ -Bänder weitgehend zusammenfallen, ist für deren Erscheinungsbild auch hier die Penetration nichtthermischer Elektronen in das dichtere Chromosphärenplasma maßgeblich verantwortlich.

Die Temperaturerhöhung im Flaregebiet läßt sich auch sehr gut spektroskopisch an der Änderung des Intensitätsprofil der  $H_{\alpha}$ -Linie verfolgen. Der Linienkern geht sukzessive vom typischen Absorptionsprofil in eine Emissionslinie über, wobei die Intensität, die in der Linie emittiert wird, sich z.T. mehr als verdoppelt. Anschließend nimmt sie wieder ab, da Kühlungsprozesse die Anregungsbedingungen zunehmend verschlechtern und auch der Energieeintrag in das Emissionsgebiet nachläßt.

„Two ribbon flares“ können in der Chromosphäre eine Fläche von bis zu  $3 \cdot 10^9$  km<sup>2</sup> einnehmen. Da sie mit aufsteigenden Loops verbunden sind (genauer deren Fußpunkte markieren), entfernen sich die beiden Bänder im Laufe der Zeit und der „dunkle“ Bereich symmetrisch zur neutralen Linie verbreitert sich. Dabei nimmt die Scherung des Magnetfeldes ab.

In aktiven Gebieten mit geringeren magnetischen Feldstärken kann die  $H_{\alpha}$ -Emission so gering ausfallen, daß sie auf Spektroheliogrammen nicht zu erkennen ist. Ein Flare verrät sich in diesem Fall durch die verstärkte Emission von Röntgenstrahlung, die mehrere Stunden anhalten kann. Man spricht dann oft von sogenannten LDE-Flares. In ihrer Form ähneln sie Miniaturausgaben von Helmet Streamern, wie sie in der Maximum-Korona häufig vorkommen.

21-FEB-1992 Flare SXT Image Filter : Al.1



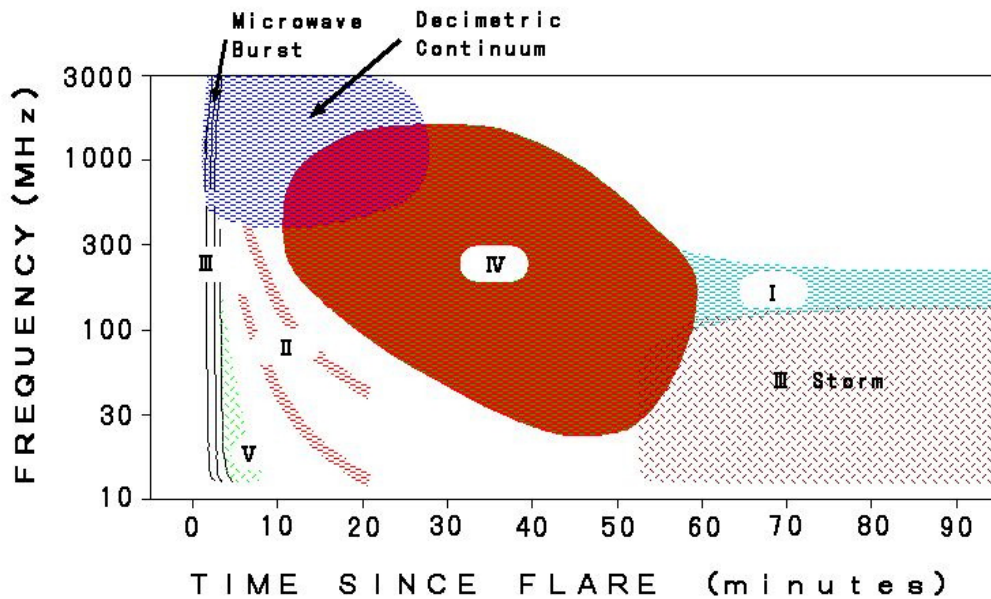
Entwicklung der SXT-Emissionen in einem LDE-Flare. Man beachte die Form des Loops, der in etwa der Form eines „helmet streamers“ gleicht. © Yokkoh collaboration



Aufnahme eines Flares vom 31.05.1998 im EUV unter Verwendung eines Teleskops an Bord des TRACE-Satelliten © NASA, Transition Region and Coronal Explorer

Auch – oder gerade – in der Hauptphase beobachtet man starke Radioemissionen innerhalb eines großen Wellenlängenbereichs, der sich von den Mikrowellen bis hin zu den Dekameter- und Kilometerwellen erstreckt. Da diese Emissionen mehr oder weniger plötzlich auftreten und auch in ihrer Dauer beschränkt sind, bezeichnet man sie gewöhnlich als „*Bursts*“ (Strahlungsausbrüche). Während die impulsive Phase eines Flares von einem in der Frequenz schnell abdriftenden Typ-III-

Burst begleitet wird, kann man daran anschließend weitere, in ihren Eigenschaften unterscheidbare Burstereignisse beobachten. Sie können in einem Diagramm, welches die beobachteten Frequenzen über die Zeit nach dem Beginn eines Flares aufträgt, unterschieden werden.



#### Dynamisches Radiospektrum zur Klassifizierung der Radiobursts

Burst der Typen III und V haben in erster Linie ihre Ursache (siehe vorangegangenes Kapitel) in der Beschleunigung von Elektronen auf relativistische Geschwindigkeiten, die – wenn sie in die Korona aufsteigen – Plasmaschwingungen im Koronagas anregen. Sie sind ein Phänomen der impulsiven Phase eines Flares und zeichnen sich außer durch ihre kurze Dauer durch eine auffällige Frequenzdrift aus. Das läßt sich leicht erklären, da die Frequenz  $\omega_p$  der Plasmaschwingungen (die sogenannte Plasmafrequenz) nur von der Elektronendichte abhängt und diese mit zunehmender Höhe geringer wird:

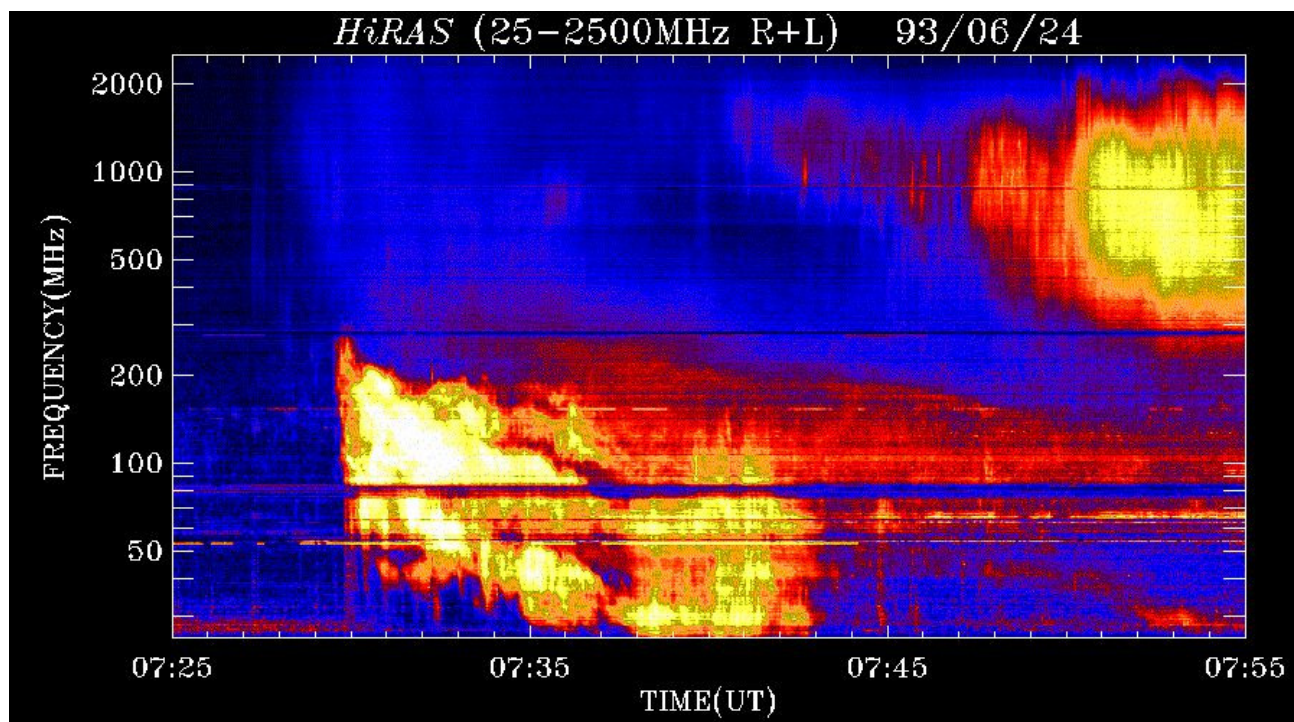
$$\omega_p = \frac{4\pi c n e^2}{m_e} \quad [1.202]$$

n Teilchendichte des Elektronengases

Das zeitliche Verhalten der Typ-III Bursts im Zentimeterwellenbereich ist übrigens sehr stark mit dem Emissionsverhalten der harten Röntgenstrahlung (HXR) korreliert. Interessant ist in diesem Zusammenhang dabei die Beobachtung, daß das Radiomaximum ein paar Sekunden später eintritt als das Maximum der HXR-Emission. Aus diesem Verhalten lassen sich Rückschlüsse auf die Beschleunigungsmechanismen der involvierten elektrisch geladenen Teilchen gewinnen.

Als Typ-II Bursts (sogenannte „*slow drifts*“) werden Emissionen nichtthermischer Radiostrahlung bezeichnet, die in einem relativ schmalen Frequenzband erfolgen, wobei die Frequenz mit einer Geschwindigkeit von 0.5 bis 1 MHz/s von ca. 500 MHz zu kleineren Frequenzen hin abnimmt. Der ganze Vorgang dauert im Mittel 10 Minuten wobei in manchen Fällen auch Emissionen mit der jeweils

doppelten Frequenz (sogenannte Oberschwingungen) gemessen werden. Diese relativ seltenen Bursts sind physikalisch mit den koronalen Masseauswürfen (CME's) verbunden und hängen mit der Ausbreitung von Stoßwellen im heißen koronalen Plasma zusammen. Die Strahlung hat ihre Ursache in den dabei auftretenden Langmuir-Schwingungen der Elektronendichte, die zu sogenannten (longitudinalen) Langmuir-Wellen führen.



Beispiel für ein dynamisches Radiospektrum mit Typ-II und Typ-IV Radiobursts

© Hiraio Solar Observatory

Ein recht variantenreiches Verhalten zeigen dagegen die Emissionen, die man den Bursts-IV Typ zuordnet. Ihre Strahlungsintensität steigt langsam an, durchläuft dann ein oder mehrere Maxima um anschließend genauso langsam wieder abzunehmen. Dieser ganze Vorgang kann mehrere Stunden dauern. Verursacht wird er von Elektronen, die um Magnetfeldlinien spiralen und dabei Synchrotronstrahlung abgeben. Etwas seltener sind die sogenannten „*moved IV-bursts*“, die von in Plasmoiden (das sind Gebiete geschlossener magnetischer Feldlinien, in die ein Plasma eingeschlossen ist) gefangenen Elektronen verursacht werden. Diese Emissionsgebiete entstehen oberhalb der Rekonnektionszone eines starken Flares und bewegen sich – ähnlich wie ein CME – radial von der Sonne weg. Diese Bewegung läßt sich z.B. sehr gut mit Hilfe von Radioheliographen verfolgen.

## Energiefreisetzungsraten bei typischen Flares

| Art der Energiefreisetzung                   | Two ribbon flares   | Confined Flares |
|--|---------------------|-----------------|
| Hydrodynamische Prozesse (z.B. Schockwellen) | $4 \cdot 10^{25}$ J | -               |
| Gamma-Strahlung                              | $2 \cdot 10^{18}$ J | -               |
| HXR  | $5 \cdot 10^{19}$ J | $10^{17}$ J     |
| SXR + UV                                     | $5 \cdot 10^{24}$ J | $<10^{22}$ J    |
| Optisches Kontinuum                          | $3 \cdot 10^{24}$ J | -               |
| $H_{\alpha}$                                 | $3 \cdot 10^{23}$ J | $10^{19}$ J     |
| Radiostrahlung                               | $2 \cdot 10^{17}$ J | $<10^{14}$ J    |
|  |                     |                 |
| Elektronen                                   | $3 \cdot 10^{24}$ J | $10^{20}$ J     |
| Protonen                                     | $3 \cdot 10^{24}$ J | -               |

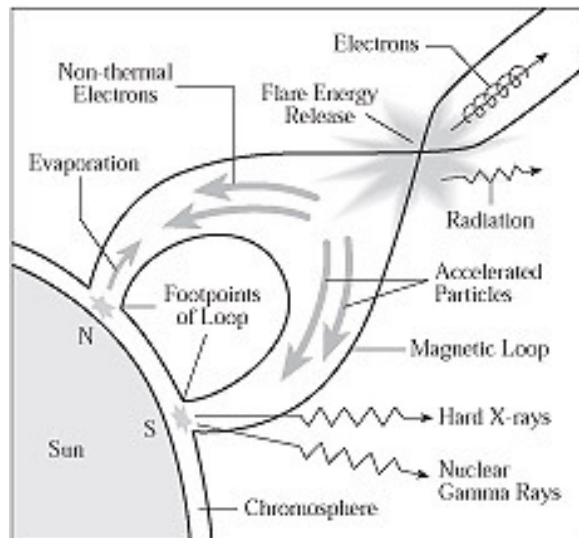
## Das Standard-Flare-Modell

Aus den z.T. unübersichtlichen Beobachtungsergebnissen in allen Wellenlängenbereichen des elektromagnetischen Spektrums schält sich langsam eine Gesamtschau des Geschehens in der Sonnenkorona und Chromosphäre heraus, aus dem sich ein Modell entwickeln läßt, mit dem man zumindest die Phänomenologie eines Flares relativ detailliert beschreiben kann. Dieses Modell soll im Folgenden als Standardmodell bezeichnet und in einer stark vereinfachten Form vorgestellt werden.

Es ist weitgehend sicher, daß die Energie, die bei einem Flare freigesetzt wird, aus der Rekonfiguration einer hinreichend komplexen und damit instabilen Magnetfeldstruktur stammt. Der physikalische Prozeß, der diese Rekonfiguration begleitet, ist die magnetische Rekonnektion. Als Ergebnis entsteht ein extrem überhitztes Plasma, welches Röntgen- und sogar Gammastrahlung emittiert sowie ein Strom hochenergetischer (relativistischer) geladener Teilchen (Elektronen und Ionen), die sich entlang der Magnetfeldlinien schraubenförmig bewegen und dabei nichtthermische Synchrotronstrahlung abgeben. Bei einem Standardflare befindet sich die primäre Energiequelle – also das Gebiet, wo die Rekonnektion der Magnetfeldlinien stattfindet – immer im Bereich des Scheitelpunktes eines magnetischen Loops.

Damit Rekonnektion stattfinden kann, müssen sich entgegengesetzt gerichtete Magnetfeldlinien so nahe kommen, daß sich zwischen ihnen eine Stromschicht („*current sheet*“) bildet. Das kann z.B. geschehen, wenn ein neuer magnetischer Bogen aus der Photosphäre in die Korona aufsteigt und auf seinem Weg nach oben mit einem bereits bestehenden Loop quasi zusammenstößt oder sich durch Plasmaströmungen Gebiete unterschiedlicher Polarität genügend nahe kommen. Dabei bildet sich u.U. eine Rekonnektionszone vom X-Typ aus. In dieser Rekonnektionszone kann die Hälfte der einfließenden magnetischen Energie in kinetische Energie der Plasmateilchen und die andere Hälfte in

thermische Energie konvertiert werden, d.h. es entsteht ein mehrere Millionen K heißes Plasma sowie ein Strom von nichtthermischen, relativistischen Teilchen (besonders Elektronen), die sich entlang der Magnetfeldlinien bewegen und beim Eintauchen in das dichtere Chromosphärenplasma die beobachteten Röntgenemissionen an den Fußpunkten des Loops anregen. Ein weiterer Prozeß, der diskutiert wird, ist die sogenannte Zereißinstabilität („*tearing mode instability*“). Darunter versteht man den Vorgang, bei dem die Gipfelbereiche der Magnetfeldbögen in eine größere Anzahl durch neutrale Punkte getrennte „Zonen“ (magnetische Inseln) aufgesplittet werden. Auf diese Weise entstehen quasi aneinander gereihete Rekonnektionszonen die dazu führen, daß Flares an vielen Stellen entlang einer Loopspitze ausbrechen können.

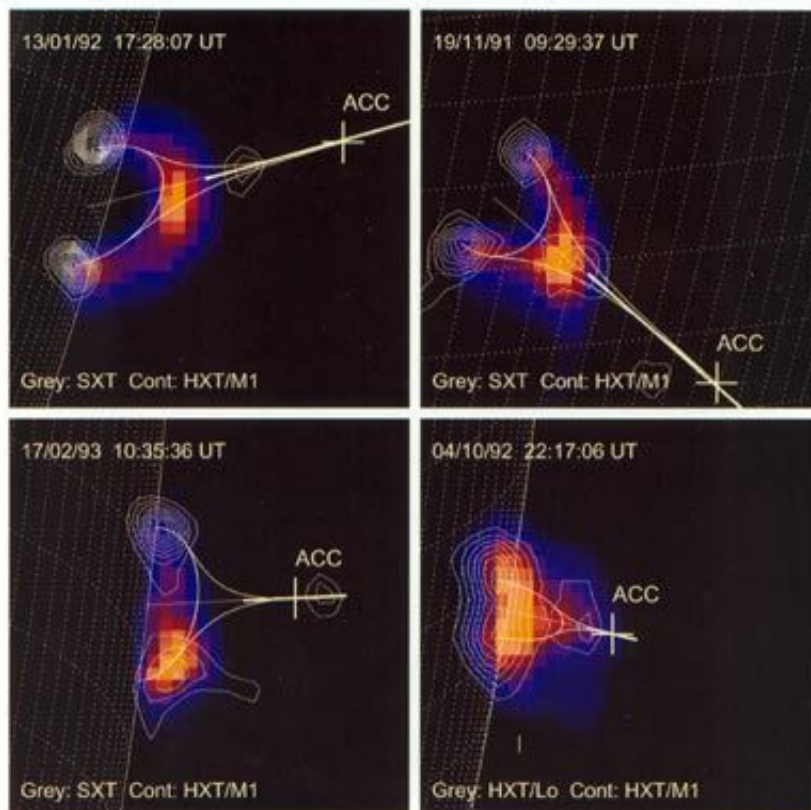


Vereinfachte Darstellung der Geometrie eines Loops, der zur Phänomenologie eines intensiven solaren Flares führt

Nach (1.198) ist die Geschwindigkeit des in die Rekonnektionszone einfließenden Plasmas bedeutend geringer als die Geschwindigkeit, mit der das Plasma senkrecht dazu das Gebiet wieder verläßt. Dadurch entsteht ein doppelseitiger Plasmajet, der, wenn er in Richtung Sonne auf dichtere Materieschichten trifft, eine Stoßfront („*termination shock*“) ausbildet. Unterhalb dieser Stoßfront wird die Plasmaströmung durch das Magnetfeld abgelenkt. In der anderen Richtung kann es dagegen zur Beschleunigung von Plasmawolken längs von nach außen hin offener Magnetfelder kommen, die wiederum in der Korona Stoßwellen ausbilden welche die bekannten Typ-II Radiobursts hervorrufen. In diese Richtung freigesetzte schwere Partikel wie Protonen und Heliumkerne erreichen i.d.R. so große Geschwindigkeiten, daß sie von der Sonne abfließen können. In Erdnähe liefern sie einen Beitrag zur beobachteten niederenergetischen Kosmischen Strahlung.

Bei einem Flare wird das koronale Plasma auf Temperaturen zwischen 10 und 30 Millionen K aufgeheizt. Bei dieser Temperatur liegt die mittlere thermische Energie der Elektronen ungefähr im Bereich zwischen 0.4 und 1.3 keV. Da man aber weitaus energiereichere Elektronen beobachtet (in starken Flares mit Energien bis zu 10 MeV), muß es andere, sehr effektive Beschleunigungsmechanismen geben. Diese beruhen wahrscheinlich auf starken elektrischen Feldern, die unterhalb der Energiefreisetzungszone eine Beschleunigungsstrecke aufbauen. Wie das genau geschieht, ist noch weitgehend unklar. Neben der Beschleunigung in starken elektrischen Feldern

werden noch weitere Beschleunigungsmechanismen diskutiert. Dazu gehören u.a. magnetohydrodynamische Turbulenzen sowie verschiedene Arten von Stoßwellen. Eine letztendlich befriedigende Theorie muß z.B. für den Fakt, daß so gut wie alle im Beschleunigungsgebiet vorhandenen geladenen Teilchen innerhalb von Sekunden quasi gleichzeitig beschleunigt werden, eine Erklärung finden. Außerdem weisen Beobachtungen darauf hin, daß der Beschleunigungsmechanismus nicht gleichmäßig wirkt. Im ersten Augenblick werden die geladenen Teilchen auf Energien von einigen 10 keV und erst danach in einem weiteren Schritt auf einige 100 oder sogar 1000 keV beschleunigt (Ionen mit einer Energie  $> 1$  MeV sind z.B. für die beobachteten Gamma-Emissionen verantwortlich). Die dabei entstehenden relativistischen Teilchen produzieren die HXR-Strahlung, die den Scheitelpunkt des Loops kennzeichnen während die Teilchen, die entlang der Bögen die Chromosphäre erreichen, die HXR-Quellen am Fußpunkt der Loops anregen. Als Konsequenz für diesen plötzlichen Energieeintrag in die Chromosphäre kommt es zu einer starken Temperaturerhöhung auf einige  $10^7$  K, wodurch das Gas abdampft, abkühlt und durch die Magnetfelder geführt in den Loops aufsteigt. Diese Loops, die langsam an Größe zunehmen, emittieren SXR- und EUV-Strahlung. Sie lassen sich deshalb von Satelliten aus gut beobachten. Unterhalb der HXR-Anregungszone entstehen schließlich die „ribbons“, die einen Teil ihres Lichtes in  $H_\alpha$  emittieren. Durch das Wachsen der post-Flare Loops verschieben sich auch deren Fußpunkte in der Chromosphäre, was im optischen Bereich zu der Beobachtung paßt, daß sich die Bänder eines two ribbon flares im Laufe eines Flareereignisses voneinander entfernen.



Aufnahme von magnetischen Loops bei Beginn eines Flares mit primärer Energiefreisetzungszone an deren höchster Stelle und den Röntgenemissionsgebieten am Fußpunkt der Bögen © Yohkoh

## Flares und koronale Masseauswürfe

Statistische Untersuchungen zeigen, daß zumindest ein Teil (ca. 40%) der sogenannten koronalen Masseauswürfe (CME's, „*coronal mass ejections*“) mit Flares verbunden sind. Ein CME erscheint in einem Koronagraphen (wie er z.B. auf der Sonnensonde SOHO installiert ist) als eine riesige, meist aus einem Helmet Streamer oder einem aufsteigenden Filament hervorgegangene strukturierte Gasschale, die sich mit einer Geschwindigkeit von 100 bis 1000 km/s von der Sonne wegbewegt. Man nahm lange Zeit an, das Flares die Auslöser dieser riesigen explosionsartigen Erscheinungen sind. Genauere Untersuchungen haben aber ergeben, daß es wahrscheinlich gerade andersherum ist. Ein koronaler Masseausstoß führt zu einer massiven Störung der Magnetfelder in der unteren Korona, die dabei Energie akkumulieren. Beim plötzlichen Abbau dieser instabilen Magnetfeldkonfigurationen entstehen dann u.U. solare Flares. Das erklärt die Beobachtung, daß zwar viele Flares in Verbindung mit CME's auftreten, es aber auch sehr viele CME's gibt, die mit keiner Flareaktivität verbunden sind. Auch unterscheiden sich die Volumina, die von einem koronalen Masseausbruch betroffen sind, um mehrere Größenordnungen von denen aktiver Flaregebiete. In dem einen erfolgt eine großräumige und in dem anderen eine mehr kleinräumige Rekonfigurierung der mit den jeweiligen Prozessen assoziierten Magnetfelder. Andererseits können aber Flares durchaus auch Auslöser von großskaligeren Instabilitäten in der Korona sein, die im nachhinein in intensiven koronalen Masseausstößen gipfeln.

## Klassifikation von Flares

Flares werden seit 1970 gewöhnlich nach ihrer Helligkeit im Röntgenbereich klassifiziert. Dabei wird mittels entsprechend ausgerüsteter Satelliten der Strahlungsfluß im Wellenlängenbereich zwischen 0.05 und 0.8 nm in Form einer Zeitreihe bestimmt. Auf den erhaltenen Diagrammen kann man das Auftreten von Flares als „Spitzen“ sehr gut ablesen. Die Intensität, dem der höchste Röntgenfluß entspricht, ist ein Maß für die Stärke eines Flares.

Man unterscheidet fünf Klassen von Flareereignissen, die nach der jeweils freigesetzten Energie in aufsteigender Reihenfolge mit den Buchstaben A, B, C, M und X bezeichnet werden. Die Buchstaben korrespondieren dabei mit den negativen Exponenten (-8, -7, -6, -5 und -4) der Zahl 10, welche den Röntgenfluß im angegebenen Wellenlängenbereich in  $W/m^2$  angibt. Die Zahl, die hinter dem Buchstaben angegeben wird (1 bis 9), gibt den Vorfaktor an. Ein X3-Flare erreicht demnach einen Röntgenfluß von  $3 \cdot 10^{-4} Wm^{-2}$ .

Zu Zeiten der aktiven Sonne lassen sich nur Flares ab der C-Klasse nach dieser Methode detektieren, da alle schwächeren Ereignisse im allgemeinen Röntgenuntergrund verschwinden.

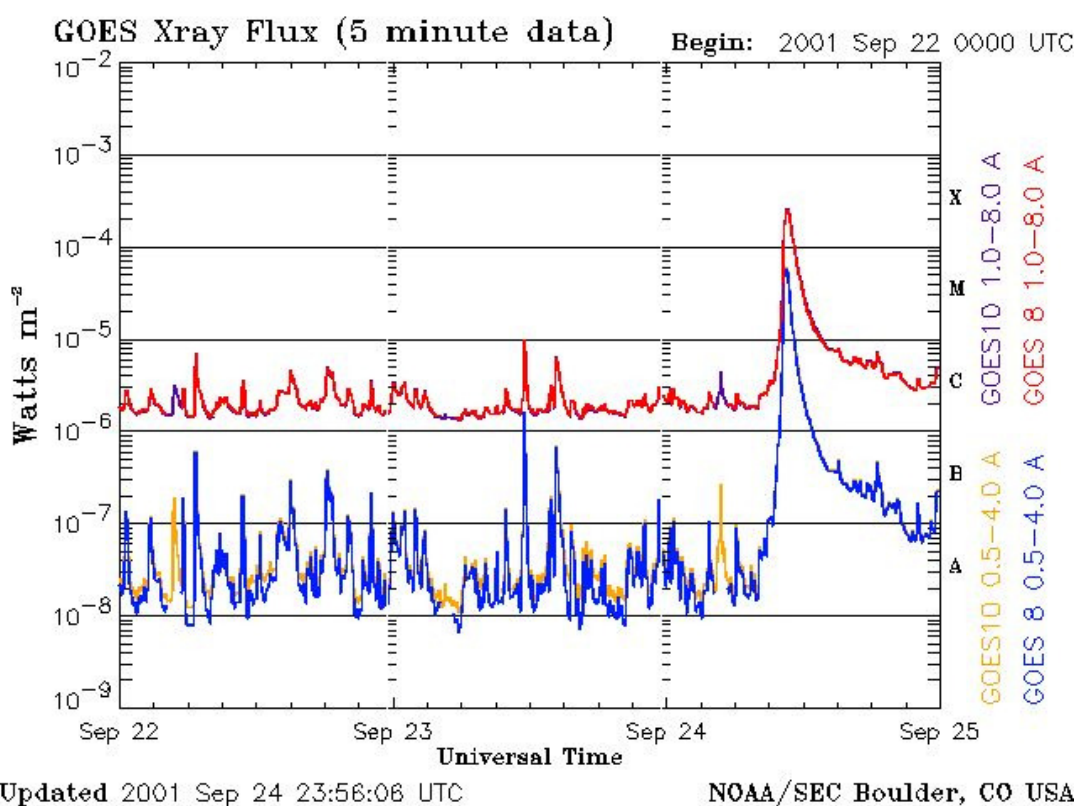
Die sehr seltenen, aber extremen Flares, die einen Röntgenfluß größer als  $9 \cdot 10^{-4} Wm^{-2}$  erreichen, werden einfach als X10, X11 oder sogar X12 klassifiziert.

Für Flares, die sich als starke Erhellungen auf  $H_{\alpha}$ -Spektroheliogrammen bemerkbar machen, wurde ein eigenes Klassifikationsschema entwickelt, in das die von dem Flare eingenommene Fläche der

## Flares

wichtigste Parameter ist. Außerdem muß der Beobachter noch den „Glanz“ einschätzen, wobei nur die groben Kategorien f (für faint), n (für normal) und b (für bright) in Anwendung kommen.

| Klasse       | Fläche (in $\square^\circ$ ) |
|--------------|------------------------------|
| S (Subflare) | < 2                          |
| 1            | 2.1 ... 5.1                  |
| 2            | 5.2 ... 12.4                 |
| 3            | 12.5 ... 24.7                |
| 4            | > 24.7                       |



Am 24. September 2001 konnte mit dem Satellit GOES (Geostationary Operational Environmental Satellite Program) ein besonders intensiver Flare der X-Klasse vermessen werden. Er verursachte auf der Erde einen starken geomagnetischen Sturm sowie in den polarnahen Gebieten schöne und intensive Polarlichter. Verschiedenfarbige Linien geben den Fluß in verschiedenen Wellenlängenbereichen (siehe Ordinatenbeschriftung auf der rechten Seite) wieder. © NOAA, GOES

Die hier vorgestellte Klassifizierung von solaren Flares wird im Rahmen der Vorhersage des „Space Weathers“ verwendet. Aufgrund der Technisierung der menschlichen Gesellschaft ist die Vorhersage von intensiven Partikelströmen von der Sonne, wie sie im Zusammenhang mit chromosphärischen Eruptionen auftreten, eine wichtige Aufgabe. Sie hilft mit, besonders Störungen und Schäden wie z.B. an weltweiten Kommunikationssystemen abzuwenden. Alle Daten dazu sind quasi in Echtzeit für jedermann im Internet verfügbar. Eine gute Ausgangsseite ist z.B. [www.spaceweather.com](http://www.spaceweather.com).

## Koronale Masseauswürfe (CME's, „coronal mass ejections“)

Kurzzeitige Helligkeitsänderungen der Sonnenkorona im sichtbaren Licht sind manchen Beobachtern bereits vor 1973 bei totalen Sonnenfinsternissen oder bei Untersuchungen mit Koronographen aufgefallen. Diesen „coronal transients“ wurde aber weiter keine Beachtung geschenkt. Erst 1973 erkannte man, daß es in der Korona eruptive Prozesse gibt, bei denen Milliarden von Tonnen koronales Plasma in den interplanetaren Raum ausgestoßen werden. Die Entdeckung gelang mit einem Koronographen, der auf dem Sonnenforschungssatelliten OSO 7 („*Orbiting Solar Observatory*“) zum Einsatz kam. Eine detaillierte Untersuchung dieses Phänomens wurde daraufhin während der amerikanischen Skylab-Mission in den Jahren 1973 und 1974 in Angriff genommen. Heute werden koronale Masseauswürfe – oder nach ihrer englischen Bezeichnung CME's – laufend überwacht. Insbesondere die Aufnahmen mit dem Koronographen LASCO der Sonnensonde SOHO (seit 1996 im Einsatz) haben tiefe Einblicke in diese noch immer in vielen Details rätselhaften Erscheinungen gebracht.

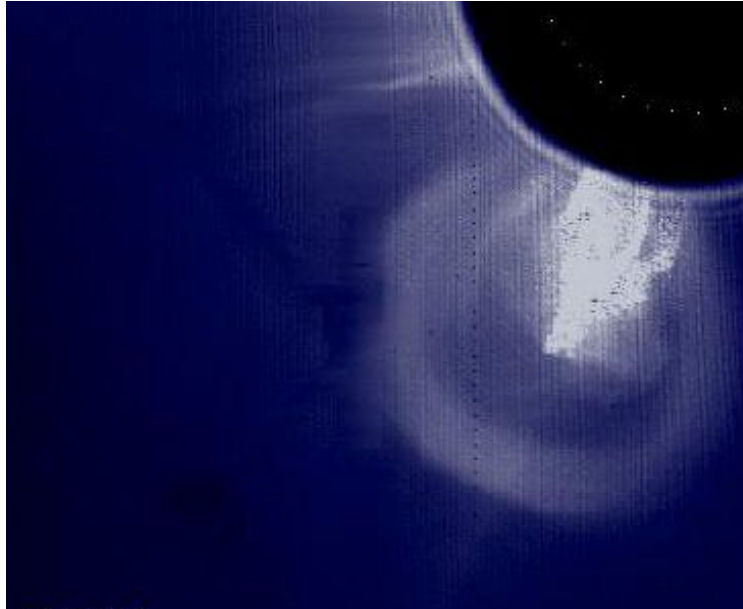
Koronale Masseauswürfe sind explosionsartig expandierende Gasblasen, die in der Korona bevorzugt dort entstehen, wo man auf Spektroheliogrammen zuvor ruhende Filamente beobachtet hat. Diese Strukturen sind oftmals mit Helmet Streamers assoziiert, die bei einem derartigen Ausbruch vollständig zerstört werden können. Dabei werden riesige Wolken geladener Teilchen (hauptsächlich Protonen und Elektronen), deren Gesamtmasse manchmal  $10^{13}$  kg übersteigt, mit mehreren 100 bis zu einigen 1000 km/s von der Sonne weggeschleudert. Die Energie, die dazu notwendig ist, läßt sich leicht abschätzen. Man erhält Werte in der Größenordnung von  $10^{24}$ – $10^{25}$  J (was in etwa der Energiefreisetzungsrate eines intensiven Flares entspricht). Das reicht aus, um das koronale Plasma in einem Volumen, dessen Ausmaße mit dem Sonnenradius vergleichbar sind, gegen die Gravitation zu beschleunigen und es aus dem unmittelbaren Einflußbereich der Sonne zu entfernen - und das innerhalb weniger Stunden! Die Energie kann dabei offensichtlich nur aus instabil gewordenen und zuvor über längere Zeiträume aufgebauten Magnetfeldstrukturen stammen. Alle anderen denkbaren Energiequellen kommen aus den verschiedensten Gründen nicht in Frage.

CME's treten im Mittel einmal pro Tag auf, wobei sie zu Zeiten eines Aktivitätsmaximums im 11-jährigen Zyklus natürlich häufiger auftreten (ca. 3.5 /d) als zu Zeiten der ruhigen Sonne (ca. 0.2 /d). Die Geschwindigkeit, mit der das Plasma abfließt, ist unterschiedlich und in der gleichen Weise von der Sonnenaktivität abhängig. Bei dem CME vom 28.10.2003 wurde sogar eine Ausflußgeschwindigkeit von 2145 km/s gemessen. Im Durchschnitt ist sie jedoch bedeutend geringer und liegt bei ungefähr 400 km/s. Wenn die Plasmawolken die Erde erreichen, kann das u.U. katastrophale Folgen haben. Der Sonnensturm vom 13. März 1989 verursachte z.B. allein in Kanada (wo ganze Stromnetze ausfielen) einen volkswirtschaftlichen Schaden von ca. 6 Milliarden Dollar. Aber auch künstliche Satelliten können teilweise oder vollständig ausfallen, wenn sie in den Einflußbereich eines CME geraten. Ein Beispiel ist der 640 Millionen teure japanische Erdbeobachtungssatellit ADEOS-2 („*ADvanced Earth Observation Satellite*“), der am 25. Oktober 2003 seinen Geist aufgab, nachdem er von einem gar nicht so starken solaren Partikelstrom getroffen wurde.

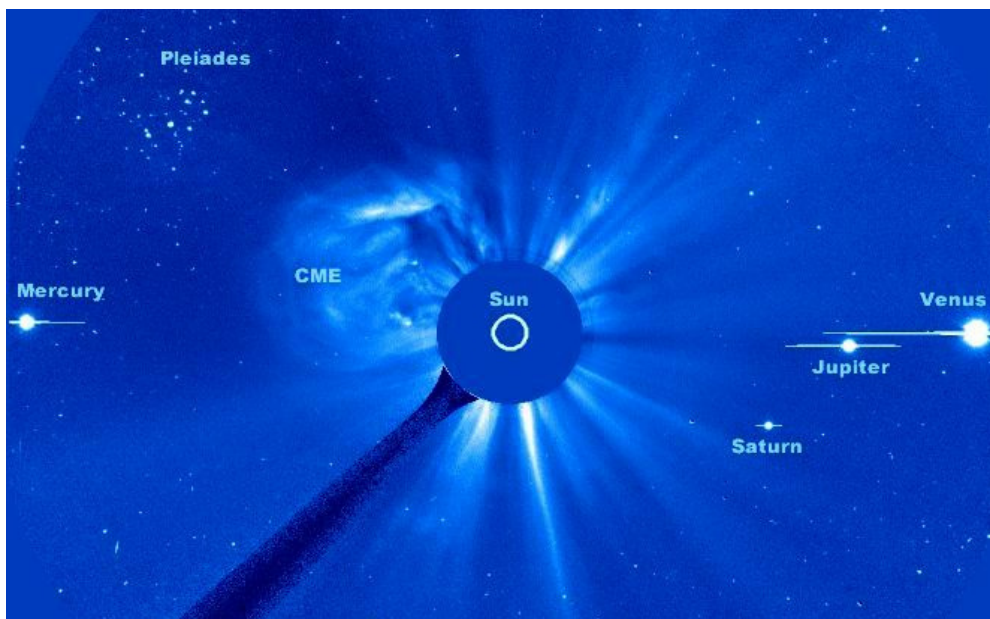
Ungefähr 70% aller CME's gehen von einer eruptiven Protuberanz (oder Filament) aus. Dieses Filament befindet sich in einem Hohlraum geringer Teilchendichte über das sich oft ein Helmet

## Koronale Masseauswürfe

Streamer erhebt. Bei einer Eruption vergrößert sich dieser Hohlraum wobei sich – vereinfacht gesprochen - die äußere Blase wie ein Schirm öffnet und die in der Schale konzentrierte koronale Materie von der Sonne weg schleudert. Dabei entstehen in dem Bereich, wo die beschleunigte Materie auf den gewöhnlichen Sonnenwind trifft, Stoßwellen, in denen Protonen bis auf Energien über 100 MeV beschleunigt werden. Der genaue Beschleunigungsmechanismus ist noch nicht vollständig aufgeklärt. Auf jeden Fall spielen hier sehr komplexe magnetohydrodynamische Prozesse eine Rolle.



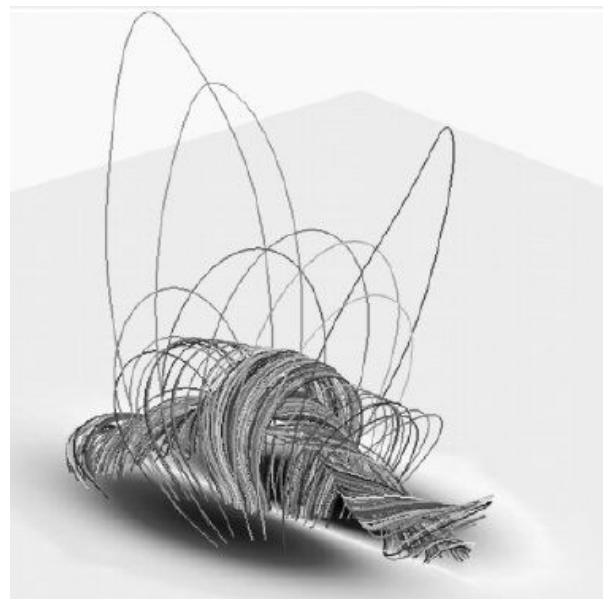
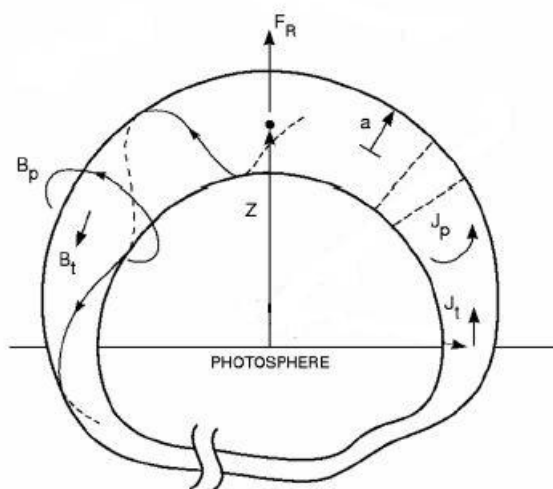
Blasenartige Struktur eines einsetzenden CME's. Die Intensität der Strukturen widerspiegelt die Elektronendichte (die wiederum der Materiedichte proportional ist), d.h. die Emissionen sind nichtthermischer Natur. Deutlich ist die Dreiteilung in Protuberanz, Hohlraum und bogenförmiger Blasenaußenrand zu erkennen.



Diese außergewöhnliche Aufnahme eines CME wurde am 15. Mai 2000 mit Hilfe des Koronographen LASCO der Sonnensonde SOHO gewonnen und zeigt neben den Plejaden noch 4 Planeten. © SOHO

Beobachtungen mit dem LASCO-Koronagraphen erlauben die Unterscheidung von zwei kinematischen Typen von CME's. Ein Typus zeichnet sich durch hohe Ausfluß-geschwindigkeiten aus, die aber während des Ausbruchs weitgehend konstant bleibt. Derartige CME's sind fast immer mit Flares assoziiert. Beim zweiten Typus beobachtet man dagegen zu Beginn des Ausbruchs langsame Ausflußgeschwindigkeiten (beginnend bei einigen 100 km/s), die aber graduell zunehmen. Ausgangspunkt sind hier oftmals eruptive Protuberanzen. Die Ursachen für die Unterschiede scheinen in einer jeweils verschiedenen Magnetfeldtopologie zu liegen, aus der sich heraus der koronale Masseauswurf entwickelt.

Auch deshalb erweist sich die theoretische Modellierung eines CME's im Detail als recht schwierig. Denn ähnlich wie bei den Flares hat man es hier mit dem Umbau hochkomplexer Magnetfeldstrukturen in der Korona zu tun, die sich prinzipiell im Rahmen der Magnetohydrodynamik (MHD) beschreiben lassen. Im Laufe der Zeit wurden verschiedene Modellansätze erprobt, von denen die Konzeption, nach der die einem koronalen Massenauswurf unterliegende Magnetfeldstruktur ein sogenanntes „magnetisches Seil“ (ein „*flux rope*“) ist, am aussichtsreichsten erscheint. Ein „*flux rope*“ ähnelt im Prinzip einer magnetischen Flußröhre, die durch ein toroidales (und damit verdrehtes) Magnetfeld gebildet wird. Der Begriff „*flux rope*“ wird i.d.R. nicht ins Deutsche übersetzt, weil die exakte Translation in „Flußseil“ etwas sinnleer erscheint und damit auch zu falschen Assoziationen verführt. Der Unterschied zu den „*flux tubes*“ besteht in erster Linie in der Magnetfeldtopologie, die sich durch eine von Innen nach Außen zunehmende Helizität auszeichnet.



Geometrie und Modell der Magnetfeldstruktur einer einfachen und komplexen „*flux rope*“.

Auf der Grundlage von „*flux ropes*“ konnten mittlerweile von verschiedenen Autoren numerische Modelle des CME-Phänomens entwickelt werden, die im Wesentlichen die großräumigen dynamischen Prozesse richtig wiedergeben. Aber zuerst soll die Frage beantwortet werden, was eigentlich ein „*flux rope*“ ist.

## Magnetische Flux ropes

Betrachtet man ein dünnes Plasma im statischen Gleichgewicht ohne Einwirkung externer Kräfte, dann muß es entsprechend (1.188) die Gleichung

$$-\text{grad } p + \mathbf{j} \times \mathbf{B} = 0 \quad [1.203]$$

erfüllen, wobei  $p$  den Plasmadruck bezeichnet. In der Sonnenkorona ist aufgrund der geringen Teilchendichte  $p$  offensichtlich sehr klein, so daß auch der zweite Term nahezu Null sein muß, um die Beziehung (1.203) zu genügen. In diesem Fall können elektrische Ströme nur parallel oder antiparallel in Bezug auf das magnetische Feld  $\mathbf{B}$  fließen. Wegen (1.183a) und (1.183e) folgen aus

$$\mathbf{j} = \text{rot} \frac{\mathbf{B}}{\mu_0 \mu} \quad [1.204]$$

unter den genannten Voraussetzungen die Bedingungen

$$\begin{aligned} \text{rot } \mathbf{B} &= \alpha \mathbf{B} \\ \text{grad } \alpha \cdot \mathbf{B} &= 0 \end{aligned} \quad [1.205]$$

wobei  $\alpha > 0$  ist. Man spricht in diesem speziellen Fall von "kräftefreien Feldern" und wenn  $\alpha$  entlang der Feldlinien eine Konstante ist, von "kräftefreien Feldern mit konstanten  $\alpha$  (sog. Taylor-Zustände:  $j/B = \text{const.}$ ). Wie sieht nun die Magnetfeldtopologie entlang eines axialsymmetrischen Plasmaschlauchs aus, wenn (1.205) erfüllt sein soll? Formuliert man (1.205) in Zylinderkoordinaten, dann erhält man

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r B_\phi) = \alpha B_z \quad [1.206]$$

$$-\frac{dB_z}{dr} = \alpha B_\phi \quad [1.207]$$

und daraus die Differentialgleichung zweiter Ordnung

$$\frac{d^2}{dr^2} B_z + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} B_z + \alpha^2 B_z = 0 \quad [1.208]$$

Differentialgleichungen von diesem Typ liefern als Lösungen Ausdrücke, welche die Besselfunktionen  $J_0$  und  $J_1$  enthalten (LUNDQUIST, 1950), z.B.

$$B_z = B_0 J_0(\alpha r) \quad [1.209a]$$

und damit aus (1.207)

$$B_\phi = B_0 J_1(\alpha r) \quad [1.209b]$$

Für die radiale Feldkomponente gilt  $B_r = 0$  (1.209c).

Der Vektor  $\mathbf{B}$  des Magnetfeldes ist also in Komponentenschreibweise durch den Ausdruck

$$\mathbf{B} = B_0 J_1(\alpha r) \mathbf{e}_\phi + B_0 J_0(\alpha r) \mathbf{e}_z \quad [1.210]$$

gegeben. Die Magnetfeldlinien winden sich auf der Oberfläche einer axialsymmetrischen Zylinderschale entlang, ohne deren Oberfläche verlassen zu können wobei die Torsion mit größer werdenden Abstand von der Achse (wo  $B = B_0$  ist) nach außen hin abnimmt. Dort wo die Torsion (und damit der axiale magnetische Fluß) verschwindet, ist die Grenzfläche des Flux Ropes erreicht. Zu erwähnen ist noch, daß man je nachdem, ob das Vorzeichen der toroidalen Komponente  $B_\phi$  positiv oder negativ ist, von einem parallelen oder antiparallelen Typ spricht.

Das hier vorgestellte Modell beschreibt natürlich nur die einfachste Form einer „Flux Rope“. Die Formenvielfalt und Dynamik, mit der sich derartige Fluß-Strukturen in der Sonnenkorona ausbilden, läßt sich mit dem hier kurz vorgestellten Modell kaum näherungsweise beschreiben. Deshalb werden auch bedeutend komplexere „getwistete“ Magnetfeldkonfigurationen untersucht, insbesondere auch „nichtlineare“ Fälle, wo  $\alpha$  nicht mehr als Konstante aufgefaßt werden kann. Diese Modelle sind mittlerweile soweit ausgearbeitet, daß sich in Computersimulationen das Entstehen und die Ausbreitung von koronalen Masseauswürfen in den interplanetaren Raum detailliert untersuchen lassen.

## Morphologie von CME's

Koronale Masseauswürfe zeigen auf den Koronographenaufnahmen eine erstaunliche Formenvielfalt. Grob kann man drei Gruppen unterscheiden, von denen die „bogen- und blasenförmigen“ CME's („*loop CME's*“) theoretisch am besten verstanden sind. Für die anderen beiden Gruppen sind nur englische Bezeichnungen üblich und zwar unterscheidet man die mehr strahlenförmigen Spikes („*injected streamer*“) und die mit Helmet Streamer assoziierten „*streamer separations*“.

### a) loop CME:

Bogenförmige Struktur, die sich bei einer Eruption aufweitet und deren Front das in einer Flux Rope eingeschlossene Plasma mitreißt. Dabei werden hohe Ausflußgeschwindigkeiten erreicht und es wird sehr viel Masse in den interplanetaren Raum transportiert. Sie gehören zu den eindrucksvollsten Erscheinungen in der solaren Korona.

### b) injected streamer

Früher hat man angenommen, daß die CME's dieser Gruppe mit den Loop CME's identisch sind und ihre morphologischen Merkmale nur einem Projektionseffekt verdanken und zwar in dem Sinn, daß sie bogenförmige CME's darstellen, die man von der Seite sieht. Heute weiß man, daß sie sich physikalisch von der ersten Gruppe nicht nur in ihrem Aussehen, sondern auch durch eine im Allgemeinen geringere Ausflußgeschwindigkeit und z.T. bedeutend geringeren Masseausflüssen unterscheiden.

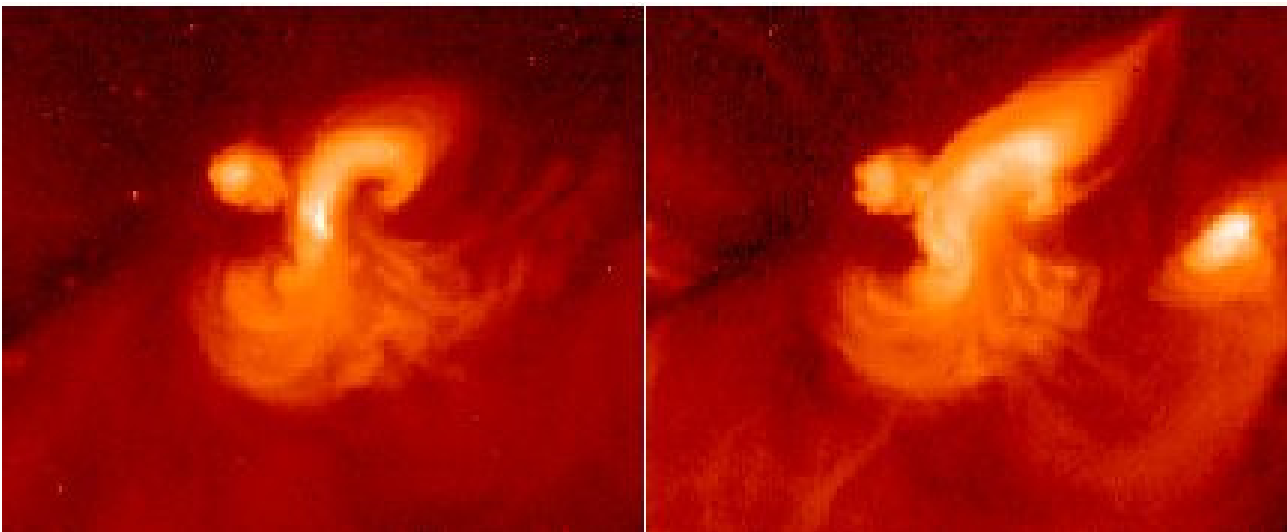
### c) streamer separations

Ausgangspunkt ist ein ruhender Helmet Streamer, an dessen Basis sich auf den Koronographenaufnahmen ein helleres Gebiet ausbildet, das nach außen wandert und dazu führt, daß sich der Streamer aufspaltet.

Besonders CME's vom Typ a) zeigen eine auffällige dreiteilige Struktur. Außen eine expandierende helleuchtende Front, dahinter ein dunkler Hohlraum und dann wieder eine hellere Struktur an der Stelle, wo zuvor oft ein Filament (Protuberanz) oder manchmal ein Flare beobachtet wurde. Das Spektrum der hellen Front ähnelt stark der K-Korona, d.h. das Licht, was von dort ausgeht, ist zu einem wesentlichen Teil Streulicht der Photosphäre (Thomsonstreuung an freien Elektronen). Bei der streuenden Materie handelt es sich offensichtlich um ein in Magnetfeldern eingeschlossenes, heißes (nach EUV- und SXT-Messungen  $\sim 1..2 \cdot 10^6$  K) und stark komprimiertes Plasma (Stoßfront), welches sich mit den einschließenden Magnetfeldern von der Sonne wegbewegt.

Die zweite Erhellung an der Basis stellt offensichtlich den Rest der bereits erwähnten eruptiven Protuberanz dar, da sie u.a. in  $H_\alpha$  strahlt und keine Polarisation zeigt. Gegenüber der „Front“ ist sie ausgesprochen kühl.

Betrachtet man den Bereich der Photosphäre in dem Bereich, wo die Eruption ihren Ausgang nimmt, zeigen sich nicht unerwartet Parallelen zu den Flares: Aktive, bipolare Gebiete mit stark gescherten Magnetfeldern, über deren neutralen Linie sich Protuberanzen erheben. Eine Neukonfiguration dieser energiereichen, instabilen Magnetfelder ist bei der Entstehung der CME's maßgeblich mitverantwortlich. Phänomenologisch können gefährdete Gebiete aufgrund spezifischer, S-förmiger Strukturen ausgemacht werden, die als Sigmoiden bezeichnet werden und ihre Strahlung bevorzugt im Röntgenbereich abgeben. Das Auftreten von Sigmoiden über aktiven Gebieten ist ein sehr sicherer Indikator dafür, daß sich dort einige Tage später koronale Masseauswürfe ereignen. Anders geformte Röntgenemissionsgebiete in der unteren Korona führen dagegen bedeutend seltener zu CME's.

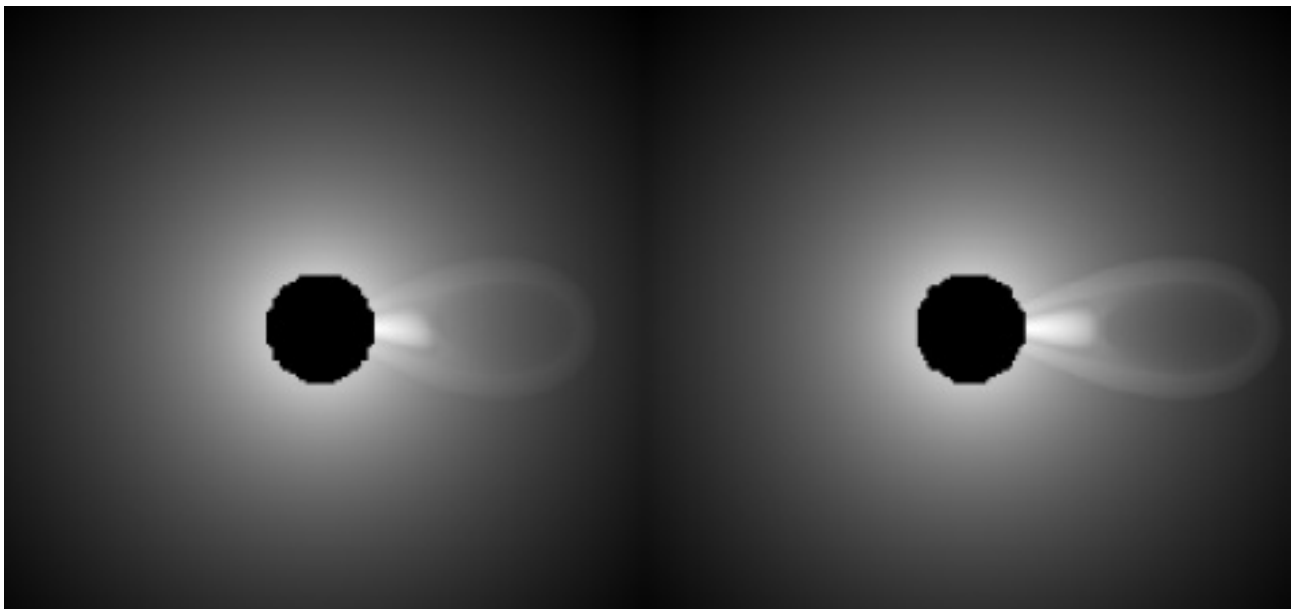


Sigmoid-Strukturen (hier auf einer YOHKOH-Aufnahme vom 9.März 1999) entwickeln sich fast immer zu CME's. Diese Entdeckung von Richard Canfield und David McKenzie erlaubt die Vorhersage dieser Ereignisse.

## Modellrechnungen und in situ Messungen

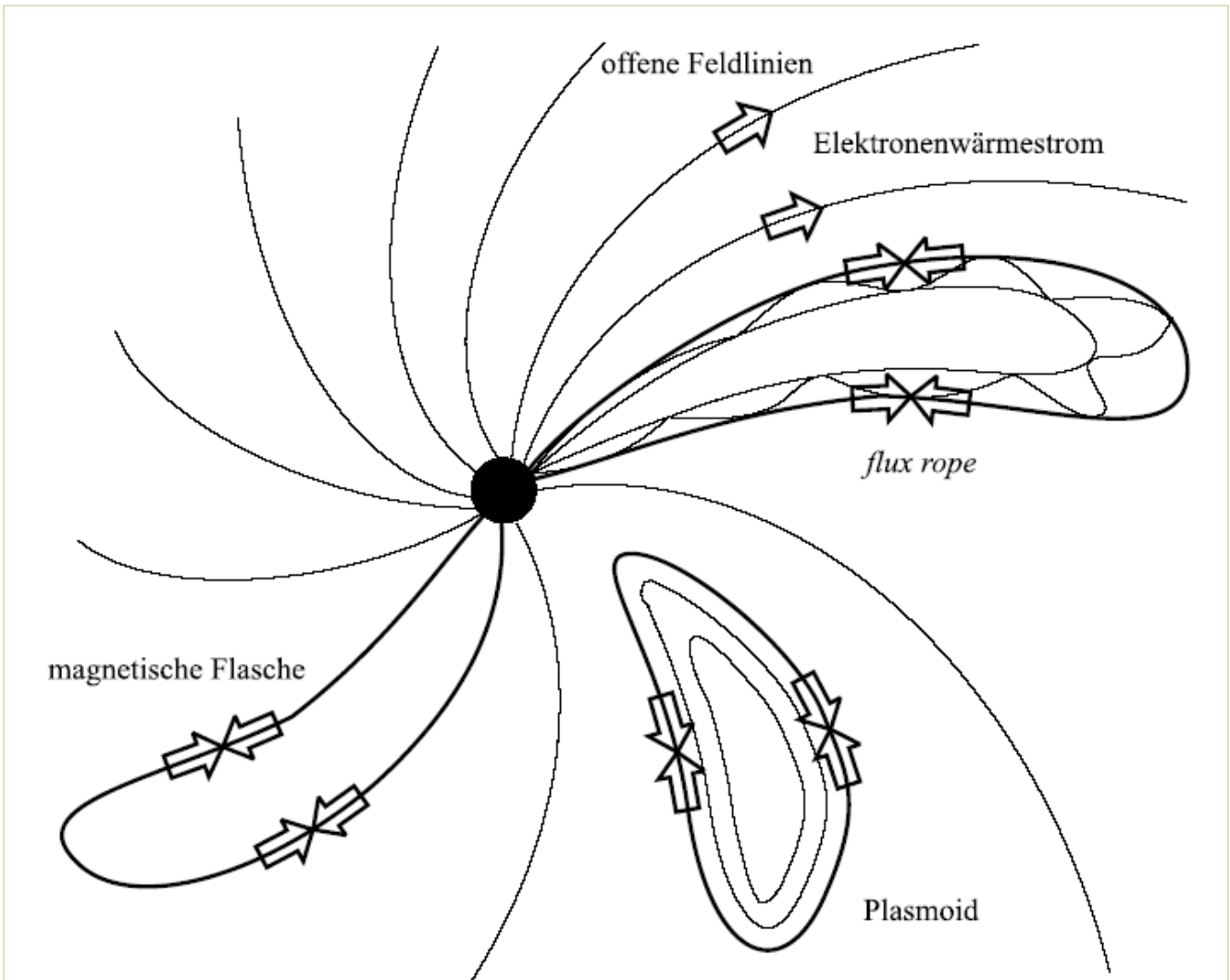
Die theoretische Modellierung von koronalen Masseauswürfen fokussiert sich auf zwei wichtige Stadien. Einmal auf die Entstehung der eruptionsgefährdeten großräumigen Magnetfeldstrukturen nahe der Photosphäre bzw. in der Korona und zum anderen auf die eigentliche Dynamik und Entwicklung der Masseauswürfe. Beide Stadien sind noch nicht sehr gut verstanden, so daß heute immer noch eine Anzahl zwar ähnlicher, aber trotzdem konkurrierender Modelle in der Diskussion sind. In diesem Zusammenhang haben sich besonders Computersimulationen bewährt, deren Ergebnisse sich visualisieren und sich dann mit real beobachteten CME's vergleichen lassen. Die bei den Eruptionen entstehenden magnetischen Wolken (Ejekta oder ICME's, „*interplanetary CME's*“) lassen sich mit dieser Methode simulieren und auf der Grundlage der Simulationen Vorhersagen über die zu erwarteten Eigenschaften treffen, wenn sie z.B. die Erdbahn kreuzen und ihr Durchgang von Satelliten registriert wird.

Die empirischen Grundlagen für Vergleiche zwischen Simulationen und Messungen liefern z.B. die Meßwerte der Sonde Ulysses, die bereits mehrfach erwähnt wurde. Aufgrund ihrer großen Entfernung von der Sonne konnten mit ihrer Hilfe wertvolle Informationen über das Verhalten des ausgestoßenen und von Magnetfeldern eingeschlossenen koronalen Plasma im äußeren Sonnensystem und ihre Wechselwirkung mit dem Sonnenwind gewonnen werden. Sowohl aus Beobachtungen als auch aus theoretischen Erwägungen lassen sich einige Schlußfolgerungen treffen. So z.B., daß wahrscheinlich ein Teil der im äußeren Sonnensystem beobachteten Plasmawolken teilweise noch mit der Sonne magnetisch gekoppelt sind (ausgedehnter „*flux rope*“) bzw. topologisch magnetische Flaschen bzw. Plasmoide darstellen, die, da sie sich schneller bewegen als der mitströmende Sonnenwind, Stoßwellen unterschiedlicher Ausprägung vor sich her treiben.



Zwei Zeitschritte in einem Modell, welches die Beschleunigung einer Flux-Rope CME zeigt

© GIBSON. LOW



Mögliche Magnetfeldstrukturen von ICME's (nach T.HENKE)

Die meßtechnische Identifikation der Plasmen im interplanetaren Raum, die aus CME's stammen, gelingt in vielen Fällen anhand ihrer typischen Eigenschaften. Ein wichtiger Indikator ist z.B. die Ausflußgeschwindigkeit, die meist deutlich größer ist als der Sonnenwind. Das führt dazu, daß sich vor einem CME eine Stoßwelle ausbildet, die nach GOSLING (1987) der eigentlichen Plasmawolke um 8 bis 12 Stunden vorausseilt. Dabei wird in der Ausbreitungsregion das interplanetare Magnetfeld verdrängt, was zu dem sogenannten Draping-Effekt führt.

Das wichtigste Merkmal zur Identifizierung von CME-Plasmen mittels interplanetarer Raumsonden ist der Nachweis bidirektionaler Ströme energiereicher Elektronen ( $E > 80$  eV). Sie sind z.B. typisch für eine flux rope und für magnetische Flaschen. Die Dissipationsrate ist aufgrund der geringen Teilchendichte äußerst gering (stoßfreies Plasma) so daß diese Eigenschaft auch noch weit im äußeren Sonnensystem erhalten bleibt.

Die Bestimmung der Magnetfeldtopologie durch in situ Messungen ist weitaus schwieriger. Lediglich flux ropes verraten sich durch eine gleichmäßige Rotation der Magnetfeldvektoren wenn sie einen Forschungssatelliten passieren.

## Das solare Magnetfeld und die Entstehung des 11-jährigen Aktivitätszyklus

Daß der elfjährige Aktivitätszyklus etwas mit der Entstehung und Entwicklung der solaren Magnetfelder durch einen Dynamoprozeß im Sonneninneren zu tun hat, weiß man spätestens seit den systematischen Magnetometermessungen von HAROLD und HORACE D. BABCOCK, die sie in den 50ziger Jahren am Mt. Wilson-Observatorium ausgeführt haben.

Aus diesen Messungen und einigen, schon seit langen bekannten Gesetzmäßigkeiten, hat HORACE D. BABCOCK ein Modell entwickelt, welches zumindest in grober Form die Phänomenologie eines Aktivitätszyklus erstaunlich gut wiederzugeben vermag. Da dieses Modell sehr instruktiv ist, soll es an dieser Stelle in seinen Grundzügen vorgestellt werden, ohne zu sehr in die Details zu gehen, die immer noch Gegenstand der aktuellen Sonnenforschung sind (das betrifft insbesondere solare Dynamomodelle).

Zuerst noch einmal die wichtigsten Beobachtungsergebnisse, die für die hier zu behandelnden Fragestellungen relevant sind:

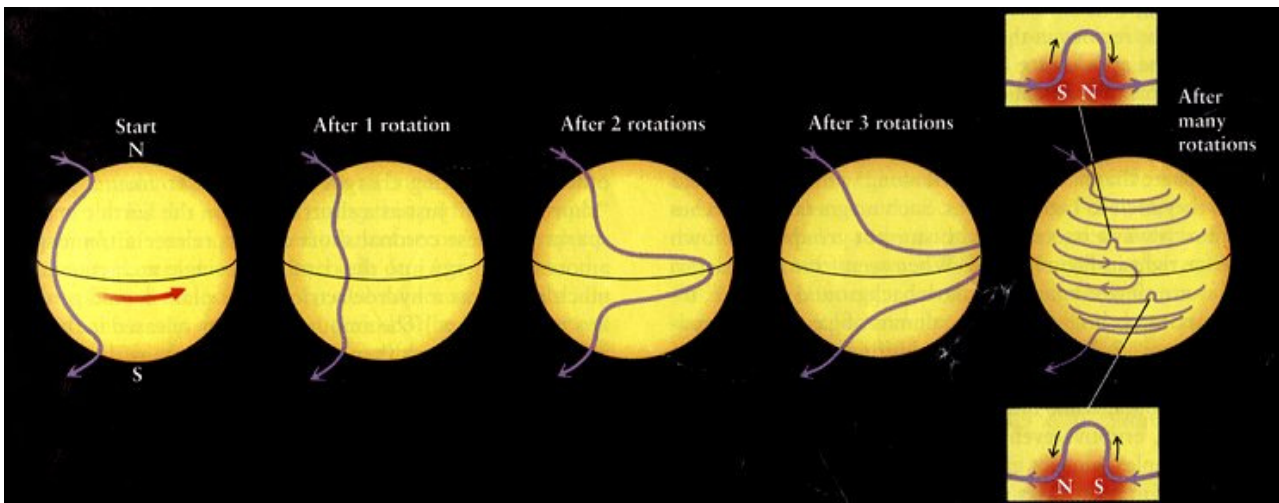
1. Ca. alle 11 Jahre beobachtet man ein Aktivitätsmaximum, daß sich in einem verstärkten Auftreten von aktiven Gebieten mit Sonnenflecken, temporären Flares und CME's äußert. Auch die Strahlungsintensität im kurzwelligen Bereich nimmt im Vergleich zur „ruhigen“ Sonne stark zu.
2. Sonnenflecken und Sonnenfleckengruppen zeigen im Laufe eines Zyklus eine Breitendrift, die sich sehr gut in einem Schmetterlingsdiagramm erkennen läßt (Spörers Gesetz).
3. Die beiden Flecken einer bipolaren Gruppe haben i.d.R. eine unterschiedliche heliographische Breite, d.h. ihre Verbindungslinie ist gegenüber einem Breitenkreis geneigt. Der Neigungswinkel vergrößert sich mit zunehmender heliographischer Breite des Entstehungsortes der Fleckengruppe (Joy's Gesetz).
4. Die Sonne besitzt ein allgemeines, durch Prozesse im Sonneninneren induziertes Magnetfeld.
5. Die magnetische Polarität der Hemisphären wechselt alle 11 Jahre derart, daß ca. 11 Jahre lang in einer Hemisphäre die Nord-Südrichtung und die nächsten 11 Jahre die Süd-Nord-Richtung vorherrscht (Hale's Gesetz). Das bedeutet, daß ein vollständiger magnetischer Zyklus nicht 11, sondern rund 22 Jahre dauert.
6. Die Sonne zeigt eine differentielle Rotation im Bereich der Konvektionszone und der Photosphäre.

Ein wesentlicher Aspekt des Sonnenaktivitätszyklus scheint nach diesen Beobachtungen die regelmäßige Umpolung des solaren Magnetfeldes zu sein.

Im Minimum des Aktivitätszyklus, also nach der Umpolung, besitzt das relativ schwache ( $\approx 10^{-4}$  T) solare Magnetfeld näherungsweise Dipolcharakter und die Magnetfeldlinien, welche die Konvektionszone durchdringen, erstrecken sich von Pol zu Pol. Der magnetische Fluß konzentriert sich dabei auf eine Kugelschale in einer Tiefe von ca.  $0.2-0.3 R_{\odot}$  unterhalb der Photosphäre (dort wo der radiative Energietransport in den konvektiven Energietransport übergeht, Tachoclyne). Derartige Magnetfelder bezeichnet man deshalb als polar (oder poloidal). Da die Magnetfeldlinien in das hochleitfähige solare Plasma „eingefroren“ sind, werden sie bei der Rotation mitgeführt. Nun weiß man schon seit langem, daß die äußeren Schichten der Sonne eine differentielle Rotation ausführen.

Die polnahen Bereiche rotieren weniger schnell als die äquatorialen Bereiche was dazu führt, daß sich die eingefrorenen Magnetfeldlinien - beginnend am Äquator - im Laufe der Zeit quasi „aufwickeln“. Oder anders ausgedrückt, die Feldlinien werden wie ein Gummiseil „auseinandergezogen“ und im Äquatorialbereich um die Sonne geschlungen. Das polare Magnetfeld an der Grenze zwischen Sonnenkern und Konvektionszone wandelt sich mit jeder weiteren Umdrehung mehr und mehr in ein toroidales Magnetfeld um. Dieser Vorgang wird als Omega-Effekt ( $\omega$  kennzeichnet gewöhnlich den Rotationsvektor) bezeichnet. Dabei steigt der magnetische Fluß in der betrachteten Region sukzessive an, wobei die Energie dafür größtenteils aus der Rotation selbst stammt. Der Omega-Effekt ist also ein Mechanismus, der mechanische Rotationsenergie letztendlich in magnetische Feldenergie überführt.

Auf diese Weise entstehen - durch die zirkularen Strömungsvorgänge am Fuß der Konvektionszone gefördert - ausgedehnte Systeme von magnetischen Flußröhren, die sich wie Bänder um die Äquatorregion legen. Erreicht in ihnen die magnetische Feldstärke einen kritischen Wert (was vielleicht nach zwei, drei Jahren der Fall ist), dann beginnen sie aufzusteigen um dort, wo sie die Photosphäre durchstoßen, (bipolare) Sonnenflecken auszubilden. Deren Polarität entspricht dabei genau dem Wert, welche das Hale'sche Gesetz fordert. Der Ort, d.h. die heliographische Breite, wo die Flecken bevorzugt auftauchen, hängt von der Corioliskraft und von dem Zeitpunkt im Zyklus ab. Man kann sich leicht vorstellen, daß die Zone, wo häufig aktive Gebiete entstehen, im Laufe der Zeit mehr und mehr in Richtung Äquator wandert. Auf diese Weise läßt sich ganz natürlich die Phänomenologie des Schmetterlingsdiagramms erklären.



„Aufwickeln“ der Magnetfeldlinien, wie es das Babcock-Leighton-Modell vorhersagt. Obwohl es im Detail viele Mängel aufweist, kann es doch sehr gut die Phänomenologie des 11-jährigen Aktivitätszyklus (bzw. des 22-jährigen magnetischen Zyklus) erklären.

Das Aufsteigen von Flußröhren und ihr „Verdrehen“ (d.h. der Fluß wird „helikal“) in der Konvektionszone aufgrund der Corioliskraft und der radialen Konvektionsströmungen wird als Alpha-Effekt bezeichnet. Dabei entstehen lokal Ausstülpungen von polaren Loops um eine toroidale Flußröhre, die, wenn sie die Photosphäre durchstoßen, weit in die Korona hineinreichen können..

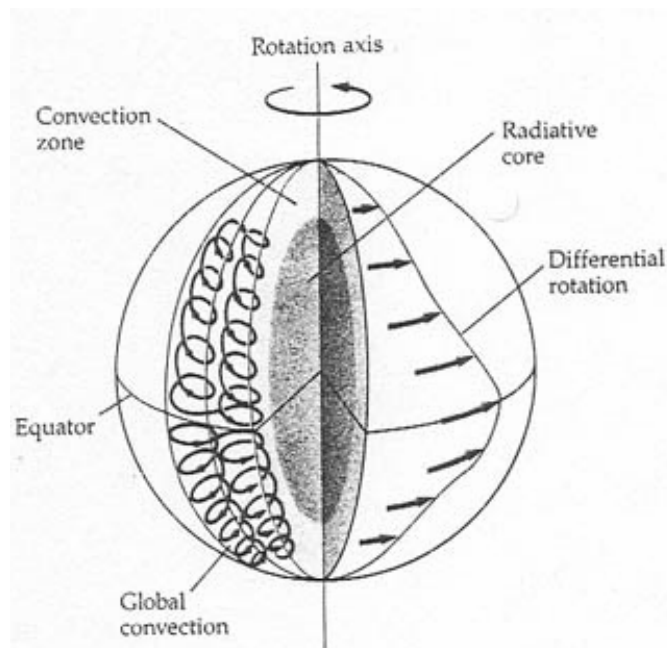
Wie kommt es nun zum Abklingen der magnetischen Aktivität, wenn das Aktivitätsmaximum überschritten ist? Es muß ja offensichtlich einen Vorgang geben, der nach und nach das toroidale Magnetfeld zerstört und es - unter Polaritätsumkehr - wieder in ein polares Magnetfeld überführt.

Das Gesetz von Joy sagt aus, daß bipolare Fleckengruppen einen Versatz in Breite aufweisen. Die f-Flecken liegen meist in höheren heliographischen Breiten (und neutralisieren, da sie eine in bezug zum benachbarten Pol entgegengesetzte Polarität besitzen, einen Teil des polaren Feldes) als die in Rotationsrichtung vorausgehenden p-Flecken (die sich wiederum in den äquatorialen Bereichen neutralisieren, da sie auf beiden Hemisphären eine unterschiedliche Polarität aufweisen). Das führt u. a. auch dazu, daß die die bipolaren Fleckengruppen überspannenden magnetischen Loops (die weit in die Korona reichen können) sowohl eine toroidale als auch eine polare Komponente besitzen. In der Korona kann es deshalb zu Rekonnektionsvorgängen kommen, bei denen sich die Feldlinien der Loops mit den antiparallelen Feldlinien, die aus den Polarregionen der Sonne aufsteigen, kurzschließen und auf diese Weise neue, geordnete polare Magnetfeldlinien entstehen. Diese Feldlinien verlaufen dann von der Polregion einer Hemisphäre zur Polregion der anderen und das globale Feld nimmt im Laufe der Zeit wieder eine mehr oder weniger ungestörte dipolartige Struktur an. Auf diese Weise wird nach und nach das Hauptfeld neutralisiert, wobei ein beträchtlicher Teil des magnetischen Flusses lokal in den aktiven Regionen selbst zerstört wird. Die dabei freigesetzte Energie führt zu den bekannten hochenergetischen Phänomenen, welche gerade die „aktiven Sonne“ auszeichnen (Flecken, Flares, CME's).

Das Babcock-Modell und in seiner Präzisierung das Babcock-Leighton-Modell geht auf Überlegungen zurück, die E.N.PARKER bereits Mitte der 50-iger Jahre publiziert hat. Seit den 70-iger Jahren werden verstärkt Dynamomodelle auf der Grundlage magnetohydrodynamischer Gesetzmäßigkeiten diskutiert. Zu nennen ist hier besonders die z.T. in einigen wesentlichen Aspekten recht erfolgreiche „*Mean Field Theory*“, wie sie u.a. von PARKER, MOFFAT und GILMAN entwickelt wurde. In dieser Theorie geht man vom Induktionsgesetz für gemittelte magnetische Feldstärken aus und betrachtet besonders den turbulenten Anteil des Geschwindigkeitsfeldes der konvektiven Plasmaströmung, der in diese Gleichung eingeht. Modifikationen und die Einarbeitung von Messungen der differentiellen Rotation in Abhängigkeit von der Tiefe durch helioseismologische Methoden haben seitdem zu einer Präzisierung der Vorstellungen, wie der solare Dynamo funktioniert, geführt ohne daß jedoch das Problem in irgendeiner Form abschließend geklärt ist (Dynamotheorie ist ein schwieriges Fachgebiet, da offenbar nichtlineare Prozesse bei der Generierung des Magnetfeldes eine wichtige Rolle spielen). Bei der Suche nach einer befriedigenden Theorie, die wirklich alle Aspekte der solaren Aktivitätszyklen adäquat zu beschreiben vermag, bedient man sich heute ausgefeilter numerischer Simulationen, die auf der Lösung der grundlegenden MHD-Gleichungen unter solaren Bedingungen beruhen. Dabei spielen gegenwärtig sogenannte Hybridmodelle (z.B. DIKPATI, GILMAN 2001) eine große Rolle, weil sie z.B. auch die meridionalen Strömungen in der Konvektionszone (entdeckt bei der Auswertung helioseismologischer Messungen) und die Strömungen im Bereich der Tachocline verstärkt berücksichtigen. Stichworte dazu sind Dynamowellen und turbulente Dynamos.

Die Forschungen in Bezug auf die Lokalisation und der Funktion des solaren Dynamos sind auch für die Stellarastrophysik interessant. Besonders eine spezielle Gruppe von A- und B-Sternen besitzen Oberflächenmagnetfelder bis zu 3 Tesla, die mit einem herkömmlichen Dynamomodell kaum zu

erklären sind. Mit hoher Wahrscheinlichkeit sind diese Felder primordial, d.h. sie entwickelten sich in der Kontraktionsphase des entstehenden Protosterns.



Solarer Dynamo. Die globale Konvektion führte zu einer differentiellen Rotation und einer durch helioseismologischen Messungen nachgewiesenen meridionalen Strömung. Konvektion und differentielle Rotation treiben wiederum den solaren Dynamo an, dessen „Position“ im Übergangsbereich vom radiativen Kern zur Konvektionszone vermutet wird..

## Der Sonnenwind

Vermutungen, daß von der Sonne ein gewisser Einfluß auf die Erde ausgeht, der sich nicht allein durch ihre gravitative Wirkung und die von ihr ausgehende elektromagnetische Strahlung erklären läßt, wurden bereits in der zweiten Hälfte des 19. Jahrhunderts von einigen Wissenschaftlern geäußert. Zu erwähnen ist besondere die Beobachtung, daß im Anschluß an die Entdeckung eines Weißlicht-Flares durch RICHARD CARRINGTON am 1. Sept. 1859 etwas zeitversetzt (ca. 18 Stunden) ein magnetischer Sturm und eine verstärkte Polarlicht-Aktivität einsetzte. Damit wurde zum ersten Mal ein Zusammenhang zwischen einem rein solaren und einem rein irdischen Phänomen hergestellt.

RICHARD A. PROCTOR (1837-1888) schrieb in diesem Zusammenhang in seinem 1870 erschienenen Buch „Other Worlds than Ours“

*“In 1859, the eminent solar observer Carrington noticed the apparition of a bright spot upon the Sun's surface. The light of this spot was so intense that he imagined the screen which shaded the plate employed to receive the solar image had been broken. (...) Now it was found that the self-registering magnetic instruments of the Kew observatory had been sharply disturbed at the instant when the bright spot was seen. (...) Telegraphic communication was interrupted, and at a station in Norway the telegraphic apparatus was set on fire; auroras appeared both in the northern and southern hemispheres during the night which followed.”*

Besonders die Forschungen des norwegischen Physikers KRISTIAN BIRKELAND (1867-1917) um die Jahrhundertwende führten zu der Hypothese, daß geladene Teilchen in den Polargebieten in die obere Atmosphäre eindringen und dort für die Entstehung der Aurora Borealis und der Aurora Australis verantwortlich sind.

Ein weiteres Indiz war in diesem Zusammenhang, daß die 1912 von VICTOR F. HESS (1883–1964) entdeckte „Höhenstrahlung“, die man heute als kosmische Strahlung bezeichnet, eine Modulation aufwies, deren Periodizität mit dem 11-jährigen Sonnenzyklus koinzidierte.

Andererseits wurde die Idee, daß von der Sonne ein kontinuierlicher Teilchenstrom ausgeht, bis Anfang der 50ziger Jahre des 20. Jahrhunderts kaum beachtet bis der Leipziger Astrophysiker LUDWIG BIERMANN (1907-1986) und der amerikanische Sonnenforscher EUGEN N. PARKER die Expansion des koronalen Plasmas theoretisch näher untersuchten.

Bereits CUNO HOFFMEISTER (1892-1968) fiel 1943 auf, daß die Richtung der Plasmaschweife von Kometen statistisch um einen kleinen Betrag von der Idealrichtung Komet-Sonne abweichen. LUDWIG BIERMANN erklärte diese Beobachtung damit, daß von der Sonne ein permanenter Strom von geladenen Teilchen ausgeht, deren Bahnen aufgrund der Rotation der Sonne leicht gekrümmt sind so daß sie die Kometengase unter einem Winkel von 5 bis 6° treffen (Aberration). Diese Teilchenströmung führt schließlich das Kometenplasma mit sich und erzeugt damit ursächlich die auffallend geraden Plasmaschweife. Die im Gegensatz dazu häufig gekrümmten Staubschweife konnte man dagegen leicht als ein Zusammenspiel von bahnmechanischen Effekten und dem Strahlungsdruck erklären.

Ungefähr zur gleichen Zeit wies der Geophysiker SYDNEY CHAPMAN (1957) darauf hin, daß die Korona aufgrund ihrer hohen Temperatur weitab vom thermodynamischen Gleichgewicht beständig expandieren muß. Dieser Prozeß wurde schließlich von EUGEN N. PARKER näher untersucht was letztendlich zur theoretischen Entdeckung des Sonnenwindes führte. Der Term „Sonnenwind“ ist übrigens auch von PARKER in die Begriffswelt der Astronomen eingeführt worden.

Das Parker-Modell der hydrodynamischen Expansion der Sonnenkorona hatte viele Jahrzehnte Bestand und ist in seinen Grundzügen auch heute noch ein guter Ausgangspunkt zur Erklärung des Sonnenwindes und seiner Dynamik.

Der direkte Nachweis des Sonnenwindplasmas im interplanetaren Raum weitab der Erde gelang endgültig 1962 mit Hilfe der Instrumente, mit der die Venussonde Mariner 2 bestückt war, nachdem 1959 die sowjetische Mondsonde Lunik 1 erste Hinweise darauf gefunden hatte. Mit den speziell zur Sonnenforschung ausgelegten Sonden Helios 1 und 2 erfolgten zwischen 1974 und 1986 die ersten langandauernden Meßkampagnen des Sonnenwindes. Heute gehört die Überwachung der solaren Partikelstrahlung zur Routine, um das für irdische Belange wichtige „Weltraumwetter“ vorherzusagen. Eine ganze Anzahl von Forschungssatelliten sind mittlerweile mit dieser Aufgabe betraut.

Die detaillierte Erforschung des Sonnenwindes in Form von in situ -Messungen begann in den frühen 70ziger Jahren mit einigen aufsehenerregenden Entdeckungen. Besonders erfolgreich waren in dieser Beziehung die bereits erwähnten Helios- (inneres Sonnensystem) und die Voyager-Missionen (äußeres Sonnensystem), mit deren Hilfe einige wichtige Parameter des Sonnenwindes in unterschiedlichen

Entfernungen zur Sonne bestimmt werden konnten. Zum Schluß muß unbedingt noch die Ulysses-Mission erwähnt werden, mit dessen Hilfe die Ausbreitung des Sonnenwindes auch außerhalb der Ekliptikalebene untersucht werden konnte. Unser heutiges Modell des Sonnenwindes beruht zu einem beträchtlichen Teil auf den Meßwerten, welche diese noch anhaltende Mission über den gesamten Aktivitätszyklus der Sonne geliefert hat und noch liefert.



Polarlichter entstehen, wenn es den geladenen Teilchen des Sonnenwindes gelingt in den Polarregionen die oberen Atmosphärenschichten zu erreichen © Jan Curtis

## Hydrodynamische Expansion der Korona

Die Tatsache, daß die Korona mit einer Temperatur in der Größenordnung von  $10^6$  K im Vergleich zur Photosphäre extrem heiß ist, impliziert bereits zu einem Teil ihr dynamisches Verhalten. Dabei spielt es keine Rolle, wie die Heizungsmechanismen im einzelnen aussehen. Schon ein bescheidenes Modell zeigt, daß die Korona permanent in den freien kosmischen Raum expandieren muß und nicht als eingeschlossene, statisch stabile Gasblase innerhalb des interstellaren Gases existieren kann.

Bekanntlich steigt in der Übergangsregion zwischen oberer Chromosphäre und unterer Korona die Temperatur von ca.  $10^4$  auf über  $10^6$  K an wobei die „Stärke“ der Transition-Region nur einige 100 km beträgt. Bezeichnet man mit  $R_0$  den Radius der Übergangszone, dann kann man in einen einfachen Wärmeleitungsmodell die durch diesen Radius definierte Kugeloberfläche als Wärmequelle mit einer permanenten Temperatur von  $T_0 \sim 10^6$  K betrachten und untersuchen, wie sich der Wärmefluß einmal in Richtung kühlerer Sonnenatmosphäre und zum anderen in Richtung kalter Weltraum entwickelt. In beiden Fällen erfolgt der Wärmetransport in einem hochleitfähigen Plasma unter Einfluß eines das Plasma durchdringenden Magnetfeldes, wobei die freien Elektronen den Hauptbeitrag liefern. Der Effekt ist ähnlich wie in Metallen, wo eine hohe elektrische Leitfähigkeit mit einer entsprechend hohen thermischen Leitfähigkeit (Wiedemann-Franz'sches Gesetz) einhergeht. Untersuchungen zur thermischen Leitfähigkeit von Plasmen in Magnetfeldern wurden 1962 von LYMAN SPITZER. (1914-1997) veröffentlicht und sollen im Folgenden auf die Korona angewendet werden. Aus diesen Untersuchungen folgt z.B.

- In einem vollionisierten Plasma erfolgt der Wärmetransport bevorzugt parallel zu den magnetischen Feldlinien, d.h. der Wärmeleitungskoeffizient  $\kappa$  ist richtungsabhängig
- Der Wärmeleitungskoeffizient parallel zum Magnetfeld ( $\kappa_{\parallel}$ ) ist der Wurzel aus der 5. Potenz der Plasmatemperatur proportional

$$\kappa_{\parallel} \approx T^{\frac{5}{2}} \quad [1.211]$$

- Die Wärmeleitung senkrecht zum Magnetfeld ist vergleichsweise gering und wird durch Protonen und leichten Atomkernen vermittelt, die entsprechend große Gyrationradien besitzen ( $\kappa_{\perp} \ll \kappa_{\parallel}$ ). Ihr Einfluß zum Wärmeabfluß kann deshalb im Folgenden vernachlässigt werden.

Im Fall von klassischer Wärmeleitung ist der Wärmestrom  $\phi$  dem Temperaturgradienten proportional

$$\phi = -\kappa_{\parallel} \text{grad } T \quad [1.212]$$

Weiterhin ist es vernünftig anzunehmen, daß es außer der „Oberfläche“ der „Transition-Sphäre“ keine weiteren Wärmequellen (und natürlich auch keine lokalen Senken) in unserem vereinfachten Koronamodell mehr gibt. Diese Forderung impliziert, daß das Temperaturfeld außerhalb von  $R_r$  divergenzfrei ist:

$$\text{div } \phi = 0 \quad [1.213]$$

Aufgrund der Radialsymmetrie sollen alle folgenden Rechnungen in Kugelkoordinaten ausgeführt werden, wobei die winkelabhängigen Größen keine Rolle spielen.

Kombiniert man (1.212) mit (1.213), dann erhält man folgende gewöhnliche Differential-gleichung

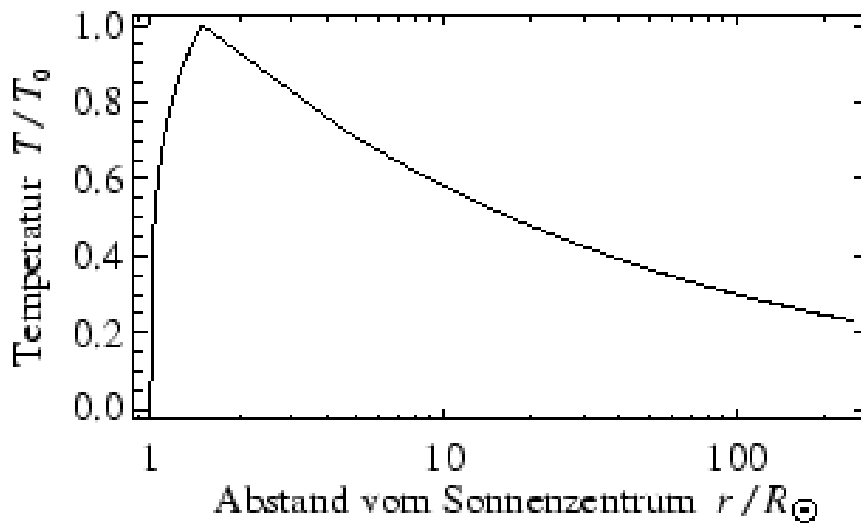
$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left( \kappa_{\parallel} r^2 \frac{dT}{dr} \right) = 0 \quad [1.214]$$

mit der Randbedingung  $T=0$  für  $r \rightarrow \infty$ .

Sie besitzt eine Lösung für den Innenraum  $r \leq R_0$  (a) und eine für den Außenraum  $r \geq R_0$  (b), wobei der Radius in Sonnenradien  $R_{\odot}$  gemessen wird:

$$\text{a) } T = T_0 \left( \frac{R_0 (r - R_{\odot})}{r (R_0 - R_{\odot})} \right)^{\frac{2}{7}} \quad [1.215]$$

$$\text{b) } T = T_0 \left( \frac{R_0}{r} \right)^{\frac{2}{7}} \quad [1.216]$$



Temperaturverlauf im Wärmeleitungsmodell von CHAPMAN

Die Frage ist nun, ob mit der Temperaturabnahme (1.216) überhaupt ein hydrostatisches Gleichgewicht der „Koronablase“ mit dem das Sonnensystem umgebende interstellaren Gas möglich ist. Dazu muß man das Druckgleichgewicht zwischen dem (hier statischen) Koronaplasma und dem (neutralen) interstellaren Gas untersuchen, d.h.

$$\frac{dP}{dr} = -\rho \frac{GM_{\odot}}{r^2} \quad [1.217]$$

wobei die Dichte  $\rho$  durch die Zustandsgleichung der idealen Gase ( $P = \rho R T$ ) ausgedrückt werden kann woraus für die Gleichgewichtsbedingung

$$\frac{1}{P} \frac{dP}{dr} = -\frac{GM_{\odot}}{r^2 R T} \quad [1.218]$$

folgt. Unter Berücksichtigung von (1.216) ergibt sich daraus folgende Lösung:

$$P = P_0 \exp \left\{ \frac{7GM_{\odot}}{5P_0 R_0} \rho_0 \left[ \left( \frac{R_0}{r} \right)^{\frac{5}{7}} - 1 \right] \right\} \quad [1.219]$$

Für  $\lim_{r \rightarrow \infty}$  nähert sich P offensichtlich immer mehr einen konstanten, endlichen Wert an:

$$P(\infty) = P_0 \exp \left\{ -\frac{7}{5} \frac{GM_{\odot}}{P_0 R_0} \rho \right\} \quad [1.220]$$

Da dieser Druck den Druck des interstellaren Gases weit übersteigt, gibt es nichts, was diese Gasblase stabilisieren könnte. Das bedeutet, daß das hier vorgestellte Modell die Wirklichkeit nicht richtig wiedergeben kann und damit physikalisch falsch ist. Wie kommt man nun aus diesem Dilemma heraus? Anstatt einer statischen „Gasblase“ soll im Folgenden ein kontinuierlicher radialer Ausfluß von Plasma aus der Korona angenommen werden. Im Gegensatz zum statischen Modell (repräsentiert durch (1.218)) muß jetzt neben der Zustandsgleichung der idealen Gase (c) und der Kontinuitätsgleichung (a) noch der Impulserhaltungssatz (b) erfüllt sein, wenn der Ausfluß gleichmäßig, radialsymmetrisch und isotherm erfolgen soll. Das Modell, daß auf diesen Grundsätzen beruht, wird als Parker-Modell bezeichnet.

$$a) \quad \nabla \cdot (\rho \cdot \mathbf{v}) = 0 \quad \text{mit der Ausflußgeschwindigkeit} \quad \mathbf{v} = |v| \frac{d\mathbf{r}}{dt} \rightarrow \text{radialer Ausfluß} \quad [1.221]$$

$$b) \quad \rho(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla P + \rho \mathbf{g} \quad \text{mit} \quad \mathbf{g} = -\frac{GM_{\odot}}{r^3} \mathbf{r} \quad [1.222]$$

$$c) \quad P = \rho R T \quad [1.223]$$

Aus der Forderung nach Isothermie folgt noch  $T(r) = T_0$ .

Die erste Erkenntnis, die sich aus (1.221) ergibt, ist, daß die Abströmung gleichmäßig erfolgt:

$$r^2 \rho v = \text{const.} \quad [1.224]$$

(man verwende den Nabla-Operator in sphärischen Koordinaten)

(1.222) läßt sich dann folgendermaßen darstellen:

$$\rho v \frac{dv}{dr} = -\frac{dP}{dr} - \frac{GM_{\odot}}{r^2} \rho \quad [1.225]$$

Mit der isothermen Schallgeschwindigkeit  $c_s = \left(\frac{P}{\rho}\right)^{\frac{1}{2}}$  wird (1.223) zu

$$c_s = (RT)^{\frac{1}{2}} \quad [1.226]$$

und die Differentialgleichung (1.225) erhält die Form:

$$v \frac{dv}{dr} = -\frac{c_s^2}{\rho} \frac{d\rho}{dr} - \frac{GM_{\odot}}{r^2} \quad [1.227]$$

Wählt man in (1.224) die Konstante=1, dann läßt sich in (1.227) die Dichte substituieren:

$$v \frac{dv}{dr} = -c_s^2 r^2 v \frac{d}{dr} \left( \frac{1}{r^2 v} \right) - \frac{GM_{\odot}}{r^2} \quad [1.228]$$

Hieraus folgt nach kurzer Rechnung und Umsortierung der Terme

$$\left( \frac{v^2 - c_s^2}{v} \right) \frac{dv}{dr} = \frac{2c_s^2}{r^2} (r - r_c) \quad \text{mit} \quad r_c = \frac{GM_{\odot}}{c_s^2} \quad [1.229]$$

Betrachtet man (1.229) etwas genauer, dann erkennt man zwei kritische Fälle:

1.  $r = r_c$

In diesem Fall muß entweder der Geschwindigkeitsgradient verschwinden oder die Plasmageschwindigkeit gleich der Schallgeschwindigkeit sein

2.  $v = c_s$

In der Entfernung  $r_c$  erreicht die Ausflußgeschwindigkeit Schallgeschwindigkeit.

Das ist durchaus verständlich. Die Ursache für die Expansion der Korona ist die in ihr enthaltene thermische Energie. Der radiale Plasmafluß wird durch die Gravitationsanziehung der Sonne behindert, die aber bekanntlich mit dem Quadrat der Entfernung abnimmt. Ab einer gewissen Entfernung kann dann das Plasma frei in den (leeren) interstellaren Raum abfließen, wobei sich die Geschwindigkeit immer mehr einen konstanten, von der Koronatemperatur abhängigen Grenzwert annähert.

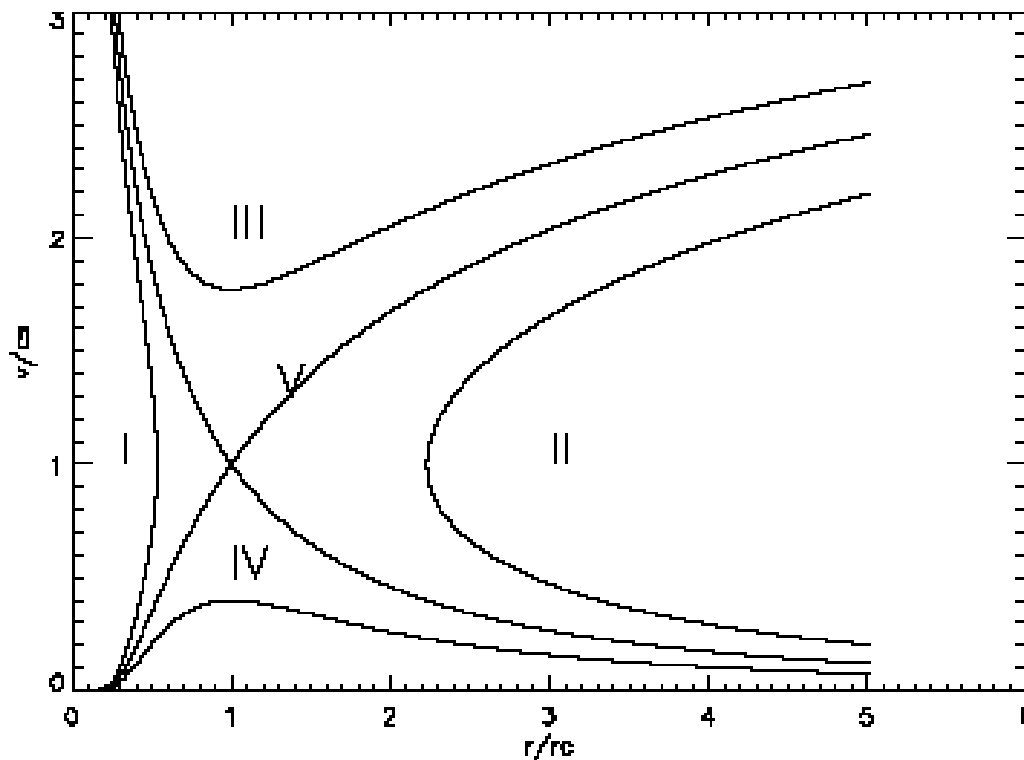
Betrachten wir dazu die Lösung von (1.229):

$$v^2 - c_s^2 \log(v^2) = 4c_s^2 \left( \log(r) + \frac{r_c}{r} \right) + C \quad [1.230]$$

Man kann zeigen, daß sie in Abhängigkeit des Wertebereichs der gewählten Integrationskonstanten C fünf verschiedene Lösungsmannigfaltigkeiten besitzt, von denen drei von vornherein (weil unphysikalisch) herausfallen und zwei (IV und V) näher zu untersuchen sind:

Die Ausflußgeschwindigkeit  $v$  steigt an, erreicht bei  $r = r_c$  ihr Maximum und fällt danach monoton ab.  $v$  bleibt dabei unter der Schallgeschwindigkeit im Plasma.

Die Ausflußgeschwindigkeit steigt monoton an wobei sie bei  $r = r_c$  die Schallgeschwindigkeit  $c_s$  erreicht und danach das Plasma mit Überschallgeschwindigkeit expandiert



Lösungskurven entsprechend (1.230) für verschiedene Integrationskonstanten C. Nur Kurven vom Typ V kommen zur Beschreibung des Sonnenwindes in Betracht.

Um zu sehen, welche von diesen beiden Lösungen den Sonnenwind richtig beschreibt, muß ihr Verhalten „im Unendlichen“ untersucht werden. Im 1. Fall nimmt nach Erreichen des kritischen Punktes  $r_c$  die Ausflußgeschwindigkeit kontinuierlich ab so daß für große r näherungsweise

$$-\log(v^2) \approx 4 \log(r) \rightarrow v \approx \frac{1}{r^2} \quad [1.231]$$

gilt, was nach (1.224) bedeutet, daß sich (wie im Chapman-Modell) die Dichte  $\rho$  und damit auch der Druck P (1.223) einem endlichen Wert nähert, der immer größer ist als der Druck des interstellaren Gases. Diese Lösung kann damit auch als unphysikalisch ausgeschlossen werden.

Im zweiten Fall ist dagegen offensichtlich (wegen  $v \gg c_s$  für große r)

$$v^2 \approx 4 \log(r) \rightarrow v \approx 2\sqrt{\log(r)} \quad [1.232]$$

und nach (1.224)

$$\rho \approx \frac{const.}{r^2 \sqrt{\log(r)}}, \quad \lim_{r \rightarrow \infty} \rho \rightarrow 0$$

Das ist genau das Ergebnis, was zu erwarten ist und qualitativ mit den Beobachtungen übereinstimmt. Das heiße koronale Plasma beginnt von der inneren Korona aus immer schneller zu expandieren bis es am kritischen Punkt die Überschallgeschwindigkeit erreicht und auf diese Weise eine sphärisch-symmetrische Überschallströmung entsteht, deren Gasdruck mit wachsender Entfernung immer mehr abnimmt. Das *experimentum crucis* besteht also darin, diese Überschallströmung nachzuweisen und das gelang endgültig 1962 mittels der amerikanischen Venussonde Mariner 2 nachdem bereits 1959 die sowjetischen Sonden Lunik 2 und Lunik 3 Hinweise auf ihre Existenz geliefert haben.

### **Zusammensetzung und Eigenschaften des Sonnenwinds,**

Der Sonnenwind ist ein vollständig ionisiertes, stoßfreies Plasma äußerst geringer Dichte, welches mit Überschallgeschwindigkeit permanent von der Sonne abströmt. Da der Sonnenwind von der Korona ausgeht, erwartet man, daß er auch die gleiche chemische Zusammensetzung besitzt. Der überwiegende Teil (ca. 73%) des Sonnenwindplasmas besteht demnach aus Elektronen und Protonen (Wasserstoffkerne) sowie aus  $\alpha$ -Teilchen (Heliumkerne). Atomrümpfe schwerer Elemente und insbesondere neutrale Atome sind darin vergleichsweise selten vertreten. Die wahre Zusammensetzung läßt sich direkt nur sehr schwierig bestimmen, da die Dichte in Erdnähe nur etwa 5 Millionen Teilchen pro Kubikmeter beträgt. Um Proben des Sonnenwindplasmas auf der Erde analysieren zu können, wurde am 8. August 2001 die Sonde Genesis gestartet und anschließend ca. 2 Jahre lang im Lagrangepunkt L1 „geparkt“. Während dieser Zeit wurden mit speziellen, hochreinen Detektoren Teilchen aus dem Sonnenwind eingesammelt um sie dann in einem speziellen Probehlter zur Erde zurückzubringen. Leider ging die Landung am 8. September 2004 schief, da die Rckkehrkapsel ungebremst auf den Wüstenboden von Salt Lake City aufschlug (ein winzig kleiner Schaltkreis, der für das ffnen des Bremsfallschirms zuständig ist, war falsch eingebaut). Trotzdem konnten einzelne Überreste der Kollektoren-Behälter geborgen werden. Dabei sieht es aus, als ob zumindest ein kleiner Teil des eingefangenen „Sonnenwinds“ doch noch analysiert werden kann.

Die ersten „Proben“ von Sonnenwindteilchen, die in irdische Laboratorien gelangten, sind übrigens bereits in den 70ziger Jahren von den Apollo-Astronauten zur Erde gebracht worden. Vielleicht erinnert sich der eine oder andere noch an die „Sonnensegel“, die neben den Mondlandefhren aufgebaut und kurz vor dem Rckstart wieder eingepackt wurden.

Eine der wichtigsten Entdeckungen der Zwillingssonden Helios 1 und 2, die in dem Jahrzehnt von 1970 bis 1980 im Einsatz waren, ist der Nachweis, daß der Sonnenwind aus zwei Komponenten unterschiedlicher Geschwindigkeit besteht. Später - mit der Ulysses-Mission - wurde endgültig klar, daß die langsame Komponente ( $v[1AE] \approx 300-400 km s^{-1}$ ) besonders in der ekliptikalen Ebene „weht“ und zwar sehr unstetig. Die schnelle Komponente ( $v[1AE] \approx 500-800 km s^{-1}$ ) dominiert dagegen insbesondere die polaren ekliptikalen Breiten.

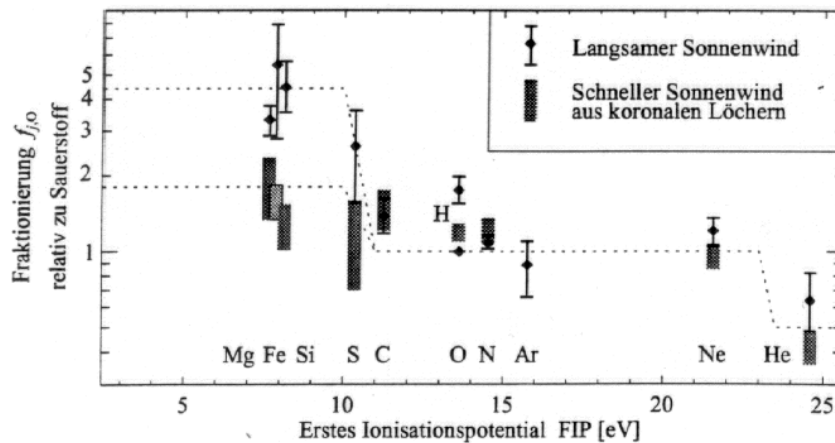
Die folgende Tabelle (LANG, 2001) enthält die wichtigsten Parameter dieser beiden Sonnenwindkomponenten:

| Parameter                                   | Schnelle Komponente                                | Langsame Komponente                                |
|---|--|--|
| Zusammensetzung, Temperatur, Teilchendichte | gleichmäßig  | stark variabel                                     |
| Anzahldichte Protonen                       | $3 \cdot 10^6 \text{ m}^{-3}$                      | $10.7 \cdot 10^6 \text{ m}^{-3}$                   |
| Protonengeschwindigkeit                     | $\sim 6.7 \cdot 10^5 \text{ ms}^{-1}$              | $3.48 \cdot 10^5 \text{ ms}^{-1}$                  |
| Protonenfluß                                | $1.99 \cdot 10^{12} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ | $3.66 \cdot 10^{12} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ |
| Protonentemperatur                          | $2.8 \cdot 10^5 \text{ K}$                         | $5.5 \cdot 10^5 \text{ K}$                         |
| Elektronentemperatur                        | $1.3 \cdot 10^5 \text{ K}$                         | $1.9 \cdot 10^5 \text{ K}$                         |
| Heliumtemperatur                            | $7.3 \cdot 10^5 \text{ K}$                         | $1.7 \cdot 10^5 \text{ K}$                         |
| Helium / Proton -Verhältnis                 | 0.036 (konstant)                                   | 0.025 (variabel)                                   |
| Aktivitätsminimum                           | $\pm 35^\circ$ heliogr. Breite                     | Polarregion  |
| Aktivitätsmaximum                           | alle Breiten                                       | dicht an den Polen<br>koronale Löcher              |

Die Angaben beziehen sich auf einen Sonnenabstand von 1 AE und wurden aus den Messungen der Sonden Helios 1 und 2 abgeleitet

Interessant ist in diesem Zusammenhang, daß sich die chemische Zusammensetzung der langsamen Komponente mehr von der chemischen Zusammensetzung der Photosphäre (aus der die Korona ja ihr Material bezieht) unterscheidet als die der schnellen Komponente. Daß die chemische Zusammensetzung der Korona nicht ganz der der Photo- bzw. der Chromosphäre entspricht, ist schon seit längerem bekannt. Im Detail bedeutet das, daß Elemente, deren erstes Ionisationspotential kleiner als etwa 10 eV ist, im Sonnenwind und der Korona um bis zum sechsfachen gegenüber Elementen mit Ionisationspotential größer als 10 eV angereichert sind. Da hier offensichtlich das erste Ionisationspotential eine wichtige Rolle spielt (obwohl der Fraktionierungsmechanismus selbst noch nicht voll verstanden ist), hat dieser Effekt den Namen FIP-Effekt (FIP = first ionization potential) erhalten. Es zeichnet sich ab, daß der eigentliche Differentiationsprozeß mit hoher Wahrscheinlichkeit in der Chromosphäre stattfindet und vom lokalen Magnetfeld beeinflusst wird.

Während im „naiven“ Parkermodell der Sonnenwind gleichmäßig abströmt, ist diese „Gleichmäßigkeit“ - wie die Beobachtungen zeigen - in der Natur nur näherungsweise erfüllt. Lediglich die „schnelle“ Komponente außerhalb der ekliptikalen Ebene besitzt nach den Messungen von Ulysses eine relativ konstante Abströmgeschwindigkeit von ca. 750 km/s. Um ein realistischeres Bild der Sonnenwinddynamik zu bekommen, muß man das ausgedehnte solare sowie das interplanetare Magnetfeld in die Modellrechnungen mit einbeziehen. Auch auf diesem Gebiet stammen die ersten wichtigen Arbeiten von EUGEN N. PARKER.



FIP-Effekt, wie er sich aus in situ -Messungen des langsamen und schnellen Sonnenwinds ergibt (nach PETER, 1996)

Während sich das solare Magnetfeld im Bereich der Korona gegenüber dem koronalen Plasma noch behaupten kann, wird es ab einem Abstand von ca. zwei Sonnenradien bereits vom Sonnenwindplasma mitgeführt und nach außen transportiert. Man kann das erkennen, wenn man die Größe  $\beta$  betrachtet, die das Verhältnis zwischen dem Druck des Sonnenwindplasmas zum magnetischen Druck angibt:

$$\beta = \frac{2\mu_0 n kT}{B^2} \quad [1.233]$$

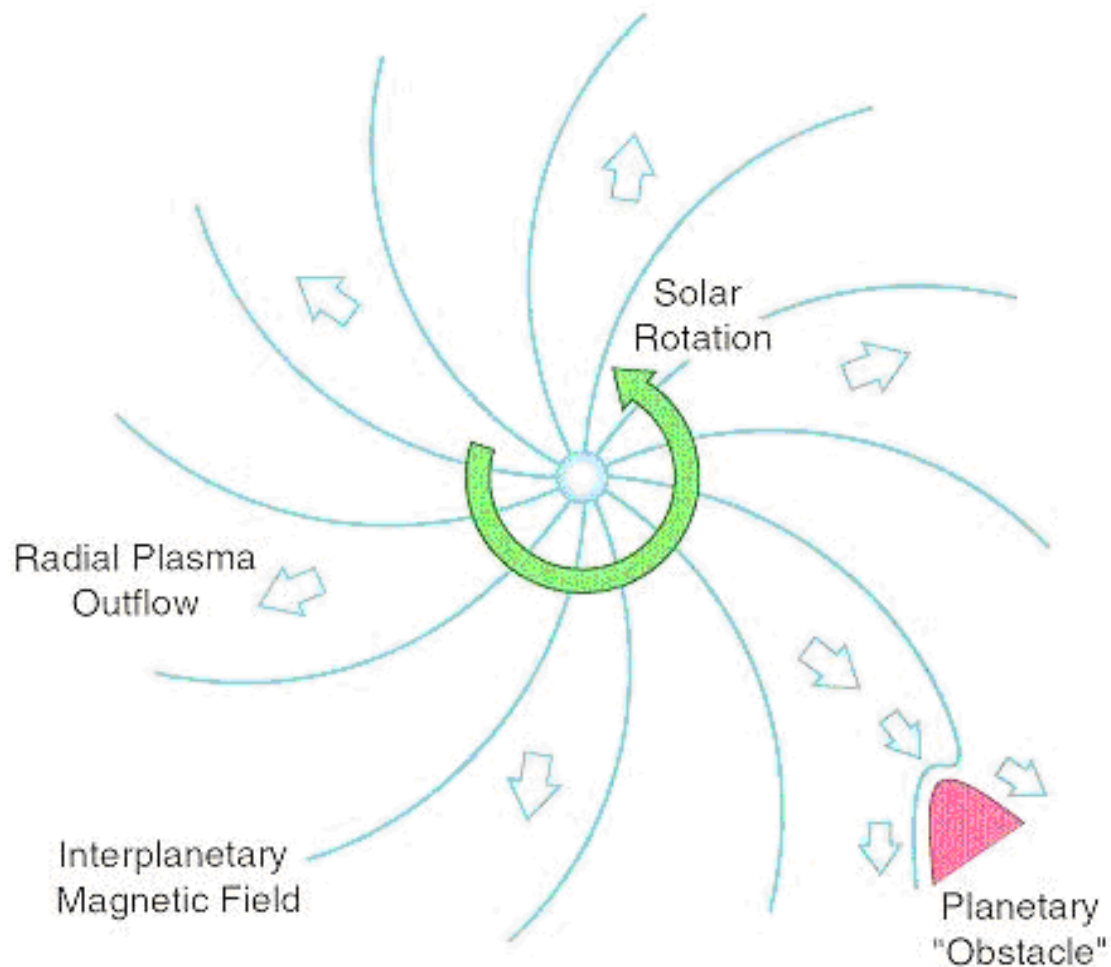
Für  $\beta > 1$ , also überall außerhalb der Korona, ist das Magnetfeld im Plasma eingefroren und die Feldlinien werden mit dem Sonnenwind mitgeführt. Das hat die Konsequenz, daß das interplanetare Magnetfeld vom Teilchenfluß des Sonnenwinds dominiert wird. Da die Magnetfeldlinien in der Sonne beginnen und die Sonne in rund 27 Tagen einmal um ihre Achse rotiert, können sich die Feldlinien nicht genau radial in den interplanetaren Raum hinaus erstrecken. Wie PARKER 1958 vorhergesagt hat, nehmen die Magnetfeldlinien durch die Überlagerung des radialen Sonnenwindflusses mit der konstanten Winkelgeschwindigkeit  $\omega$  die Form einer Archimedischen Spirale an. Aus rein geometrischen Überlegungen kann man für den Winkel  $\psi$  zwischen der Spirale und der radialen Ausbreitungsrichtung im Abstand  $r_h$  von der Sonne die Beziehung

$$\psi = \arctan\left(\frac{r_h \omega}{v}\right) \quad [1.234]$$

ableiten, wobei  $v$  die (konstante) Geschwindigkeit des Sonnenwinds und  $\omega = 2.86 \cdot 10^{-6}$  rad/s die Rotationsgeschwindigkeit der Sonne ist.

Diese Spiralstruktur - die Parker-Spirale - erklärt übrigens die von CUNO HOFFMEISTER gemachte Beobachtung, daß die Längsachse des Ionenschweifes eines Kometen nicht immer exakt zum Sonnenzentrum zeigt.

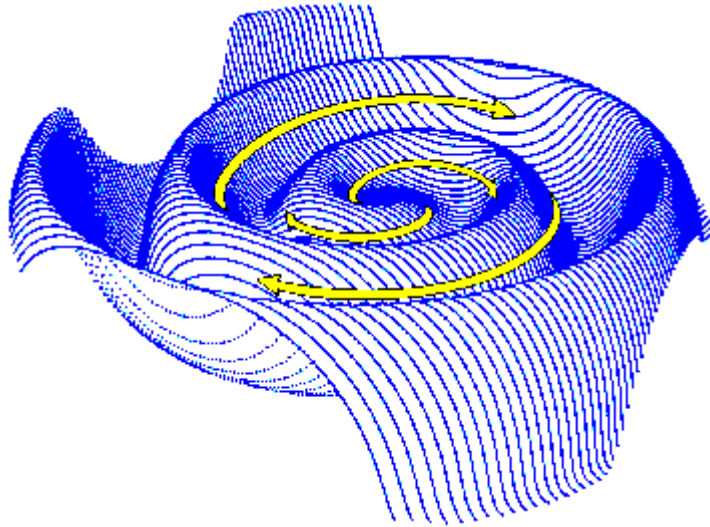
Neben der Richtung der Magnetfeldlinien muß man natürlich auch ihre Polarität betrachten. Zu Zeiten eines Aktivitätsminimums hat das solare Magnetfeld in grober Näherung bekanntlich eine dipolartige Struktur. Diese Struktur wird mit anwachsender Sonnenaktivität zunehmend gestört. In den äquatorialen Regionen bilden sich aktive Gebiete aus, über die sich großräumig Helmet Streamer in die Korona erstrecken. In ihrem inneren Bereich sind die Magnetfeldlinien geschlossen. In den Polarregionen entstehen dagegen weite Gebiete, wo die magnetische Feldlinien geradewege in den interplanetaren Raum austreten. Sie sind mit den koronalen Löchern assoziiert und wie wir noch sehen werden, die Quelle des schnellen Sonnenwinds.



„Parker-Spirale“, Richtung der von der Sonne ausgehenden Magnetfeldlinien des interplanetaren Magnetfeldes

Dort, wo sich offene Feldlinien unterschiedlicher Polarität treffen, muß sich nach dem Ampere'schen Gesetz eine Grenzschicht ausbilden, die man als heliosphärische Stromschicht (neutral current sheet) bezeichnet. Sie ist ab einer Entfernung von 2.5 bis 3  $R_{\odot}$  voll ausgebildet und besitzt eine interessante Struktur. Man wurde auf sie aufmerksam als man feststellte, daß das interplanetare Magnetfeld eine Sektorstruktur besitzt. Die Anzahl der Sektoren unterschiedlicher Polarität in der Ebene der Ekliptik variiert dabei mit der Sonnenaktivität, wobei wenigstens 4 Sektoren immer vorhanden sind. Die Ursache liegt darin begründet, daß die radiale Komponente des Sonnenwinds die Stromschicht nach

außen zieht und die durch die Sonnenrotation entstehende senkrechte Komponente der Stromsicht die Struktur der Parker-Spirale aufprägt. Da die Rotationsachse der Sonne um  $7.25^\circ$  zur Ekliptik geneigt ist, kommt noch eine weitere Verzerrung senkrecht zur Ekliptik hinzu.



Struktur der heliosphärischen Grenzschicht. Die gelben Pfeile kennzeichnen die Parker-Spirale. Durch einen horizontalen Querschnitt entlang der Ekliptik ergibt sich die beobachtete Sektorenstruktur des interplanetaren Magnetfeldes.

Dieses Modell hat aufgrund des Aussehens und der Dynamik der Grenzschicht von dem bekannten schwedischen Plasmaphysiker HANNES ALFVEN (1908-1995) den anschaulichen Namen „Ballerinamodell“ erhalten.

## Energie- und Impulstransport

Stellare Winde wie der Sonnenwind haben in der Jugendphase von Sternen eine große Bedeutung, da sie in der Lage sind, Drehimpuls abzuführen und damit die Rotationsgeschwindigkeit zu bremsen. Das erklärt, warum z.B. Hauptreihensterne früher Spektraltypen (O-A) eine relativ große Rotationsgeschwindigkeit aufweisen als z.B. G-Sterne wie unsere Sonne. Es gibt sogar eine lockere statistische Gesetzmäßigkeit, welche die Rotationsgeschwindigkeit  $v_r$  eines Hauptreihensterns mit seinem Alter  $t$  verknüpft

(Skumanich-Gesetz)

$$v_r(t) = \frac{const}{\sqrt{t}} \quad [1.235]$$

Eine wichtige Größe ist in diesem Zusammenhang der Alfven-Radius  $R_A$ . Innerhalb dieses Radius um einen Stern ist der magnetische Fluß  $\mathbf{B}$  so groß, daß geladene Teilchen (Elektronen und Protonen) sich

nur längs der Magnetfeldlinien vom Stern wegbewegen können. Außerhalb dieses Radius übersteigt die kinetische Energie der Teilchenströmung die lokale Energiedichte des Magnetfeldes und die Teilchen können sich quasi von den Magnetfeldlinien lösen und dabei in bezug auf das Magnetfeld eine normale Geschwindigkeitskomponente  $v_\varphi$  ausbilden.

Der Alfven-Radius ist mit der radialen Ausströmgeschwindigkeit  $v_r$ , der Massenverlustrate  $\dot{M}$  und dem radialen Magnetfeld  $B_r$  durch folgende Beziehung gegeben:

$$R_A = \sqrt{\frac{v_r \dot{M}}{B_r^2}} \quad [1.236]$$

Bei der Sonne liegt der Alfven-Radius bei ca.  $12 R_\odot$  (diese Größe ist genaugenommen aus Beobachtungen nur schwer abzuleiten und stellt deshalb nur einen besseren Schätzwert dar). Anschaulich bedeutet das, daß die aus der Korona abströmenden Teilchen innerhalb von  $R_A$  gezwungen werden, mit der Sonne starr mitzurotieren (wie die Magnetfeldlinien); außerhalb dieses Radius können sie sich dagegen von der radialen Bewegung lösen und dabei solaren Drehimpuls abführen. Für diesen Abfluß an Drehimpuls ist übrigens hauptsächlich die langsame Komponente des Sonnenwinds, die äquatorial von der Sonne abströmt, verantwortlich. Der Drehimpulstransport pro Einheitsvolumen des ausströmenden Plasmas läßt sich nach folgender Beziehung

$$L = \rho \omega R_A^2 \quad [1.237]$$

abschätzen. Bei der Sonne liegt dieser Wert ungefähr bei  $6 \cdot 10^{-4} \text{ kg m}^2 \text{ s}^{-1}$ .

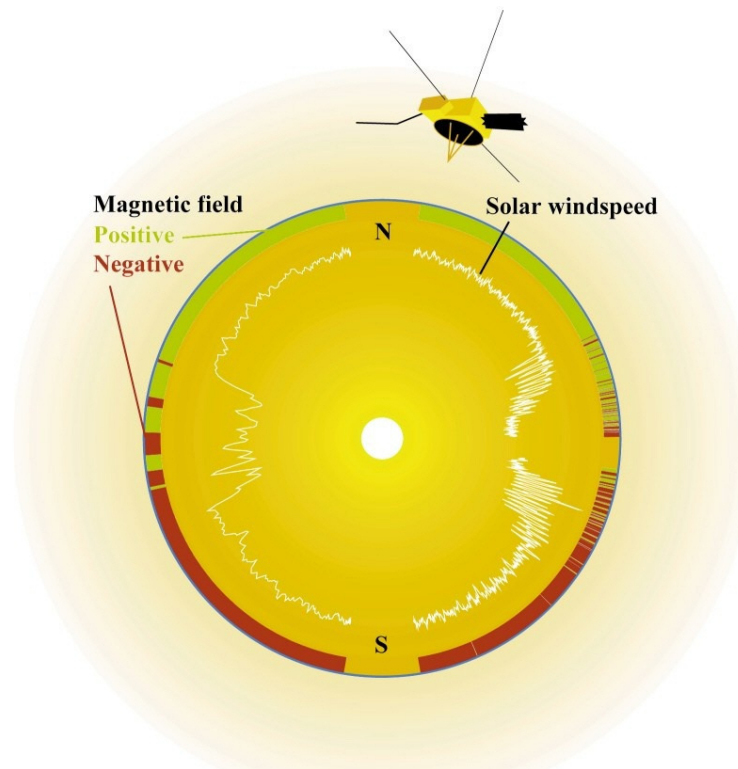
In die Gleichung für den Alfven-Radius (1.236) geht die Massenverlustrate durch den Sonnenwind ein. Sie beträgt ungefähr  $4.28 \cdot 10^9 \text{ kg s}^{-1}$ . Das ist knapp ein Drittel der Masse, die allein durch elektromagnetische Strahlung pro Sekunde verlorenght.

Die Dichte des Sonnenwindplasmas ist zeitlich und räumlich stark veränderlich was sich besonders in der Zeit um ein Aktivitätsmaximum bemerkbar macht. Koronale Masseauswürfe führen zu magnetischen Wolken, die mit einer höheren Geschwindigkeit als der reguläre Sonnenwind durch das Planetensystem rasen. Dabei entsteht wiederum ein breites Spektrum von Störungen bis hin zu Stoßwellen, die das „Weltraumwetter“ sehr unbeständig werden lassen. In der Regel bemerkt man nur etwas davon, wenn diese Störungen die Erde passieren und es zu massiven Veränderungen des Erdmagnetfeldes mit allen Folgeerscheinungen (z.B. Polarlichtern und Störungen im Rundfunk) kommt. Mit radioastronomischen Methoden lassen sie sich aber auch andernorts im Sonnensystem beobachten. Man nutzt dabei Schwankungen der Elektronendichte in den Plasmawolken aus. Wenn die Wellenfronten von Radiosignalen weit entfernter Punktquellen wie Quasare und Radiogalaxien das Sonnensystem durchqueren, dann passiert im Prinzip das Gleiche wie bei Lichtwellen, welche die Erdatmosphäre durchlaufen. Sie werden „gestört“ oder anders ausgedrückt, die Phase der vormals ebenen Wellenfront wird in Abhängigkeit von der Verteilung der Dichtefluktuationen im Sonnenwindplasma moduliert. Für Radioastronomen ist das ein meist unerwünschter Effekt, den man als „interplanetare Szintillation“ bezeichnet (der Untersuchung dieser Störungen verdankt man übrigens die Entdeckung der Pulsare). Andererseits lassen sich aus dem Leistungsspektrum dieser

Störungen wichtige Plasmaparameter (z.B. die Elektronendichte) in Blickrichtung ableiten aus denen man wiederum einiges über die Entstehung und Ausbreitung derartiger Störungen (insbesondere Stoßwellen) lernen kann.

## Quellen des Sonnenwinds

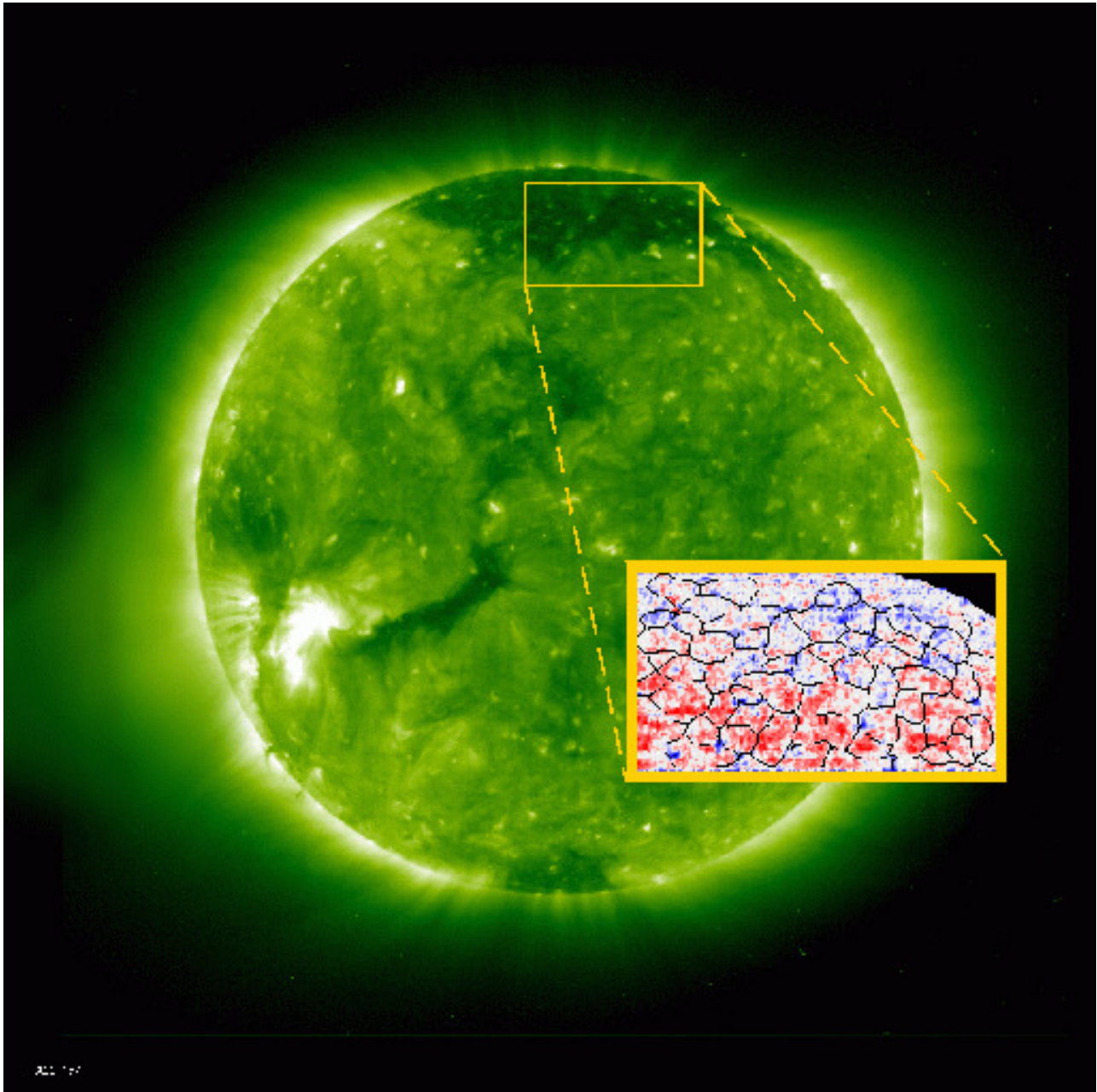
Ein für manche Sonnenphysiker überraschendes Ergebnis erbrachte der Flug der amerikanisch-europäischen Sonde Ulysses über die Sonnenpole in den Jahren 1994 und 1995. Damals bewegte sich die Sonne in ein Aktivitätsminimum hinein und ihr Magnetfeld besaß deshalb weitgehend eine dipolartige Struktur. Im Gegensatz zu manchen Erwartungen zeigte sich, daß zu diesem Zeitpunkt die schnelle Komponente des Sonnenwinds ( $v \approx 750 \text{ km s}^{-1}$ ) den solaren Teilchenstrom oberhalb von  $\pm 30^\circ$  heliographischer Breite dominierte. Außerdem konnte man eine Korrelation zwischen der Intensität der schnellen Sonnenwindkomponente und der Präsenz von koronalen Löchern feststellen.



Polarität und Geschwindigkeit des Sonnenwinds nach Messungen von Ulysses während eines Aktivitätsminimums © ESA

Als Quelle für den „schwachen“ Wind vermutete man schon seit längerer Zeit koronale Streamer („*Helmet Streamer*“), wo über offene Magnetfeldlinien Plasmaströme, die primär aus aktiven Gebieten stammen, kontinuierlich nach Außen fließen sollen. Neuere Untersuchungen weisen dagegen darauf hin, daß zumindest ein Teil dieses mehr äquatorialen Flusses aus den Randbereichen von koronalen Löchern stammt. Wie diese Anteile genau verteilt sind und welche Mechanismen im Detail wirken, wird dagegen z.Z. noch kontrovers diskutiert.

Eine detaillierte Untersuchung der oberen Chromosphäre und der darüber liegenden Korona im Bereich von koronalen Löchern hat Ende der 90ziger Jahre zu neuen Erkenntnissen über die Entstehung des schnellen Sonnenwinds geführt. Die Beobachtungen dazu stammen zu einem Teil von den verschiedenen Instrumenten der Sonnensonde SOHO.



Diese Aufnahme der Sonne im kurzwelligen UV-Bereich macht Strahlung sichtbar, die bei einer Temperatur ca. 1.5 Millionen K emittiert wird. Im oberen Teil ist ein kühleres und deshalb weniger stark UV-Strahlung emittierendes koronales Loch zu sehen. Das Inlay zeigt einen Ausschnitt am Rand eines solchen „Lochs“ als sogenanntes „Doppler-Image“. Die blauen Bereiche zeigen koronales Plasma an, das sich mit hoher Geschwindigkeit von der Sonne wegbewegt (Blauverschiebung, besonders an den Rändern der Supergranulationszellen) während in den roten Zonen das Plasma auf die Sonne zurückstürzt. © ESA

Zuerst war man überrascht darüber, daß die koronalen Löcher mit ihrer zur übrigen Korona vergleichsweise geringen Teilchenzahldichte und Temperatur etwas mit der Entstehung der schnellen Windkomponente zu tun haben. Eine genauere Untersuchung, die besonders im fernen UV durchgeführt wurde, ließ jedoch erkennen, daß die Quellen des Windes nicht gleichmäßig über das koronale Loch verteilt sind, sondern sich in den Randbereichen des chromosphärischen Netzwerks konzentrieren. Dort beginnen auch die radialen Leuchterscheinungen, die man gewöhnlich als Polarstrahlen bezeichnet und die typisch für eine Minimumkorona sind. Diese Polarstrahlen koinzidieren wiederum mit Magnetfeldlinien, die sich ohne Wiederkehr in den interplanetaren Raum erheben. Durch die Vermessung der Emissionen unterschiedlich stark ionisierter Atome verschiedenster Elemente (z.B.  $FeIX/X$ ,  $NeVIII$ ,  $Ne^{7+}$ ) konnte mit dem Spektrographen SUMER/SOHO („*Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation*“) die Temperaturverteilung sowie die Abflußgeschwindigkeiten (Dopplereffekt) in den Koronalöchern und ihr Zusammenspiel mit den lokalen Magnetfeldern genauer untersucht werden. Dabei ergab sich stichpunktartig folgendes Bild:

- Die „düsenartigen“ Beschleunigungsmechanismen des Parker-Modells reichen nicht aus, um die hohen Abströmgeschwindigkeiten der schnellen Sonnenwindkomponente zu erklären. Außerdem ist die Teilchenzahldichte des koronalen Plasmas zu gering, um einen wesentlichen Anteil von Wärmeenergie und von Impuls in den Sonnenwind zu transferieren.
- Aus den Doppler-Messungen mit SUMER ergibt sich, daß die nach außen abfließenden Teilchenströme hauptsächlich aus den Randbereichen der chromosphärischen Supergranulationszellen stammen. Diese Teilchenströme starten mit einer Geschwindigkeit von ca. 8 km/s nahe der Chromosphäre und werden bei ihrem Aufstieg entlang der offenen Feldlinien eines koronalen Lochs bis weit über 400 km/s beschleunigt.
- In dem aufsteigenden koronalen Plasma bewegen sich unterschiedliche Ionen mit unterschiedlicher Geschwindigkeit und Gyrationenradien entlang der Feldlinien was zu verschiedenen hohen (radialen und transversalen) Ionentemperaturen führt. Dabei werden magnetohydrodynamische Wellen (Alfven-Wellen) in einem breiten Frequenzspektrum angeregt.
- Die Alfven-Wellen wiederum breiten sich in der Korona in Richtung abnehmender Magnetfeldstärke aus wobei ihr hochfrequenter Anteil mit wachsender Höhe bei der sogenannten Zyklotronresonanzfrequenz absorbiert wird. Die Energie geht dabei in die kinetische Energie der Teilchen im Sonnenwind über, der sich durch diesen Mechanismus auf die im interplanetaren Raum gemessenen Geschwindigkeiten beschleunigt.

Während die Grundphänomene, die zum schnellen Sonnenwind führen, weitgehend verstanden sind, bleiben jedoch noch viele Details rätselhaft. Hier helfen nur neue, noch detailliertere Beobachtungen und parallel dazu theoretische Untersuchungen weiter.

## Literatur zum Thema

K. Lindner: **Taschenbuch der Astronomie**, Fachbuchverlag Leipzig, 1997

H. Bernhard, K.Lindner, M.Schukowski: **Wissensspeicher Astronomie**, Volk und Wissen 1995

A.Unsöld, B.Baschek: **Der neue Kosmos**, Springer-Verlag 2004

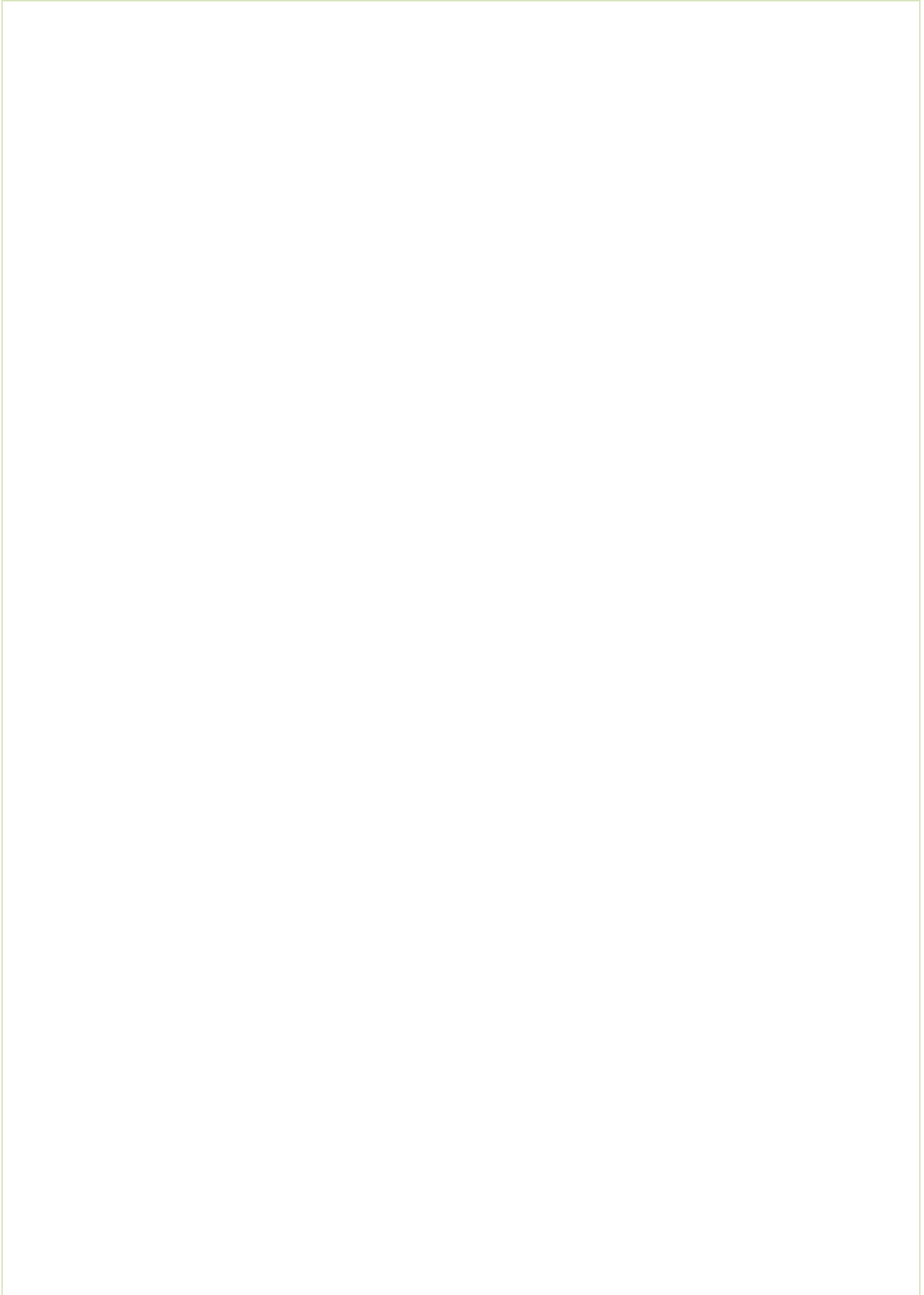
A.Weigert, H.J. Wendker: **Astronomie und Astrophysik**. Ein Grundkurs, Wiley-VCH 2004

H. Karttunen et.al.: **Fundamental Astronomy**, Springer-Verlag 2000

L. Golub, J.M. Pasachoff: **Nearest Star**, Harvard University Press 2001

J.B. Zirker: **Journey from the Center of the Sun**, Princeton University Press 2002

K.J.H. Phillips: **Guide to the Sun**, Cambridge University Press 1995



## Index

### A

Aktive Gebiete 3, 5  
Aktivitätszyklus, 11-jähriger 4, 5, 7, 8, 13, 15, 20, 22  
Alfven, Hannes O. G. 84  
Alfven-Geschwindigkeit 42  
Alfven-Radius 84, 85  
Amperesches Gesetz 23  
Aristoteles 6

### B

Babcock, Harold D. 69  
Babcock, Horace D. 8, 69  
Ballerinamodell 84  
Biermann, Ludwig 73  
Birkeland, Kristian O. B. 73  
Bremsstrahlung 33, 47, 48, 49

### C

Caligari, Peter 26  
Carrington, Richard C. 8, 20, 32, 72  
Chapman, Sydney 73  
Chromosphäre 5, 6, 13, 26, 28, 32, 35, 38, 39, 46-48, 52, 56,  
58, 75, 81, 87, 88  
chromosphärisches Netzwerk 27, 88  
compact flares 35  
COMPTON-Satellit 49  
confined flares 35, 52  
Corioliskraft 25, 70  
current sheet 42, 44, 56, 83  
Cysats, Johan Baptist 2

### D

Diffusionsgleichung 24  
Diffusionsregion 41  
Dikpati 71  
Dopplereffekt 45, 50, 88  
Dynamoeffekt 24

### E

Ellermann, Ferdinand 28  
Ellermans bombs 28  
Evershed, John 8, 13  
Evershed-Effekt 13

### F

Fabricius, David 2  
Fabricius, Johannes 2  
Fackeln 3, 4, 5, 20, 26, 27, 28, 30  
Fackeln, polare 27, 30  
Faradaysches Induktionsgesetz 23  
f-Fleck 19, 20, 26  
Filament 20, 36, 59, 61, 66  
FIP-Effekt 81, 82  
Flare, white 47  
Flares 1-5, 8, 17, 20, 30-61, 63, 66, 69, 71  
Flares, Klassifikation 34, 59  
Flares, LDE 53  
Flares, white 31, 72  
Fleckengruppe, bipolar 15, 16  
Fleckengruppe, unipolar 15  
Fleckengruppen 3, 5, 7, 9, 13-17, 19, 71  
Flußröhren, magnetische 22, 24, 26, 70  
flux rope 63, 67, 68  
Fraunhofersche Linien 26

### G

Galilei, Galileo 2, 3, 6  
Genesis, Sonde 80  
Gilman 71  
Gosling, Jack 32, 68  
Granulation 27  
Guldin, Paul 3

### H

Hale, George Ellery 8, 18, 28, 32  
Halesche Polaritätsgesetz 22, 70  
Helios 1, Sonnensonde 73, 80  
Helmet Streamer 53, 59, 62, 65, 66, 83, 86  
Herschel, Friedrich Wilhelm 7  
Hess, Victor F. 73  
Hey, J.S. 32  
Hodgson, Richard 32  
Hoffmeister, Cuno 73, 82  
Humboldt, Alexander von 7

### I

impulsive flares 35

## J

John of Worcester 6

## K

Kepler, Johannes 6  
Kiepenheuer, Karl-Otto 33  
Klassifikationsschema, Sonnenflecken 14, 18, 59  
Konvektion 26, 72  
Konvektionszone 24, 26, 39, 69, 70, 71, 72  
Korona 3, 6, 30, 32, 35, 38, 40, 43, 45, 51-54, 56, 57, 59, 61, 63, 65-67, 70, 71, 73, 75, 77, 78, 80-83, 85, 87, 88  
koronale Löchern 83  
Koronalinie 37  
Koronograph 59, 61, 62, 63

## L

Lichtbrücken 9, 10, 11  
Long Duration Events 46  
Loops 40  
Lorentzkraft 25  
Lundquist 64

## M

Magnetische Flußröhren 3, 22, 26  
magnetische Zyklus, 22-jähriger 26, 27, 70  
Magnetogramme 5, 9, 19, 20  
Magnetographen 17, 44  
Magnetohydrodynamik (MHD) 8, 23, 63  
Masseauswürfe, koronale 1, 2, 3, 5, 30, 32, 39, 44, 45, 52, 55, 59, 61, 65-67, 85  
Maunder, Edward Walter 8  
Maxwellsche Gleichungen 22  
McIntosh-Klassifikation, Sonnenflecken 17  
Merkurdurchgang 6  
Moffat 71  
Morgenstern, Christian 6  
Mount Wilson Sunspot Magnetic Classification 18

## O

OSO 7, Sonnensonde 61  
Overshoot-Region 24, 26

## P

Parker, Eugen N. 71, 73, 81  
Parker-Instabilität 26  
Parker-Spirale 83  
Penumbra 3, 6, 8, 9, 10-13, 15-17, 19, 20, 28, 44  
penumbrial grains 11  
Permeabilität 23  
Permittivität 23  
Petschek, H.E. 42  
Petschek-Modell 42, 43  
p-Fleck 19, 20  
Photosphäre 5, 6, 9, 10, 11, 17, 19, 22, 24-28, 31, 33, 40, 50, 56, 66, 67, 69, 70, 75, 81  
Plages 6, 20, 26  
Plasmafrequenz 51, 54  
Plasmawellen 51  
Plasmoide 67  
Polarlichter 32, 60, 74  
Poren 9, 16, 20  
post flare loops 52  
Proctor, Richard A. 72  
Protuberanzen 4, 5, 20, 35, 37, 45, 61-63, 66

## R

Radiobursts 31, 32, 33, 51, 54, 55, 57  
Radio-Bursts 54  
Rekonnektion, magnetische 3, 28, 39, 41, 43, 44, 56, 71  
Rekonnektionszone 42, 43, 52, 55, 56, 57  
RHESI, Sonnensonde 32, 48

## S

Scheiner, Christoph 2, 3, 6, 11  
Scheiner, Christoph. 3  
Schmetterlingsdiagramm 3, 8, 20, 21, 22, 25, 69, 70  
Schwabe, Heinrich 7, 8, 13  
Secchi, Angelo 11, 30  
Sigmoide 66  
SMM, Sonnensonde 32, 47, 50  
SOHO, Sonnensonde 32, 59, 61, 62, 87, 88  
Solar-B, Sonnensonde 38  
solarer Dynamo 8, 22, 71, 72  
Sonne, aktive 4  
Sonne, ruhige 4

Sonnenatmosphäre 1-3, 5, 12, 13, 22, 44, 75  
Sonnenflecken 1-11, 13-22, 24, 28, 32, 35, 45, 69, 70  
Sonnenfleckenrelativzahl 8, 13, 20  
Sonnenstürme 44  
Sonnenwind 1-4, 62, 67, 68, 72, 73, 79, 80-82, 84, 85, 88  
Space Weather 5, 17, 44, 60  
Spektroheliogramm 6, 26, 30, 33, 35, 45, 53, 59, 61  
Spektrohelioskop 32  
Spitzer, Lyman Jr. 75  
Spörer, Gustav 8, 21  
Spörers Gesetz 21, 69  
Stefan-Boltzmannsches Gesetz 9  
Stephenson, F.R. 6  
Strahlungsdruck 73  
Superpenumbra 12  
surge prominence 37  
Sweet-Parker-Modell 42  
sympathetic flares 34

## T

Tachocline 24, 69, 71  
tearing mode instability 57  
Thomsonstreuung 66  
TRACE, Sondenonde 32, 37, 48, 53  
two ribbon flares 36, 37, 45, 46, 58

## U

Ulysses, Sondenonde 67, 74, 80, 81, 86  
Umbra 3, 6, 9, 10, 11, 13, 19  
umbrale Punkte 10  
Umpolung, solares Magnetfeld 4, 21, 69

## W

Waldmeier, Max 15, 18, 30  
Waldmeier-Klassifikation 15  
Wärmetransport 10, 26, 75  
Wiedemann-Franz'sches Gesetz 75  
Wilson, Alexander 6  
Wilson-Effekt 6  
Wolf, Johann Rudolf 8, 13

## Y

Yau, K.K.C. 6  
YOHKOH, Sondenonde 32, 47, 66

## Z

Zeeman-Effekt 10, 17  
Züricher Relativzahl 13