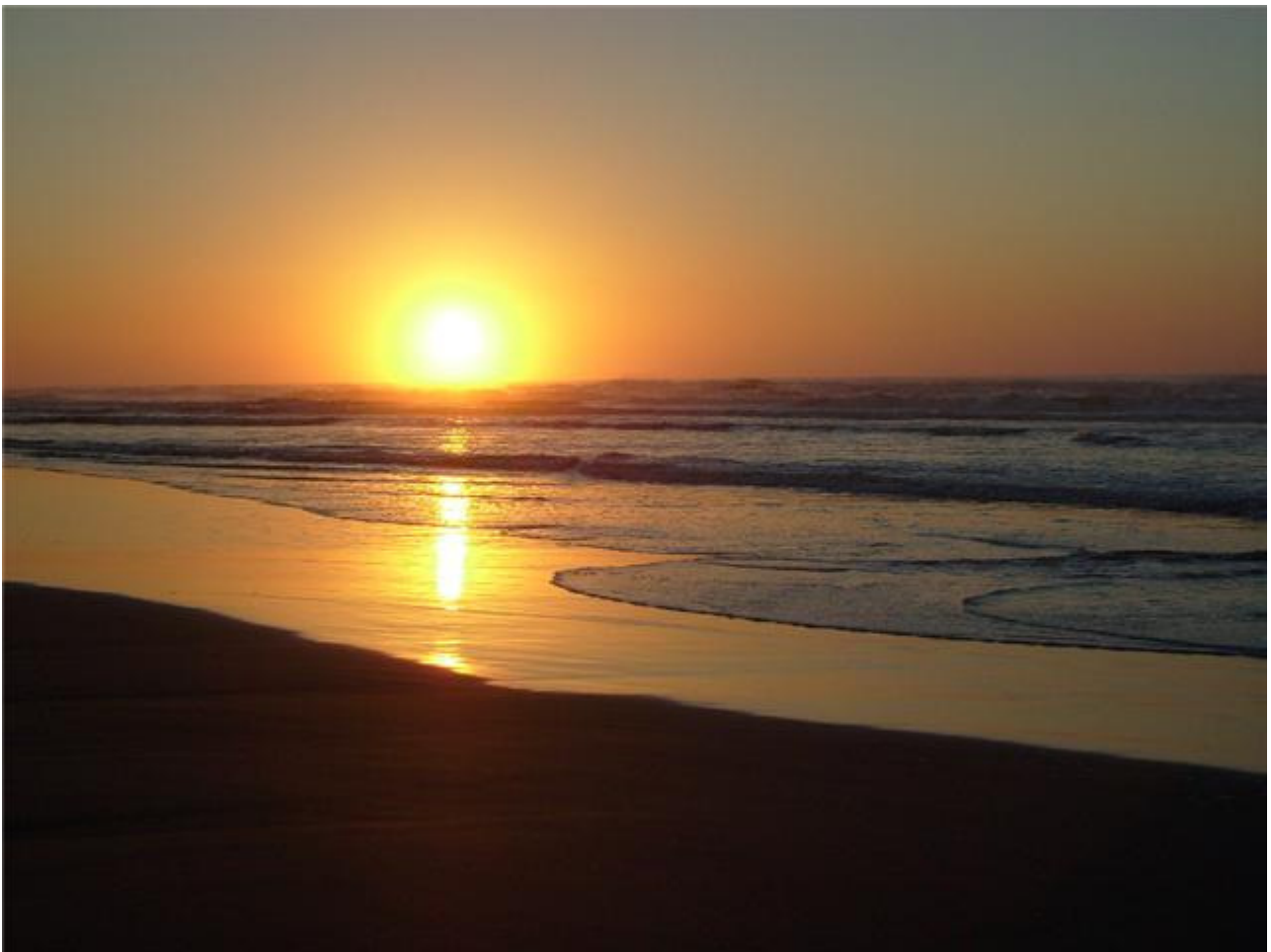


Kleines Lehrbuch der Astronomie und Astrophysik

M. Scholz

Band 12: Die Sonne als Stern



Eigenschaften, Sonnenatmosphäre, innerer Aufbau, Energieerzeugung

M.Scholz

Kleines Lehrbuch der Astronomie und Astrophysik

Band 12: Die Sonne als Stern

Eigenschaften, Sonnenatmosphäre, innerer Aufbau, Energieerzeugung

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 12

Die Sonne als Stern

Eigenschaften, Sonnenatmosphäre, innerer Aufbau, Energieerzeugung

Ausgabe 2009

mathias.scholz@t-online.de

INHALTSVERZEICHNIS

DIE SONNE	2
ALLGEMEINES	2
ROTATION	5
GLOBALES MAGNETFELD	8
DIE SONNE ALS STERN.....	11
DATEN	15
AUFBAU	16
SONNENATMOSPHERE.....	16
PHOTOSPHÄRE.....	17
<i>Das Sonnenspektrum</i>	18
Die Fraunhoferschen Linien.....	25
Elementehäufigkeit	41
<i>Ruhige Sonne – ungestörte Photosphäre</i>	44
Die Granulation	44
Meso- und Supergranulation.....	48
CHROMOSPHERE.....	51
<i>Spektrum</i>	52
<i>Strukturen in der Chromosphäre</i>	55
Spiculen	56
Protuberanzen.....	58
KORONA.....	64
<i>Spektrum</i>	66
<i>Strukturen in der Sonnenkorona</i>	70
Helmet Streamers.....	72
Koronale Löcher.....	74
Loops	76
Koronastrahlen und Kondensationen.....	78
<i>Heizmechanismen</i>	78
INNERER AUFBAU DER SONNE.....	86
DAS STANDARDMODELL DER SONNE - GRUNDGLEICHUNGEN	88
<i>Lösung der Grundgleichungen</i>	89
Randbedingungen.....	90
Zustands- und Materialgleichungen	90
The poor man's sun model (PMSM)	91
ENERGIEERZEUGUNG	98
<i>Das „Wasserstoffbrennen“</i>	98
Die pp-Kette (Bethe-Critchfield)	99
Der CNO-Zyklus (Bethe-Weizsäcker)	101
<i>Temperaturabhängigkeit und Energieerzeugungsraten</i>	103
<i>Energietransport</i>	107
Strahlungstransport.....	107
Konvektion.....	109
<i>Sonnenneutrinos und Standardmodell</i>	112

HELIOSEISMOLOGIE	115
<i>Dopplergramme</i>	116
<i>Solare Oszillationen</i>	118
<i>Modelle</i>	119
Direkte und inverse Methode.....	124
<i>Internes Rotationsverhalten</i>	125

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 Sonne

Im Pergamonmuseum auf der Museumsinsel in Berlin befindet sich seit einiger Zeit wieder die Büste der ägyptischen Königin NOFRETETE. der Frau AMENHOTEPS IV (Regentschaft 1352 – 1336 v.u.Z.). Dieser Pharaon ging in die Geschichte ein, in dem er versuchte, das traditionelle ägyptische Pantheon der Götter mit Amun an der Spitze zu entmachten und dafür einen einzigen, obersten Gott, und zwar Aton, einzusetzen. Er wurde damit – obwohl ihm das selbst sicherlich nicht bewußt war - zum ersten monotheistischen Religionsstifter der Menschheit. AMENHOTEP IV legte daraufhin seinen ursprünglichen Namen ab und nannte sich Echnaton was eigentlich nur „nützlich für den Aton“ bedeutet: Aton ist die Sonnenscheibe. In ihr versinnbildlichten die Ägypter jener Zeit den täglichen Fortbestand der Welt und des Kosmos. In dem die Sonnenscheibe Abend für Abend in die Unterwelt hinabsteigt um am nächsten Morgen wieder neu zu erstehen, offenbarte sich in ihrem täglichen Lauf am Himmel die Kontinuität der Schöpfung. Echnaton hatte aber kein Glück. Nach seinem Tod wurde er als „Ketzerkönig“ verdammt und man versuchte alle Spuren, die an seine Existenz erinnerten, zu tilgen.

Der Monotheismus Echnatons war letztendlich eine religiös motivierte Naturphilosophie. Sie erkennt in der Sonne als Spender von Licht und Wärme die wichtigste Existenzbedingung für das Leben der Menschen auf der Erde. Und auch über 3000 Jahre später ist zu dieser grundlegenden Erkenntnis nichts hinzuzufügen. Nur wissen wir heute, was „Aton“ wirklich ist, wie er funktioniert und wie man sich am besten an einem heißen Sommertag am Strand gegen sein UV-Licht schützen kann...

Astronomisch gesehen ist die Sonne ein Stern wie jeder andere. Von ihrer Art gibt es Abermillionen allein in unserer Milchstraße. Während jedoch ein Stern, der mehrere Lichtjahre entfernt ist, recht gewöhnlich und auch nicht sonderlich aufregend aussieht, kann man das von der Sonne – z.B. durch ein Fernrohr mit einem schmalbandigen Coronado H α -Filter hindurch betrachtet – wahrlich nicht behaupten. Ihre Nähe macht diesen Stern für den Astronomen zu einem außergewöhnlichen Objekt. Die Sonne ist gewissermaßen ein „Modellstern“ (und auch der Einzige), der sich in allen Details untersuchen läßt. Es gibt ganze Observatorien – sowohl auf der Erde als auch im Weltraum – die sich nur mit der Sonnenbeobachtung beschäftigen. Was man dabei herausgefunden hat, soll im Folgenden berichtet werden.

Allgemeines

Die Sonne ist ein Stern der Milchstraße. Sie zieht auf einer fast kreisförmigen Bahn in einer Entfernung von ca. 8200 pc ihre Bahn um das galaktische Zentrum. Dabei dauert ein Umlauf ca. 210 Millionen Jahre. Von der Erde aus erscheint sie als gleisendhelle, scharf begrenzte und völlig runde Scheibe mit einem Durchmesser von etwa einem halben Grad. Seitdem man verläßlich die Entfernung der Erde von der Sonne kennt (im Mittel $1.49598 \cdot 10^{11} \text{ m} = 1 \text{ AU}$), läßt sich aus dem scheinbaren Durchmesser der Sonnenscheibe leicht der wahre Durchmesser der leuchtenden Gaskugel berechnen: $R_{\odot} = 6.96 \cdot 10^8 \text{ m} = 109 \text{ Erdradien}$. Wie noch gezeigt wird, ist es genaugenommen äußerst problematisch von der „Oberfläche“ einer Gaskugel zu sprechen. Eine spezielle Eigenschaft der leuchtenden Atmosphärenschicht der Sonne (der Photosphäre), nämlich ihre im Vergleich zum Sonnendurchmesser verschwin-

dend geringe Dicke (von der Erde aus gesehen unter einer halben Bogensekunde), erlaubt trotzdem eine sehr präzise Durchmesserangabe. In Wirklichkeit nimmt die Gasdichte nach außen natürlich monoton ab. Der Schlüssel zur Erklärung für den scheinbar scharfen „Sonnenrand“ liegt an einer Eigenschaft des solaren Plasmas, welche man als „Opazität“ bzw. „optische Tiefe“ bezeichnet. Diese beiden Begriffe werden im Abschnitt über die Photosphäre im Einzelnen behandelt.

Wenn die Entfernung eines Planeten (z.B. der Erde) zur Sonne bekannt ist, läßt sich eine Aussage über eine weitere wichtige Kenngröße – die Masse – machen. Aus dem 3. Keplerschen Gesetz

$$\frac{a^3}{T^2} = \frac{G}{4\pi^2} (M_{\odot} + M_{\text{Planet}}) \quad [1.1]$$

kann bei bekannter großer Bahnhalfachse a und Umlaufzeit T die Massensumme aus Sonnen- und Planetenmasse leicht berechnet werden. Da die Planetenmasse im Fall der Erde im Vergleich zur Sonne vernachlässigbar klein ist, macht man keinen großen Fehler, wenn man die Massensumme als Sonnenmasse verwendet:

Eine für einen Erdenbürger im Allgemeinen recht angenehme Eigenschaft der Sonnenstrahlung ist, daß sie wärmt. Oder etwas exakter ausgedrückt, auf jeden Quadratmeter Erdoberfläche fällt pro Zeiteinheit eine gewisse Energiemenge S , die ein Maß für die gesamte Strahlungsleistung der Sonne ist. Diese Strahlungsleistung wird als Leuchtkraft L bezeichnet und ist ein wichtiges Charakteristikum für jeden Stern. Um die Leuchtkraft der Sonne zu bestimmen, braucht demnach nur die Größe S – sie wird als Solarkonstante bezeichnet - gemessen werden.

Aus diesem Wert und der Entfernung r der Erde zur Sonne folgt:

$$L = 4\pi r^2 S \quad [1.2]$$

Für die Bestimmung von S gibt es verschiedene Methoden. Relativ gute Ergebnisse liefern z.B. die Pyrheliometer, wie sie auch in der Meteorologie eingesetzt werden. Darunter versteht man ein spezielles Meßgerät, bei dem die einfallende Sonnenstrahlung absorbiert wird und man aus der daraus resultierenden Erwärmung die Solarkonstante S bestimmen kann. Es handelt sich also um eine kalorimetrische Meßmethode. Bei dem sogenannten Kompensationspyrheliometer nach Angström befinden sich in einem Hohlkörper mit einer Eintrittsöffnung für das Sonnenlicht zwei dünne geschwärzte Metallstreifen, von denen der eine von der Sonne bestrahlt wird und sich dabei erwärmt und der andere von einem elektrischen Strom durchflossen wird und sich dabei aufgrund seines Ohmschen Widerstands ebenfalls erwärmt. Der elektrische Strom, der notwendig ist, um beide Metallstreifen auf der gleichen Temperatur zu halten, ist ein Maß für die absorbierte Sonnenenergie. Daraus läßt sich die Solarkonstante S berechnen. Nach bestimmten Korrekturen, die mit der Absorption von Strahlungsanteilen in der Erdatmosphäre zu tun haben, ergibt sich für die Solarkonstante folgender Wert:

$$S = 1.37 \text{ kW /m}^2$$

Eine weitere wichtige Kenngröße für einen Stern ist seine Helligkeit. Im Vergleich zu den Sternen, die man in einer klaren Nacht sieht, ist die Sonne extrem hell. Das liegt natürlich nur an ihrer geringen Entfernung zur Erde. Ein Vergleich wird erst sinnvoll, wenn man die scheinbare Helligkeit eines Sterns

(oder der Sonne) mit einer Helligkeit vergleicht, die der scheinbaren Helligkeit des Sterns in einer genau festgelegten Entfernung entspricht. Oder anders ausgedrückt, Helligkeiten von Sternen sind untereinander nur dann vergleichbar, wenn man ihre scheinbaren Helligkeiten betrachtet, die sie in einer festzulegenden Einheitsentfernung haben würden. Diese Einheitsentfernung ist per definitionem auf 10 pc (=32.6 Lichtjahre) festgelegt worden. Die Helligkeit, die ein Stern in dieser Entfernung hat, bezeichnet man als „Absolute Helligkeit“. Wie man sich leicht vergewissern kann, ist diese Größe (genauer die bolometrische absolute Helligkeit) ein Maß für die Leuchtkraft eines Sterns.

Helligkeiten werden in der Astronomie in Größenklassen angegeben. Das hat in erster Linie historische Gründe. Es hat sich im Laufe der Geschichte eingebürgert, daß man die hellsten Sterne als Sterne 1. Größe und die Schwächsten, also die, die man mit freiem Auge gerade noch wahrnehmen kann, als Sterne 6. Größe bezeichnet. Bei dieser Einteilung spielt ein psychologisches Gesetz eine Rolle, das man aus der Akustik her kennt. Das Empfinden einer Lautstärkedifferenz ist der Logarithmus des Verhältnisses der zu vergleichenden Reizstärken proportional. Dieses Weber-Fechnersche Gesetz („psychophysisches Grundgesetz“) gilt auch beim Vergleich der Intensitäten zweier Lichtquellen. Bezeichnet man mit m_1 und m_2 die Helligkeiten zweier Sterne in Größenklassen (magnitudo) und mit I_1 und I_2 die dazu gehörigen Intensitäten, dann ist nach N. POGSON (1829-1891) (1856):

$$m_1 - m_2 = -2.5 \log \left(\frac{I_1}{I_2} \right) \quad [1.3]$$

Auf diese Weise wird der psychologische Eindruck der Differenz von zwei Sternhelligkeiten auf eine quantitative Basis gestellt und mit den wahren Intensitätsunterschieden in Beziehung gesetzt. Es gilt somit:

$$\frac{I_1}{I_2} = 10^{-0.4(m_1 - m_2)} \quad [1.4]$$

Die durch (1.3) definierte Größenklassenskala hat den Vorteil, daß sie auch auf die Sonne anwendbar ist. Ihre scheinbare Helligkeit beträgt $-26^m.8$.

Gleichung (1.3) gilt natürlich auch für die absolute Helligkeit:

$$M_1 - M_2 = -2.5 \log \left(\frac{I_1}{I_2} \right) \quad [1.5]$$

wobei sich hier die Strahlungsintensitäten auf die Einheitsentfernung von 10 pc beziehen.

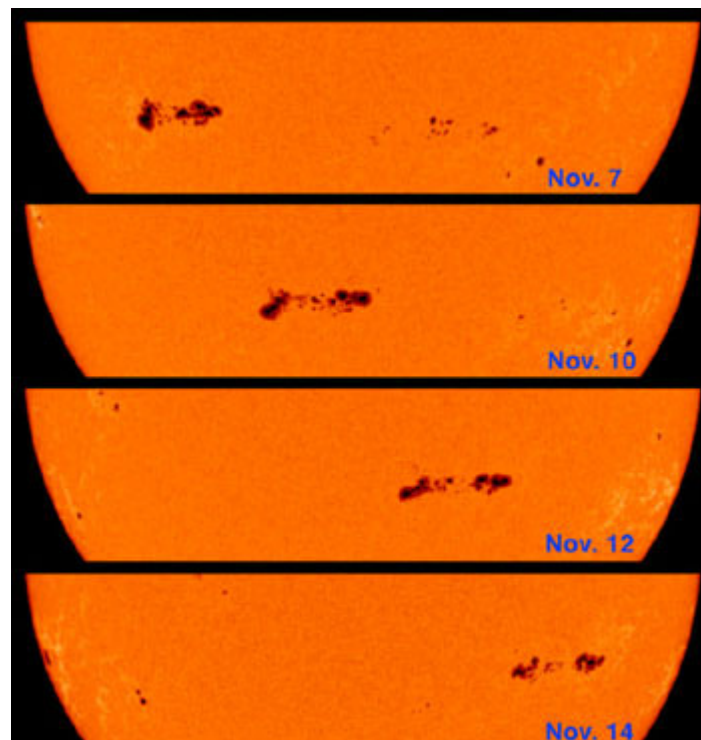
Da die Intensität einer Lichtquelle mit dem Quadrat der Entfernung abnimmt, ist die Differenz zwischen scheinbarer Helligkeit m und absoluter Helligkeit M ein Maß für die Entfernung eines Sterns:

$$m - M = 5 \log r - 5 \quad [1.6]$$

r wird dabei in pc gemessen.

Rotation

Daß die Sonne rotiert erkennt man leicht, wenn man über mehrere Tage hinweg Sonnenflecken beobachtet. Schon GALILEO GALILEI (1564-1642) war 1610 bei seinen Sonnenbeobachtungen aufgefallen, daß sich die dunklen Flecken – zumindest die langlebigen unter ihnen – innerhalb von etwa 2 Wochen von Ost nach West über die Sonnenscheibe bewegen. Er erkannte, daß die Flecken wahrscheinlich Objekte der Sonnenoberfläche sind und die Sonne sich als Ganzes in etwa einem Monat um ihre eigene Achse dreht. Außerdem fiel ihm auf, daß die Fleckenbahnen keine Geraden, sondern Kreisbögen sind woraus er schlußfolgerte, daß die Sonnenachse gegenüber der Ebene der Erdbahn eine gewisse Neigung haben muß.



An der Wanderung der Sonnenflecke über die Sonnenscheibe erkannte Galileo Galilei und Christoph Scheiner die Rotation der Sonne

Ungefähr zur gleichen Zeit begann auch der schwäbische Jesuiten-Pater CHRISTOPH SCHEINER (1573-1650) mit systematischen Sonnenbeobachtungen. Die Ergebnisse seiner Beobachtungen legte er 1630 in seinem Hauptwerk „*Rosa Ursina sive Sol*“ nieder. Neben einer ausführlichen Beschreibung des Phänomens der Sonnenflecke enthält es eine für damalige Verhältnisse recht genaue Bestimmung der Rotationsdauer der Sonne sowie ihrer Achsenneigung.

1859 begann der britische Astronom RICHARD CHRISTOPHER CARRINGTON (1826-1876) die Sonnenrotation anhand der Bewegung der Sonnenflecken über die Sonnenscheibe genauer zu untersuchen. Er fand dabei überraschenderweise eine breitenabhängige Rotationsdauer. Am Sonnenäquator dauert eine Sonnenrotation ungefähr 25 Tage, bei 45° heliographischer Breite aber 27.5 Tage. In Richtung zu den Polen nimmt sie weiter zu. Diese Erscheinung wird als differentielle Rotation bezeichnet und der mathematische Zusammenhang zwischen heliographischer Breite und

Rotationsdauer „Rotationsgesetz“. Damit war bewiesen, daß zumindest die sichtbaren äußeren Regionen der Sonne auf jeden Fall gasförmig sein müssen. Dieser Befund konnte von GUSTAF KIRCHHOFF (1824-1887) und ROBERT BUNSEN (1811-1899) untermauert werden, in dem sie zeigten, daß die Entstehung der Fraunhoferschen Absorptionslinien im ansonsten kontinuierlichen Sonnenlicht eine „kühle“ Gasschicht voraussetzt.

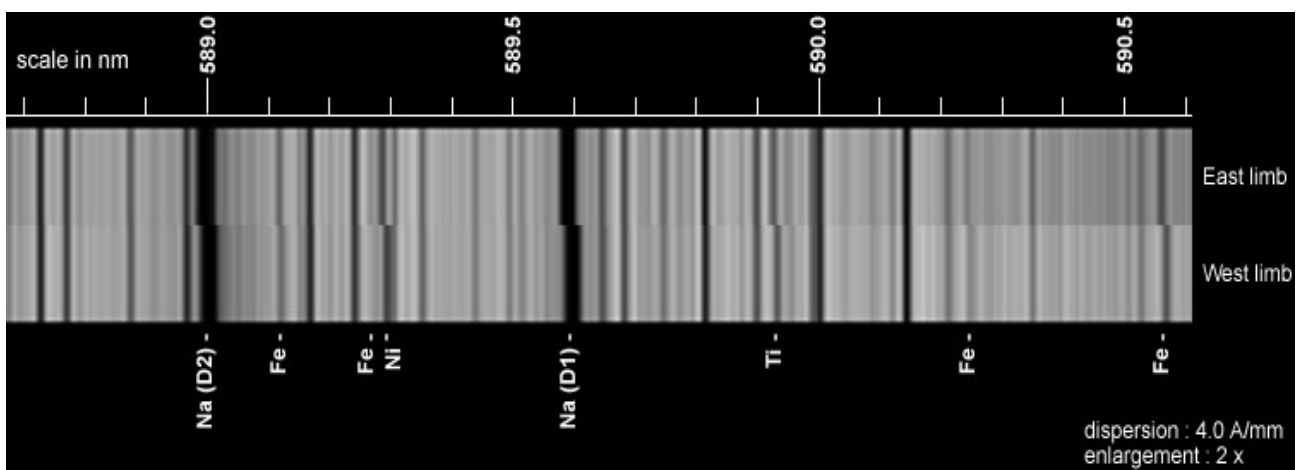
Die Bestimmung der differentiellen Rotation aus der Beobachtung von Fleckpositionen ist nicht ganz unproblematisch. Man weiß nicht genau, inwieweit Eigenbewegungseffekte der Flecken das Ergebnis verfälschen. Zwar lassen sich derartige Effekte statistisch leicht herausfiltern. Trotzdem hat man nach alternativen Meßmethoden gesucht. Die Spektroskopie – oder genauer die Ableitung der Rotationsgeschwindigkeit aus der Linienverschiebung, die sich durch den Doppler-Effekt ergibt – hat sich als sehr hilfreich erwiesen.

Unter dem Doppler-Effekt versteht man die Abweichung der gemessenen Wellenlänge $\Delta \lambda$ einer Spektrallinie in Bezug auf die im (ruhenden) Labor gemessene Wellenlänge λ_0 wenn sich die emittierende Strahlungsquelle relativ zum Laborsystem mit einer bestimmten Radialgeschwindigkeit v_r bewegt. In diesem Fall gilt für $|v_r| \ll c$:

$$\Delta \lambda = \lambda - \lambda_0 = \frac{v_r}{c} \lambda \quad [1.7]$$

wobei c die Vakuum-Lichtgeschwindigkeit ist.

Bewegt sich die Lichtquelle von uns weg ($v_r > 0$), dann kommt es zu einer Verschiebung in Richtung größerer Wellenlängen („Rotverschiebung“). Im entgegengesetzten Fall beobachtet man dagegen eine „Blauverschiebung“. Da man gewöhnlich die Wellenlänge einer Spektrallinie im Labor sehr genau messen kann, läßt sich aus der beobachteten Wellenlängendifferenz auf die Radialgeschwindigkeit der Quelle schließen.



Von der Sonnenrotation verursachte Dopplerverschiebung der Na-D-Linien im Sonnenspektrum. Die Absorptionslinien, die keine Verschiebung zeigen, werden durch die Erdatmosphäre verursacht.

Rotation

Indem man ein hochauflösendes Sonnenspektrum jeweils vom östlichen und vom westlichen Sonnenrand (bei gleicher heliographischer Breite) aufnimmt, läßt sich aus der Dopplerverschiebung mit (1.7) leicht die Radialgeschwindigkeit und damit die Rotationsgeschwindigkeit der Sonne bestimmen. Da sich der westliche Sonnenrand von uns weg bewegt (Rotverschiebung) und der östliche auf uns zu (Blauverschiebung), ist die Verschiebung doppelt so groß und man benötigt nicht einmal die Laborwellenlänge einer Linie, um v_r zu bestimmen. Man muß lediglich die beiden Linienpositionen genau vermessen und ihren Abstand $2 \Delta \lambda$ bestimmen.

Der Messung der Rotationsgeschwindigkeit der Sonne mit spektroskopischen Mitteln sind nicht nur instrumentelle sondern auch natürliche Grenzen gesetzt. Das Gas in der Photosphäre besitzt selbst eine rotationsunabhängige, eigene Bewegungskomponente, die man z.B. in der auf- und ab- Bewegung der Materie bei der Granulation beobachten kann.

Die folgende Tabelle gibt die breitenabhängige Rotationsperiode der Sonne an, wie sie aus Sonnenfleckensbeobachtungen und aus dem Dopplereffekt abgeleitet wurden.

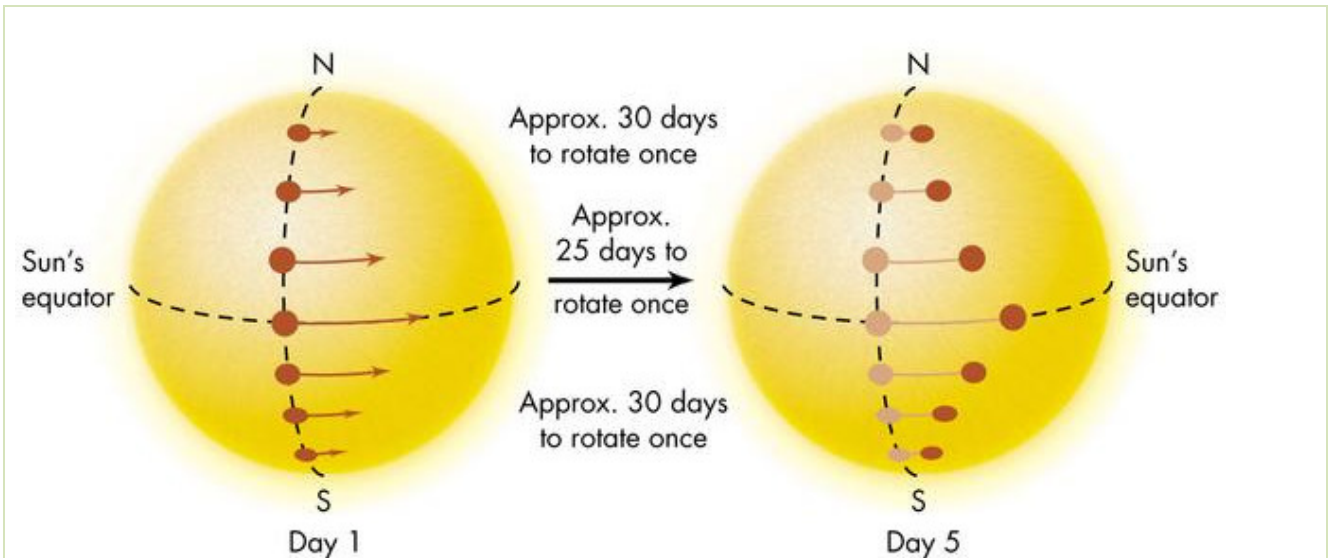
Heliographische Breite	Dopplereffekt (Tage)	Sonnenflecken (Tage)
0°	25.1	25.6
10°	25.2	25.7
20°	25.6	26.0
30°	26.4	26.6
40°	27.3	27.7
50°	29.3	
60°	31.4	
70°	33.6	
80°	33.5	

Mit dem Dopplereffekt kann man auch die Rotationsgeschwindigkeit bei heliographischen Breiten oberhalb von 40° messen, wo gewöhnlich keine Sonnenflecke mehr auftreten.

Die Rotationsgeschwindigkeit v (in m/s) läßt sich in Abhängigkeit der heliographischen Breite B auch durch folgende empirisch aus Dopplermessungen bestimmte Beziehung berechnen (SCHERRER et.al. 1980):

$$v = 2030 - 278 \sin^2 B - 278 \sin^4 B \quad [1.8]$$

Die Ursache für die differentielle Rotation ist in der Konvektionszone im Sonneninneren zu suchen wobei die einzelnen Strömungsvorgänge, die dazu führen, noch nicht gut verstanden sind. Mit modernen satellitengestützten Methoden und mittels komplizierter Modellrechnungen versucht man deshalb detailliert die Strömungsverhältnisse (und das Eigenschwingungsverhalten) der Sonne zu untersuchen um den dynamischen Vorgängen unterhalb der Photosphäre auf die Spur zu kommen. Stichpunkt hier ist der Begriff „Helioseismologie“. Darüber wird noch zu berichten sein.



Auswirkung der differentiellen Rotation auf die relative Lage von Sonnenflecken in unterschiedlichen heliographischen Breiten.

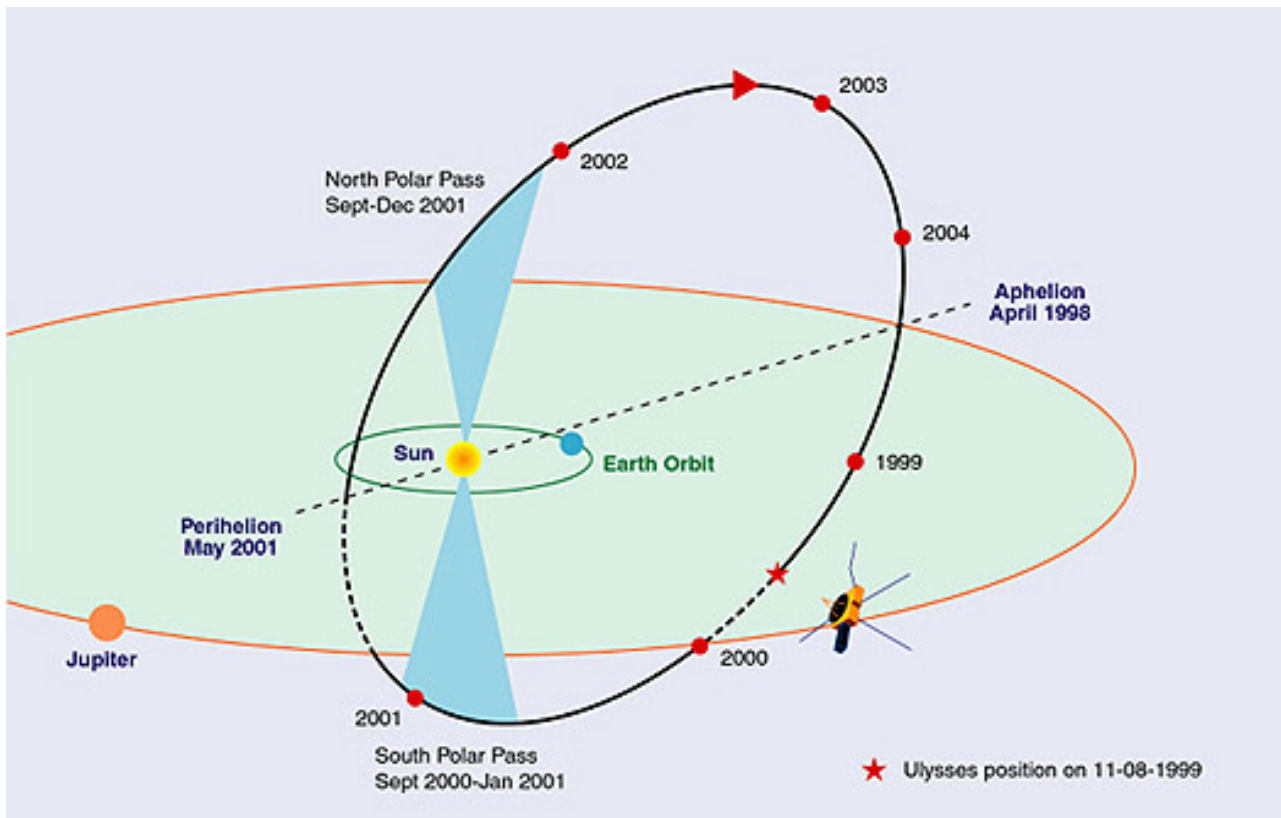
Globales Magnetfeld

Die Sonne ist ein Magnet. So ähnlich könnte man die Entdeckung von HAROLD DELOS BABCOCK (1882-1968) umschreiben, dem es mittels eines selbstkonstruierten Magnetographen 1948 gelang, das allgemeine Magnetfeld der Sonne nachzuweisen. Dieses Magnetfeld hat ungefähr eine Dipolstruktur und eine Feldstärke in der Größenordnung von 10^{-4} Tesla. Das liegt weit unter den Magnetfeldstärken, die in und in der Nähe von aktiven Regionen der Photosphäre (z.B. Sonnenflecken) gemessen werden. Dort werden Feldstärken bis zu 0.5 Tesla erreicht.

Im Gegensatz zum Magnetfeld der Erde ist das solare Magnetfeld hochgradig veränderlich und eng an den 11-jährigen Aktivitätszyklus gekoppelt. Der Höhepunkt dieses Zyklus ist z.B. mit der Umpolung des globalen solaren Magnetfelds verbunden. Der magnetische Nordpol wird zum Südpol und der Südpol zum magnetischen Nordpol. Optisch kann man die großräumige Struktur des solaren Magnetfeldes am Aussehen der Sonnenkorona bei einer totalen Sonnenfinsternis erahnen. Ihr unterschiedliches Aussehen zu Zeiten der ruhigen und zu Zeiten der aktiven Sonne wird durch das globale solare Magnetfeld maßgeblich mitbestimmt. Zu erwähnen sind in diesem Zusammenhang die sogenannten Polarstrahlen der Korona, die besonders während Phasen geringer solarer Aktivität auffallen. Sie zeichnen in etwa die Lage der magnetischen Kraftlinien nach.

Daß das solare Magnetfeld signifikante Abweichungen zu einem klassischen Dipolfeld zeigt, brachten die Messungen der sehr erfolgreichen Sonnensonde „Ulysses“ ans Licht. Die Sonnensonde wurde nach einer nichteingepplanten Verzögerung (Challenger-Katastrophe) im Oktober 1990 mit dem Space-Shuttle „Discovery“ auf eine Erdumlaufbahn gebracht und von dort aus auf eine Bahn zum Riesenplaneten Jupiter eingeschossen. Ziel dieses Manövers war es, „Ulysses“ unter Ausnutzung der Jupiter-Schwerkraft durch ein gewagtes Swing-by auf eine Bahn zu bringen, die sie über die Pole der Sonne führte. Man wollte durch diese Aktion den Sonnenwind und das globale Magnetfeld der Sonne

außerhalb der ekliptikalen Ebene erforschen. Bei den ersten Polpassagen 1994 und 1995 war die Sonnenaktivität relativ gering während man bei den Passagen der Jahre 2000 und 2001 gerade ein Aktivitätsmaximum vorfand (inkl. Umpolung). Die erste Überraschung war, daß sich das globale solare Magnetfeld dahingehend von einem typischen Dipolfeld unterscheidet, das sich die aus- und eintretenden Magnetfeldlinien nicht wie erwartet an den magnetischen Polen konzentrierten. Die magnetische Feldstärke zeigte vielmehr eine gleichmäßige, von der heliographischen Breite nur schwach abhängige Verteilung. Das führt übrigens zu der beobachteten Auffächerung des polaren Sonnenwindes. Hier existiert eine enge Verflechtung zwischen abströmenden Sonnenwind und solarem Magnetfeld, die sich gegenseitig beeinflussen.



Die Bahn der Sonnensonde Ulysses führt über die Pole der Sonne.

Magnetfelder

Magnetische Felder sind eine spezielle Ausprägung des elektromagnetischen Feldes. Sie entstehen, wenn sich Ladungen relativ zu einem ruhenden Bezugssystem bewegen und dabei einen „elektrischen Strom“ (z.B. in einem Kupferleiter oder in einem leitfähigen Plasma) bilden. Das gilt auch für die intrinsischen Magnetfelder, wie sie in Form von magnetischen Momenten viele Elementarteilchen besitzen. Als kollektives Phänomen sind sie unter bestimmten Bedingungen in der Lage, makroskopische Magnetfelder auszubilden, wie man es beispielsweise von Permanentmagneten her kennt.

Physikalisch gibt es jedoch keinen „selbständigen“ Magnetismus. Er existiert nur im Zusammenhang mit der Bewegung von elektrischen Ladungen relativ zum Bezugssystem eines Beobachters und ist – wie Albert Einstein 1905 zeigen konnte – nur der relativistische Teil eines elektrischen Feldes. Man kann das folgendermaßen zeigen: Gegeben seien zwei Ladungen q_1 und q_2 , die zum Zeitpunkt t_0 den

Abstand r haben und sich für einen ruhenden Beobachter mit der Geschwindigkeit v_1 bzw. v_2 nach rechts bewegen. Dabei wird stillschweigend vorausgesetzt, daß das elektrische Feld E am Ort der Ladung q_2 homogen ist. Die Kraft zwischen beiden Ladungen ist die Coulombkraft F_C . Für die elektrische Feldstärke gilt dann:

$$\mathbf{E} = \frac{\mathbf{F}_C}{q_2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1}{r^3} \mathbf{r} = \frac{n}{A} \frac{\mathbf{r}}{r}$$

Dabei durchsetzen n Feldlinien die senkrecht zum Richtungsvektor \mathbf{r} ausgerichtete Fläche $A = l_1 l_2$ (wobei l_1 die Länge in Bewegungsrichtung ist), woraus für den Betrag der Coulombkraft F_C

$$|F_C| = \frac{n}{l_1 l_2} q_2$$

folgt. Nach der speziellen Relativitätstheorie erscheint für einen Beobachter, in dessen Bezugssystem die Ladung q_2 ruht, die Länge l_1 wegen $v_1 > v_2$ verkürzt, d.h.

$$l'_1 = l_1 \sqrt{1 - \beta^2}, \quad \text{mit } \beta = v/c^2 \text{ (Lorentz-Faktor)}$$

(v =Relativgeschwindigkeit zwischen v_1 und v_2 gemäß dem (speziell-relativistischen) Additionstheorem für Geschwindigkeiten)

Das bedeutet, da sich zwar die Anzahl der Kraftlinien für beide Beobachter nicht ändert, sich aber die Kraftliniendichte für den mitbewegten Beobachter erhöht:

$$F'_C = \frac{n q_2}{l'_1 l_2} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2} \frac{1 - \frac{v_1 v_2}{c^2}}{\sqrt{\left(1 - \frac{v_1^2}{c^2}\right) \left(1 - \frac{v_2^2}{c^2}\right)}}$$

In dem man die Wurzelausdrücke in eine Reihe entwickelt und anschließend alle Glieder ab dritter Ordnung vernachlässigt, erhält man

$$F'_C = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2} \left(1 + \frac{(v_1 - v_2)^2}{2c^2} \right)$$

Insgesamt gibt es vier Fälle, die sich aus der Kombination von Ladungen unterschiedlichen Vorzeichens ergeben. Aufsummiert erhält man als Gesamtzusatzkraft

$$(\Delta F_C)_g = - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2} \frac{v_1 v_2}{c^2}$$

Vergleicht man diesen Ausdruck mit dem Coulomb'schen Gesetz, dann erkennt man, daß eine zusätzliche Kraftkomponente auftritt, die für einen Strom I von $q = Ne$ Ladungsträger, die sich über die Länge l mit der Geschwindigkeit v bewegen, wegen $Il = qv$ zu

$$(\Delta F_C)_g = - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{(I_1 l_1)(I_2 l_2)}{r^2 c^2}$$

(Maximalwert, gemessen 90° zur Richtung des Geschwindigkeitsvektors)

ergibt. In dem man die Größe $B = F/Il$ einführt, erhält man wegen $I_1 l_1 = I_2 l_2 = Il$

den bekannten Ausdruck für das Biot-Savartsche Gesetz:

$$B = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Il}{r^2 c^2} = -\frac{1}{4\pi\mu_0} \frac{Il}{r^2}$$

Damit ist die Verbindung zu einem Magnetfeld mit der Feldstärke $H = B/\mu_0$ hergestellt.

Überall, wo in der Natur Magnetfelder auftreten, hat man es genaugenommen mit relativistischen Effekten zu tun. Wie man leicht nachrechnen kann, liefern bereits die geringen Elektronengeschwindigkeiten in elektrischen Leitern sehr starke Magnetfelder. Das gilt natürlich auch für die geladenen Teilchen im solaren Plasma, wo aufgrund der hohen Temperaturen sehr große Elektronen- und Ionendichten erreicht werden.

Die grundlegenden Zusammenhänge zwischen elektrischen und magnetischen Feldern werden durch die Maxwell'schen Gleichungen beschrieben. Auf ihrer Grundlage kann man die Wechselwirkung von magnetischen und elektrischen Feldern mit den geladenen Teilchen eines Plasmas erklären und ihr dynamisches Verhalten berechnen, in dem man Plasmaströmungen als Fluide auffaßt. Das Teilgebiet der Physik, welches sich mit derartigen Aufgabenstellungen beschäftigt, ist die Magnetohydrodynamik. Sie hat in der Astrophysik eine sehr große Bedeutung.

Die Sonne als Stern

Unsere Sonne ist ein mehr oder weniger typischer Hauptreihenstern, wie man ihn in unserem Milchstraßensystem allenthalben finden kann. Auch ihr Alter von $4.6 \cdot 10^9$ Jahre ist nicht weiter ungewöhnlich. Genaugenommen befindet sie sich gegenwärtig gut in der Mitte ihres Lebens als Hauptreihenstern. Aufgrund ihrer Masse von $1.9884 \cdot 10^{30}$ kg kann man heute recht sicher voraussagen, daß sie noch ungefähr 8 Milliarden Jahre vor sich hat, bis sie in Form eines Weißen Zwergsterns ein stabiles Endstadium erreichen wird. Zuvor wird sie sich noch zu einem roten Riesenstern aufblähen und zum Schluß einen – hoffentlich hübschen – planetarischen Nebel entstehen lassen.

Vom Standpunkt des Astronomen, der sich hauptsächlich mit weit entfernten Sternen beschäftigt, ist die Sonne also nichts wirklich Besonderes, eher ein recht einfaches „Ding“, daß sich durch relativ wenige Parameter – zu nennen sind z.B. Leuchtkraft, Leuchtkraftklasse, effektive Temperatur, Spektraltyp und Masse - vollständig beschreiben läßt. Anders sieht es aus, wenn man sie vom Standpunkt unserer Erde aus betrachtet. Nicht nur, daß sie auch für die Astronomen auf der Erde lebensnotwendig ist. Sie ist aufgrund ihrer Entfernung von gerade einmal 149 Millionen Kilometer im Gegensatz zu allen anderen Sternen als flächenhaftes Objekt sichtbar und kann deshalb mit hoher räumlicher Auflösung beobachtet werden. Auf diese Weise „wandelt“ sich dieser einfache G2-Stern zu einem hochkomplizierten Objekt mit einer Vielzahl von Erscheinungen und Prozessen in seiner Atmosphäre, die nicht immer einfach zu beobachten, zu beschreiben und auch nicht einfach zu erklären sind. In dem wir die Sonne in allen Details erforschen, gewinnen wir auch Einsichten über die Entwicklung und das „Funktionieren“ anderer Sterne, die uns bekanntermaßen auch in den größten Teleskopen nur als Lichtpunkte erscheinen. Deshalb ist die Sonne für die stellare Astrophysik „der Musterstern“, dessen Erforschung zugleich hilft, auch die anderen stellaren Bewohner unseres Kosmos besser zu verstehen.

Die Zukunft der Sonne

Unsere Sonne existiert seit etwa 4.6 Milliarden Jahren, wobei sie 99% dieser Zeit in einem stabilen Hauptreihenstadium verbracht hat, das mindestens noch weitere 6 Milliarden Jahre anhalten wird. Dieses Hauptreihenstadium ist dadurch gekennzeichnet, daß während dieser Zeit die Sonne ihren Energiehaushalt durch Wasserstoffusionsprozesse in ihrem Kernbereich bestreitet. Dabei wird ihre Leuchtkraft langsam aber stetig weiter zunehmen und zwar derartig, daß es bereits in 500 Millionen Jahren auf der Erde zunehmend ungemütlicher wird.

Die zukünftige Entwicklung unserer Sonne – oder allgemeiner, die eines Hauptreihensterns mit einer Masse von ungefähr 1 Sonnenmasse – läßt sich mittels der Theorie der Sternentwicklung prinzipiell vorhersagen. Dabei interessiert vor allem, wie sich a) die Leuchtkraft und b) der Durchmesser im Laufe der Zeit entwickelt und welche Energieerzeugungsmechanismen in den einzelnen Entwicklungsphasen den Stern stabil halten. Und natürlich die Frage, welche Auswirkungen haben diese Entwicklungen auf unser Planetensystem und insbesondere auf die Erde?

Problematisch in der Prognose sind immer die Phasen im Leben eines Sterns, die mit einem größeren Masseverlust verbunden sind. Das liegt daran, daß die physikalischen Bedingungen im Zentralbereich der Sterne, also dort, wo durch Kernfusion deren Energie erzeugt wird, stark masseabhängig sind. Deshalb kann auch nicht mit absoluter Sicherheit vorhergesagt werden, ob die Sonne beim Übergang in das Rote Riesen-Stadium soweit expandiert, daß die Erde in ihrem Inneren verschwindet.

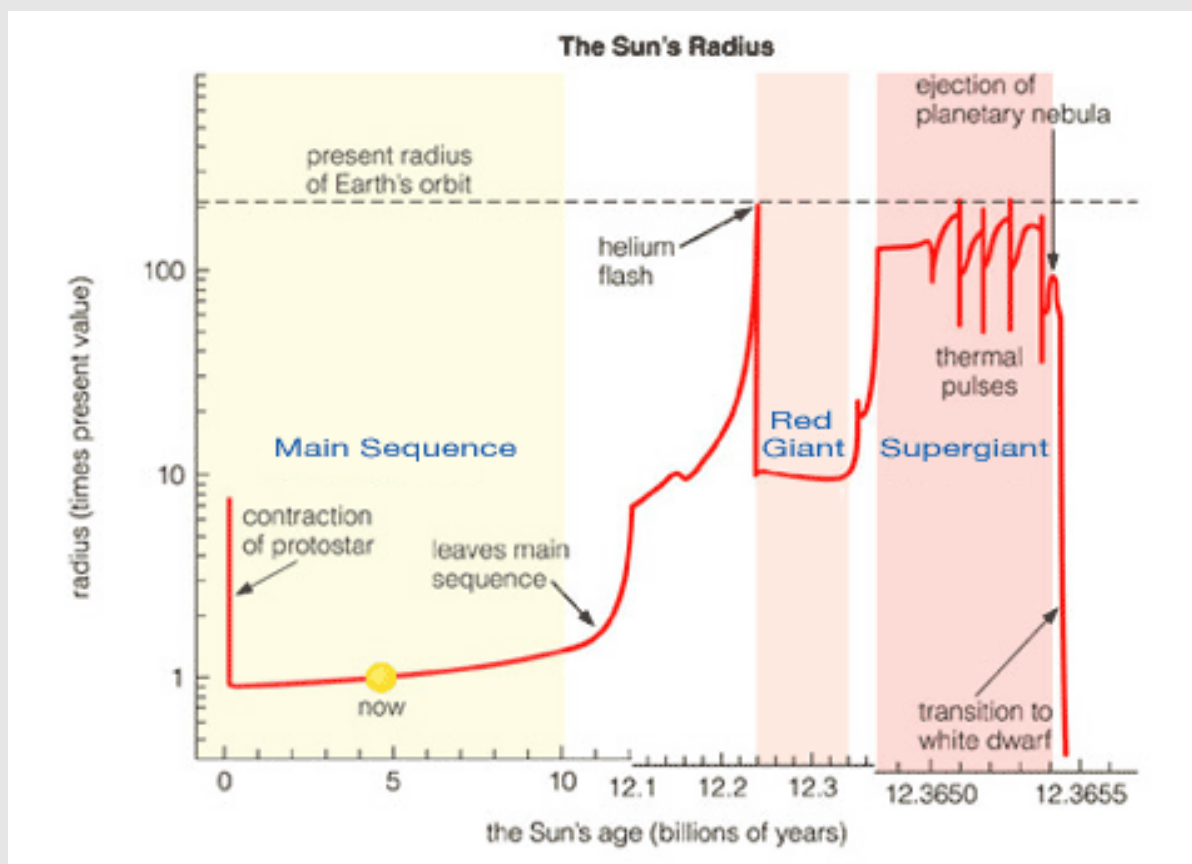
Als vor etwa 4.6 Milliarden Jahren die Sonne bei der Kontraktion einer interstellaren Gas- und Staubwolke entstanden ist, bestand sie zu 73% aus Wasserstoff, zu 25% aus Helium und zu ca. 2% aus den sogenannten „Metallen“ (das sind in der Astrophysik alle Elemente schwerer als Helium). Da ihr Inneres zu jener Zeit bis zum Zentrum konvektiv war, war diese Elementezusammensetzung überall im Stern gleich, d.h. es gab in dieser Beziehung keinen Unterschied zwischen Kernbereich und Sternatmosphäre. Als sich nach einigen Anfangsinstabilitäten (z.B. T-Tauri Stadium) im Sonnenkern eine Zone ausgebildet hatte, wo selbstregulierend Wasserstoff zu Helium fusionierte, mußte sich im Laufe der Zeit in diesem Bereich zwangsläufig die Zusammensetzung ändern. Man vermutet, daß der innerste Kernbereich heute (d.h. nach mehr als 4 Milliarden Jahre Wasserstoffbrennens) aus ca. 35% Wasserstoff, 63% Helium und 2% „Metallen“ besteht, während die Sonnenatmosphäre im Wesentlichen immer noch die ursprüngliche Zusammensetzung aufweist. Da der Wasserstoffgehalt im Kern im Laufe der Zeit kontinuierlich abnimmt und das bei der Wasserstoffusion entstehende schwerere Helium an den Kernprozessen nicht teilnimmt, muß aus Stabilitätsgründen der Sonnenkern langsam schrumpfen was zu einer Temperaturerhöhung und damit zu einem effektiveren Wasserstoffbrennen führt. Das bedeutet letztendlich, daß die Leuchtkraft im Laufe der Zeit langsam ansteigt, da sich die Energieproduktionsrate mit steigender Temperatur erhöht. So ist die Leuchtkraft der Sonne seit dem Zeitpunkt, als sie die Hauptreihe erreicht hat, bis heute um ca. 30% angestiegen. In den nächsten 1.2 bis 1.3 Milliarden Jahren wird ihre gesamte Abstrahlung um weitere 10% anwachsen. Nach dem Stefan-Boltzmann'schen Gesetz entspricht das zwar nur einem Zuwachs der effektiven Temperatur um etwa 150 K. Die Auswirkungen auf die Erde werden jedoch dramatisch sein.

In ungefähr 6.4 Milliarden Jahren wird die Sonne eine Leuchtkraft von ca. $2.2 L_{\odot}$ erreichen und ihr Kernbereich zunehmend an Wasserstoff verarmen. Sie versucht dann dieses Defizit durch eine Kontraktion des Kerns auszugleichen, was jedoch aufgrund des Virialsatzes nur zu einer weiteren Erhöhung der Leuchtkraft über die nächsten 700 Millionen Jahre führt. Konkret bedeutet das, daß die Sonne auf das 2.3-fache ihres heutigen Durchmessers anwachsen und die Leuchtkraft das 2.7-fache der heutigen Leuchtkraft erreichen wird. Der Planet Mars wird dann in etwa den gleichen Energieeintrag erhalten wie die Erde heute.

Ab diesem Moment beginnt eine zwar kurze (gemessen an der Dauer des Hauptreihenstadiums), aber sehr turbulente und aufregende Phase im Leben der Sonne. Sobald der Wasserstoffanteil im

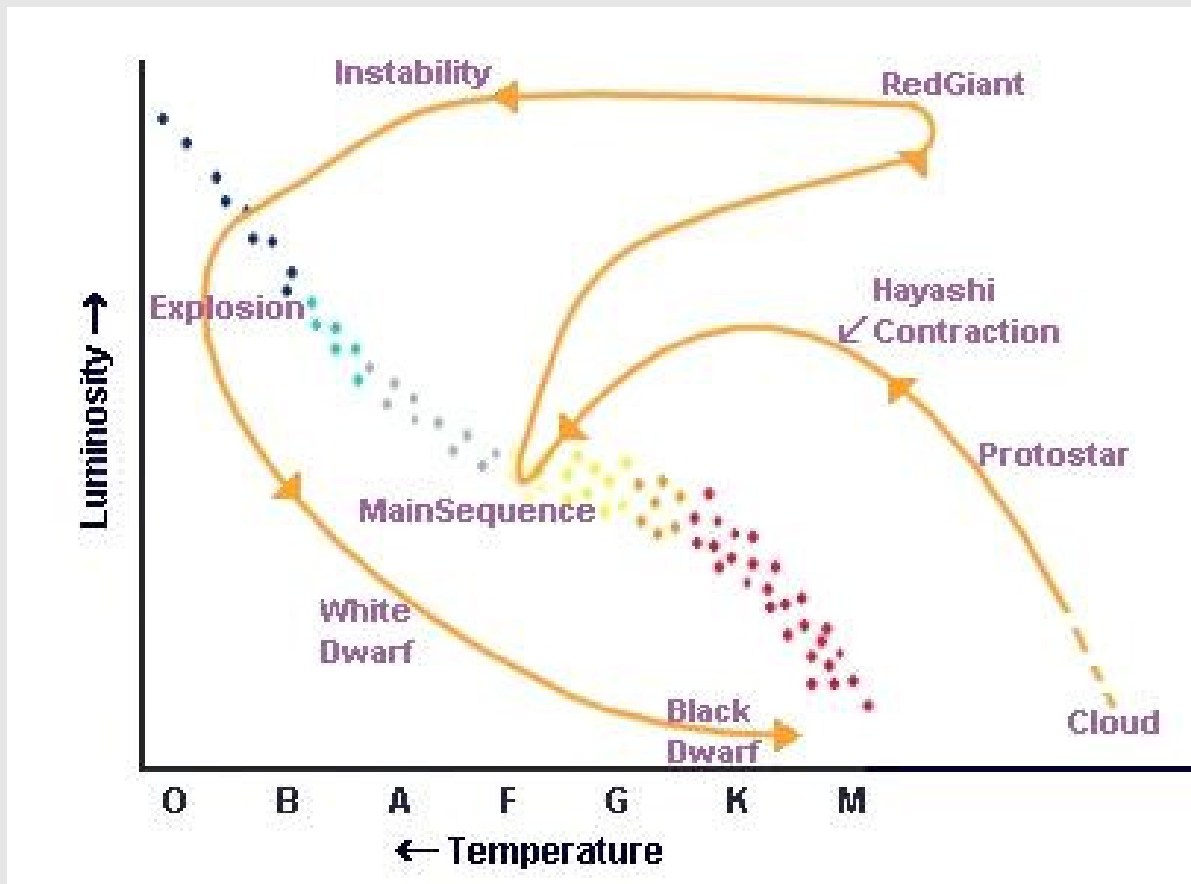
Die Sonne als Stern

Sonnenkern unter 12% abgesunken ist, wird sich eine dicke, den Heliumkern umgebende Schale ausbilden, in der die Wasserstofffusion fortgeführt wird. Die physikalischen Bedingungen im heliumreichen Kern reichen aber vorerst noch nicht aus, um auch darin Kernfusionsprozesse zu zünden. Mit dem Beginn des Schalenbrennens verläßt die Sonne endgültig die Hauptreihe im Hertzsprung-Russel-Diagramm und beginnt mit ständig zunehmender Leuchtkraft und weiterer Vergrößerung des Durchmessers in Richtung Riesenast zu wandern. Da dieser Vorgang mit einer Aufblähung des Sterns auf das über 170-fache des heutigen Durchmessers bei gleichzeitig sinkender effektiver Temperatur und (wegen der Vergrößerung der strahlenden Oberfläche) mit einer Erhöhung der Leuchtkraft auf über $2000 L_{\odot}$ verbunden ist, stellt dieser Vorgang den Übergang in das Rote Riesen-Stadium dar. Außerdem nimmt der Sonnenwind massiv an Stärke zu was dazu führt, daß rund 38% der Sonnenmasse in den kosmischen Raum abgeblasen wird. Dieser Masseverlust ist auch die Ursache dafür, daß die Erdbahn weiter nach außen wandert und so wahrscheinlich ihrer vollständigen Zerstörung entgehen kann. Merkur und Venus werden aber auf jedem Fall im Inneren des Roten Riesensterns verschwinden.



Aber auch das Schalenbrennen im Innern der Sonne wird aufgrund des Wasserstoffverbrauchs schnell immer uneffektiver. Der Kern beginnt wieder zu kontrahieren wobei die einsetzende Elektronenentartung die Kerntemperaturen auf über 100 Millionen K treibt, also auf einen Wert, wo ein neuer Kernfusionsprozeß zünden kann. Es handelt sich dabei um den Tripel-Alpha-Prozeß, bei dem aus Heliumkernen über die Zwischenstufe Beryllium Kohlenstoffatome aufgebaut werden. Die Kohlenstoffatome können sich wiederum durch den Einfang von α -Teilchen in Sauerstoffatome umwandeln. Es kommt zu einer dramatischen Schrumpfung der Sonne, wodurch die Leuchtkraft absinkt und ein neuer stabiler Zustand erreicht wird der solange anhält, wie das Heliumbrennen im Kern genügend Energie liefert. Das sind einige 100 Millionen Jahre. Sollte die Erde diesen „*first red-giant peak*“ überlebt haben, dann liegt ihre Oberflächentemperatur auf der Sonnenseite jetzt bei über

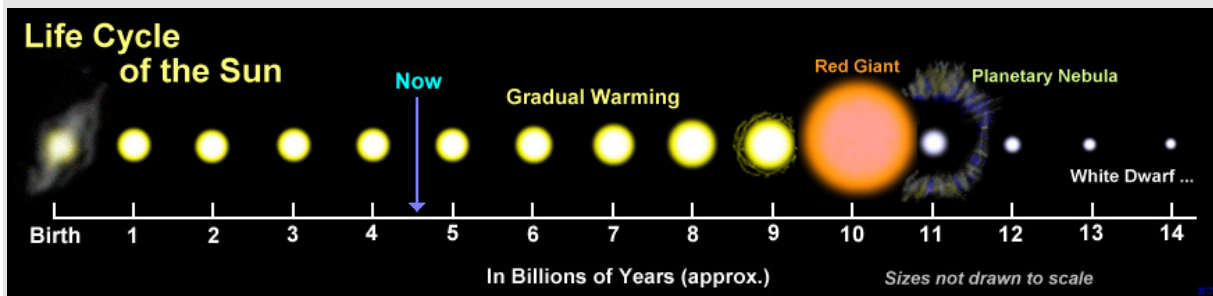
600° C. So etwas wie eine Atmosphäre hat sie dann aber nicht mehr (ihre Hydrosphäre hat sie bereits viel früher aufgrund eines ausufernden Treibhauseffektes verloren).



Aus physikalischen Gründen ist der Aufbau von Elementen mit einer Ordnungszahl größer 8 (also Sauerstoff) in massearmen Sternen unterdrückt. Erst bei Sternen ab einer Masse von rund 4 Sonnenmassen kann auch durch Kohlenstoffbrennen Energie erzeugt werden. Derartige Kernreaktionen sind aber bei der Sonne aufgrund ihrer geringen Masse (z.Z. des Heliumbrennens $\sim 0.6 M_{\odot}$) nicht möglich. Deshalb passiert jetzt quasi das Gleiche, wie beim Erlöschen des Wasserstoffbrennens im Sonnenkern am Ende ihrer Hauptreihenexistenz. Im Kern, der sich aufgrund der guten Wärmeleitfähigkeit des entarteten Elektronengases weitgehend isotherm verhält, sammelt sich Kohlenstoff und Sauerstoff an was dazu führt, daß er irgendwann als Fusionsreaktor inaktiv wird. Das Heliumbrennen verlagert sich in eine Schale, die langsam nach außen wandert. Auch darin ist das Elektronengas entartet und bestimmt den Gasdruck allein. Damit fällt ein wichtiger Regelmechanismus weg, der im Hauptreihenstadium zu der außergewöhnlichen Stabilität dieser Sterne beigetragen hat. Während in einem normalen Gas eine lokale Erhöhung der Energiefreisetzungsrate eine Volumenvergrößerung eines Masseelements bewirkt (wobei die zusätzliche zugeführte Energie soweit verbraucht wird, bis wieder Stabilität eintritt – ein typischer Fall von Kühlung), ist das in einem entarteten Gas nicht möglich. Eine Erhöhung der Energiefreisetzungsrate in einer heliumbrennenden Schale hat quasi überhaupt keinen Einfluß auf den Druck des entarteten Elektronengases und führt deshalb auch nicht zu dessen Expansion. Die Energie kommt allein dem umgebenden Gas zugute wodurch sich dessen Temperatur erhöht. Eine Temperaturerhöhung verbessert aber zugleich die Fusionsbedingungen so daß noch mehr Energie freigesetzt wird. Dieser Prozeß stoppt erst, wenn die Temperaturen so stark angewachsen sind, daß die Entartung des Elektronengases aufgehoben wird und das normale Gas (welches sich wie ein ideales Gas verhält) wieder die Oberhand gewinnt. Dieser

Die Sonne als Stern

Vorgang, der als thermische Instabilität bezeichnet wird, kann innerhalb kürzester Zeit zu einer enormen Leuchtkrafterhöhung („Flash“ genannt) führen und wiederholt sich mehrfach mit Perioden von einigen 1000 bis 10000 Jahren. Bei der Sonne sagen die Sternentwicklungsmodelle 4 bis 5 derartiger „Helium shell flashes“ voraus, wobei immer Teile der Sternatmosphäre verlorengehen. Beim letzten „Flash“ wird dann die gesamte verbliebene äußere Atmosphäre abgesprengt und es entsteht ein neuer planetarischer Nebel. Danach bleibt nur noch der entartete Kern übrig, der als kompakter Weißer Zwergstern langsam auskühlt um schließlich als „Schwarzer Zwerg“ endgültig zu verlöschen. Die Sonne hat zum Zeitpunkt der Entstehung des Weißen Zwergsterns ein Alter von 12.37 Milliarden Jahre erreicht.



Daten

	Wert
Masse	$1.989 \cdot 10^{30} \text{ kg}$
Radius (Photosphäre)	$6.960 \cdot 10^8 \text{ m}$
Mittl. Dichte	1409 kg m^{-3}
Zentraldichte	150000 kg m^{-3}
Zentraldruck	$> 2 \cdot 10^{16} \text{ Pa}$
Zentraltemperatur	$1.48 \cdot 10^7 \text{ K}$
Schwerebeschleunigung Photosphärenobergrenze	274 m s^{-2}
Entweichgeschwindigkeit Photosphärenobergrenze	617.7 km s^{-1}
Leuchtkraft	$3.853 \cdot 10^{26} \text{ W}$
Effektive Temperatur	5780 K
Scheinbare visuelle Helligkeit	$-26^m.8$
Strahlungsstrom an der Oberfläche	$6.329 \cdot 10^7 \text{ W m}^{-2}$
Absolute bolometrische Helligkeit	$+4^m.72$
Absolute Helligkeit (U)	$+5^m.72$
Absolute Helligkeit (B)	$+5^m.54$
Absolute Helligkeit (V)	$+5^m.54$
Spektraltyp	G2V
Trägheitsmoment	$5.7 \cdot 10^{46} \text{ kg m}^2$
Rotationsenergie	$2.4 \cdot 10^{35} \text{ J}$
Drehimpuls	$1.63 \cdot 10^{41} \text{ kg m}^2 \text{ s}^{-1}$
Solarkonstante (Erde)	1.37 kW/m^2
Mittl. Entfernung von der Erde (AU)	$1.495979 \cdot 10^{11} \text{ m}$

Aufbau

Die Sonne erscheint am Himmel als eine gleisendhelle Scheibe von ungefähr einem halben Bogengrad Durchmesser. Was wir normalerweise sehen, ist nur die oberste Schicht der Photosphäre, aus der das sichtbare Licht stammt. Nur bei einer totalen Sonnenfinsternis (oder mit speziellen Beobachtungstechniken) sind uns weitere Bereiche der Sonne – wie z.B. die Chromosphäre und die Korona - zugänglich. Ihr Inneres war bis vor kurzem ein alleiniger Tummelplatz für theoretische Astrophysiker. Das hat sich geändert, seitdem man mit „Neutrinooteleskopen“ quasi in das Sonneninnere hineinschauen kann (dort wo die Energie erzeugt wird) und seitdem sich mit ausgefeilten Methoden aus dem Schwingungsverhalten der Sonnenoberfläche auf Prozesse im Innern der Sonne (insbesondere der Konvektionszone) schließen läßt (Helioseismologie). Alle diese Beobachtungen zeigen, daß unsere Vorstellungen über den Aufbau der Sonne weitgehend richtig sind obwohl natürlich noch viele Details einer genaueren Untersuchung und Erklärung harren. Das betrifft z.B. die hochkomplizierten magnetohydrodynamischen Prozesse in der Sonnenatmosphäre, die sich am augenfälligsten in den Aktivitätszyklen und in den solaren Flares äußern. Oder die Frage, durch welche Vorgänge die Sonnenkorona auf über 1 Million K aufgeheizt wird. Auch auf dem Gebiet der Entstehung des Sonnenwindes und der koronalen Masseauswürfe gibt es noch viele offene Fragen. Für den Plasmaphysiker ist die Sonne ein riesiges Laboratorium, in dem er die Materie unter Bedingungen untersuchen kann, die künstlich auf der Erde nicht herstellbar sind. Auch die Forschung an Kernfusionsreaktoren hat viele Impulse aus der Sonnenphysik erhalten. Das „Sonnenfeuer“ auf die Erde zu holen und zur friedlichen Energieerzeugung zu nutzen, bedarf der Erforschung der Bedingungen tief im Sonneninneren, wo aus der Verschmelzung von Wasserstoffatomen die Energie entsteht, der wir unser Dasein verdanken.

Sonnenatmosphäre

Es ist immer etwas problematisch bei einem Himmelskörper, der vollständig aus ionisierten Gasen besteht, von einer „Atmosphäre“ zu sprechen und zwar in der Form, wie der Begriff gewöhnlich verwendet wird. So ist das, was man bei einem Stern unter einer Atmosphäre versteht, auch mehr eine Übereinkunft, die aber physikalisch durchaus gut begründet ist. Danach versteht man unter einer Sternatmosphäre die äußeren Schichten eines Sterns, aus denen die in den Weltraum emittierte Strahlung stammt. Diese Definition läßt sich weiter präzisieren in dem man sagt, daß eine Sternatmosphäre die Schichten umfaßt, die für bestimmte Arten elektromagnetischer Strahlung zumindest teilweise „durchsichtig“ sind.

Am Beispiel der Sonne lassen sich deutlich drei verschiedene Atmosphärenschichten unterscheiden. So wird aus der (wegen ihrer geringen Dicke von ca. 400 km) scharf begrenzten Photosphäre fast die gesamte Strahlungsleistung der Sonne in den kosmischen Raum abgestrahlt. Das sind pro Sekunde $3.86 \cdot 10^{26}$ J. Das Strahlungsmaximum liegt bei einer Wellenlänge von ca. 500 nm, was auch die Ursache für das leicht gelbliche Aussehen der Sonnenscheibe ist.

Der Photosphäre schließt sich die sogenannte Chromosphäre an. Sie erhielt ihren Namen durch den Umstand, daß sie bei einer totalen Sonnenfinsternis kurzzeitig als feiner rötlicher Ring um die dunkle

Mondscheibe herum sichtbar wird. Heute werden alle Schichten oberhalb der Photosphäre und zwar bis in eine Höhe von rund 10000 km, als Chromosphäre bezeichnet. An die Chromosphäre schließt sich bis in eine Entfernung von mehreren Sonnenradien die Korona an. In ihr wird der Sonnenwind generiert, der mit hohen Geschwindigkeiten (ca. 500 km/s) in den interplanetaren Raum abströmt.

Die Strahlung, welche aus einer Sternatmosphäre stammt, läßt sich auf vielfältige Weise analysieren. Im Zusammenspiel mit theoretischen Untersuchungen kann man z.B. aus der Analyse von Spektren die physikalischen Bedingungen in den verschiedenen Atmosphärenschichten eines Sterns rekonstruieren. Ein wesentlicher Teil der Sonnenforschung beschäftigt sich auch aus diesem Grund mit den Eigenschaften und den Prozessen in der Sonnenatmosphäre, da auf diese Weise Erkenntnisse gewonnen werden, die man auf die Analyse der Atmosphären anderer Sterne anwenden kann. Die Erforschung der Sonne hilft das Leuchten auch aller anderen Sterne zu verstehen, die wir als leuchtende Punkte am Nachthimmel sehen oder die wir mit unseren Teleskopen beobachten können. Immerhin ist sie der Stern, von dem es zumindest tagsüber Licht im Überfluß gibt...

Photosphäre

Photosphäre bedeutet Lichthülle. 99.9 % der Strahlung im optischen Spektralbereich stammen aus dieser im Vergleich zum Sonnenradius fast vernachlässigbar dünnen Schicht von ca. 400 km Dicke ($\Delta r / R_{\odot} \approx 1.4 \cdot 10^{-4}$). Auffällig ist, daß sie nach „oben“ scharf begrenzt erscheint, obwohl die Druck-, Dichte- und Temperaturverteilung in radialer Richtung natürlich keine „Sprünge“ macht. Wie leicht einzusehen ist, muß die Dichte der Sonne (d.h. einer Gaskugel im hydrodynamischen Gleichgewicht) von Innen nach Außen kontinuierlich abnehmen. Die scharfe Grenze der Photosphäre kennzeichnet deshalb den Teil der Sonnenatmosphäre, in dem die Materie für die optische Strahlung quasi „durchsichtig“ wird. Da diese Schicht von der Erde aus unter einem Winkel von weniger als einer Bogensekunde erscheint, besitzt die Sonne einen scharfen „Rand“.

Weil die Energie, die kontinuierlich im Sonneninneren erzeugt wird, diese Schicht durchqueren muß, bestimmen ihre physikalischen Eigenschaften im Wesentlichen die Strahlung, die in den kosmischen Raum abgegeben wird. Die Untersuchung dieser Strahlung erlaubt deshalb im Umkehrschluß die Erforschung der Bedingungen, die in diesem Teil der Sonnenatmosphäre herrschen. Die wichtigste Untersuchungsmethode ist dabei die Spektralanalyse.

Betrachtet man ein Sonnenspektrum, dann fallen sofort die Vielzahl dunkler Linien auf, die dem Kontinuum überlagert sind. Diese Absorptionslinien wurden zu Beginn des 19. Jahrhunderts von dem deutschen Physiker und Optiker JOSEPH FRAUNHOFER (1787-1826) genauer untersucht und vermessen. Er leistete damit wichtige Vorarbeiten zur wissenschaftlichen Spektralanalyse. Einige noch heute benutzte Bezeichnungen von Spektrallinien (z.B. der Natrium-D-Linien und der H- und K-Linie des einfach ionisierenden Kalziums) gehen auf ihn zurück. Deshalb werden die Absorptionslinien im sichtbaren Teil des Sonnenspektrums auch als Fraunhoferlinien bezeichnet.

Die Photosphäre der Sonne zeigt bereits im sichtbaren Licht eine Vielzahl von Details, von denen die Sonnenflecken die Auffälligsten sind. Zusammen mit lokalen Erhellungen – den sogenannten Fackeln – zeigen sie eine Häufigkeitsschwankung, die ziemlich exakt einem elfjährigen Zyklus folgt. Die Feinstruktur der Photosphäre wird durch die Granulation bestimmt. Darunter versteht man kleinskalige

Strukturelemente (Durchmesser $\sim 10^6$ m), welche der Sonnenoberfläche eine „körnige“ Struktur aufprägen. Sie sind sehr kurzlebig (Lebensdauer 5 bis 10 Minuten) und stellen die Obergrenze von kleinen Konvektionszellen dar, die ihren Ursprung in der der Photosphäre unterliegenden Konvektionszone haben. Da die Granulengrenzen etwas dunkler erscheinen, liegt an ihrer in Bezug zu ihrem Zentrum etwas geringeren Temperatur, wobei die Temperaturdifferenz lediglich 200 bis 300 K beträgt. Diesen kleinräumigen Konvektionsstrukturen ist noch eine großräumige Strömungsstruktur (Durchmesser $\sim 3 \cdot 10^7$ m) überlagert, die als Supergranulation bezeichnet wird. Da sie sich nicht durch wesentliche Temperaturunterschiede bemerkbar macht, ist sie im optischen Bereich der Beobachtung nicht zugänglich. Man kann sie aber beispielsweise durch die strömungsbedingte Dopplerverschiebung von Absorptionslinien im Sonnenspektrum nachweisen. Da diese Verschiebungen aber nur sehr schwer zu messen sind, wurde die Supergranulation auch erst recht spät entdeckt (A.B.HART, 1950).

Das Sonnenspektrum

Die Energie in Form von elektromagnetischer Strahlung, die aus dem Sonneninneren die Untergrenze der Photosphäre erreicht, bildet ein Kontinuum, das mit großer Genauigkeit einem Planckschen Strahler der Temperatur T entspricht:

$$I_\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2 \exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} = B_\nu(T) \quad [1.9]$$

Man beachte, daß die frequenzabhängige Intensität nur von der Temperatur T der Strahlungsquelle abhängt. Aus ihr kann man weder auf physikalische Größen wie Dichte und Druck noch auf irgendwelche Materialeigenschaften des emittierenden Körpers schließen.

Das Planck'sche Strahlungsgesetz gilt unter der Voraussetzung des thermodynamischen Gleichgewichts, d.h. es genügt dem Kirchhoffschen Strahlungsgesetz:

„Ein Volumenelement emittiert im thermodynamischen Gleichgewicht genauso viel Strahlung wie es absorbiert.“

Ein Volumenelement dV mit der Querschnittsfläche dA und der Länge ds emittiert demnach in den Raumwinkel $d\omega$ bei der Frequenz ν die Strahlungsmenge

$$dI_\nu(\vartheta) = \varepsilon_\nu d\nu dV d\omega \quad [1.10]$$

wobei ε_ν der frequenzabhängige Emissionskoeffizient und ϑ der Winkel zwischen der Normalen und ds ist

Für die Absorption gilt entsprechend

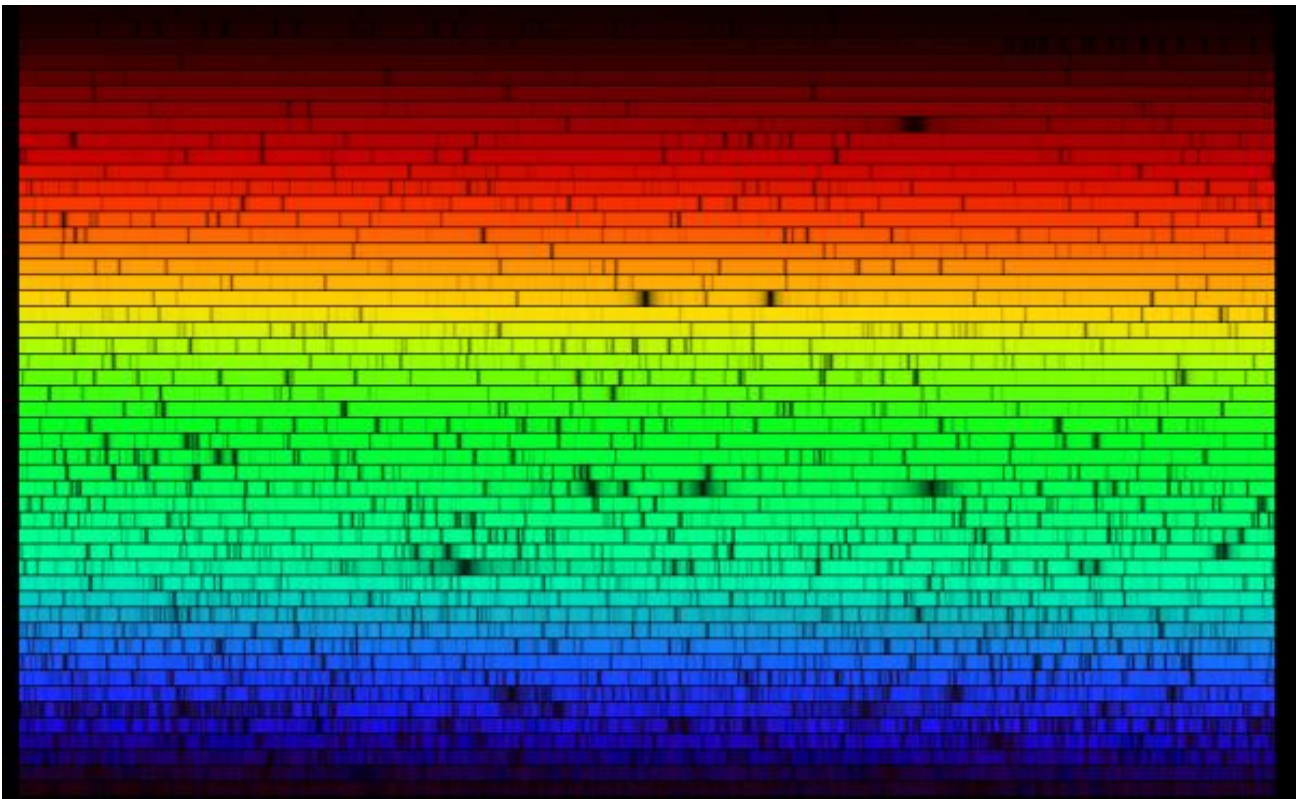
$$dI_\nu(\vartheta) = I_\nu \kappa_\nu d\nu dV d\omega \quad [1.11]$$

κ_ν ist dabei der sogenannte Absorptionskoeffizient.

Durch Gleichsetzen von (1.10) und (1.11) erhält man das Kirchhoffsche Strahlungsgesetz in der Form:

$$\varepsilon_\nu = \kappa_\nu B_\nu(T) \quad [1.12]$$

Das Verhältnis $S_\nu = \varepsilon_\nu / \kappa_\nu$ wird gewöhnlich als „Ergiebigkeit (engl. „source function“) bezeichnet. Absorptions- und Emissionskoeffizienten sind Materialeigenschaften, die von der Art (chemische Zusammensetzung) und dem Zustand (Druck, Temperatur) der in dV enthaltenen Materie abhängen.



Sichtbares Sonnenspektrum mit Fraunhoferschen Absorptionslinien in hoher Auflösung. Dieses Spektrum wird als Typ G2V (V=Leuchtkraftklasse, Hauptreihenstern) klassifiziert und ist durch eine Vielzahl von Absorptionslinien, insbesondere von Metallen wie Fe, gekennzeichnet.

Betrachtet man ein Sonnenspektrum etwas genauer, dann erkennt man leicht, das (1.9) in diesem Fall nur näherungsweise erfüllt sein kann. Im gesamten Bereich des optischen Kontinuums zeigen sich Intensitätseinbrüche, welche die bekannten Fraunhoferschen Absorptionslinien bilden.

Der Grund dafür ist, daß die Strahlung, die aus dem Sonneninneren stammt, durch eine verhältnismäßig kühle Gasschicht, die einen Temperaturgradienten aufweist, hindurchgehen muß. Die Sonnenatmosphäre kann sich deshalb nicht im Zustand des thermodynamischen Gleichgewichts befinden (sie ist für Strahlung offen), denn das würde bedeuten, daß jedes Volumenelement dV in jeder Tiefe die gleiche Temperatur aufweisen müßte.

Wie verhält sich nun die Intensität einer Strahlung beim Durchgang durch eine Atmosphärenschicht der Dicke dt ? Dieser Vorgang wird durch die Strahlungstransportgleichung beschrieben. Unter der Annahme, daß sich in einem engen Frequenzbereich jedes Volumenelement dV lokal im

thermodynamischen Gleichgewicht befindet, kann man mit (1.10) und (1.11) für die Änderung der Intensität $d I_\nu$ beim Durchgang durch eine (als planparallel angenommene) Schicht $dt =$ Höhe des Volumenelements dV bei $\vartheta = 0$ folgende Bilanzgleichung aufstellen ($ds = -dt / \cos \vartheta$):

$$d I_\nu(\vartheta) = -\kappa_\nu I_\nu(\vartheta) ds + \varepsilon_\nu ds$$

(das Minuszeichen weist auf Absorption hin, Emission wird als isotrop vorausgesetzt)

In der Form

$$\frac{d I_\nu(\vartheta)}{ds} = -\kappa_\nu I_\nu(\vartheta) + \varepsilon_\nu \quad [1.13]$$

wird sie als frequenzabhängige Strahlungstransportgleichung bezeichnet.

Betrachtet man nur die Absorption, dann läßt sich (1.13) leicht integrieren (I_ν^* ist die Intensität der einfallenden Strahlung):

$$I_\nu = I_\nu^* \exp\left(-\int_0^s \kappa_\nu ds\right) = I_\nu^* \exp(-\tau_\nu) \quad [1.14]$$

$$d\tau_\nu = \kappa_\nu ds \quad [1.15]$$

Die dimensionslose Größe τ_ν nennt man „optische Dicke“. Man kann sie als ein Maß für die „Transparenz“ einer Schicht interpretieren. Ein Medium ist optisch „dünn“ (also überwiegend durchsichtig) für eine Strahlung der Frequenz ν wenn gilt:

$$\tau_\nu \ll 1 \quad [1.16]$$

Für optisch „dicke“ Schichten ist dagegen:

$$\tau_\nu \gg 1$$

Unter Einbeziehung der Ergiebigkeit S_ν und der Beziehung (1.15) kann man (1.13) auf folgende Form bringen wobei ϑ der Winkel zwischen der Achse, die in radiale Richtung zeigt (Normale), und der Strahlungsrichtung ist:

$$\cos \vartheta \frac{d I_\nu(\vartheta)}{d\tau_\nu} - I_\nu(\vartheta) = -S_\nu \quad [1.18]$$

Diese Gleichung wird als Strömungsgleichung bezeichnet. In dem vorliegenden Fall erhält man als Lösung ($e^{-\tau}$ als integrierenden Faktor verwenden) wenn man nur die Strahlung in Normalenrichtung betrachtet:

$$I_\nu = S_\nu (1 - \exp(-\tau_\nu)) \quad [1.19]$$

Jetzt ist leicht zu erkennen, daß sich ein optisch dickes Medium in sehr guter Näherung wie ein Schwarzer Strahler mit der Temperatur T verhält. Setzt man (1.17) in (1.18) ein, dann folgt für die Intensität:

$$I_\nu = S_\nu \approx B_\nu(T) \quad [1.20]$$

Im Fall $\tau_\nu \ll 1$ erhält man dagegen:

$$I_\nu = \tau_\nu S_\nu \quad [1.21]$$

Der Absorptionskoeffizient κ (der die Dimension einer reziproken Länge hat) ist eine komplizierte Funktion der Frequenz, der chemischen Zusammensetzung und der Umgebungsbedingungen (z.B. Temperatur und Druck) der Sternmaterie, was eine Lösung des Strahlungstransportproblems erschwert. Eine große, aber trotzdem brauchbare Vereinfachung stellt die Näherung einer „Grauen“ Atmosphäre dar. Anstelle von κ verwendet man in diesem Fall einen gemittelten Absorptionskoeffizienten $\bar{\kappa}$ über den gesamten interessierenden Spektralbereich (Rosselandscher Opazitätskoeffizient):

$$\bar{\tau} = \int_{-\infty}^s \bar{\kappa} dt \quad [1.22]$$

wobei t die geometrische Tiefe ist.

Unter Ausnutzung der sogenannten Näherung nach EDDINGTON und BARBIER ($I_\nu(\bar{\tau} = 0, \vartheta) = S(\tau_\nu = \cos \vartheta)$) für den äußeren Rand der Photosphäre, also dort, wo die Strahlung ungehindert austritt, erhält man z.B. für die Intensität I_ν der die Photosphäre verlassenden Strahlung:

$$I_\nu(\bar{\tau} = 0, \vartheta) = \frac{3}{4\pi} \left(\cos \vartheta + \frac{2}{3} \right) \sigma T_{eff}^4 \quad [1.23]$$

Integriert man (1.9) über alle Frequenzen, also (Stefan-Boltzmannsches Gesetz)

$$\int_0^\infty B_\nu(T) d\nu = \frac{\sigma T^4}{\pi} \quad [1.24]$$

und setzt das entsprechend (1.20) in (1.23) ein (unter der Bedingung des lokalen thermodynamischen Gleichgewichts), dann erhält man ($\tau_\nu = \cos \vartheta$):

$$T^4 = \frac{3}{4} T_{eff}^4 \left(\tau_\nu + \frac{2}{3} \right) \quad [1.25]$$

Die effektive Temperatur der Sonne wird also nicht an der Oberkante der Photosphäre ($\bar{\tau} = 0$), sondern in einer optischen Tiefe von $2/3$ realisiert.

Die Temperatur T_{ph} der Photosphärenobergrenze ergibt sich vielmehr zu

$$T_{ph} = \frac{T_{eff}}{\sqrt[4]{2}} \approx 0.84 T_{eff} \quad [1.26]$$

Oder anders ausgedrückt:

Unter der Bedingung des lokalen thermodynamischen Gleichgewichts entspricht die Strahlung bei der Frequenz ν der lokalen Temperatur in einer optischen Tiefe von $2/3$.

Hieraus ergibt sich eine elegante Methode, die Temperaturschichtung über den Querschnitt der Photosphäre zu bestimmen. Bewegt man sich vom Zentrum der Sonnenscheibe in Richtung Sonnenrand (also $\vartheta \rightarrow 0 \dots \pi/2$), dann sieht der Beobachter immer weniger tief in die Sonnenatmosphäre hinein, da sich die Linie $\tau_\nu = 2/3$ immer weiter nach „oben“ – in kühlere Schichten der Photosphäre - bewegt.

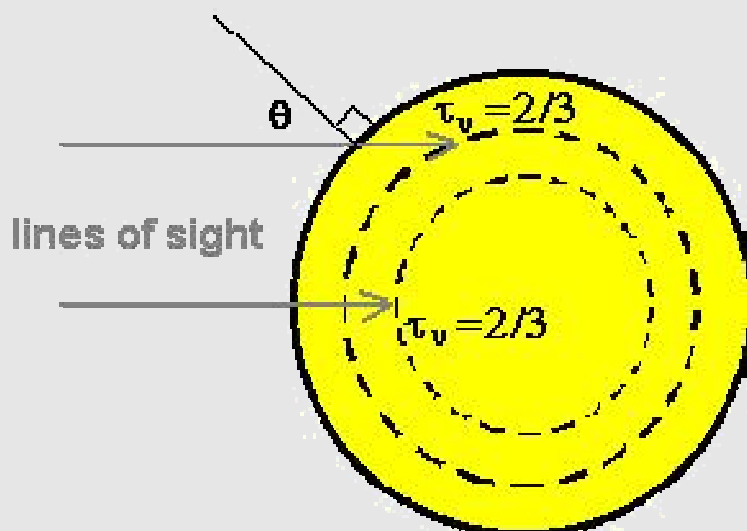
Der fallende Temperaturgradient in der Photosphäre bewirkt, daß die Intensität der Strahlung von der Mitte der Sonnenscheibe zum Rand hin abnehmen muß. Da nach dem Stefan-Boltzmannschen Gesetz die Energieabstrahlung empfindlich auf Temperaturänderungen reagiert (mit der vierten Potenz der Temperatur), erwartet man eine Intensitätsabnahme in Richtung Sonnenrand. Diese Erscheinung ist schon seit langem als „Randverdunklung“ bekannt. Ihre quantitative Erklärung gelang erstmals 1905 dem deutschen Astronomen KARL SCHWARZSCHILD (1873-1916).

Randverdunklung der Sonnenscheibe

Im Rahmen der Eddingtonschen Näherung läßt sich leicht mit (1.23) der Intensitätsunterschied zwischen Sonnenmitte und Sonnenrand abschätzen:

$$\frac{I_\nu \left(0, \frac{\pi}{2} \right)}{I_\nu (0, 0)} = \frac{2}{5} = 0.4 \quad (\nu \text{ im sichtbaren Bereich}) \quad [1.27]$$

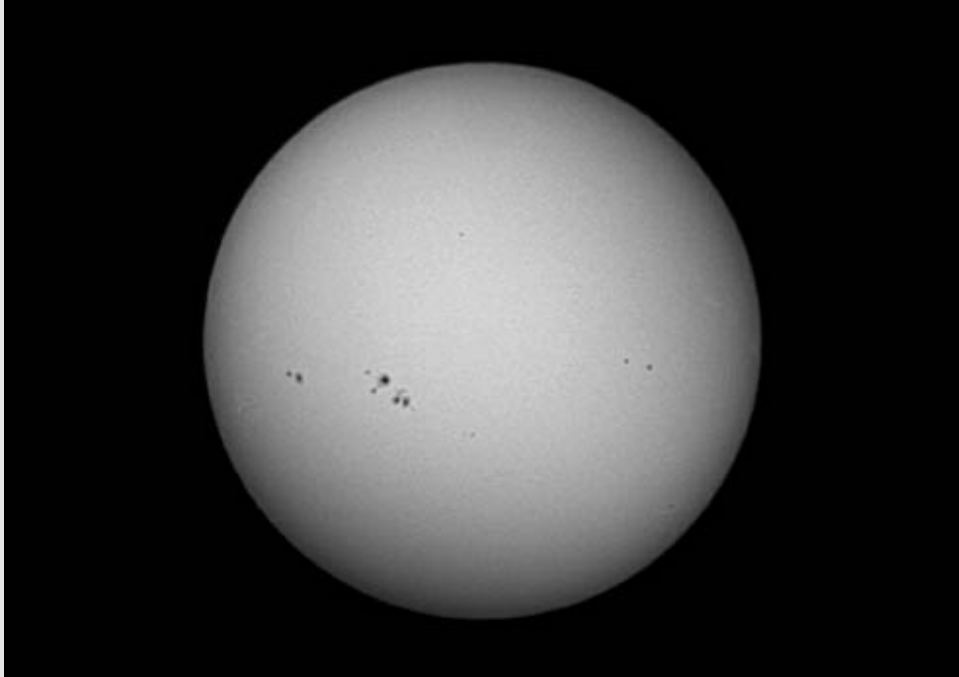
d.h. am Sonnenrand beträgt die Ausstrahlung nur etwa 40% der Ausstrahlung in der Mitte der Sonnenscheibe. Dieser Effekt ist auf jeder Sonnenaufnahme im weißen Licht deutlich zu erkennen.



Man beachte, daß die „Randverdunklung“ aufgrund der Frequenzabhängigkeit der Absorptions- und Emissionskoeffizienten und damit der Ergiebigkeit natürlich wesentlich von der Frequenz und damit der Wellenlänge der betrachteten Strahlung abhängt. Der Helligkeitsabfall ist z.B. im Infraroten sehr

Sonnenatmosphäre - Photosphäre

gering um in Richtung kürzerer Wellenlängen immer mehr zuzunehmen. Sonnenaufnahmen, die z.B. mit blauempfindlichem Fotomaterial aufgenommen worden sind, zeigen diesen Effekt deshalb besonders deutlich.



Auf dieser Sonnenaufnahme ist die Intensitätsabnahme des Sonnenlichts zum Rand hin deutlich zu erkennen

Tabelle:

Vergleich zwischen beobachteter Randverdunklung und der nach der Theorie der grauen Atmosphäre berechneter Randverdunklung

$\sin \vartheta = \frac{r}{R_{\odot}}$	$\left[\frac{I(\vartheta)}{I(0)} \right]_{Ber}$	$\left[\frac{I(\vartheta)}{I(0)} \right]_{Beob}$
0.000	1.00	1.00
0.200	0.99	0.99
0.400	0.95	0.96
0.550	0.90	0.92
0.650	0.86	0.89
0.750	0.80	0.83
0.875	0.69	0.74
0.950	0.59	0.63
0.975	0.53	0.55
1.000	0.40	-

Die beobachtete Randverdunklung bei der Sonne zeigt, daß in der Photosphäre der Energietransport fast ausschließlich durch Strahlung erfolgt und Konvektion im Vergleich dazu kaum eine Rolle spielt.

Würde Konvektion überwiegen, dann sollte vom Sonnenrand her kaum Strahlung in Richtung Erde gelangen.

Ist die Temperaturverteilung in radialer Richtung in der Sonnenphotosphäre bekannt, dann läßt sich unter der Annahme hydrostatischen Gleichgewichts der Gasdruck (z.B. als Funktion der optischen Tiefe) berechnen.

Bedingung hydrostatisches Gleichgewicht:

$$\frac{dP}{dr} = -g(r) \rho(r) \quad \text{mit} \quad g(r) = \frac{GM(r)}{r^2}, \quad \rho = \text{Dichte} \quad [1.28]$$

und mit einer gemittelten Opazität $\bar{\kappa}$ (1.22) :

$$d\bar{\tau} = \bar{\kappa} dr$$

folgt:

$$\frac{dP}{d\bar{\tau}} = -\frac{g(r) \rho(r)}{\bar{\kappa}} \quad [1.29]$$

Indem man diese Differentialgleichung mit plausiblen Anfangsbedingungen löst, kann man die Druckschichtung in der Sonnenatmosphäre (näherungsweise) berechnen. Für genauere Untersuchungen muß man natürlich noch weitere Beiträge, die für eine hydrostatische Schichtung mit ausschlaggebend sind, berücksichtigen. Das betrifft z.B. den Strahlungsdruck, der, da er radial nach außen gerichtet ist, z.B. durch eine lineare Modifikation der Funktion $g(r)$ in der Form $g_{eff}(r) = g(r) - g_{rad}(r)$ erfaßt werden kann.

Modell der Sonnenatmosphäre (nach KURUCZ 1979)

$\bar{\tau}$	T [K]	P_g [Pa]	P_e [Pa]
	4485	$3.46 \cdot 10^2$	$2.84 \cdot 10^{-3}$
0.001			
0.010	4710	$1.29 \cdot 10^3$	$1.03 \cdot 10^{-1}$
0.100	5070	$4.36 \cdot 10^3$	$3.78 \cdot 10^{-1}$
0.220	5300	$6.51 \cdot 10^3$	$6.43 \cdot 10^{-1}$
0.470	5675	$9.55 \cdot 10^3$	1.34
1.000	6300	$1.29 \cdot 10^4$	4.77
2.200	7085	$1.52 \cdot 10^4$	21.3
4.700	7675	$1.71 \cdot 10^4$	58.6
10.000	8100	$1.71 \cdot 10^4$	107

Sonne: $T_{eff} = 5770 K, g = 274 m s^{-2}$

Die Näherung der „Grauen Atmosphäre“ liefert durchaus wichtige Erkenntnisse über die Temperatur- und Druckverhältnisse in der Photosphäre der Sonne (und natürlich auch anderer Sterne). Informationen über die Stoffe, die im Sonnenplasma enthalten sind, lassen sich dagegen nur über eine genaue Analyse von $\kappa(\nu \pm d\nu)$ über einem engen Frequenzbereich – z.B. der einer Absorptionslinie – mit den Methoden der quantitativen Spektralanalyse gewinnen.

In der Sonnenphysik wird als Untergrenze der Sonnenatmosphäre gewöhnlich der Radius angesehen, bei dem die optische Tiefe $\bar{\tau}=1$ beträgt. Mit einem gemittelten Absorptionskoeffizienten von ca. $3 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^{-1}$ läßt sich damit ihre Mächtigkeit auf ca. 300 km grob abschätzen.

Die Bedingungen in der Photosphäre der Sonne sind so, daß für das Zustandekommen der riesigen Anzahl von Absorptionslinien im sichtbaren Bereich des Spektrums, wie es für G-Sterne typisch ist, hauptsächlich neutrale Metallatome verantwortlich sind. Mengenmäßig dominieren Eisenlinien, von der Stärke her die Linien des einfach ionisierten Kalziums. Die Balmerlinien des neutralen Wasserstoffs sind noch gut sichtbar genauso wie die sogenannte G-Bande des CH-Radikals. Warum das so ist, kann die Theorie der Sternatmosphären sehr genau erklären.

Die Fraunhoferschen Linien

Die auffälligsten Strukturen im Sonnenspektrum stellen die auf dem hellen Kontinuum dunkel erscheinenden Absorptionslinien dar, die gemeinhin als „Fraunhofersche Linien“ bezeichnet werden. Wie die deutschen Physiker GUSTAV ROBERT KIRCHHOFF (1824-1887) und ROBERT WILHELM BUNSEN (1811-1899) erkannten, entstehen sie, wenn kontinuierliches Licht verhältnismäßig kühles Gas durchdringt. Offensichtlich werden dabei bestimmte, enge Frequenzanteile absorbiert, die wiederum für bestimmte, in dem Gas enthaltene Stoffe charakteristisch sind. Die gleichen Linien – nur in Emission – entstehen auch in „glühenden“ Gasen, wie z.B. in Gasentladungslampen oder in der Flamme eines Bunsenbrenners, wenn man metallische Salze einbringt. Durch den Vergleich der Emissionsspektren von Gasen mit dem Sonnenspektrum gelang es den beiden Physikern nachzuweisen, daß in der Sonnenatmosphäre im Prinzip die gleichen Stoffe vorhanden sind wie auf der Erde. Und was für das Sonnenspektrum gilt, gilt natürlich auch für die Sternspektren.

Durch die Forschungen von KIRCHHOFF und BUNSEN wurde den Astronomen ein mächtiges Instrument in die Hand gegeben – die Spektralanalyse. Sie kennzeichnet sowohl methodisch als auch instrumentell den Übergang von der Astronomie zur Astrophysik.

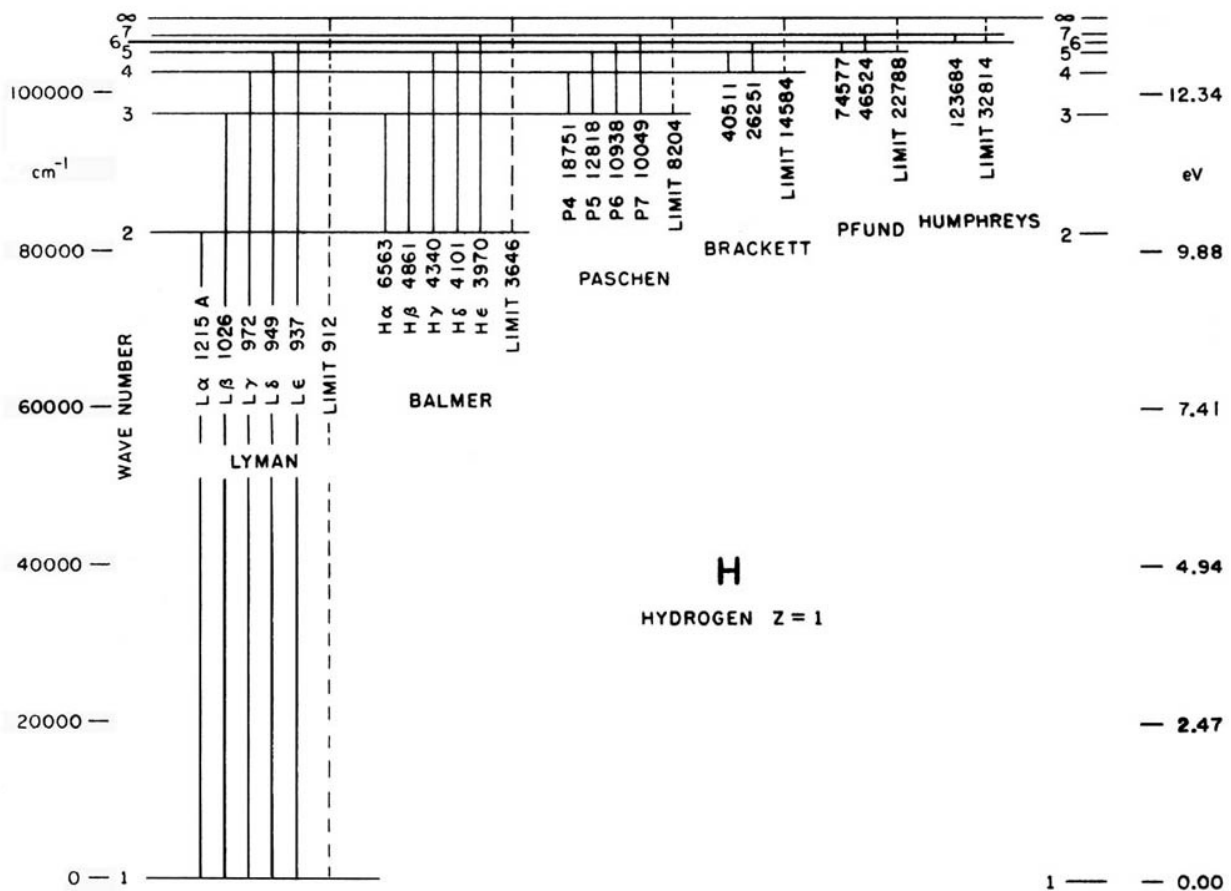
Da im Ausgang des 19. Jahrhunderts die Atomtheorie gerade erst im Entstehen begriffen war, blieben in jener Zeit die wahren Ursachen für die Entstehung von Absorptions- und Emissionslinienspektren noch weitgehend im Dunkeln. Ihre Erkenntnisse – die als Kirchhoffsche Gesetze bekannt sind – bilden jedoch auch heute noch die begrifflichen Ausgangspunkte der Spektralanalyse:

- Gase, die unter einem hohen Druck stehen, sowie Festkörper erzeugen bei hoher Temperatur ein kontinuierliches Spektrum.
- Heiße Gase geringer Dichte erzeugen ein Emissionslinienspektrum.
- Ein kontinuierliches Spektrum enthält Absorptionslinien, wenn es durch ein Gas geringer Dichte hindurchgegangen ist.

Heute weiß man, daß die frequenzabhängigen Absorptions- und Emissionskoeffizienten in (1.13) komplizierte Funktionen atomarer Kenngrößen (Übergangswahrscheinlichkeiten und Energiedifferenzen verschiedener quantenmechanischer Zustände) und der Umgebungsbedingungen (Temperatur, Gas- und Elektronendruck \rightarrow Ionisationsgrad) sind. Ihre Berechnung ist mit den

Methoden der Quantenmechanik prinzipiell möglich, aber für Stoffe höherer Ordnungszahl oder für Moleküle außerordentlich schwierig, weshalb sie oft experimentell bestimmt werden.

Die Quantenmechanik lehrt, daß die Energiezustände in einem Atom (oder Molekül) immer diskrete Werte sind, die man als Energieniveaus bezeichnet. Sie entsprechen in dem sehr einfachen Bohrschen Atommodell z.B. den stationären „Elektronenbahnen“. Übergänge zwischen diesen Bahnen führen entweder zur Emission oder Absorption eines Strahlungsquants, dessen Energie genau der Energiedifferenz zwischen diesen diskrete Energieniveaus entspricht. Zur Veranschaulichung dieser Vorgänge bedient man sich gerne der sogenannten Energieniveauschemas oder Grotrian-Diagramme (benannt nach dem deutschen Astrophysiker WALTER GROTRIAN (1890-1954)). Folgende Abbildung zeigt beispielsweise das Grotrianendiagramm für den astrophysikalisch sehr bedeutsamen atomaren Wasserstoff:



Man erkennt, daß es für Elektronen offensichtlich zwei verschiedene Energiezustände gibt. „freie“ oder ungebundene Zustände besitzen kontinuierliche positive Energiewerte $E > 0$. Sie entsprechen den kontinuierlichen Eigenfunktionen der Quantenmechanik. „gebundene“ Zustände sind dagegen durch diskrete negative Energiewerte ausgezeichnet. Zu ihrer Beschreibung bedient man sich einem Satz von ganz- bzw. halbzahlgiger Quantenzahlen, die man gewöhnlich mit n (Hauptquantenzahl), l (Quantenzahl des Bahndrehimpulses) und s (Spinquantenzahl) bezeichnet. Mathematisch lassen sich diese Energiezustände durch diskrete Eigenfunktionen beschreiben.

Der spezielle Energiewert $E=0$ stellt die sogenannte Ionisationsgrenze oder das Ionisationspotential dar. Ein Elektron, das diese Grenze in Richtung zu positiven Energien hin überschreitet, kann das Atom verlassen. Dieser Vorgang wird als Ionisation bezeichnet. Zurück bleibt in diesem Fall ein Atom mit positiver Überschußladung.

Bei einem Übergang eines Elektrons von einem diskreten Energieniveau n zu einem Energieniveau $n-1$ wird ein Strahlungsquant der Energie

$$E_\gamma = h\nu = |E_n - E_{n-1}| \quad [1.30]$$

absorbiert, wobei man als Nullpunkt der Energieskala gewöhnlich den Grundzustand E_1 wählt. Im Fall des atomaren Wasserstoffs kann die Energiedifferenz zwischen zwei diskreten Energieniveaus mit den Hauptquantenzahlen n und k als einfacher geschlossener Ausdruck geschrieben werden:

$$\Delta E = E_n - E_k = 13.56 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right), \quad \text{in [eV]} \quad [1.31]$$

Für $n=1$ und $k=\infty$ erhält man daraus das Ionisationspotential des Grundzustandes des Wasserstoffatoms zu 13.56 eV.

Mittels der bekannten Beziehungen $E = h\nu$ und $c = \lambda\nu$ berechnet man aus (1.31) leicht eine Gleichung für die Wellenlänge der Strahlung, die der Energiedifferenz der entsprechenden Energiezustände entspricht:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{91.4} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right), \quad \lambda \text{ in [nm]} \quad [1.32]$$

Wie aus dem Grotrian-Diagramm des Wasserstoffatoms zu erkennen ist, rücken die energetischen Zustände bei ansteigender Hauptquantenzahl n immer mehr zusammen. Das führt bei diskreten Übergängen zur sogenannten Serienbildung. Die bekanntesten Serien beim Wasserstoffatom sind

	n	λ_{Grenz} [nm]	
Lyman-Serie	1	91.2	UV
Balmer-Serie	2	364,7	V
Paschen-Serie	3	820.6	IR
Bracket-Serie	4	1462	IR
Pfund-Serie	5	2285	IR
Humphreys-Serie	6	3290	IR

....

Die Absorptions-Übergänge lassen sich folgendermaßen einteilen:

Frei-frei-Übergänge + Streuung

Energetische Übergänge zwischen freien Elektronen, kontinuierliches Spektrum (Bremsstrahlung, Streuung)

Gebunden-frei-Übergänge

Ein Elektron absorbiert soviel Energie, daß es die Ionisationsgrenze überwinden kann. Dieser Übergang wird auch als Photoionisation bezeichnet.

Gebunden-gebunden-Übergänge

Übergänge zwischen diskreten Energieniveaus. Es wird genau die Energie absorbiert, die der Energiedifferenz der entsprechenden Energieniveaus entspricht.

Man kann sich diese Übergänge leicht an einem Energieniveauschema veranschaulichen. Absorptionsübergänge zwischen diskreten Energieniveaus entziehen z.B. einem kontinuierlichen Strahlungsfeld Photonen der Wellenlänge λ , die gemäß (1.31) genau der Energiedifferenz dieser Zustände entsprechen. Im Spektrum entsteht eine Absorptionslinie, wobei unter idealen Bedingungen (die in der Natur nicht realisiert sind) der dazugehörige „Linienabsorptionskoeffizient“ $\kappa_l(\nu)$ durch die Dirac'sche δ -Funktion dargestellt werden kann. Mit den Methoden der Quantenmechanik kann man leicht zeigen, daß eine derartige „ideale“ Linie aufgrund der Heisenbergschen Unschärferelation eine „natürliche“ Linienbreite besitzt, die unabhängig von der Wellenlänge $\lambda = c/\nu$ ist und deren Halbwertsbreite $1.2 \cdot 10^{-3}$ nm beträgt. Die „wahre“ Linienbreite hängt dagegen entscheidend von den Umgebungsbedingungen ab (z.B. Temperatur und Gas- bzw. Elektronendruck), dem das Gas ausgesetzt ist.

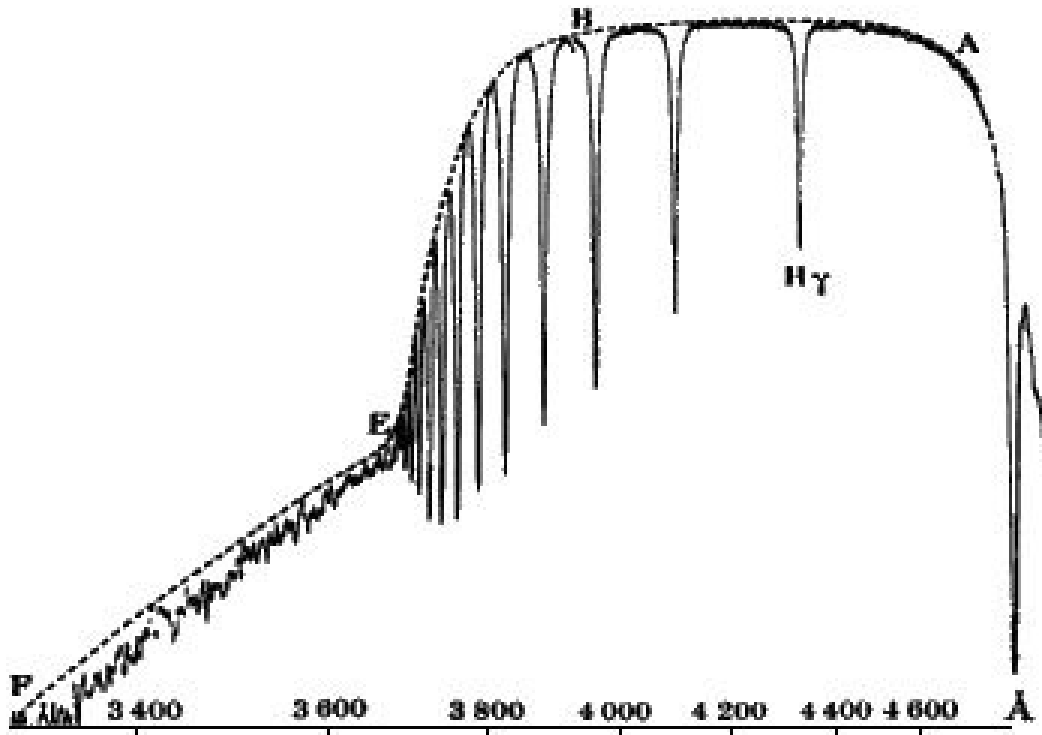
Die „Kontinuums-Übergänge“ Frei-Frei und Gebunden-Frei führen dagegen zu einem kontinuierlichen Absorptionskoeffizienten $\kappa_k(\nu)$, der sich mit der Frequenz nur wenig ändert. Seine Struktur wird im Wesentlichen durch die Seriegrenzen bestimmt, hinter denen sich in Richtung kürzerer Wellenlängen sogenannte „Seriegrenzkontinua“ im Spektrum ausbilden, deren Absorption mit ν^{-3} (Ein-Elektronensysteme wie H, He^+) bzw. ν^{-2} (Zwei-Elektronensysteme wie He) abnimmt. Ein astrophysikalisch bedeutsamer Intensitätsabfall stellt z.B. die Balmer-Diskontinuität dar, die besser unter dem Namen „Balmer-Sprung“ bekannt ist. Um ein Wasserstoffatom im ersten angeregten Zustand ($n=2$) zu ionisieren, ist nach (1.31) mindestens eine Energie E_{I_2} von 3.4 eV notwendig. Das bedeutet, daß die Absorption eines Photons mit der Wellenlänge

$$\lambda \leq \frac{hc}{E_{I_2}} = 364.7 \text{ nm} \quad [1.33]$$

zur Photoionisation führt. Die Opazität des Wasserstoffgases erhöht sich plötzlich bei der dazugehörigen Frequenz und der Strahlungsfluß (in Form der Intensität I) erniedrigt sich entsprechend. Es ist leicht einzusehen, daß dieser Intensitätsabfall von der Anzahl der Wasserstoffatome abhängt, deren Elektronen sich im ersten angeregten Zustand befinden. Ihr Anteil kann mittels der Boltzmann-Gleichung als Funktion der Temperatur T berechnet werden.

Nach dem eben Gesagten entstehen abrupte Intensitätseinbrüche im Anschluß an eine Seriegrenze durch Kontinuumsübergänge, während Linienabsorptionen, die zu den dunklen Fraunhoferschen Linien im Sonnen- oder einem Sternspektrum führen, von Übergängen zwischen diskreten Energieniveaus verursacht werden. Die dazugehörigen Absorptionskoeffizienten berechnet man

gewöhnlich mit den Methoden der Atomphysik (zumeist pro Atom in Form eines „Wirkungsquerschnitts“) oder bestimmt sie auf experimentellen Weg.



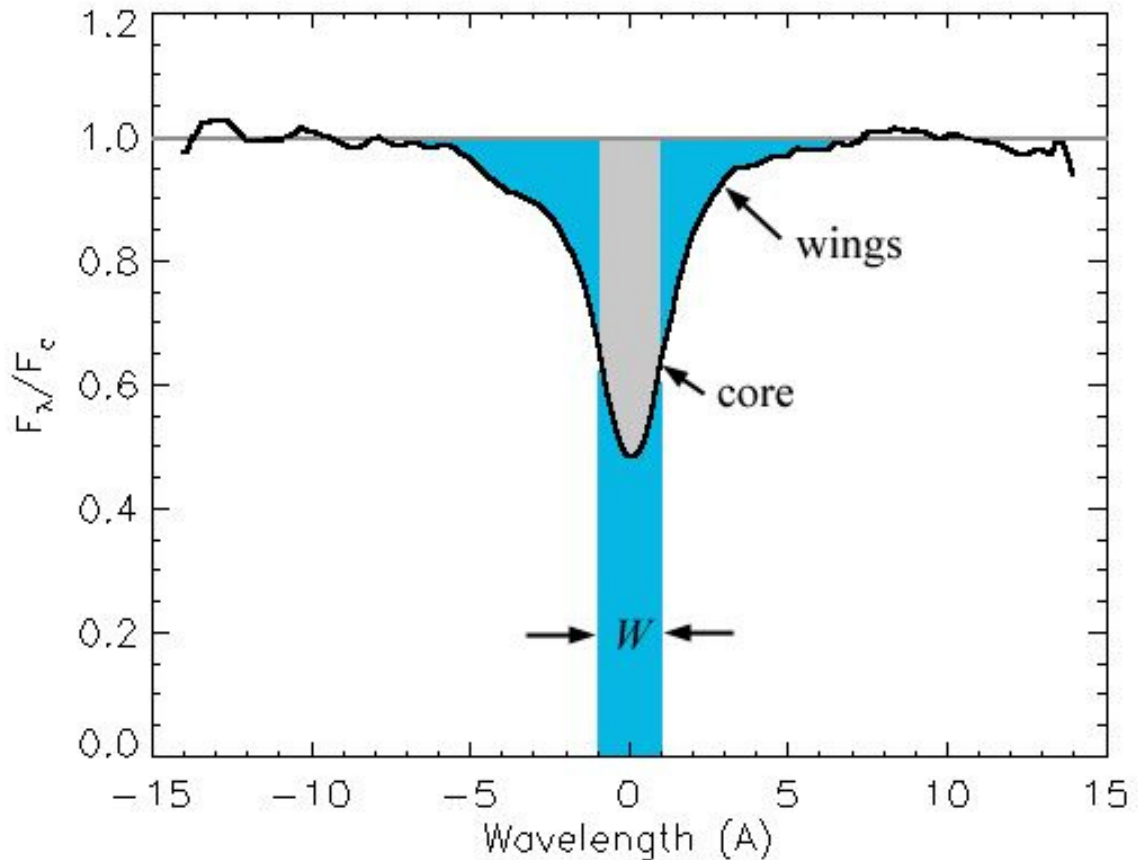
Balmer-Sprung bei der Wellenlänge von 364.7 nm und anschließendes Seriegrenzkontinuum im Spektrum der Wega (α Lyr)

Trägt man beispielsweise das Intensitätsverhältnis $I_\lambda / I_{c,\lambda}$ ($I_{c,\lambda}$ = Intensität des Kontinuums bei der Wellenlänge λ) einer Absorptionslinie über die Wellenlänge λ (bzw. Frequenz ν) auf, dann erhält man das sogenannte Linienprofil. Dieses Profil unterscheidet sich i.d.R. stark von dem Profil, welches man idealerweise bei einem Absorptionsvorgang erwarten würde. Oder anders ausgedrückt, das Profil einer Fraunhoferschen Linie enthält noch eine Vielzahl von weiteren Informationen über die physikalischen Umgebungsbedingungen (wie z.B. Temperatur, Druck, Teilchendichte etc.) am Ort ihrer Entstehung. Eine genaue Theorie der Fraunhoferschen Linien erlaubt deshalb aus beobachteten Linienprofilen – z.B. der Sonne – diese Umgebungsbedingungen zu rekonstruieren und mit theoretischen Erwartungen zu vergleichen.

Eine Spektrallinie besteht aus einem „Kern“ der Äquivalentbreite W , wobei „ W “ die Breite des Rechtecks ist, das ausgezogen bis zur Intensität 0 die gleiche Fläche besitzt, wie das „Innere“ der Linie, sowie aus den beiden „Flügeln“ rechts und links des Kerns. Am Rande möchte ich nur nebenbei erwähnen, daß man früher, als es noch keine richtigen Computer gab, das Integral

$$W_\lambda = \int \frac{I_{c,\lambda} - I_\lambda}{I_{c,\lambda}} d\lambda \quad [1.34]$$

mittels einer genauen Apothekerwaage bestimmt hat, in dem die Linienkontur auf starke Pappe gezeichnet, ausgeschnitten und dann gewogen wurde ... (diesen Vorgang könnte man als „experimentelle Integration“ bezeichnen, um sie von der zwar genaueren, aber aufwendigeren „numerischen Integration“ begrifflich zu trennen).



W_λ selbst ist eine wichtige Kenngröße, da sie ein Maß für die insgesamt in der Linie absorbierte Energiemenge ist. Sie wird in der Astronomie meist in Milli-Angström [mÅ] oder [nm] angegeben (wegen der Normierung der Intensität ist W einem Wellenlängen- oder Frequenzbereich äquivalent).

Als „relative Linieneinsenkung“ bezeichnet man die Größe

$$r_\lambda = \frac{I_{c,\lambda} - I_\lambda}{I_{c,\lambda}} \quad [1.35]$$

Spektrallinien, in deren Zentrum nicht die (normierte) Intensität 0 erreicht wird, nennt man „optisch dünn“. Das bedeutet, daß nicht der gesamte Strahlungsfluß aus dem Sterninneren bei dieser Wellenlänge abgeblockt wird. Die Wellenlänge innerhalb der Linie mit der größten Absorption wird im Folgenden immer mit λ_0 bezeichnet. Ihren Ursprung hat sie offensichtlich in höheren und damit kühleren Schichten der Sonnenatmosphäre während die „Flügel“ in tieferen und damit heißeren Schichten der Photosphäre entstehen. Man kann sich das folgendermaßen plausibel machen:

Der Absorptionskoeffizient über die Fraunhofersche Linie ist offensichtlich die Summe aus dem kontinuierlichen Absorptionskoeffizienten $\kappa_k(\nu)$ und dem Linienabsorptionskoeffizienten $\kappa_l(\nu)$, woraus sich für die gesamte optische Tiefe τ^*

$$d\tau^*(t) = \int_{-\infty}^s (\kappa_k + \kappa_l) dt \quad [1.36]$$

ergibt (man schaue bis in eine geometrische Tiefe t). In diesem Fall erhält man für die Intensität der aus der Sternoberfläche austretenden Strahlung:

Für das Kontinuum:

$$I_k(0, \vartheta) = \frac{1}{\cos \vartheta} \int_0^{\infty} S(\tau) \exp\left(-\frac{\tau}{\cos \vartheta}\right) d\tau \quad [1.37]$$

und für die Linie:

$$I_v(0, \vartheta) = \frac{1}{\cos \vartheta} \int_0^{\infty} S(\tau^*) \exp\left(-\frac{\tau^*}{\cos \vartheta}\right) d\tau^* \quad [1.38]$$

Nach (1.35) kann man deshalb für die Linieneinsenkung

$$r_v(0, \vartheta) = \frac{I_k(0, \vartheta) - I_v(0, \vartheta)}{I_k(0, \vartheta)} \quad [1.39]$$

schreiben woraus unter Verwendung der Näherung von EDDINGTON und BARBIER ($I_v(0, \vartheta) = S(\tau^* = \cos \vartheta)$, $S_v(\tau) \approx B_v(T(\tau_v))$, lokales thermodynamisches Gleichgewicht)

$$r_v(\vartheta) = \frac{B_v(T(\tau_v)) - S_v(\tau^* = \cos \vartheta)}{B_v(T(\tau_v))} \quad [1.40]$$

folgt. Während die Kontinuumsstrahlung in der Nachbarschaft der Frequenz ν (hier ausgedrückt durch die Planck-Funktion) aus der optischen Tiefe τ_v stammt, kommt die Strahlung innerhalb der Linie nach (1.36) aus darüber liegenden ($\tau^* = \cos \vartheta$) und damit kühleren Schichten. Der Grund dafür ist, daß $\tau_v = 1$ einer anderen geometrischen Tiefe t entspricht als $\tau^* = 1$, wobei gilt:

$$T(\tau_v = 1) > T(\tau^* = 1)$$

Absorptionslinien entstehen also in Sternatmosphären, die einen nach innen ansteigenden Temperaturverlauf aufweisen. Im Fall der Sonne kann dieser Temperaturgradient in der Photosphäre über die Randverdunklung bestimmt werden. Sind dazu noch die Absorptionskoeffizienten κ_k und κ_l für den Frequenzbereich $\nu_0 \pm \Delta\nu$ um die Wellenlänge $\lambda_0 = c/\nu_0$ bekannt, dann läßt sich die dazugehörige Linienkontur numerisch berechnen.

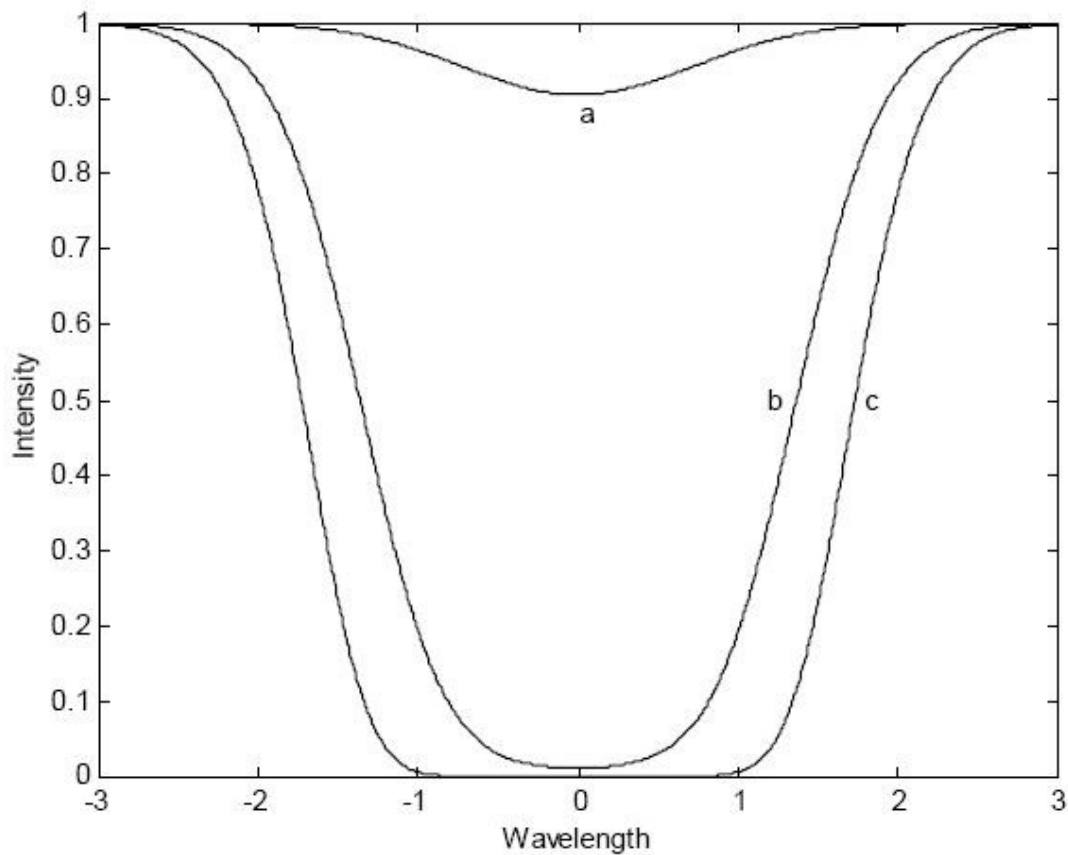
Aus der Linienkontur folgt weiter entsprechend (1.34) die Äquivalentbreite W der Linie, die ja (aufgrund der Normierung) ein Maß für die Energie ist, die in der Linie absorbiert wird. Da es bei der Linienabsorption mikroskopisch um das Resultat von Gebunden-Gebunden-Übergängen handelt, sollte

W auch der Anzahl der absorbierenden Atome $N \cdot x$ (Säulendichte) in der absorbierenden Schicht der Sonnen- bzw. Sternatmosphäre proportional sein:

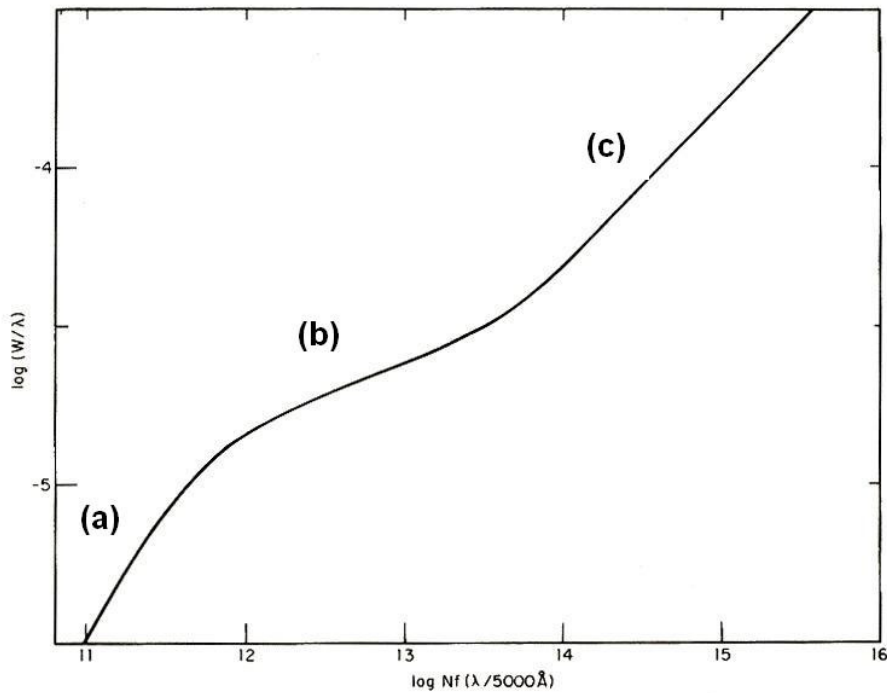
$$W = W(N x, \alpha) \quad [1.41]$$

N Anzahl absorbierender Atome pro Einheitsfläche, x Säulenhöhe, α Dämpfungsparameter

Trägt man den Logarithmus der Äquivalentweite W einer Absorptionslinie über den Logarithmus der Säulendichte $N_s = N x$ der absorbierenden Atome auf, dann erhält man die sogenannte „Wachstumskurve“. Sie ist – wie noch gezeigt wird – ein wichtiges Hilfsmittel, um die Elementhäufigkeiten in der Sonnenatmosphäre (oder der Atmosphäre eines Sterns) zu bestimmen.



Profil einer optisch dünnen Absorptionslinie (a) sowie einer optisch dicken Linie bei zwei unterschiedlichen Säulendichten absorbierender Atome. Sobald eine Linie „optisch dick“ geworden ist (d.h. die Linieneinsenkung erreicht ihren Maximalwert) (b), kann eine Erhöhung der Säulendichte nur noch zu einer Verbreiterung der Linie (d.h. von W) (c) führen.



Beispiel für eine Wachstumskurve. Die Buchstaben korrespondieren mit den Linienprofilen der obigen Abbildung. Man beachte die logarithmische Skalierung der Achsen.

Die Entstehung der Wachstumskurve läßt sich vereinfacht folgendermaßen beschreiben: Angenommen, in einer Säule mit dem Querschnitt dA über die gesamte Sonnen- oder Sternatmosphäre befinde sich eine „kleine“ Anzahl N von Atomen, die in der Lage sind, die der Absorptionslinie entsprechende Strahlung zu absorbieren. Diese Absorptionen führen zu einer leichten Einsenkung im Kontinuum die immer mehr anwächst, je mehr derartige Atome in die Säule eingebracht (natürlich nur gedanklich) werden. Das passiert solange, bis das Linienzentrum vollständig undurchlässig, also optisch dick geworden ist. Bei Erreichen dieses Zustandes der Sättigung kann die Absorptionslinie nur noch stärker werden, indem sie sich verbreitert. Erhöht man die Konzentration der absorbierenden Atome weiter, dann beginnen – symmetrisch vom Zentrum ausgehend – auch die Flügel an optischer Dicke zuzunehmen. Diesen Vorgang kann man unabhängig von der konkreten Linienform (die auch noch von anderen Parametern abhängt, s.u.) durch das „Wachstum“ der Äquivalentweite W erfassen. Das bedeutet, daß bei einem kontinuierlichen Anstieg der Konzentration der absorbierenden Atome sich die Wachstumskurve wie eine lineare Funktion mit dem Anstieg m verhält (a). Sobald die Konzentration jedoch so groß geworden ist, daß die Linie im Zentrum optisch dick wird, flacht sich die Kurve merklich ab (b) um bei weiter steigender Konzentration (wenn sich die Linienflügel beginnen abzusenken) wieder anzusteigen (c).

Die Anzahl N der Atome, die für eine bestimmte Linie verantwortlich sind, ist natürlich nicht die Gesamtzahl der Atome des entsprechenden Elements in der betrachteten Gassäule, sondern nur die Anzahl N_k , die sich genau in dem dazugehörigen Anregungszustand $X_{k,s} = |E_k - E_s|$ befindet. Um die absolute Häufigkeit eines Elements z.B. in der Sonnenphotosphäre zu bestimmen, muß man die Wachstumskurven für Linien verschiedener Anregungsstufen bestimmen und außerdem etwas über die Besetzungszahlen der einzelnen Anregungszustände in einem Gas wissen.

Es ist leicht einzusehen, daß die Verteilung der Elektronen auf die einzelnen Energieniveaus einer bestimmten Atom- oder Ionensorte entscheidend von der Temperatur abhängt. Ist T sehr klein, dann werden sich fast alle Atome im Grundzustand aufhalten, deren Elektronenverteilung in Abhängigkeit von der Ordnungszahl Z durch das Pauli'sche Ausschließungsprinzip festgelegt ist. Bei steigender Temperatur nimmt die Zahl der angeregten Atome zu bis die der Umgebungstemperatur entsprechende Energie $E=kT$ die Ionisationsenergie übersteigt. Ab diesem Moment setzt Ionisation ein. Bei noch weiter steigender Temperatur nimmt die Anzahl der neutralen Atome weiter ab bis das Gas vollständig ionisiert ist (man nennt es dann ein Plasma). Wie bereits LUDWIG BOLTZMANN (1844-1906) zeigen konnte, besteht im thermodynamischen Gleichgewicht für jede Temperatur T ein Gleichgewichtszustand zwischen den Besetzungszahlen der verschiedenen Anregungszuständen der Atome und Ionen eines Elements.

Betrachten wir zuerst ein neutrales Gas. Ein Volumenelement davon soll insgesamt N Atome einer bestimmten Atomsorte enthalten, von denen sich N_0 im Grundzustand und N_s im s-ten angeregten Zustand befinden. Bezeichnet man weiter mit $X_{0,s}$ die Anregungsenergie des s-ten Zustandes in Bezug auf den Grundzustand $k=0$, dann gilt nach den Gesetzen der statistischen Mechanik

$$\frac{N_s}{N_0} = \exp\left(-\frac{X_{0,s}}{kT}\right) \quad [1.43]$$

Dabei wird davon ausgegangen, daß die Energieniveaus „einfach“ sind, d.h. es existiert jeweils nur ein bestimmter quantenmechanischer Zustand mit einer dazugehörigen genau definierten Energie E. Diese Annahme gilt nur für die wenigsten quantenmechanischen Systeme. In den meisten Fällen können für einen bestimmten Energiewert mehrere Zustände realisiert sein. Man spricht dabei gewöhnlich von einer Entartung. Sie äußert sich z.B. in der Aufspaltung einer Spektrallinie unter Einfluß eines äußeren Magnetfeldes (Zeeman-Effekt).

Bei der Behandlung der Besetzungsdichten der einzelnen Energieniveaus muß deshalb diese „Entartung“ durch entsprechende statistische Gewichte g berücksichtigt werden, was zur Boltzmannschen Formel führt:

$$\frac{N_s}{N_0} = \frac{g_s}{g_0} \exp\left(-\frac{X_{0,s}}{kT}\right) \quad [1.44]$$

Um die Anzahl der angeregten Zustände s auf die Gesamtzahl der vorhandenen Atome zu beziehen, bedient man sich der sogenannten Zustandssumme Z:

$$Z = \sum_{s=0} g_s \exp\left(-\frac{X_{0,s}}{kT}\right) \quad [1.45]$$

Damit folgt

$$\frac{N_s}{N} = \frac{1}{Z} g_s \exp\left(-\frac{X_{0,s}}{kT}\right) \quad [1.46]$$

wobei sich die numerischen Werte für die Gewichtungsfaktoren aus der Quantentheorie ergeben (im Falle eines Multipletts gilt z.B. $g=2J+1$, wobei J der Betrag der Vektorsumme aus dem Bahndrehimpuls \mathbf{L} und des Eigendrehimpulses \mathbf{S} (Spin) der entsprechenden Bahnelektronen ist, Näheres dazu finden Sie in den Lehrbüchern der Atomphysik und im 2. Band dieses Lehrbuchs. Für ein einfaches Wasserstoffatom gilt beispielsweise mit n als „Hauptquantenzahl“ $g_n = n^2$.

Gleichung (1.46) zeigt, daß mit steigender Temperatur die Anzahl der Atome, die sich in einem angeregten Zustand befinden, immer mehr zunimmt. Bei nicht zu hohen Temperaturen sind jedoch offensichtlich nur die Niveaus mit niedrigen Anregungsenergien X merklich besetzt, weil steigende Anregungsenergien die Besetzungsdichten verringern.

Im Fall, daß die bei einem Absorptions- oder Stoßvorgang zugeführte Energie die Ionisationsenergie X_I übersteigt, verliert das entsprechende Elektron seine Bindung zum Atom und gewinnt gemäß der Einsteinschen Formel für den Photoeffekt die kinetische Energie

$$E_{kin} = \Delta E - X_I \quad \text{mit} \quad \Delta E = h\nu \quad [1.47]$$

Bei diesem Vorgang entstehen – aufgrund der Ladungserhaltung – freie Elektronen und Ionen, wobei für die Elektronendichte N_e

$$N_e = \sum_{k=1}^K \sum_{j=1}^{jk} j N_{jk} \quad [1.48]$$

gilt. N_{jk} ist dabei die Teilchenzahldichte der j -ten Ionisationsstufe des Elements k .

Der Vorgang der Ionisation kann als Gleichgewichtsreaktion aufgefaßt werden und erfordert zu seiner Beschreibung eine Erweiterung der Boltzmannschen Formel auf den Bereich der Kontinuumszustände (die kinetische Energie der „freien“ Elektronen ist nicht gequantelt):



Das Problem besteht darin, die Verteilung der Atome auf zwei jeweils benachbarte Ionisationszustände j und $j+1$ zu berechnen. Ist N_i die Anzahl der Ionen, N_e die Anzahl der Elektronen und N_0 die Anzahl der neutralen Atome in einem Volumenelement ΔV , dann läßt sich (gemäß dem Prinzip von Le Chatelier) das Verhältnis

$$\frac{N_i N_e}{N_0} = f(T, P_e) \quad [1.49]$$

als Funktion der Temperatur T und des Elektronendrucks $P_e = N_e kT$ schreiben. Diese Funktion wird als Saha-Funktion bezeichnet und sagt im Prinzip folgendes aus:

- hohe Temperaturen befördern die Ionisation
- hohe Elektronendrucke befördern die Rekombination

Die Beziehung (1.49) gibt also die relative Anzahl der drei Partikelarten im Gleich-gewichtsfall an, wo die Ionisationsraten den Rekombinationsraten entsprechen (Massenwirkungsgesetz). Mit den Methoden der statistischen Mechanik kann man unter diesen Voraussetzungen die sogenannte Saha-Formel (MEGHNAD SAHA, 1894-1956) ableiten:

$$\frac{N_{j+1}}{N_j} N_e = \frac{2 Z_{j+1}}{Z_j} \frac{(2 \pi m_e kT)^{3/2}}{h^3} \exp\left(-\frac{X_j}{kT}\right) \quad [1.50]$$

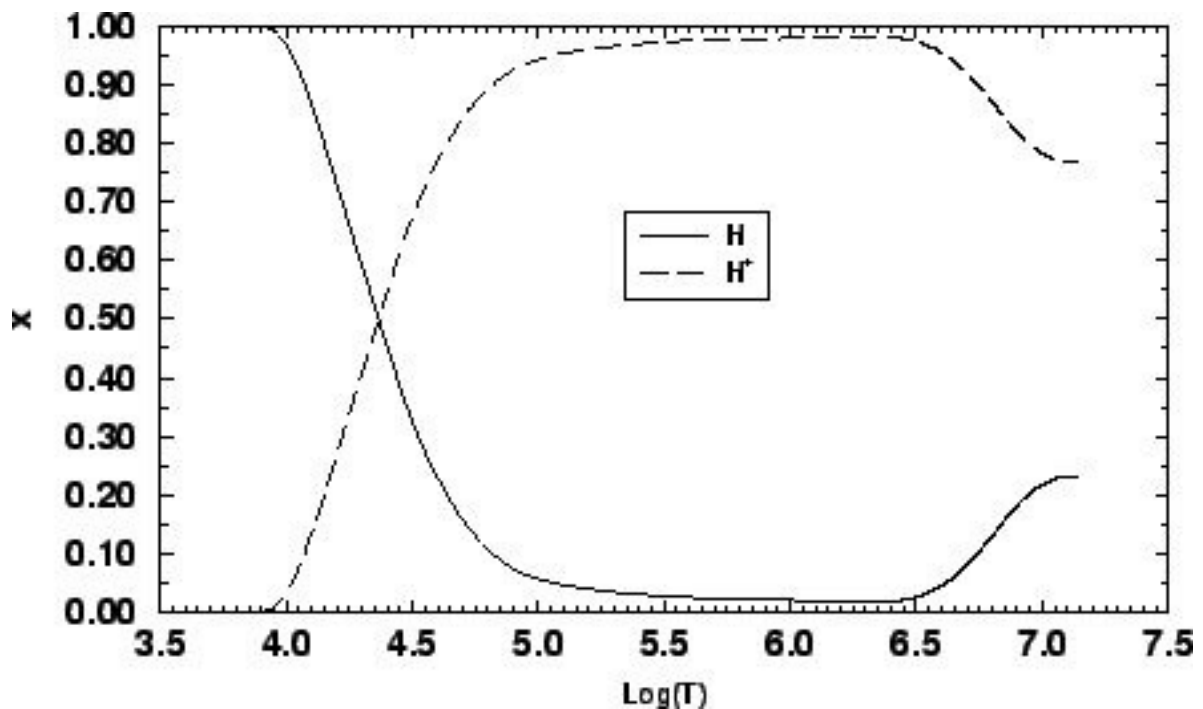
Z stellt die Zustandssumme der entsprechenden Ionisationszustände dar.

Bezeichnet man mit N^+ alle Ionen pro Volumenelement und rechnet die Konstanten aus, dann erhält man für reines Wasserstoffgas folgende zugeschnittene Gleichung:

$$\frac{N^+}{N_0} N_e = 2.24 \cdot 10^{15} \sqrt{T^3} \exp\left(-\frac{157200}{T}\right) \quad [1.51]$$

und daraus für das Verhältnis x von ionisierten zu neutralen Wasserstoff:

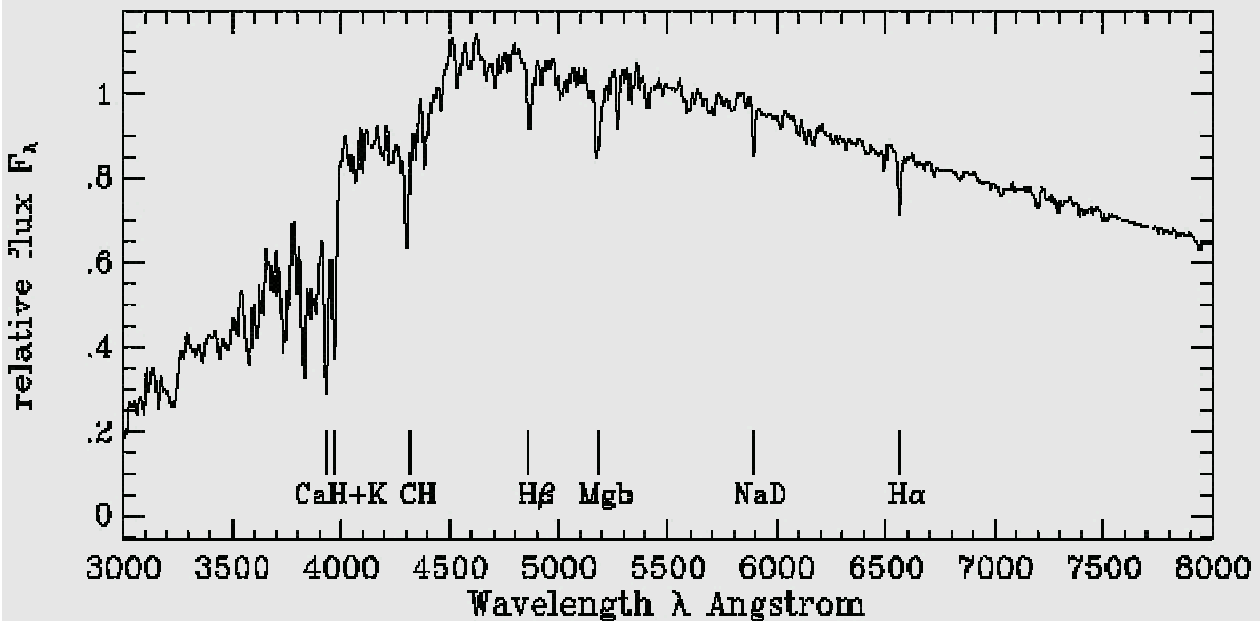
$$\frac{x^2}{1-x} (N_0 + N^+) = 2.24 \cdot 10^{15} \sqrt{T^3} \exp\left(-\frac{157200}{T}\right) \quad [1.52]$$



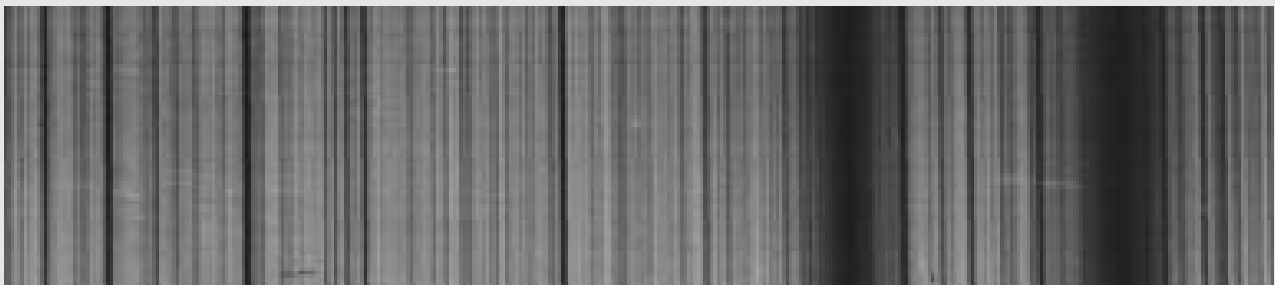
Anteile x von neutralen zu ionisierten Wasserstoff als Funktion der Temperatur T, berechnet nach der Saha-Formel

Die H- und K-Linie des einfach ionisierten Kalziums im Sonnenspektrum

Mittels der Saha-Gleichung lassen sich viele Eigenheiten des Sonnenspektrums und der Sternspektren erklären, die auf den ersten Blick ziemlich rätselhaft erscheinen. So fallen im Sonnenspektrum die Balmer-Linien des Wasserstoffs neben den vielen Metall-Linien kaum auf, obwohl die Sonnenatmosphäre fast ausschließlich aus Wasserstoffgas besteht. Dagegen dominieren im blauen Bereich u.a. die Absorptionslinien des einfach ionisierenden Kalziums bei $\lambda = 396.8 \text{ nm}$ (H-Linie) und $\lambda = 393.4 \text{ nm}$ (K-Linie) das Sonnenspektrum, obwohl auf ein Kalzium-Atom in der Photosphäre rund 2 Millionen Wasserstoffatome kommen.



Sonnenspektrum im sichtbaren Spektralbereich zwischen 300 und 800 nm



Detail des Sonnenspektrums im Bereich der H- und K-Linie des einfach ionisierten Kalziums

Um eine Erklärung für die unterschiedlichen Linienstärken (z.B. der Balmer H_α -Linie und der K-Linie des einfach ionisierten Kalziums) zu finden, muß man die Anzahl der neutralen Wasserstoffatome im ersten angeregten Zustand ($n=2$) mit der Anzahl der einfach ionisierten Kalziumatome im Grundzustand (die für die Entstehung der Fraunhoferschen H- und K-Linie verantwortlich sind) vergleichen. Dazu benötigt man offensichtlich die Boltzmann'sche Formel (1.44) und die Saha-Gleichung (1.50). Die Temperatur in der „Linienierungsregion“ der Photosphäre sei $T=5700 \text{ K}$ und der Elektronendruck $P_e=1.2 \text{ Pa}$. Für Wasserstoff im Grundzustand ist $Z_I = 2$ und für den ionisierten Zustand $Z_{II} = 1$ (hier handelt es sich nur um ein Proton, weshalb logischerweise keine Entartung auftreten kann) wobei als Index die in der Astrophysik übliche Ionisationsymbole in Form von römischen Ziffern Verwendung finden. Die Ionisationsenergie beträgt $13.6 \text{ eV} = 2.179 \cdot 10^{-18} \text{ J}$.

Damit folgt aus (1.50) für das Verhältnis von ionisierten zu neutralen Wasserstoffatomen in der Photosphäre

$$\frac{N_{II}}{N_I} = \frac{kT (2\pi m_e kT)^{3/2}}{P_e h^3} \exp\left(-\frac{X_I}{kT}\right) = 6.4 \cdot 10^{-5}$$

Das bedeutet, daß nur ein Wasserstoffion H_{II} auf 15600 neutrale Wasserstoffatome H_I kommt. Der größte Teil des Wasserstoffs ist also neutral. Die nächste Frage ist, wie viele von diesen neutralen Atomen sich im ersten angeregten Zustand befinden.

Die Antwort darauf liefert die Boltzmann-Formel:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right) = 3.8 \cdot 10^9$$

(die Energie des Grundzustandes des Wasserstoffatoms beträgt -13.6 eV und die Energie des ersten angeregten Zustandes -3.4 eV; das negative Vorzeichen kennzeichnet Bindungszustände)

Nur Eins von 260 Millionen Wasserstoffatomen ist demnach bei $T=5700$ K in der Lage, einen Beitrag zur Bildung von Balmer-Absorptionslinien zu liefern.

Die prinzipiell gleichen Rechnungen sind jetzt für das Element Kalzium durchzuführen. Die Zustandssummen für den neutralen und für den ersten angeregten Zustand können – da sie für Mehrelektronensysteme nicht so leicht zu berechnen sind – diversen Tabellenwerken entnommen werden. In diesem Fall gilt $Z_I = 1.32$ und $Z_{II} = 2.3$. Die Ionisationsenergie ist für dieses Element nur etwa halb so groß wie beim Wasserstoffatom und beträgt $X_I = 6.11$ eV.

Für das Verhältnis von ionisierten zu neutralen Kalzium ergibt sich deshalb unter den Bedingungen der Sonnenphotosphäre

$$\frac{N_{II}}{N_I} = 941$$

Kalzium liegt demnach fast ausschließlich im einfach ionisierten Zustand vor (nur Eins von ca. 900 ist neutral). Das ist auch verständlich, da die thermische Energie kT ungefähr eine Größenordnung unter dem Ionisationspotential liegt und die Saha-Gleichung sehr empfindlich auf eine kleine Änderung von X_I reagiert. Benutzt man jetzt die Boltzmann-Formel um zu erfahren, wie viele von diesen Kalzium-Ionen sich im Grundzustand befinden, dann erhält man mit $g_1 = 2$ und $g_2 = 4$ für die K-Linie bei $\lambda = 393.3$ nm (der energetische Abstand zwischen dem ersten angeregten Zustand und dem Grundzustand liegt in diesem Fall bei 3.12 eV) :

$$\frac{N_2}{N_1} = 3.49 \cdot 10^{-3}$$

Dieses Ergebnis kann man so interpretieren, daß so gut wie alle Kalzium-Atome in der Sonnenphotosphäre einfach ionisiert sind und sich im Grundzustand befinden. Quasi jedes von ihnen ist deshalb in der Lage, im Bereich der H- und K-Linie Licht zu absorbieren.

Die Stärke einer Absorptionslinie, die in einer Sternatmosphäre generiert wird, hängt bekanntermaßen von dem Verhältnis der Anzahldichten der entsprechenden Atome im jeweils dazugehörigen angeregten Zustand j zur Anzahldichte aller Atome des Elements ab, also von

$$N_j / N_{gesamt}$$

Im Fall der Balmer-Linien gilt demnach (wegen $N_1 + N_2 \approx N_I$)

$$N_2 \approx \left(\frac{N_2}{N_1 + N_2} \right) \left(\frac{N_I}{N_{gesamt}} \right) N_{gesamt} = \left(\frac{1}{1 + 2.63 \cdot 10^8} \right) \left(\frac{6.4 \cdot 10^{-5}}{1 + 6.4 \cdot 10^{-5}} \right) = \left[3.8 \cdot 10^{-9} N_{gesamt} \right]_H$$

und entsprechend für das einfach ionisierte Kalzium:

$$\left[N_1 \approx 0.995 N_{gesamt} \right]_{CaII}$$

Da auf ein Kalzium-Atom in der Sonnenatmosphäre rund 2 Millionen Wasserstoffatome kommen, von denen so gut wie keine ionisiert sind und sich im ersten angeregten Zustand befinden (während die Kalziumatome fast alle ionisiert sind und sich im Grundzustand befinden), ist ihr Beitrag zum Linienabsorptionskoeffizienten entsprechend größer und die Linien erscheinen entsprechend stärker.

Die wichtigste Erkenntnis aus den in der Infobox durchgeführten Rechnungen ist, daß die Stärke einer Absorptionslinie ursächlich nichts mit der absoluten Häufigkeit eines bestimmten Elements in einer Sternatmosphäre zu tun hat. Die Temperatur bestimmt maßgeblich das Aussehen eines Sternspektrums. Das ist auch der Grund, warum die Balmerlinien erst bei Sternen des Spektraltyps A, wo die Photosphärentemperatur 10000 K erreicht, besonders stark und dominant erscheinen.

Die Linienbreite und die Linienkontur werden noch von weiteren physikalischen Prozessen bestimmt, von denen insbesondere der Dopplereffekt eine große Bedeutung hat. Unter dem Dopplereffekt versteht man die Frequenzverschiebung einer elektromagnetischen Welle in Abhängigkeit davon, ob sich die Strahlungsquelle auf einen Beobachter zu (Violettverschiebung) oder von ihm weg bewegt (Rotverschiebung):

Bekanntlich ist im nichtrelativistischen Fall

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{v_r}{c} \quad [1.53]$$

wobei v_r die radiale Geschwindigkeitskomponente der Strahlungsquelle in bezug auf den Beobachter ist. Die Geschwindigkeitsverteilung der Atome in einem Gas oder Plasma ist durch die Maxwell-Verteilung $\Phi(v)$ gegeben, aus der sich die „wahrscheinlichste“ Geschwindigkeit aus

$$\frac{d\Phi(v)}{dv} = 0$$

ergibt, wobei für ein ideales Gas

$$\Phi(v) = \frac{dn}{dv} = 4\pi n v^2 \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT} \right) \quad [1.54]$$

gilt.

Die „wahrscheinlichste“ Geschwindigkeit $v = \xi_0$ ist demnach

$$\xi_0 = \sqrt{\frac{2kT}{m}} \quad [1.55]$$

und die dazugehörige Dopplerverschiebung

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m}} \quad [1.56]$$

Die Geschwindigkeitsverteilung der emittierenden oder absorbierenden Atome schlägt sich deshalb sofort im Linienprofil nieder:

$$\frac{dn}{n} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{\xi}{\xi_0}\right)^2 \frac{d\xi}{\xi_0} \quad [1.57]$$

Im Fall von optisch dünnen Linien kann man davon ausgehen, daß die Anzahl der absorbierenden Atome der relativen Intensität I proportional ist, so daß man für die Intensitätsverteilung über die Linie

$$\frac{dI}{I} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_D}\right)^2 \frac{d(\Delta\lambda)}{\Delta\lambda_D}, \quad [1.58]$$

(wobei $\Delta\lambda_D$ die Breite ist, wo die Intensität I auf den $1/e$ -ten Teil abgefallen ist)

schreiben kann. Diese spezielle Intensitätsverteilung nennt man ein „Dopplerprofil“.

Das Dopplerprofil einer Spektrallinie wird natürlich nicht nur durch die statistische Wärmebewegung der emittierenden bzw. absorbierenden Atome bestimmt. Auch turbulente Bewegungen (Mikroturbulenz) in der Sternatmosphäre, radiale Strömungen infolge von Konvektion und nicht zuletzt die Rotation eines Sterns führen zu einer Dopplerverbreiterung. Die Trennung der einzelnen Anteile in einer konkreten Linie ist mit speziellen mathematischen Methoden möglich. Wenn es gelingt, lassen sich daraus wichtige Informationen (z.B. über radiale Schwingungsmoden der Sonne) gewinnen.

Ein weiterer Verbreiterungsmechanismus ist unter dem Begriff der Druckverbreiterung oder Stoßdämpfung bekannt. Daneben gibt es noch die Strahlungsdämpfung, die zu der „natürlichen“ Linienbreite führt und ihre Ursache in der endlichen Zeitdauer eines Emissions- oder Absorptionsprozesses hat. Sie ist sehr klein und soll deshalb im Folgenden nicht näher untersucht werden. Bei der Stoßdämpfung wird der Emissions- oder Absorptionsvorgang einer elektromagnetischen Welle durch Zusammenstöße mit anderen Teilchen gestört. Das führt zu sogenannten „Dämpfungsflügel“, wo sich der Linienabsorptionskoeffizient $\kappa_l(\lambda)$ wie $1/\Delta\lambda^2$ verhält (im Doppler-Fall beobachtet man eine Abnahme von $\kappa_l(\lambda)$ wie $\exp(-(\Delta\lambda/\Delta\lambda_D)^2)$, wodurch sich der „Doppler-Kern“ einer Spektrallinie gut vom Dämpfungsflügel trennen läßt).

Bei der Sonne überwiegt die Stoßdämpfung aufgrund der Wechselwirkung mit neutralen Wasserstoffatomen der Dämpfung durch freie Elektronen. Erst in sehr heißen Sternen (wo z.B. der Wasserstoff vollständig ionisiert in der Sternatmosphäre vorliegt) wird die Stoßdämpfung durch den

erhöhten Elektronendruck (insbesondere in Linien, die einen großen quadratischen Stark-Effekt aufweisen) ausschlaggebend für die Linienverbreiterung.

Die Überlagerung („Faltung“) der Doppler- und Dämpfungsprofile ergeben schließlich als Linienkonturen die sogenannten Voigt-Profile (nach W.VOIGT, 1859-1919).

Durch die Anwendung der eben erläuterten Gesetzmäßigkeiten kann man aus einer genauen Vermessung des Sonnenspektrums (bzw. von Sternspektren) in Ergänzung mit experimentell bestimmten atomaren Daten und theoretischen Rechnungen sehr viel über die physikalischen Bedingungen in der Sonnenatmosphäre im Besonderen und in Sternatmosphären im Allgemeinen erfahren. Man spricht in diesem Fall von einer Spektralanalyse, deren Ergebnis in einem Modell der Sonnen- bzw. der entsprechenden Sternatmosphäre mündet. Dabei werden theoretische Berechnungen immer mehr verfeinert und die Ergebnisse der „Modellatmosphäre“ mit den konkreten Spektren verglichen. Die Modellanpassung ist deshalb ein iterativer Prozeß, in dem man unter den Modellannahmen berechnete Spektren („synthetische Spektren“) immer wieder mit gemessenen Spektren vergleicht und aus den Abweichungen Korrekturterme für die jeweiligen physikalischen Größen bestimmt. Diese Rechnungen werden heute selbstverständlich mit schnellen Computern ausgeführt. Eine Ausführliche Diskussion der mit der stellaren Spektralanalyse zusammenhängenden Fragen finden Sie in den Kapiteln zur Sternphysik.

Elementehäufigkeit

Die Bestimmung der Häufigkeit der einzelnen Elemente in einer Sternatmosphäre wie die der Sonne ist eine Aufgabe der quantitativen Spektralanalyse. Das dafür notwendige theoretische Instrumentarium wurde in vereinfachter Form bereits im vorangegangenen Abschnitt über die Fraunhoferschen Absorptionslinien erarbeitet. Im Folgenden soll nur kurz die sogenannte „Grobanalyse“ eines Spektrums erläutert und die Ergebnisse für die Sonne diskutiert werden.

Ausgangspunkt ist die Registrierkurve des Sonnenspektrums in einer Auflösung, die das Vermessen der Linienprofile erlaubt. Man sucht sich jetzt im Spektrum die Linien eines Elements, die verschiedenen Anregungsstufen entsprechen, heraus und bestimmt gemäß (1.34) ihre Äquivalentbreiten W und mit (1.35) die Linieneinsenkungen r . Daraus lassen sich empirisch Wachstumskurven konstruieren, aus denen sich wiederum die Säulendichten der entsprechenden Elemente für die einzelnen Anregungszustände ergeben. Unter Anwendung der Boltzmann-Formel (1.44) erhält man die Gesamtzahl der Atome, die sich in den einzelnen Anregungszuständen befinden. Sind mindestens zwei Elemente in jeweils mehreren Ionisationsstufen im Spektrum sichtbar, dann läßt sich mittels der Saha-Gleichung (1.49) die Ionisationstemperatur und der Elektronendruck berechnen. Schließlich erhält man über die Aufsummierung der Atomzahlen in den einzelnen Anregungs- und Ionisationsstufen der einzelnen Elemente ihre relativen Häufigkeiten.

Was hier mit wenigen Worten beschrieben wird, erfordert in der Praxis einen enormen Meß- und Rechenaufwand, insbesondere, weil auch noch andere physikalische Größen aus den Messungen abgeleitet und berücksichtigt werden müssen. Um die aus der Grobanalyse gewonnenen Daten weiter zu verbessern, führt man in Folge sogenannte „Feinanalysen“ durch, die aus der iterativen Berechnung von Modellatmosphären bestehen, deren Spektren durch Korrektur der Parameter (z.B. Temperatur und Druckschichtung, chemische Zusammensetzung etc.) sukzessive dem beobachteten Spektrum angepaßt

werden. Das macht man solange, bis die Abweichungen zwischen dem „synthetischen Spektrum“ und dem beobachteten Spektrum möglichst verschwinden (was natürlich niemals ganz gelingt). Auf diese Weise läßt sich nicht nur die chemische Zusammensetzung der Sonnenatmosphäre erforschen. Die prinzipiell gleiche Methode erlaubt auch die Bestimmung der physikalischen Parameter und der chemischen Zusammensetzung von beliebigen Sternatmosphären - soweit auswertbare Spektren vorliegen.

In der Photosphäre der Sonne existieren auch Elemente, die unter den dort herrschenden Anregungsbedingungen nicht in der Lage sind, genügend starke Absorptionen zu erzeugen. Dazu gehören in erster Linie die Edelgase Helium, Neon und Argon. Ihre relativen Häufigkeiten müssen deshalb mit anderen Methoden bestimmt bzw. indirekt abgeschätzt werden.

Für die Sonnenphotosphäre erhält man folgende Werte:

ELEMENT	Häufigkeit	Häufigkeit
	(Gesamtzahl der Atome in Prozent)	(Masseanteil in Prozent)
Wasserstoff	91.2	71.0
Helium	(8.7)	27.1
Sauerstoff	0.078	0.97
Kohlenstoff	0.043	0.40
Stickstoff	0.0088	0.096
Silizium	0.0045	0.099
Magnesium	0.0038	0.076
Neon	(0.0035)	0.058
Eisen	0.0030	0.14
Schwefel	0.0015	0.040

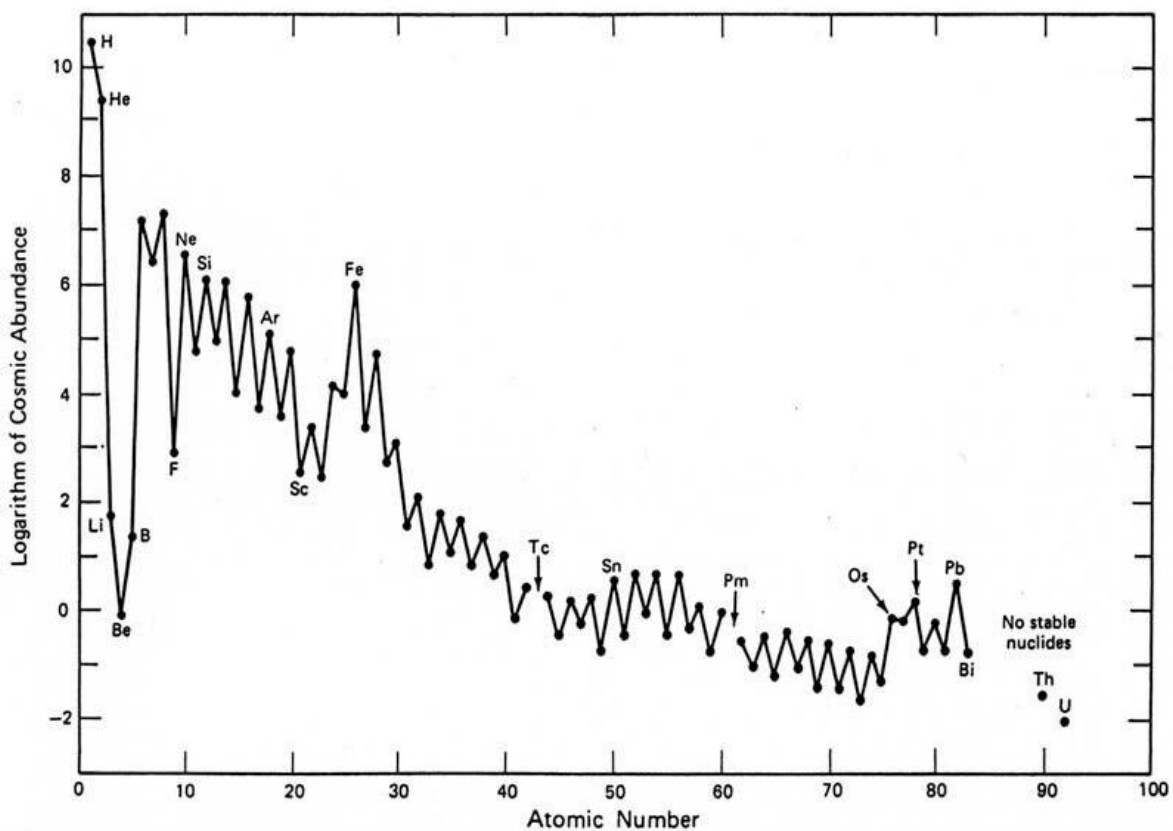
Wie nicht anders zu erwarten, ist Wasserstoff das weitaus häufigste Element. Die Häufigkeit von Helium kann – wie bereits erwähnt – nicht direkt aus dem Spektrum der Photosphäre erschlossen werden. Wie man leicht nachrechnen kann, befinden sich im Temperaturbereich der Photosphäre so gut wie alle Heliumatome im Grundzustand. Absorptionen produzieren in diesem Fall nur Linien im UV-Bereich, wo die Abstrahlung der Sonne sowieso nicht sonderlich groß ist. Heliumlinien lassen sich aber z.B. in Emission in der bedeutend heißeren Chromosphäre beobachten. Unter der Annahme, daß die Konzentrationsverhältnisse dort ähnlich dem der Photosphäre sind (und in Analogie zur kosmischen Häufigkeitsverteilung der chemischen Elemente) läßt sich ein Wert nahe an 9 Prozent abschätzen. Im Sonnenkern sollte dagegen die Konzentration etwas höher sein, da es bei den dort ablaufenden thermonuklearen Prozessen bekanntermaßen produziert wird. Es sammelt sich zwar im Kernbereich an, kann aber durch die in diesem Bereich fehlenden konvektive Massentransporte nicht in die äußeren Schichten der Sonne transportiert werden. Interessant in diesem Zusammenhang ist auch, daß das Element „Helium“ – was nichts anderes als „Sonnenstoff“ bedeutet - zuerst 1868 von Sir

Sonnenatmosphäre - Photosphäre

NORMAN LOCKYER (1836-1920) (und unabhängig von PIERRE-JULES-CESAR JANSSEN (1824-1907)) spektroskopisch als bis dahin unbekanntes Element im Spektrum der Sonnenchromosphäre (genauer der Protuberanzen) gefunden wurde. Erst 1895 konnte der schottische Chemiker Sir WILLIAM RAMSEY (1852-1916) dieses Edelgas auch auf der Erde nachweisen.

Bemerkenswert ist außerdem, daß alle anderen Elemente, die schwerer sind als Wasserstoff und Helium, lediglich 0.1 % der Teilchen und 1.9 % der Sonnenmasse ausmachen.

Die Materie der Sonnenatmosphäre ist – was ihre chemische Zusammensetzung betrifft – weitgehend mit der Zusammensetzung der Materie, aus der sie sich vor über 4.5 Milliarden Jahren gebildet hat, identisch.



Graphische Darstellung der Elementhäufigkeit im Sonnensystem. Die Häufigkeiten sind als Logarithmus der Anzahl der Atome in bezug auf 1 Million Si-Atome dargestellt

Ruhige Sonne – ungestörte Photosphäre

Bereits mit einem kleinen Fernrohr kann man auf der Sonne Strukturen beobachten, von denen die Sonnenflecken und die besonders am dunkleren Sonnenrand zu erkennenden „Fackeln“ am auffälligsten sind. Diese beiden Phänomene zeigen - was ihre Ausprägung und Häufigkeit betrifft - einen deutlich sichtbaren Aktivitätszyklus von ca. 11 Jahren an. Es sind Phänomene der sogenannten „Aktiven Sonne“. Aufgrund der großen Bedeutung und der physikalischen Besonderheiten werden sie im nächsten Band (13) ausführlich behandelt. In diesem Abschnitt geht es um die Strukturen in der ungestörten Photosphäre zu Zeiten der „Ruhigen Sonne“. Das betrifft in erster Linie die sogenannte „Granulation“, die man im Bereich der Photosphäre in unterschiedlichen Ausprägungen und räumlichen Skalen beobachten kann. Sie zeigen konvektive Massen- und Energietransportprozesse an und bestimmen die Dynamik der Photosphäre.

Die Granulation

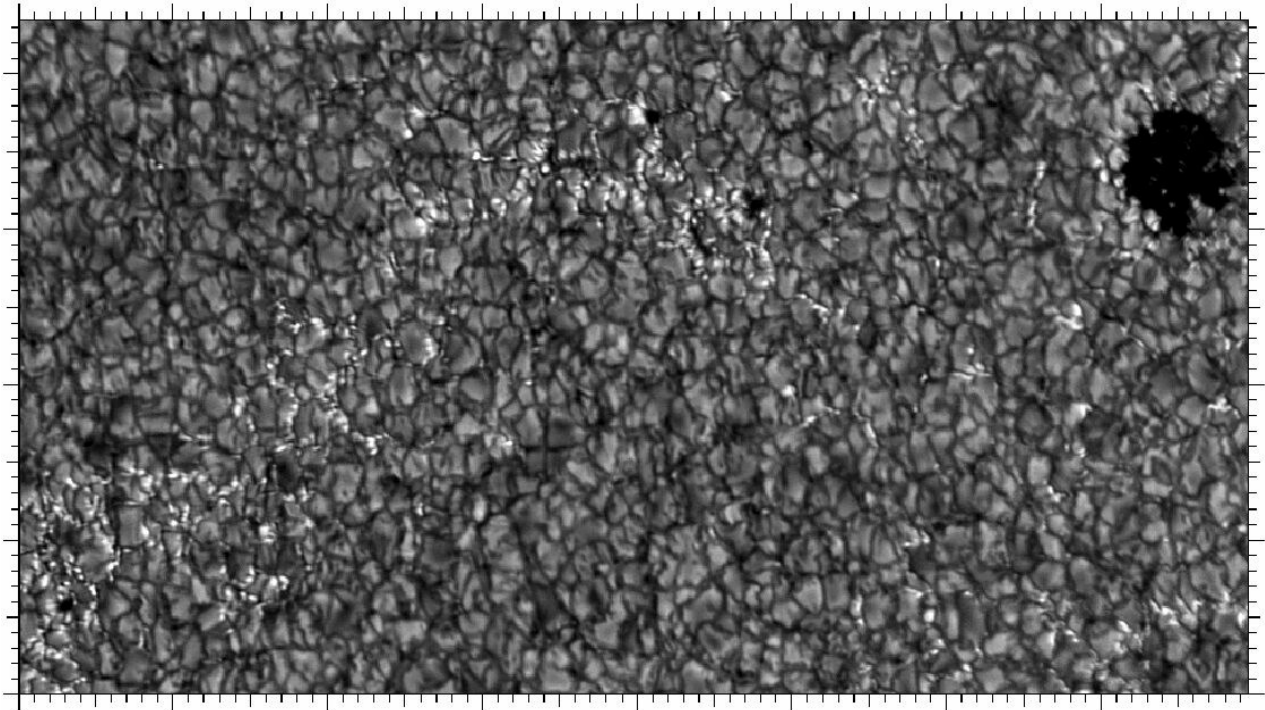
Die Photosphäre der Sonne erscheint im integralen Licht bei einer Auflösung von 1 bis 2 Bogensekunden (typisch 1.8“) nicht gleichmäßig hell, sondern eher von einer Art „griesligen“, „körnigen“ Struktur. Diese Struktur wird von sogenannten „Granulen“ hervorgerufen, von denen zu jedem Zeitpunkt ca. 4 Millionen die Sonnenoberfläche bedecken. Erst Anfang der 60ziger Jahre des vorigen Jahrhunderts gelangen mit speziellen Ballonteleסקopen (z.B. STRATOSCOPE, 1963) hochaufgelöste Aufnahmen, die ein sehr regelmäßiges polygonartiges Muster, daß sich in Zeitskalen in der Größenordnung von 10 Minuten stetig veränderte, zeigten. Heute gelingen mit modernen Sonnenteleסקopen und adaptiver Optik Aufnahmen und Filme, welche die Granulation in nie da gewesener Qualität und Auflösung sichtbar machen.

Die Granulen haben typische Durchmesser von 500 bis 1500 km. Die Größten unter ihnen erreichen sogar Ausmaße, welche die 3000 km-Grenze überschreiten. Sie besitzen eine auffällige polygonartige Form und existieren im Schnitt lediglich 8 Minuten. Sie sind also relativ kurzlebig. In selteneren Fällen hat man jedoch auch Lebensdauern von bis zu 20 Minuten beobachtet.

Eine typische Granule besitzt im integrierten Licht einen hellen Kernbereich und einen um ca. 20 bis 30 % dunkleren Rand, der als Intergranulum bezeichnet wird. Diese Helligkeitsabnahme wird durch einen Temperaturabfall hervorgerufen, dessen Größe mittels des Stefan-Boltzmannschen Gesetzes leicht abgeschätzt werden kann. Man erhält auf diese Weise einen Temperaturunterschied zwischen Zentralbereich und Rand von einigen wenigen 100 K. Hochaufgelöste Spektren verraten außerdem, daß es sich bei den Granulen um aufsteigende und bei dem Intergranulum um absteigende Gasmassen handelt. Dabei werden radiale Strömungsgeschwindigkeiten von ± 2 km/s beobachtet. Das äußert sich deutlich in der „wackeligen“ Struktur hochaufgelöster Spektrallinien (Dopplereffekt), die man deshalb auch als „wiggled lines“ bezeichnet. Außerdem existiert noch eine horizontale Geschwindigkeitskomponente zwischen dem Kernbereich und dem Intergranulum in der Größenordnung von ca. 250 m/s. Sie ist am Sonnenrand meßbar.

Granulen sind hochgradig dynamische Phänomene. Man wird sich dem bewußt, wenn man einmal einen Film der sich laufend ändernden Granulationsmuster gesehen hat. Eine adäquate Beschreibung des Lebenszyklus einer einzelnen Granule ist kaum möglich. Man sieht sie z.B. wachsen (expandieren)

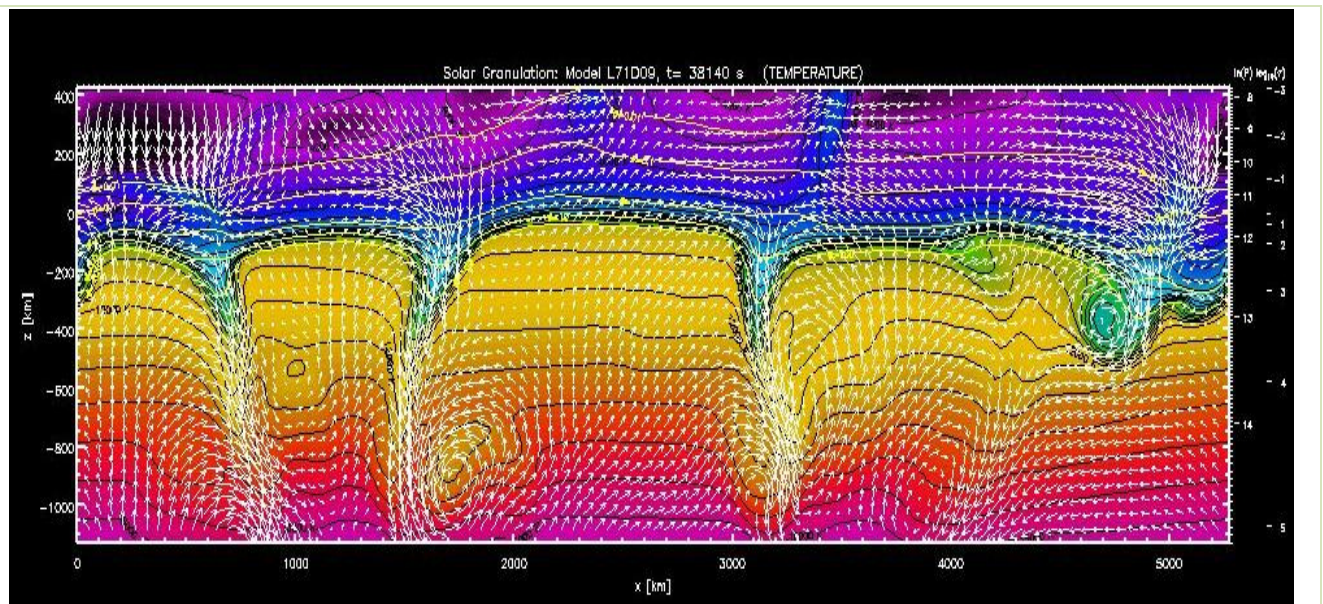
bis sich in ihrem Innern ein dunkler und deshalb etwas kühlerer Fleck bildet, der expandiert und ab einer gewissen Größe in Einzelteile zerfällt, die sich in neue Granulen entwickeln. Manche Granulen explodieren quasi, wobei wahrscheinlich Stoßwellen entstehen, die wiederum die untere Chromosphäre heizen. Theoretische Untersuchungen interpretieren diese Erscheinung als Konvektion, die von der Oberfläche aus kontrolliert wird und sich in starken Abströmungen äußert.



Hochauflöstes Bild der Sonnengranulation, aufgenommen mit Hilfe des schwedischen Vakuum-Sonnenteleskops auf Teneriffa unter Anwendung adaptiver Optik (1997). © SST La Palma

Ein sehr einfaches, aber anschauliches Modell der granularen Konvektion beschreibt die Granulen als sogenannte Benard-Zellen. Sie entstehen gewöhnlich, wenn eine Gas- oder Flüssigkeitsschicht von „unten“ her gleichmäßig geheizt wird. Dabei können sich kleinskalige Strömungsmuster in Form von Konvektionszellen ausbilden, die in ihrer Form frappierend der solaren Granulation ähneln. Die Ursache dafür liegt in einem diffizilen Zusammenspiel zwischen der Gravitation und der Tendenz, das sich leichtere (und damit wärmere) Gaspakete nach oben und schwerere nach unten bewegen. Dabei entsteht eine Instabilität, die sich – wenn der Temperaturgradient der Schicht einen kritischen Wert übersteigt – im Zuge eines sich selbst organisierenden Prozesses zu regelmäßig geformten Konvektionszellen entwickelt. Diese Konvektionszellen werden als Benard-Zellen bezeichnet.

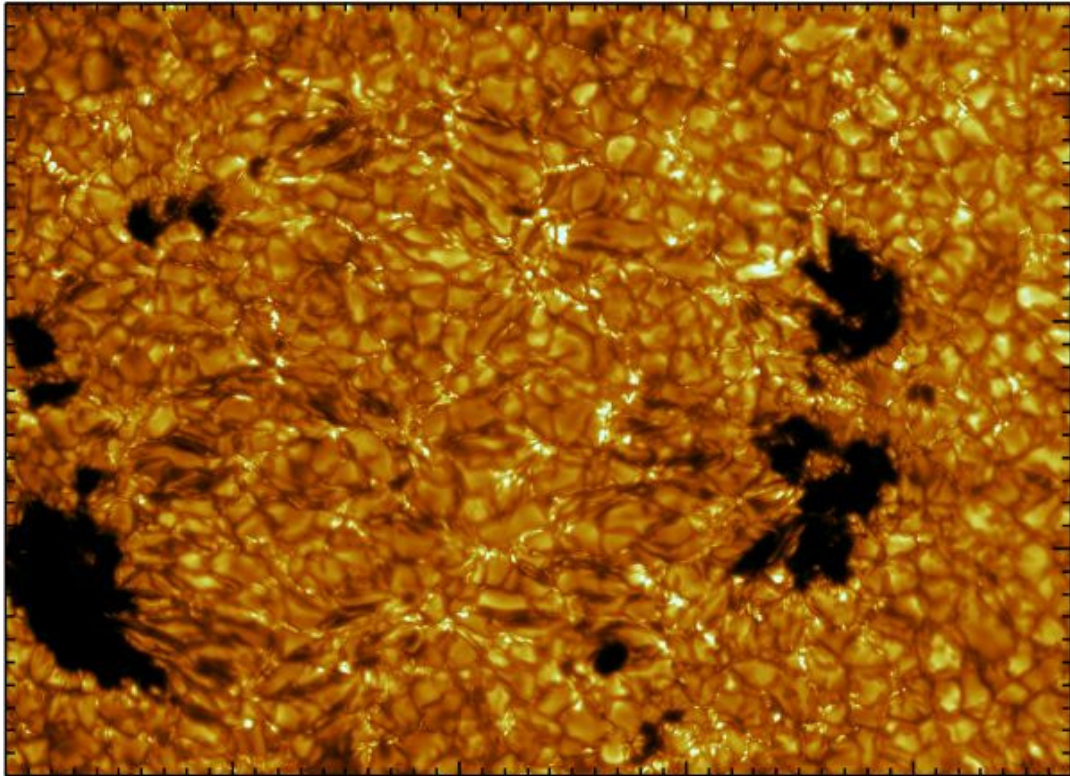
Detailuntersuchungen der Granulen und der intergranularen Bereiche haben jedoch signifikante Unterschiede zwischen der Granulationsdynamik und der Dynamik von Benard-Zellen aufgedeckt die zeigen, daß dieses Modell doch anscheinend zu einfach ist. Granulen zeigen vielmehr auffällige Asymmetrien in den Strömungsbewegungen sowie das Auftreten turbulenter Strömungen im Intergranulum. Man versucht deshalb, die Strömungsverhältnisse durch Modellrechnungen nachzuvollziehen.



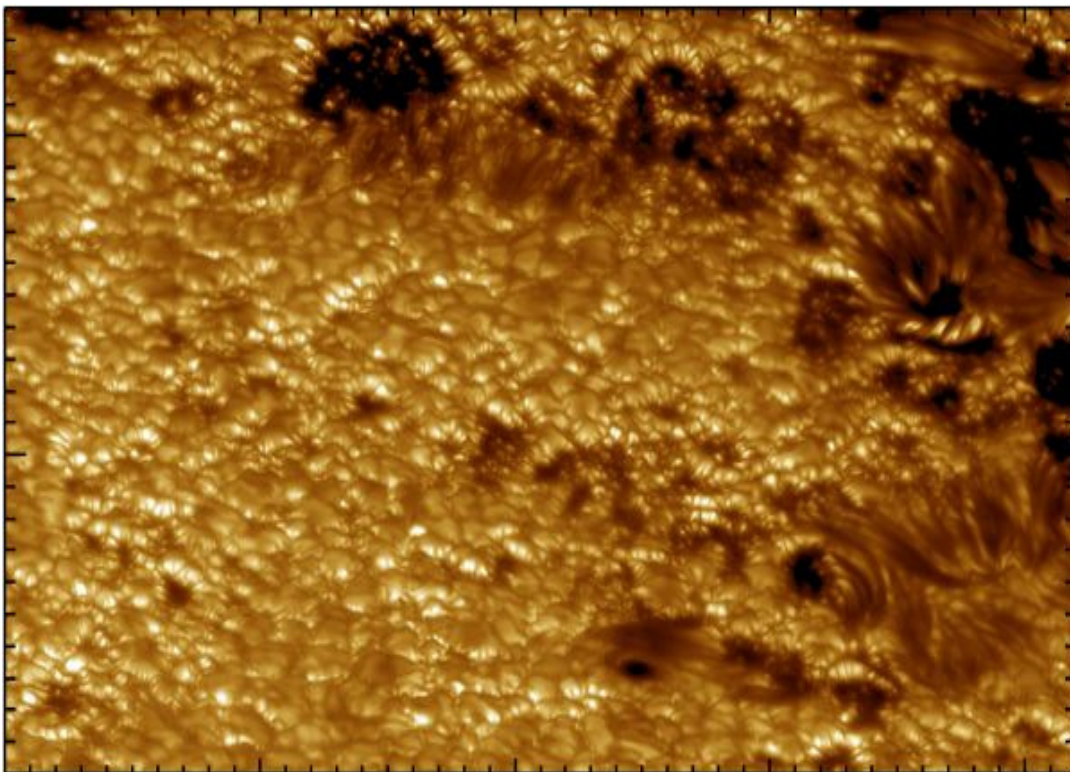
Ergebnis (Zeitschritt) einer numerischen Simulation der Strömungs- und Temperaturverhältnisse im Bereich der Sonnenphotosphäre. Die Abbildung überdeckt den Querschnitt von drei Granulationszellen. Die Farben kodieren Temperaturen. © *M. Steffen, Astrophysikalisches Institut Potsdam*, *S. Wedemeyer, Institut für Theoretische Physik und Astrophysik, Kiel*

Das ist mit dem Einsatz leistungsfähiger Computer in den letzten Jahren möglich geworden. Ein Beispiel für die Augenblickaufnahme eines Geschwindigkeits- und Temperaturfeldes im Bereich der Photosphäre zeigt die obige Abbildung, welche von einer Arbeitsgruppe des Astrophysikalischen Instituts Potsdam und der Universität Kiel berechnet wurde. Deutlich ist zu erkennen, wie die aufsteigenden Gasblasen an der „Oberfläche“ ihre Strömungsrichtung ändern um – etwas abgekühlt – in den intergranularen Bereichen wieder in der Sonnenatmosphäre abzutauchen. Dabei treten z.T. auffällige Verwirbelungen auf.

Beobachtet man die Granulation am Sonnenrand, wo man unter einem relativ flachen Winkel auf die Sonnenoberfläche schaut, dann kann man die Granulation quasi dreidimensional sehen. Die einzelnen Granulen erscheinen dann als kleine Hügel, deren Form sich laufend ändert. Überraschend ist, daß die Flanken von manchen dieser Granulen heller leuchten als die Zentren der Granulen selbst. Bei geringer Auflösung zerfließen diese Strukturmerkmale zu hellen, mehr oder weniger ausgedehnten Flecken, die jedem Sonnenbeobachter als „Fackeln“ bekannt sind. Da sie offensichtlich nur an den Flankenbereichen der Granulen auftreten, sind sie in „Draufsicht“ – also in den zentralen Bereichen der Sonnenscheibe – nicht sichtbar. Das erklärt, warum Fackelgebiete im sichtbaren Licht fast nur im Randbereich der Sonne auftreten. Da dort der Kontrast aufgrund der Randverdunklung schon eh verstärkt ist, sind sie in diesen Bereich durchaus auffällig und bereits in kleinen Fernrohren gut zu sehen.



Diese hochauflösende Aufnahme der Sonnengranulation im Bereich einiger Poren zeigt auch einzelne, heller leuchtende Details, die man als Filigree bezeichnet. Sie treten bevorzugt im intergranularen Bereich auf und stellen die Enden von sogenannten magnetischen Flußröhren dar.

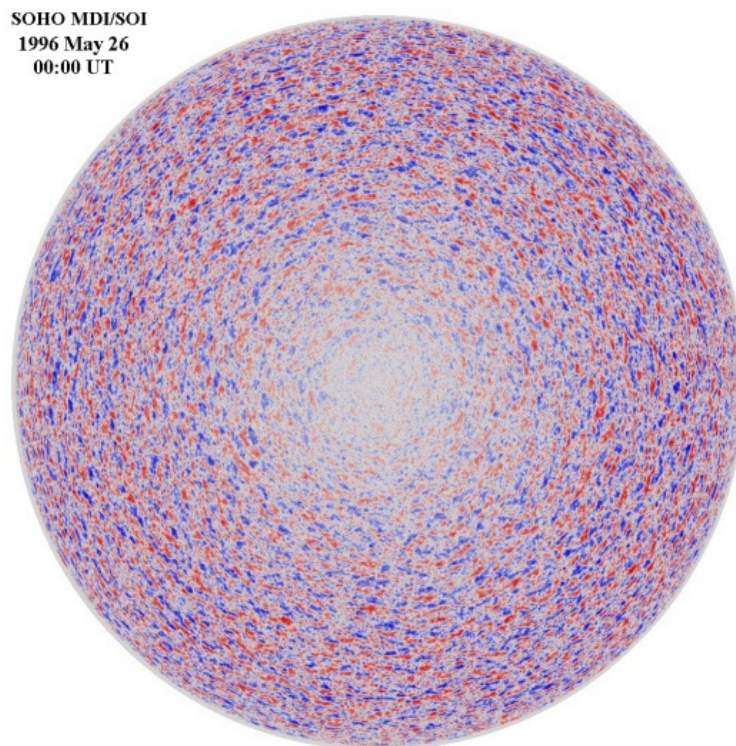


Granulation am Sonnenrand. Bei geringer Auflösung zerfließen die hellen Flecken zu Strukturen, die als „Fackeln“ bekannt sind. © SST La Palma

Meso- und Supergranulation

Anfang der fünfziger Jahre des vorigen Jahrhunderts konnte A.B.HART durch Vermessung der Dopplerverschiebung ausgewählter Fraunhoferscher Linien die Existenz großräumiger Konvektionsstrukturen in der Photosphäre bzw. Chromosphäre nachweisen, die heute unter dem Begriff der Supergranulation zusammengefaßt werden. Da sie sich nicht durch einen merklichen Temperaturgradienten entlang ihrer Oberfläche bemerkbar macht, ist sie im sichtbaren Licht – trotz der relativ großen Winkelausdehnung der einzelnen Strukturelemente von ca. $40''$ – nicht zu beobachten.

Supergranulen haben durchschnittlich eine Ausdehnung von ca. 30000 - 35000 km, wobei die mittlere Lebensdauer rund einen Tag beträgt. Das aufsteigende Gas bewegt sich vom Zentrum zum Rand mit einer Geschwindigkeit von ungefähr 0.4 km/s (horizontale Geschwindigkeitskomponente) um an den Rändern mit ca. 0.1 km/s wieder abzusteigen. Diese Bewegung läßt sich mit sogenannten „Dopplergrammen“ sichtbar machen. Wie der Name schon sagt, nutzt man den Dopplereffekt aus, um bei diesem Meßverfahren die radiale Geschwindigkeitskomponente der Konvektionszellen zu ermitteln.



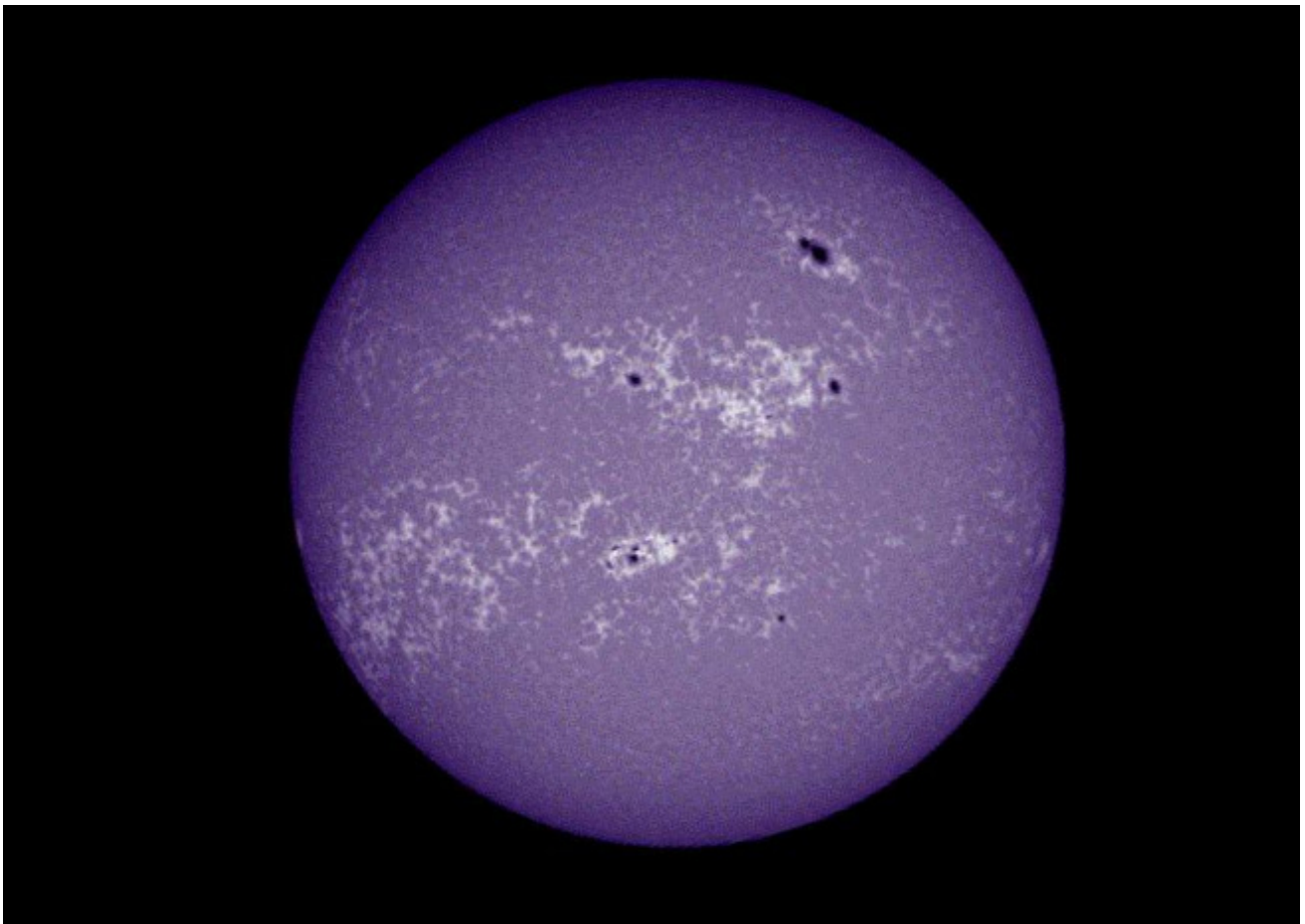
Dieses Dopplergramm der Sonne (aufgenommen mit dem MDI-Instrument der Sonnensonde SOHO) zeigt deutlich die Supergranulation. Die Farben codieren den Betrag der Strömungsgeschwindigkeiten radial zur Blickrichtung, wobei sich rote Gebiete von uns weg und blaue auf uns zu bewegen. Im Zentrum ist die horizontale Geschwindigkeitskomponente normal zur Sichtlinie, weshalb sie keinen Beitrag zum (radialen) Dopplereffekt liefern kann. © SOHO, ESA, NASA

Im Prinzip verwendet man dafür zwei Spektroheliogramme, die jeweils ein Bild der Sonne in einem extrem engen Spektralbereich (z.T. Bruchteile eines Angströms) erzeugen, wobei der Eingangsspalt des Spektroheliographen einen jeweils sehr engen Bereich rechts und links der Symmetrieachse einer stark dopplerverbreiterten Fraunhoferlinie überdeckt. Das Licht, welches von aufsteigenden Gasmassen

stammt, ist violettverschoben und vergrößert die Intensität im kurzwelligen Flügel der Spektrallinie. Absteigende Gasmassen erhöhen entsprechend die Intensität im langwelligen Teil. Die Differenz zwischen diesen beiden Helligkeiten ist demnach ein Maß für den Betrag der radialen Geschwindigkeitskomponente der zu untersuchenden Strukturmerkmale der Sonnenoberfläche.

Die Aufnahme von Dopplergrammen gehört heute zu den Standardtechniken moderner Sonnenobservatorien. Mit dem „*Michelson Doppler Imager*“ (MDI) der Sondenmission SOHO konnten z.B. nicht nur neue Erkenntnisse über die Supergranulation gesammelt werden. Die Genauigkeit dieses Instruments erlaubte auch detaillierte Untersuchungen des Schwingungs- und Rotationsverhaltens der Sonne, aus dem sich wiederum mit Hilfe komplizierter mathematischer Methoden Informationen über das Sonneninnere gewinnen lassen (Helioseismologie).

Die Strukturen der Supergranulation setzen sich bis in die Chromosphäre fort. Dort zeichnet das sogenannte chromosphärische Netzwerk die Randbereiche der Supergranulen nach. Es ist besonders gut auf Spektroheliogrammen im Licht des einfach ionisierten Kalziums (Ca II) zu erkennen. Es zeigt Konzentrationen von Magnetfeldlinien in den Bereichen an, wo die horizontale Strömung der Supergranulen in eine vertikale, absteigende Strömung übergeht.



Sonnenscheibe im Licht der K-Linie des einfach ionisierten Kalziums CaII im violetten Teil des optischen Spektrums. Die hellen gesprenkelten Strukturen bilden das chromosphärische Netzwerk. Die hellen Flecken werden auch als „Floculi“ bezeichnet.

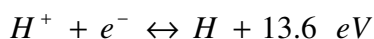
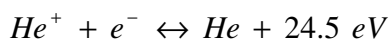
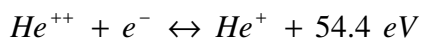
Wahrscheinlich mehr in den obersten Schichten der Photosphäre liegt die Ursache für das Auftreten der Mesogranulation. Wie schon der Name sagt, handelt es sich um ein Strömungsmuster, dessen Strukturen in der Größe zwischen den photosphärischen Granulen und den Supergranulen liegen. Die horizontale Ausdehnung der einzelnen Zellen beträgt im Mittel um die 5000 km und ihre mittlere Lebensdauer liegt bei etwa 5 Stunden. Sie sind nur sehr schwer und nur mit hohem technischen Aufwand zu beobachten.

Warum die Sonne in ihrer Atmosphäre Konvektionszellen in den genannten drei Größenordnungen ausbildet, ist noch nicht restlos geklärt. Es gibt begründete Vermutungen, daß ihre Existenz mit dem Ionisationszustand von Wasserstoff- und Heliumatomen in unterschiedlichen Tiefen der Sonnenatmosphäre zu tun hat. Unterhalb von 2000 km befindet sich ein Großteil des Wasserstoffgases im einfach ionisierten Zustand. Wenn es infolge der konvektiven Bewegung nach oben steigt, wird es rekombinieren und die dabei freiwerdende Energie an die entsprechende Atmosphärenschicht abgeben. Im Fall der Supergranulation findet dieser Vorgang in einer Tiefe von etwa 20000 km statt, wo zweifach ionisiertes Helium zu einfach ionisiertes Helium rekombiniert. Ob die Mesogranulation von der Rekombination des einfach ionisierten Helium zu neutralen Helium herrührt (was einer Tiefe von ca. 7000 km entsprechen würde), wird zumindest diskutiert, obwohl Modellrechnungen (PLONER et.al, 1999) eher auf eine Entstehung nahe der Sonnenoberfläche hindeuten.

Konvektionsmuster in der Photosphäre

Konvektionsmuster	Typische Ausdehnung [m]	Typische Zeitskala
Granulation	$1.5 \cdot 10^6$	8 min
Mesogranulation	$8 \cdot 10^6$	5 Stunden
Supergranulation	$30 \cdot 10^6$	1 Tag
Riesenzellen	$10^\circ \times 40^\circ$	120 Tage

Für die Entstehung der Granulationsstrukturen wesentliche Rekombinationsprozesse:

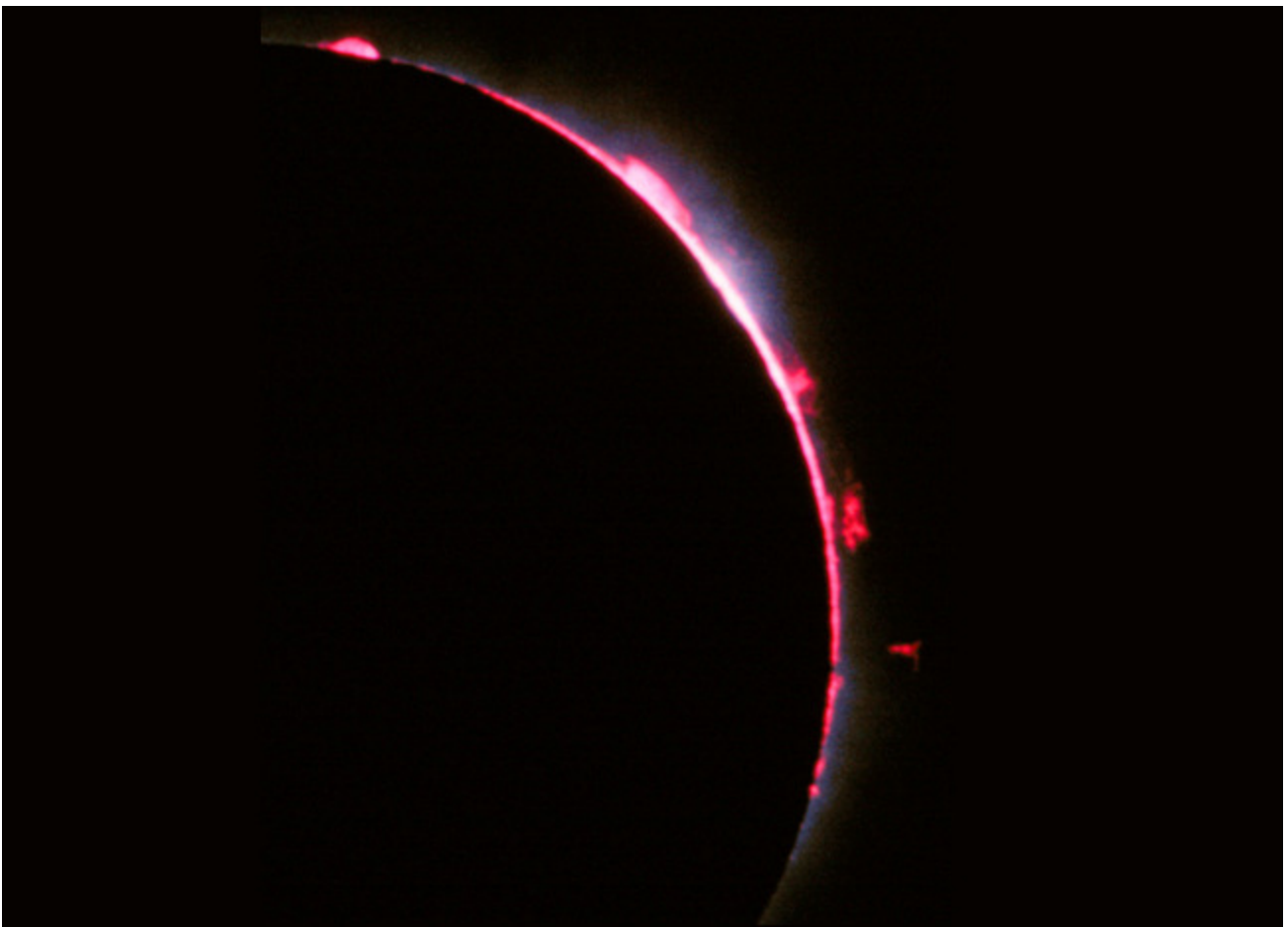


Die Granulationsstrukturen auf der Sonne sind eng mit dem solaren Magnetfeld verbunden. Aufgrund des elektrisch sehr gut leitfähigen Photosphärenplasmas führt die Wechselwirkung zwischen den Magnetfeldern und den konvektiven Strömungen zur Ausbildung von Magnetfeldstrukturen, die sich in verschiedenen Skalen im Bereich der konvektiven Abwärtsströmungen konzentrieren. Der ständige Ab- und Umbau dieser Magnetfelder („Magnetokonvektion“) führt zu Transportprozessen, bei denen mechanische Energie aus dem Sonneninneren in die obere Sonnenatmosphäre verlagert wird und dort zur Heizung der Chromosphäre und schließlich der Korona beiträgt. Die Untersuchung dieser sehr komplexen Wechselwirkungen erfolgt hauptsächlich mit Hilfe von Computersimulationen auf der Basis magnetohydrodynamischer Modelle. Dabei haben die berechneten Granulationsstrukturen mittlerweile einen sehr hohen Übereinstimmungsgrad mit den beobachteten Strukturen erreicht.

Chromosphäre

Bei einer Sonnenfinsternis erscheint der Mondrand im Moment des Beginns bzw. kurz vor Ende der totalen Bedeckung von einem rötlichen, nach außen unregelmäßig begrenzten Rand umgeben, aus dem sich oft Gasfontänen – Protuberanzen – erheben. Diese „farbige“ Hülle wird als Chromosphäre (also „Farbhülle“) bezeichnet. Da ihre Intensität nur Bruchteile der Intensität der Photosphäre ausmacht, ist sie ohne spezielle Hilfsmittel (wie z.B. Spektroheliographen oder spezielle Interferenzfilter) nur sehr schwierig zu beobachten.

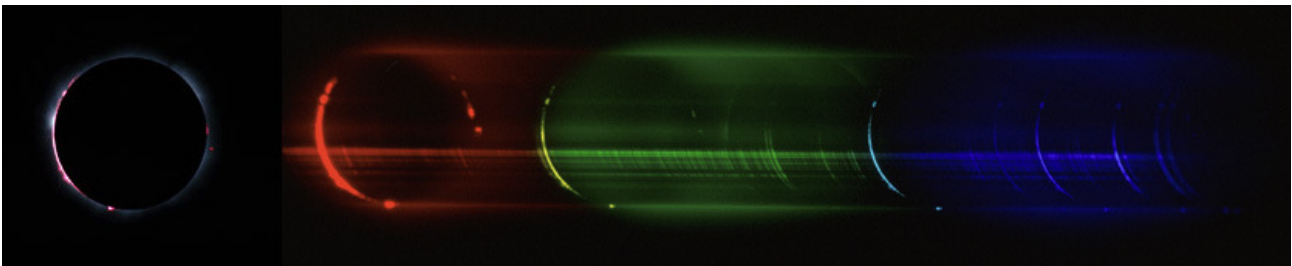
Die Chromosphäre beginnt ca. 500 km oberhalb der Photosphären, getrennt durch eine Übergangsschicht, an deren Obergrenze die Temperatur einen Minimalwert von ca. 4400 K erreicht. In der sich daran anschließenden Chromosphäre beobachtet man dagegen einen rapiden Temperaturanstieg, um im Übergangsbereich zur Korona (ca. 10000 km über der Photosphärenobergrenze) mehrere 100000 K zu erreichen. Dieser Temperaturanstieg ist mit einer rapiden Abnahme der Gasdichte von ca. 10^{-8} g/cm³ auf etwa 10^{-11} g/cm³ verbunden. Der starke Temperatur- und Dichtegradient führt dazu, daß die Energieabstrahlung in diesem Bereich bevorzugt in einzelnen Emissionslinien erfolgt, von denen insbesondere die Wasserstofflinien Lyman- α und Balmer- α , die D_3 -Linie des neutralen Heliums sowie die H- und K-Linien des einfach ionisierten Kalziums erwähnt werden sollen.



Die Sonnenchromosphäre wird – zusammen mit einigen Protuberanzen – kurzzeitig am Mondrand bei einer totalen Sonnenfinsternis sichtbar. © T.Credner, 11.8.1999

Spektrum

Nimmt man in dem Moment, bei der bei einer totalen Sonnenfinsternis die Chromosphäre sichtbar ist, ein Spektrum auf (z.B. mittels eines Objektivprismas), dann erhält man ein typisches Emissionslinienspektrum. Dieses Spektrum wird gewöhnlich – weil es nur für wenige Sekunden sichtbar ist - als „Flash-Spektrum“ bezeichnet. Es enthält zum größten Teil die gleichen Spektrallinien wie ein Photosphärenspektrum, nur daß sie diesmal nicht in Absorption, sondern in Emission auftreten. Die rötliche Färbung der Chromosphäre ist dabei überwiegend der H_α -Emission des Wasserstoffs bei einer Wellenlänge von 656.3 nm zu verdanken. Im ultravioletten Licht überwiegt die Abstrahlung im Bereich der Lyman- α -Linie (121.6 nm). Zusätzlich beobachtet man Linien hochangeregter, ionisierter Atome, die entsprechend hohe Anregungstemperaturen anzeigen.

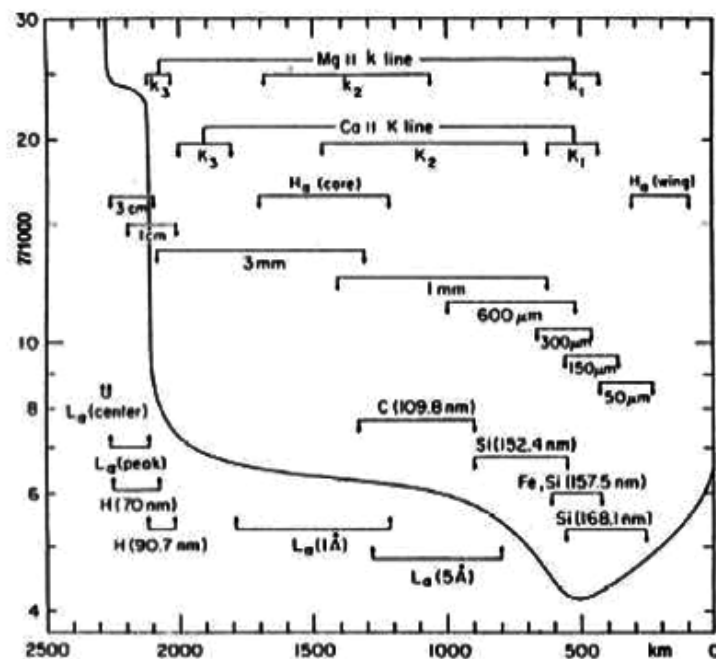


Flashspektrum der Sonnenchromosphäre, aufgenommen mit einem Objektivgitter während einer totalen Sonnenfinsternis

Im Gegensatz dazu sind Linien neutraler Atome mit niedrigen Anregungsenergien im Flashspektrum nur relativ schwach ausgeprägt. Erwähnenswert ist noch die D_3 -Linie des neutralen Heliums im gelben Teil des Spektrums ($\lambda = 587.6$ nm), die – wie obige Abbildung zeigt – sehr auffällig ist. Ihre Erstbeobachtung durch JANSSEN und LOCKYER (1868) führte übrigens zur Entdeckung des Edelgases Helium durch RAMSEY IM JAHRE 1895.

Da der gebogene Mondrand wie ein Spalt wirkt, der verschieden hohe Schichten der Chromosphäre abdeckt, ist die „Sichellänge“ einer Spektrallinie ein grobes Maß dafür, in welcher Höhe diese Spektrallinie erzeugt wird. Größere Sichellängen koinzidieren mit Linien, die relativ hohen Anregungszuständen entsprechen. Kleinere Sichellängen zeigen dagegen hauptsächlich Metallatome in niedrigen Anregungszuständen (z.B. Fe I, Fe II, Ti I, Ti II). Das Aussehen des Flashspektrums wird also ziemlich direkt durch die Temperaturzu- und Dichteabnahme mit der Höhe über der Photosphäre bestimmt. Die Balmer-Emissionen der Sonne werden z.B. fast ausschließlich in der Chromosphäre generiert. Während in der Photosphäre die Bedingungen so sind, daß die sie durchdringende Kontinuumsstrahlung und die thermische Energie der Gasteilchen energetisch nicht ausreicht, um die Elektronen der neutralen Wasserstoffatome in den ersten angeregten Zustand ($n=2$) zu heben, sind die Temperaturen in der mittleren und oberen Chromosphäre hoch genug, um durch Stoßanregung eine signifikante Anzahl von Wasserstoffatomen in den ersten angeregten Zustand zu überführen. Demnach werden die den Balmerlinien entsprechenden Frequenzen aus dem Kontinuum durch die Photosphäre absorbiert während das in der Chromosphäre erzeugte Balmerlicht bei einer totalen Sonnenfinsternis am Mondrand sichtbar wird.

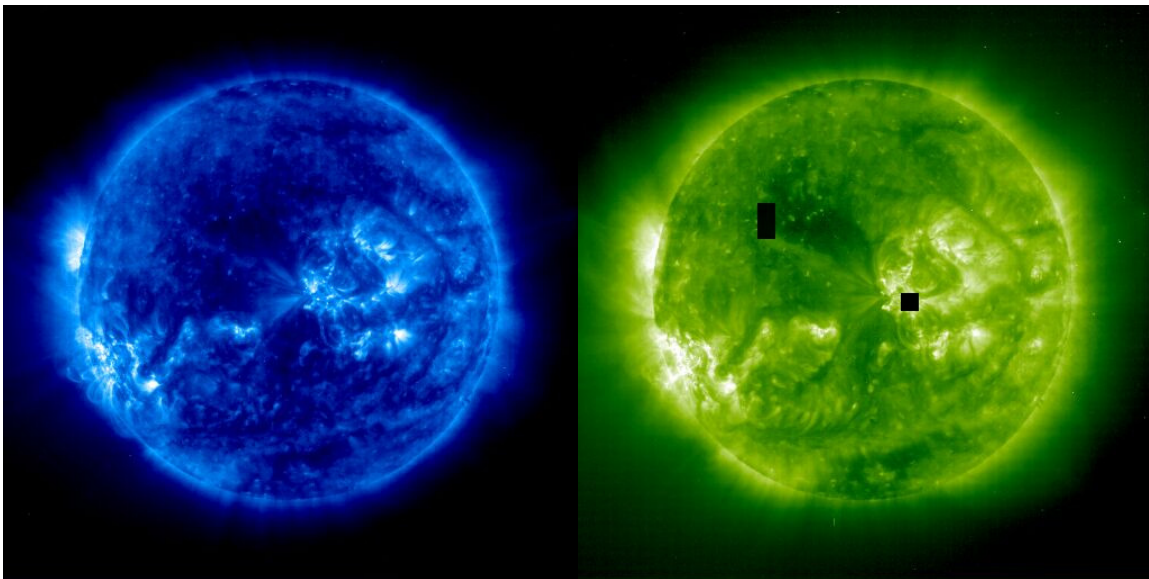
In der extrem schmalen Übergangszone zwischen der Chromosphäre und der Korona („transition region“) steigen die Temperaturen ($> 10^5$ K) soweit an, das in diesen Bereich Emissionen von Atomen in z.T. sehr hohen Anregungsstufen (z.B. Fe XIV, Mg X, N V, C IV, O IV, Si IV) auftreten, die sich als Emissionslinien im UV-Bereich des Sonnenspektrums (z.B. im Wellenlängenbereich zwischen 50 – 160 nm) bemerkbar machen. Die dominierenden Elemente dieser Zone sind die vertikalen Fortsetzungen der Ränder von Supergranulationszellen, wie man sie z.B. auf Spektroheliogrammen im Licht des einfach ionisierten Heliums bei 30.4 nm sehen kann. Die Übergangsregion wird z.Z. intensiv mittels Sonnenbeobachtungssatelliten erforscht (z.B. TRACE, SOHO), da ihr eine Schlüsselrolle im Prozeß der Aufheizung der Korona auf mehrere Millionen Grad zukommt.



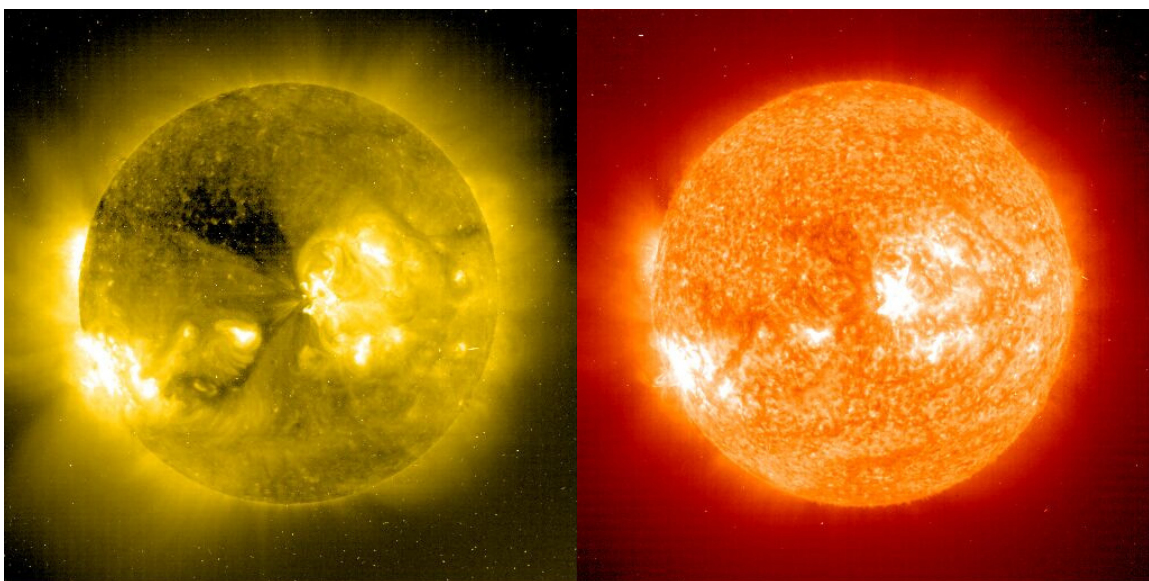
Temperaturschichtung der Chromosphäre mit den Entstehungsgebieten einiger auffälliger Emissionslinien. Man beachte den steilen Temperaturanstieg in der Übergangsschicht zur Korona.

Die Übergangszone ist sehr inhomogen, stark strukturiert und extrem dynamisch. Das Wasserstoffgas ist bei Temperaturen oberhalb von 20000 K vollständig ionisiert, weshalb in dieser Region keine Balmer-Emissionen mehr auftreten können. Sie kann aber vom Weltraum aus im EUV-Bereich des elektromagnetischen Spektrums beobachtet werden (z.B. TRACE – „Transition Region and Coronal Explorer“). Ihre Eigenschaften werden durch die Magnetfelder bestimmt, welche durch die Strukturen des chromosphärischen Netzwerks gegeben sind und sich in den Hochtemperaturbereich der Übergangszone fortsetzen. Sie spielen offensichtlich eine Schlüsselrolle bei der Entstehung und Aufrechterhaltung des enormen Temperaturgradienten über eine Höhe von wenigen 100 km. Mittels der Sonnensonde SOHO konnten 1997 eine neue Art von plötzlichen Intensitätserhöhungen im Licht bestimmter Spektrallinien (z.B. O III, O IV, O V) beobachtet werden (HARRISON et. al.), die als „Blinker“ bezeichnet werden. Man findet sie an den Rändern des chromosphärischen Netzwerks wo sie im Mittel eine Fläche von $2.9 \cdot 10^7$ km² einnehmen. Ihre Lebensdauer beträgt im Durchschnitt ca. 16 Minuten.

Die Chromosphäre ist der tiefste Teil der Sonnenatmosphäre, in dem die Temperatur nach außen signifikant ansteigt. Das bedeutet, daß sie sich nicht im Strahlungsgleichgewicht befinden kann. Um diese Temperaturerhöhung aufrecht erhalten zu können, sind zusätzliche Energiequellen neben der von der Sonne ausgehenden Strahlung notwendig. In Frage kommt dabei nur mechanische Energie in Form von dissipierenden Schallwellen (die z.B. beim „Zerplatzen“ von Granulen entstehen) sowie der Eintrag von Energie durch magnetische Felder (Flußröhren) an den Grenzen der Supergranulation. Da sich die Anregungsbedingungen der im Chromosphärenplasma enthaltenen Atome und Ionen mit der Temperatur (und damit mit der Höhe über der Sonnenoberfläche bei $\tau = 0$) stark ändert, können mit Hilfe von monochromatischen Filtergrammen (=Spektroheliogramme) verschiedene Schichten der Chromosphäre abgebildet werden. Im optischen Bereich verwendet man dazu am häufigsten die Balmer-Linien (besonders H_α) sowie die Linien des einfach ionisierten Kalziums.



Sonne (24.10.2003) im UV-Bereich bei 17.1 nm (Fe IX, 900000 K) und 19.4 nm (Fe XII, 150000 K)



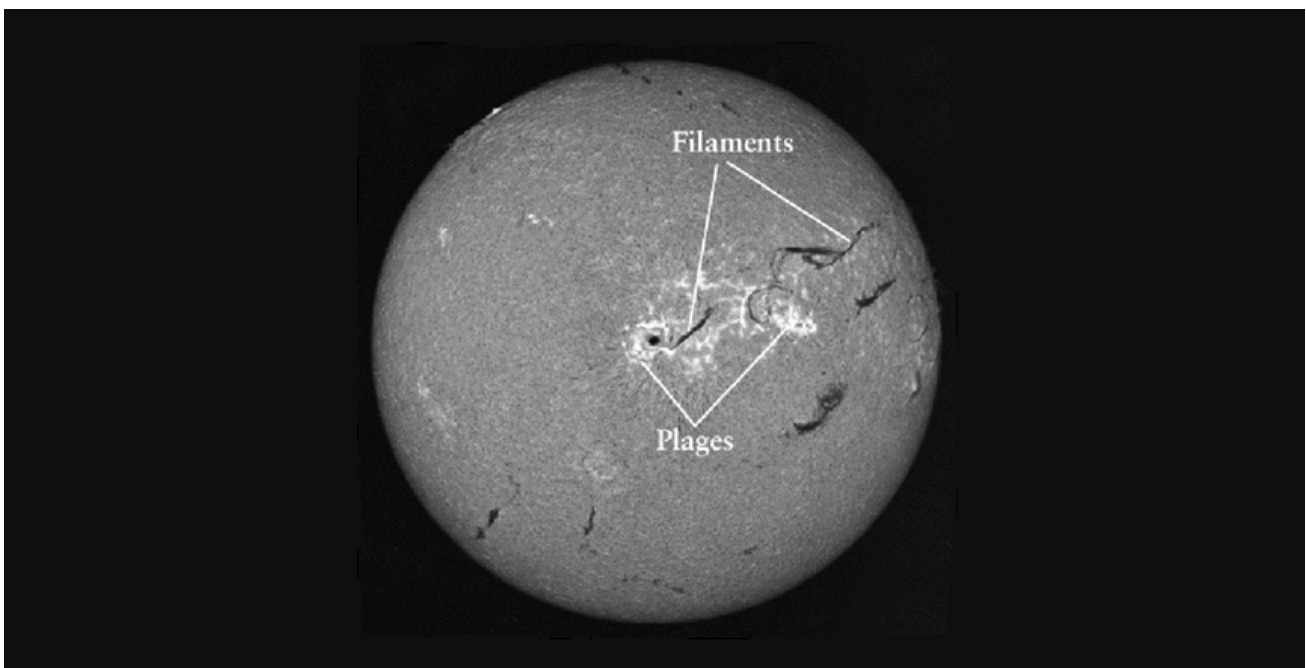
Sonne (24.10.2003) im UV-Bereich bei 28,4 nm (Fe XV, 200000 K) und 30.4 nm (He II, 50000 K)

Mit Satelliten (z.B. SOHO, TRACE) werden außerdem regelmäßig Filtergramme im Licht von intensiven, von der Erde aus unzugänglichen UV-Linien gewonnen, mit deren Hilfe hochenergetische Vorgänge in der Chromosphäre (z.B. Flares) in ihrer gesamten Dynamik verfolgt werden können.

Strukturen in der Chromosphäre

Da die Chromosphäre außer bei totalen Sonnenfinsternissen im integralen Licht nicht zu beobachten ist, beziehen sich die lokalen Strukturmerkmale hauptsächlich auf monochromatische Bilder ausgewählter Emissionslinien. Während man früher derartige Bilder mit Hilfe von Spektroheliographen gewonnen hat, benutzt man heute spezielle, sehr schmalbandige Polarisations-Interferenzfilter, um die Sonne im Licht einzelner Spektrallinien abzubilden. Solche Aufnahmen zeigen sehr viele Details, sind aber nur schwer zu interpretieren. Gerade in der Chromosphäre ist die Annahme eines thermodynamischen Gleichgewichts eine physikalisch unsinnige Vereinfachung, was die theoretische Behandlung des darin enthaltenen solaren Plasmas erschwert.

Neben den Strukturen der Supergranulation, die z.B. auf H_{α} -Filtergrammen und auf Filtergrammen im Licht der H- und K-Linie des einfach ionisierten Kalziums zu sehen sind, sieht man auf monochromatischen Sonnenaufnahmen oft „helle“ Gebiete, die man allgemein als „*floculi*“ (oder „*plages*“, aus dem franz. für „Strand“) bezeichnet. Sie bilden sich hauptsächlich dort, wo sich später Sonnenflecke ausbilden („aktive Gebiete“) was darauf hindeutet, daß sie etwas mit Magnetfeldern zu tun haben. Dunkle, meist streifenförmige Strukturen, bezeichnet man dagegen als „Filamente“. Bei diesen Strukturen handelt es sich um Projektionen von sogenannten Protuberanzen auf die Sonnenscheibe. Die Protuberanzen selbst sind besonders deutlich im Licht der roten Balmer- α Linie des neutralen Wasserstoffs als z.T. gigantische Gasausbrüche, die sich bis weit in die Korona erstrecken können, zu beobachten.



Sonne im Licht der H_{α} -Linie mit hellen Gebieten (Plages) und dunklen Filamenten.

Der obere Teil der Chromosphäre besteht aus einem „Rasen“ von kleinen „Flammen“, die man bei hoher Vergrößerung bei einer totalen Sonnenfinsternis am Mondrand kurzzeitig beobachten kann. Diese „Flammen“ werden als „Spiculen“ bezeichnet und sind die typischsten großflächigen chromosphärischen Strukturen. Man findet Sie in den Randbereichen der Supergranulationszellen wobei ihre Längsachse die Richtung der dort austretenden Magnetfeldlinien anzeigt. Deshalb sind die einzelnen Spicules in den Polregionen der Sonne auch etwas länger und etwas stärker geneigt.

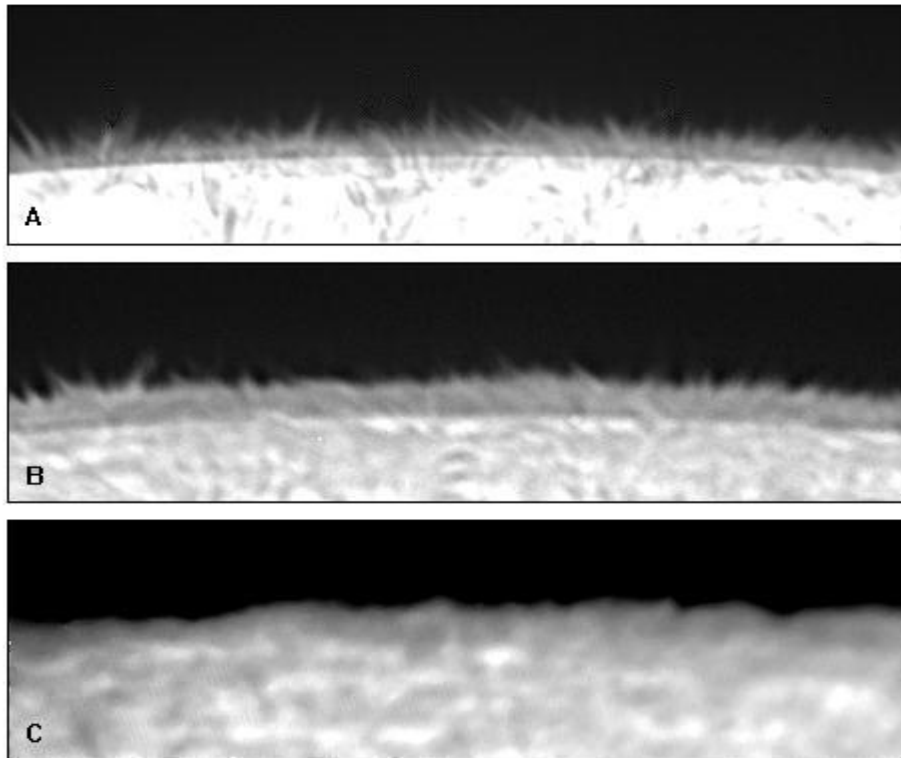
Die gewaltigsten Explosionen in der Sonnenatmosphäre sind ohne Zweifel die sogenannten „Flares“. Sie können soviel Energie freisetzen (bis 10^{25} J), daß sie in seltenen Fällen sogar im integralen Licht sichtbar werden. Ihre Entstehung hängt mit dem Instabil werden von bestimmten lokalen Magnetfeldkonfigurationen zusammen. Ihre Lebensdauer reicht von wenigen Minuten bis zu mehreren Stunden. Ihre Häufigkeit wechselt mit dem 11-jährigen Aktivitätszyklus der Sonne. Aufgrund ihrer interessanten und z.T. noch recht rätselhaften Physik werden Flares gegenwärtig besonders intensiv erforscht. Dabei wird besonders ihrem Erscheinungsbild im weichen Röntgenbereich große Aufmerksamkeit gewidmet. Sehr erfolgreich in diesem Zusammenhang sind und waren die Satellitenmissionen HESSI („*High Energy Solar Spectroscopic Imager*“, 2002) und YOHKOH (Start 1991). Flares als ein Phänomen der Sonnenaktivität werden unter diesem Stichwort noch näher behandelt.

Spiculen

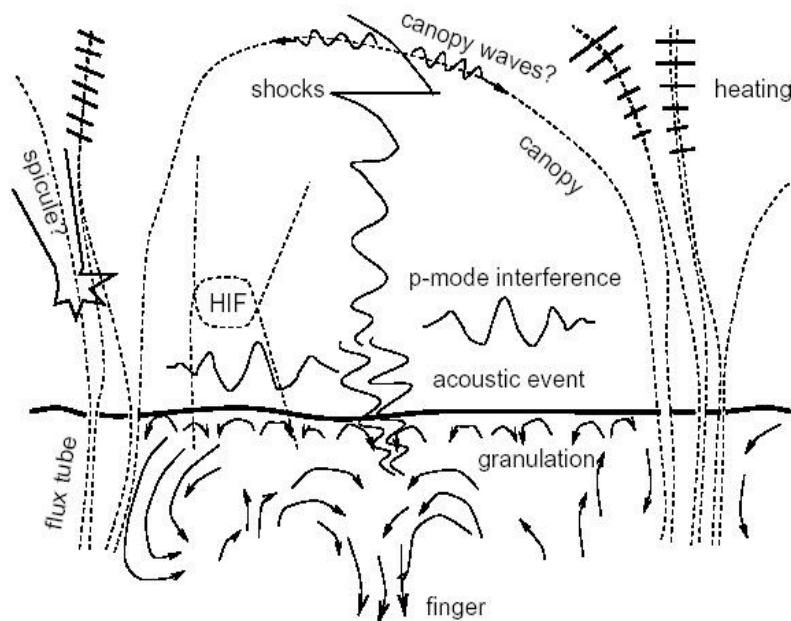
Der italienische Astronom ANGELO SECCHI (1818-1878) wurde u.a. durch seine detaillierten (spektroskopischen) Beobachtungen von Sonnenprotuberanzen bekannt. Er entdeckte auch die flammenartigen Strukturen in der Chromosphäre, für die später W.O.ROBERTS den Namen „Spiculen“ prägen sollte. Diese Spiculen können auch außerhalb einer Sonnenfinsternis mit Hilfe eines schmalbandigen H_{α} - Filters beobachtet werden. Es handelt sich dabei um senkrecht aufragende Plasmaschläuche von ein paar Hundert Kilometer Durchmesser, die maximal 9000 bis 10000 km in die Chromosphäre hineinragen. Im Mittel findet man ihre Obergrenze bei ca. 4400 km. Die Lebensdauer von einzelnen Spiculen liegt im Schnitt bei ungefähr 15 Minuten. Dann brechen sie zusammen und werden durch neu Entstandene ersetzt. Im Bereich der Pole treten sogenannte Makrospiculen auf, die im Mittel länger sind (ca. 7000 km) und z.T. eine Höhe von bis zu 20000 km erreichen. Sie wurden 1975 im Licht der He II –Linie bei 30.4 nm während der Skylab-Mission entdeckt.

Spiculen sind mit dem chromosphärischen Netzwerk assoziiert und kennzeichnen die Randbereiche der Supergranulen, wo Materie absteigt und sich Magnetfeldlinien aus magnetischen Flußröhren heraus durch die Chromosphäre in die Korona erheben. Die Magnetfeldstärke erreicht im Bereich der Flußröhren Werte zwischen 0.1 Tesla und 0.2 Tesla während im granularen („*intranetwork*“) Gebiet nur Feldstärken von 10^{-3} Tesla bis 0.05 Tesla beobachtet werden. Entlang der austretenden Magnetfeldlinien wird Plasma mit einer Geschwindigkeit rund von 30 km/s in die obere Chromosphäre transportiert. Die in diesem Bereich ablaufenden plasmaphysikalischen und magnetohydrodynamischen Prozesse sind sehr komplex und zum Teil noch nicht verstanden. Sie werden im Zusammenhang mit der Frage, durch welche physikalischen Vorgänge die Übergangsschicht und die darüberliegende Korona geheizt werden, z.Z. intensiv erforscht. Dabei

werden verschiedene Mechanismen – z.B. Dissipation von Schallwellen und Alfvén-Wellen – diskutiert und entsprechende Modellrechnungen vorgenommen.



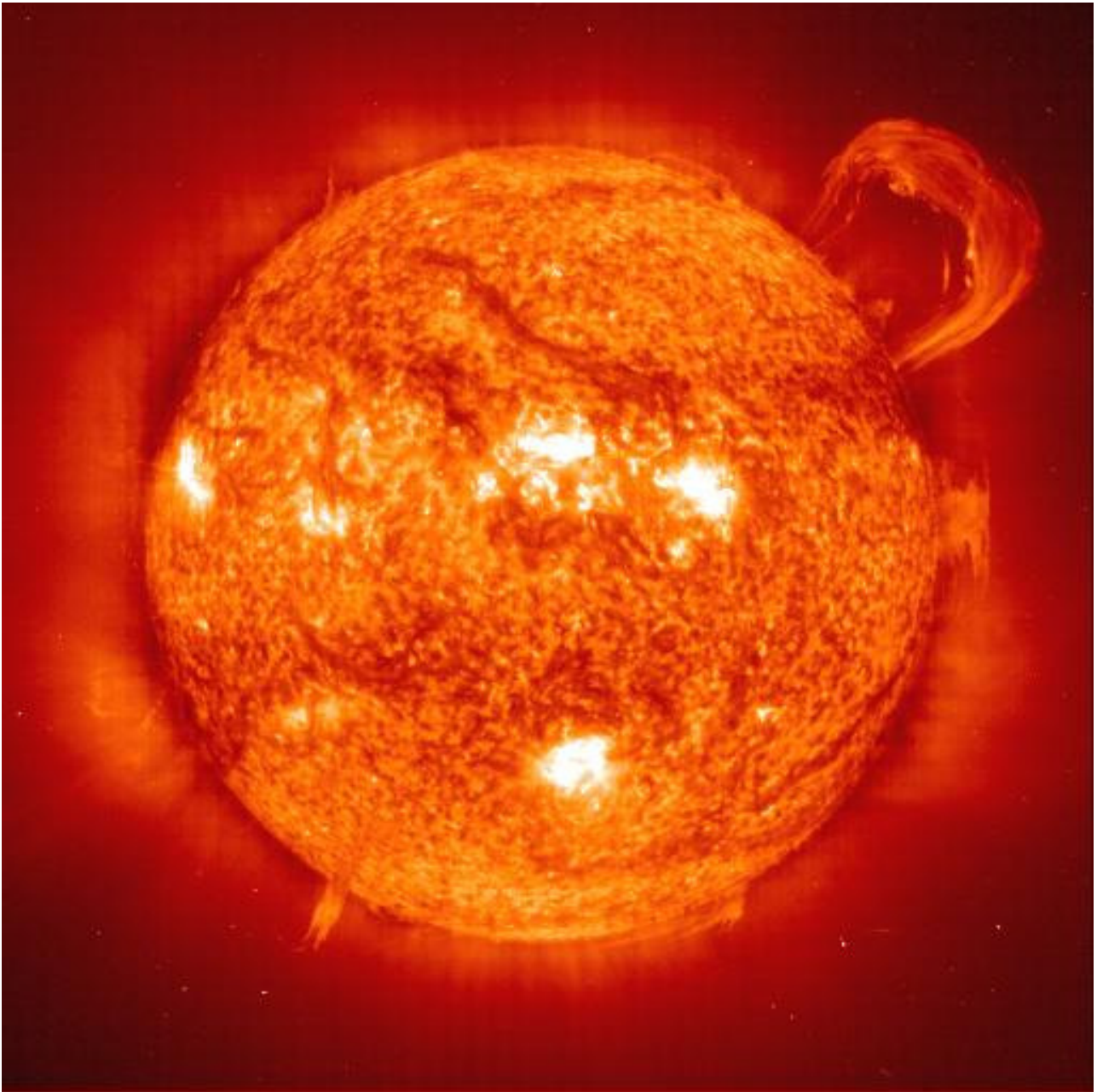
Spiculen am Sonnenrand, aufgenommen durch ein schmalbandiges Lyot-Filter



Flußtuben am Rand von Supergranulationszellen sind für das chromosphärische Netzwerk ursächlich verantwortlich. Entlang deren Magnetfeldlinien konzentrieren sich die Spiculen. © J.M.Krijger

Protuberanzen

Protuberanzen haben ihren Ursprung in der Photo- und Chromosphäre. Sie erstrecken sich aber bis weit in die Korona hinein, wobei man verschiedene Erscheinungsformen unterscheidet (s.u.). Sie sind leicht während der Totalitätsphase einer Sonnenfinsternis oder mittels eines Koronographen (bzw. eines schmalbandigen Interferenzfilters) im Licht der H_{α} -Linie des neutralen Wasserstoffs zu beobachten. Sieht man sie nicht am Sonnenrand, sondern als Projektion auf die Sonnenoberfläche, dann spricht man von „Filamenten“. Sie erscheinen z.B. auf H_{α} -Filtergrammen dunkel, da ihre Temperatur (ca. 5000 - 10000 K) geringer ist als die Temperatur der unter ihnen liegenden Chromosphärenschichten.



„Aktive“ Sonne mit einer gewaltigen Protuberanz und mehreren Filamenten sowie aktiven Gebieten im Licht der H_{α} -Linie (14.Sept. 1999) © SOHO, NASA

Bewußt wurden Protuberanzen zum ersten Mal bei der Sonnenfinsternis vom 7. Juli 1842 in Südfrankreich beobachtet. Zuvor hat man sie bei ähnlichen Ereignissen natürlich auch schon gesehen, aber ihnen keine größere Beachtung geschenkt. Erst ca. 20 Jahre später konnten die beiden Astronomen ANGELO SECCHI (1818-1878) und WARREN DE LA RUE (1815-1889) zweifelsfrei zeigen, daß die roten Wolken, die sich über den Mondrand erheben, wirklich zur Sonne gehören. Mit der Anwendung der ungefähr zur gleichen Zeit modern werdenden Spektroskopie ließen sich diese eruptiven Erscheinungen trickreich auch in Abwesenheit eines Neumondes beobachten. Die Vorreiter in dieser Beziehung waren der Brite JOSEPH NORMAN LOCKYER (1836-1920) und der Franzose JULES P. JANSSEN (1824-1907). Von ihnen stammen die ersten systematischen Untersuchungen zur Struktur und Dynamik der Sonnenprotuberanzen.

Protuberanzen sind genaugenommen Erscheinungen der aktiven Sonne obwohl ihr Auftreten den 11-jährigen Aktivitätszyklus der Sonne nicht so signifikant widerspiegelt wie z.B. die Sonnenflecken. Man unterscheidet im Wesentlichen zwei Typen von Protuberanzen, die sich in der Form ihrer Aktivität und in ihrer Lebensdauer unterscheiden:

Ruhende Protuberanzen

Darunter versteht man quasistationäre Wolken aus chromosphärischen Material, das immer wieder aufsteigt und wieder zur Sonnenoberfläche zurückkehrt. Es handelt sich dabei oftmals um lange (ca. 200000 km) und dünne (ca. 7000 km), an Lamellen erinnernde Gebilde, die oftmals mehrere Sonnenrotationen (meist 2 bis 3) Bestand haben. Sie erreichen dabei eine Höhe von ca. 40000 km über den Sonnenrand. Während ihre Form weitgehend konstant bleibt, fließt die solare Materie mit einer Geschwindigkeit von ~ 10 km/s entlang der durch die lokalen Magnetfelder gegebenen Strukturen bogenförmig von einem Punkt der Sonnenoberfläche zum anderen. Von der Seite gesehen ähneln sie z.T. ihrer Form nach irdischen Viadukten mit ihren großen Brückenbögen. Die Stärke der Magnetfelder im Bereich der ruhenden Protuberanzen liegt in der Größenordnung von 10^{-3} Tesla.

Eruptive Protuberanzen

Aus ruhenden Protuberanzen können sich in verhältnismäßig kurzer Zeit eruptive Protuberanzen entwickeln, bei denen solares Material auf Geschwindigkeiten von über 1000 km/s beschleunigt wird und das deshalb bis weit in die Korona hinein geschleudert werden kann („Sprays“). Es können sich aber auch gewaltige Bögen (sogenannte „Loops“, die das lokale Magnetfeld nachzeichnen) ausbilden, dessen Material am Gipfelpunkt quasi kondensiert und als „koronaler Regen“ wieder zurück zur Sonnenoberfläche fällt. Die Erscheinungsformen eruptiver Protuberanzen sind außergewöhnlich vielfältig. In den meisten Fällen sind sie mit Sonnenflecken (sogenannte Fleckenprotuberanzen) und chromosphärischen Eruptionen (Flares) verbunden.

Protuberanzen sind an Magnetfelder gekoppelte und durch sie stabilisierte Plasmawolken, deren Dichte ($\sim 10^{17}$ Teilchen/m³) die Dichte der umgebenden Korona um zwei Größenordnungen übersteigt. Außerdem sind sie mit einer Temperatur zwischen 5000 und 10000 K – wie bereits erwähnt – um ca. das Hundertfache kühler als ihre Umgebung.

Ein erstes, verhältnismäßig einfaches theoretisches Modell einer ruhenden Protuberanz stammt von KIPPENHAHN und SCHLÜTER (1957). Es erklärt, weshalb eine Plasmawolke bzw. ein Plasmabogen, der

sich über die Chromosphäre hinaus in die heiße Sonnenkorona erstreckt, eine zeitlang stabil bleiben kann. Verantwortlich dafür ist das damit verbundene Magnetfeld \mathbf{B} . Es muß im Fall des magnetohydrodynamischen Gleichgewichts das Expansionsbestreben der Plasmawolke (beschrieben durch den Druck p) und die gravitative Anziehung durch die Sonne (ausgedrückt durch das Produkt aus Gasdichte und Schwerebeschleunigung $\rho\mathbf{g}$) ausgleichen was unter Vernachlässigung einer Plasmaströmung ($\mathbf{v}=0$) und bei konstanter Temperatur $T=T_0$ im statischen Fall ($\partial/\partial t=0$) zu folgender Bewegungsgleichung führt

(1) allgemeine Bewegungsgleichung mit Berücksichtigung nichtelektrischer Kräfte:

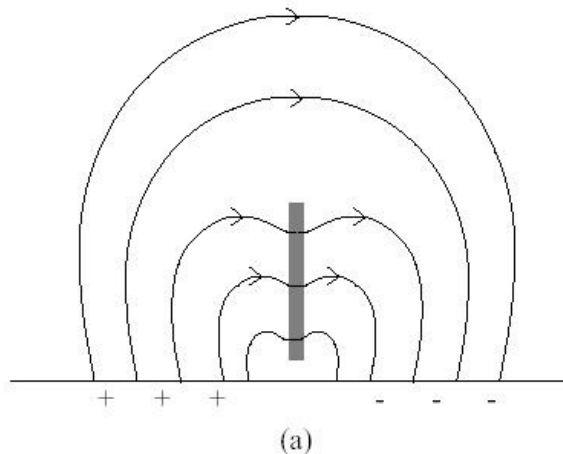
$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \rho (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = - \text{grad } p + \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \rho \mathbf{g} \quad [1.59]$$

(mit der Stromdichte $\mathbf{j} = \sigma (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$, entspricht dem elektrischen Strom, der durch eine Einheitsfläche senkrecht zur Stromrichtung fließt)

(2) Gleichgewichtsfall:

$$\text{grad } p = \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \rho \mathbf{g} \quad [1.60]$$

Das Kreuzprodukt stellt die Lorentzkraft dar, die auf jedes geladene Teilchen in der Plasmawolke wirkt. Die Kraft, die sich aus dem Gradienten des Gasdrucks im Plasmaschlauch ergibt, muß demnach durch die elektromagnetische Lorentzkraft und durch die senkrecht nach unten (z -Richtung) wirkende Schwerkraft kompensiert werden.



Feldkonfiguration einer Protuberanz im Kippenhahn-Schlüter-Modell. Das Rechteck stellt den Querschnitt der Längsachse der Protuberanz dar, die Grundlinie die Sonnenoberfläche.

In dem hier beschriebenen einfachen Modell wird die Protuberanz als eine dünne rechteckige Plasmascheibe aufgefaßt, in welcher sich der Druck $p(x)$, die Gasdichte $\rho(x)$ und das vertikale magnetische Feld $B_z(x)$ nur in Richtung der x -Koordinate senkrecht zur Plasmascheibe ändert. Die z - und die y -Komponente des Magnetfeldes sowie des Gasdrucks p werden als konstant angenommen.

Unter diesen Voraussetzungen und unter Verwendung des Ampereschen Gesetzes $\mathbf{j} = \frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{B}$ läßt sich aus (1.60) die Bedingung für das hydrostatische Gleichgewicht wie folgt ausrechnen:

$$\frac{\partial}{\partial x} p \mathbf{e}_x + \frac{\partial}{\partial y} p \mathbf{e}_y + \frac{\partial}{\partial z} p \mathbf{e}_z = -\rho g \mathbf{e}_z + \begin{vmatrix} \mathbf{e}_x & \mathbf{e}_y & \mathbf{e}_z \\ j_x & j_y & j_z \\ B_x & B_y & B_z \end{vmatrix}$$

und mit

$$\mathbf{j} = \frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{\mu} \begin{vmatrix} \mathbf{e}_x & \mathbf{e}_y & \mathbf{e}_z \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ B_x & B_y & B_z \end{vmatrix}$$

folgt für die horizontale und vertikale Richtung:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -\frac{1}{\mu} \frac{\partial B_z^2(x)}{\partial x} \quad [1.61]$$

$$\frac{B_x}{\mu} \frac{\partial}{\partial x} B_z(x) - \rho g = 0 \quad [1.62]$$

Es ist durchaus vernünftig anzunehmen, daß der Gasdruck p in der Protuberanz in x -Richtung langsam verschwindet, wenn x wächst ($p \rightarrow 0$ für $x \rightarrow \pm\infty$) und daß sich das Magnetfeld in der gleichen Richtung einem konstanten Wert $\pm B_z^*$ annähert. Damit sind die Randbedingungen gegeben, um (1.61) zu lösen. Nach Ausführung der Integration erhält man:

$$p = \frac{1}{2\mu} (B_z^{*2} - B_z^2) \quad [1.63]$$

Der Gasdruck p und die Dichte ρ sind über die Zustandsgleichung der idealen Gase miteinander verknüpft:

$$p = \rho \frac{kT}{\tilde{\mu} m_H} = \rho \frac{RT}{\mu} \quad [1.64]$$

wobei m_u die atomare Masseneinheit ($1.673 \cdot 10^{-27}$ kg), $\tilde{\mu}$ das mittlere Molekulargewicht und R die Gaskonstante ist ($R = 8.31 \text{ J K}^{-1} \text{ mol}^{-1}$).

Damit läßt sich (1.62) auf folgende Form bringen:

$$\frac{B_x}{\mu} \frac{\partial}{\partial x} B_z(x) = \frac{\mu g}{RT} p \quad [1.65]$$

Die Größe $L = \frac{RT}{\mu g}$ hat die Dimension einer Länge und wird gewöhnlich als Skalenhöhe bezeichnet.

Sie gibt an, nach welcher „Länge“ L z.B. der Druck p auf den e -ten Teil seines Ausgangswertes abgefallen ist. Im Bereich einer Protuberanz liegt L ungefähr zwischen 100 und 200 km.

Damit kann (1.65)

$$\frac{B_x^*}{\mu} \frac{\partial}{\partial x} B_z(x) = \frac{p}{L}$$

geschrieben werden, wobei man mit (1.63)

$$\frac{B_x^*}{\mu} \frac{\partial}{\partial x} B_z(x) = \frac{1}{2\mu L} (B_z^{*2} - B_z^2) \quad [1.66]$$

erhält.

Die Lösung dieser Differentialgleichung ergibt für die z-Komponente des magnetischen Feldes in der Modellprotuberanz (unter Beachtung von $B_z(x=0) = 0$):

$$B_z(x) = B_z^* \tanh\left(\frac{B_z^* x}{2B_x^* L}\right) \quad [1.67]$$

Wie verhalten sich nun die Feldlinien des Magnetfeldes über den Querschnitt der Protuberanz? Um das zu sehen, ist die Gleichung

$$\frac{dx}{B_x} = \frac{dz}{B_z} \quad [1.68]$$

zu lösen. Mit (1.67) ist

$$\frac{B_z^*}{B_x^*} \int \tanh\left(\frac{B_z^* x}{2B_x^* L}\right) dx = \int dz = z + C$$

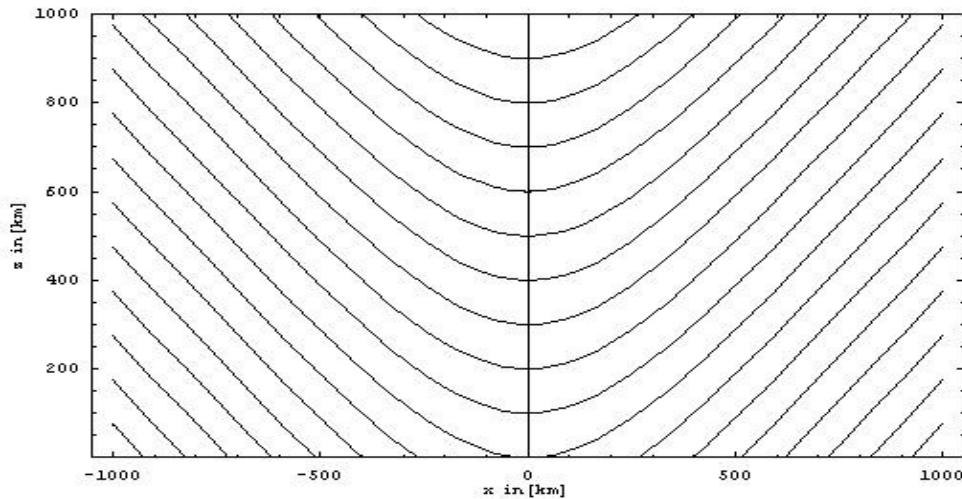
$$2L \ln \cosh\left(\frac{B_z^* x}{2B_x^* L}\right) = z + C$$

Wenn man (1.69) für verschiedene Parameter von c berechnet und die Magnetfeldlinien in der x - z -Ebene darstellt, dann erkennt man, daß sie nach unten, in Richtung der Sonnenoberfläche gebogen sind. Das bedeutet, daß eine Kraftkomponente existiert, welche die im Magnetfeld eingeschlossene geladene Materie entgegen der Schwerkraft der Sonne anheben (sogenannter magnetischer Auftrieb) und sogar halten kann. Da sich außerdem die Feldlinien nach außen wieder mehr annähern, entsteht ein magnetischer Druck, der die Tendenz hat, das Plasma zu komprimieren und es gegenüber dem eigenen Gasdruck zu stabilisieren.

Dieser Druck kann aus (1.67) und (1.63) berechnet werden:

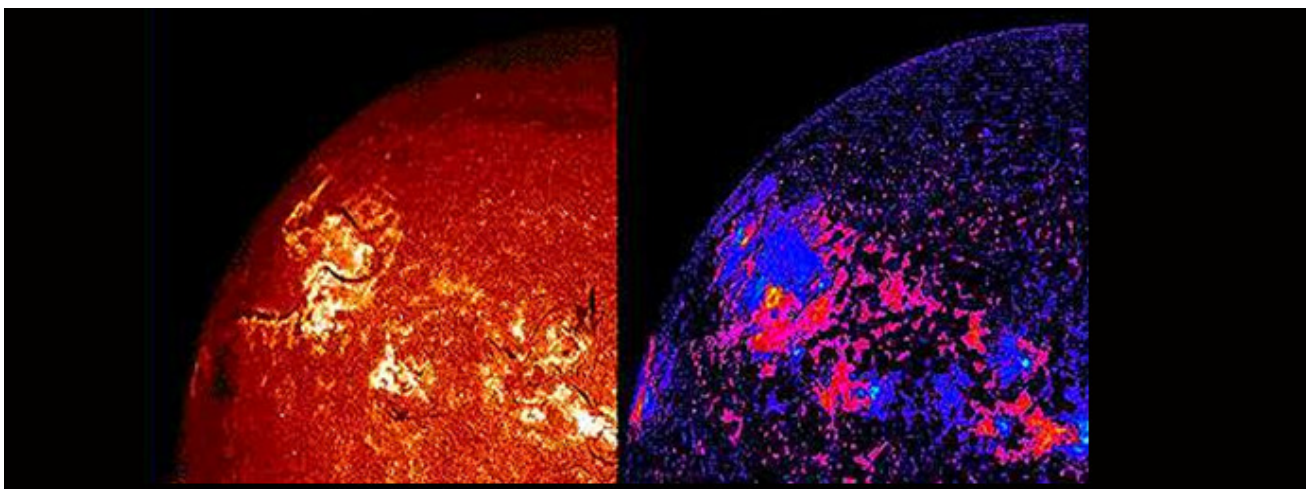
$$p = \frac{B_z^{*2}}{2\mu} \operatorname{sech}^2 \left(\frac{B_z^* x}{2B_x^* L} \right) \quad [1.70]$$

(wegen $\tanh^2 a = 1 - \operatorname{sech}^2 a$)



Berechnete Magnetfeldlinien nach (1.69).

Das hier vorgestellte Modell ist natürlich für quantitative Untersuchungen nicht sonderlich gut geeignet. Dazu sind die physikalischen Bedingungen – insbesondere die konkreten Magnetfeldkonfigurationen auf der Sonne – viel zu kompliziert. Trotzdem macht es plausibel, warum insbesondere ruhende Protuberanzen, die immerhin eine große Menge solarer Materie enthalten, eine gewisse Zeit (z.T. über Wochen hinweg) oberhalb der Chromosphäre in der unteren Korona verweilen können.



Vergleich zwischen einer H_α -Aufnahme eines aktiven Gebiets und des dazugehörigen Magnetogramms. Die unterschiedlichen Farben im Magnetogramm kennzeichnen unterschiedliche magnetische Polaritäten, wobei die Grenzlinie zwischen positiver und negativer Polarität die magnetische Inversionsschicht bildet. Diese fällt – wie die linke Aufnahme zeigt – ziemlich genau mit der Position eines Filaments, d.h. einer Protuberanz, zusammen. © NSO, NOAA

Heute löst man die magnetohydrodynamischen Gleichungen überwiegend numerisch, um die Prozesse um Protuberanzen oder magnetischen Flußröhren besser verstehen zu können. Neben den plasmaphysikalischen spielen dabei auch thermodynamische Prozessen eine wichtige Rolle. So ist die Temperatur innerhalb einer Protuberanz durch ein Gleichgewicht zwischen Heizung und Abkühlung bestimmt, wobei für beide Prozesse verschiedene physikalische Ursachen in Frage kommen. Als Heizmechanismen werden z.B. diskutiert:

- Dissipation von MHD-Wellen (Alfven-Wellen)
- Absorption von UV-Strahlung
- Wärmeleitung

Der Energieverlust erfolgt dabei hauptsächlich durch Strahlungstransport oder, anders ausgedrückt, durch die Abstrahlung von Licht in den intensiven Lyman- und Balmer-Linien des neutralen Wasserstoffs. Da das Plasma in den Protuberanzen in diesen Wellenlängenbereichen bekanntermaßen weitgehend optisch dick ist, kommt es zu vielen Absorptions- und Reemissionsvorgängen, bevor die Strahlung endgültig entweichen kann. Das erschwert im Zusammenhang mit der inhomogenen, filamentartigen Strukturierung (verursacht durch eine komplizierte Verdrillung der Magnetfeldlinien) eine detaillierte theoretische Behandlung.

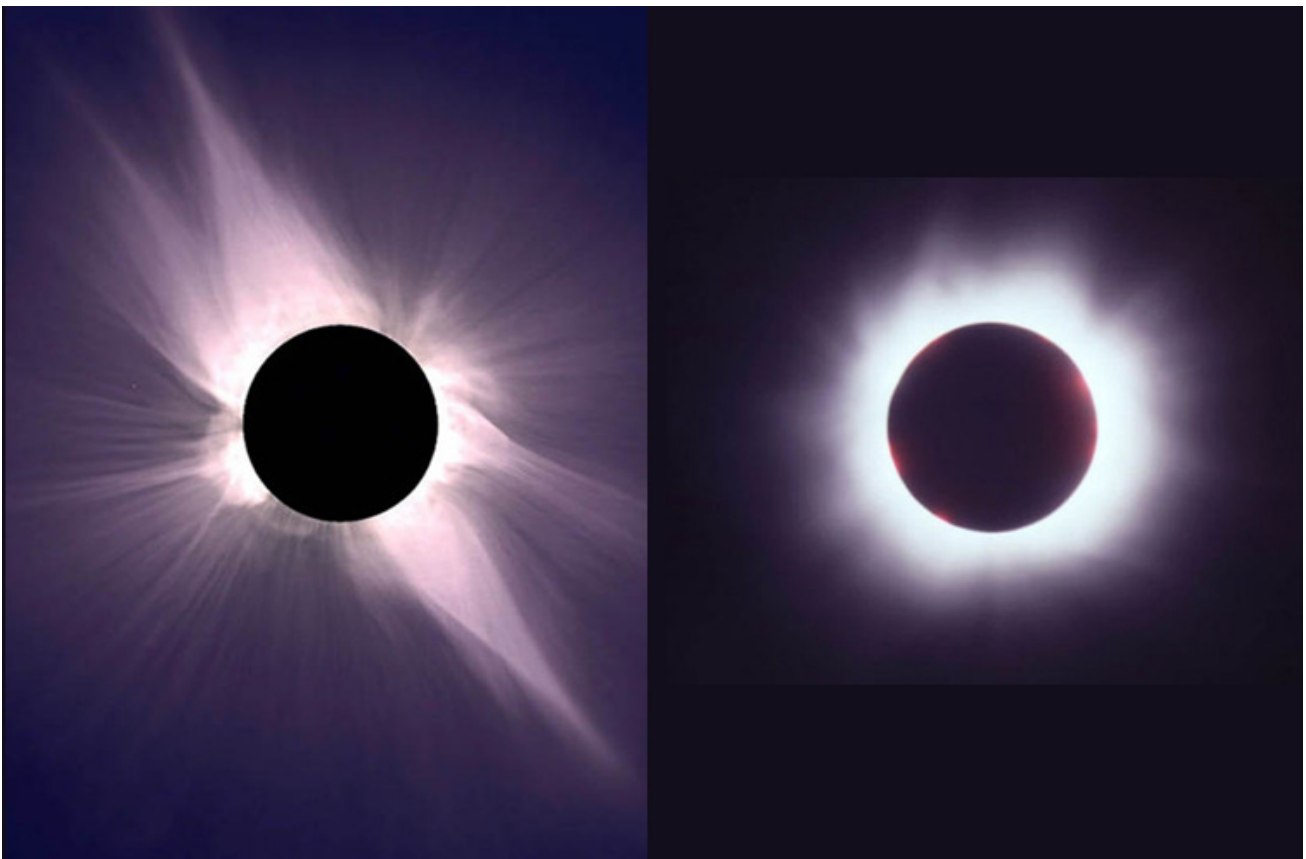
Besonders interessante Fragestellungen betreffen z.B. den Zusammenhang zwischen chromosphärischen Eruptionen (Flares), eruptive Protuberanzen und koronalen Masseauswürfen. Letztere sind auch für irdische Belange von großer Bedeutung, da sie für die sogenannten geomagnetischen Stürme verantwortlich sind.

Korona

Die Beobachtung der Sonnenkorona bei einer totalen Sonnenfinsternis ist ohne Zweifel ein einmaliges, atemberaubendes Erlebnis. Man kann die Eindrücke kaum in Worte fassen, wenn der Mond die Sonne total verdeckt und unmittelbar danach die Korona in ihrem weißen, silbrigen Licht die dunkle Mondscheibe für wenige Sekunden oder Minuten umstrahlt. Der bereits mehrfach erwähnte französische Astronom JULES JANSEN ließ es sich z.B. nicht nehmen, das Ende 1870 von deutschen Truppen belagerte Paris mit einem Gasballon zu verlassen, nur um die totale Sonnenfinsternis vom 22. Dezember 1870 in Algerien nicht zu verpassen. Im Nachhinein hat sich dieses lebensgefährliche Unternehmen zwar als Fehlschlag erwiesen (nun ja, es war halt bewölkt), aber JANSEN wählte weiterhin seine Reiseziele in Verfinsterungszonen und sammelte dabei viele wertvolle Beobachtungen über Sonnenprotuberanzen und die Sonnenkorona.

Die Korona reicht mehrere Sonnenradien in den Weltraum hinaus. Ihre Flächenhelligkeit entspricht in ihren intensiveren inneren Regionen ungefähr dem des Vollmondes. Das ist ca. 50 Millionen Mal schwächer als die sichtbare Sonnenscheibe. Deshalb ist sie von der Erde aus außerhalb von totalen Sonnenfinsternissen nur mit speziellen Geräten – den Koronographen – zu beobachten. Solch ein Koronograph wurde 1931 von BERNARD LYOT (1897-1952) konstruiert und mit Erfolg im Pic-du-Midi-Observatorium in den französischen Pyrenäen eingesetzt. In diesem speziellen Fernrohr wird quasi im Kleinen eine totale Sonnenfinsternis simuliert. Das Objektiv besteht aus einer einzelnen Linse hoher Qualität um das unvermeidliche Streulicht möglichst gering zu halten. Genau in seiner Brennebene ist

eine sogenannte Kegelblende angebracht (der „künstliche Mond“), welche die helle Sonnenscheibe möglichst genau abdeckt und dessen Licht vom weiteren Strahlengang abhält. Die Kegelblende selbst sitzt auf einer Feldlinse, durch die das Licht der Korona auf eine Irisblende gelenkt wird, die wiederum soweit geschlossen werden kann, daß das am Objektiv gebeugte Sonnenlicht auch aus dem Strahlengang entfernt wird. Durch ein weiteres Linsensystem wird schließlich ein endgültiges Bild erzeugt, das - herkömmlich mit einem Okular betrachtet - die innere Korona zeigt. Natürlich funktioniert solch ein Teleskop nur dort, wo auch das Streulicht der Atmosphäre von Natur aus gering ist, also im Hochgebirge. Interessiert man sich jedoch nur für die Protuberanzen am Sonnenrand, dann ergänzt man das optische System um ein schmalbandiges Rotfilter, welches nur das Licht der H_{α} -Linie des Wasserstoffs hindurch läßt. Man erhält dann ein sogenanntes Protuberanzenfernrohr.



Links: Typische Sonnenkorona während eines Sonnenfleckensminimums. Man beachte die „helm-artigen“ Strukturen, die sich äquatorial nach auswärts verjüngend in den Raum hinaus erstrecken. Sie werden als „Helmet Streamer“ bezeichnet. Ihre Struktur hängt mit dem solaren Magnetfeld zusammen.

Rechts: Sonnenkorona während des Maximums eines solaren Aktivitätszyklus (11. August 1999)

Mit dem Lyotschen Koronographen ist man in der Lage, die innere Sonnenkorona das ganze Jahr hindurch zu beobachten. Es ersetzt aber keine Sonnenfinsternisse, bei denen man die Struktur und Form der Korona bis zu den schwächsten Ausläufern hin untersuchen kann. Das Erste, was dabei auffällt, ist, daß sich die Form der Korona ständig ändert wobei sich in dieser Änderung der Aktivitätszyklus der Sonne deutlich widerspiegelt. Während sie sich zur Zeit des Maximums des Sonnenzyklus mehr rund und gleichmäßig präsentiert, zeigt sie sich im Minimum strukturierter und stark in äquatorialer Richtung ausgedehnt.

Als besonderes Merkmal der Korona sind noch die sogenannten Koronastrahlen zu erwähnen. In ihnen konzentriert sich das koronale Gas entlang von nach Außen offenen Magnetfeldlinien.

Die Physik der Korona war lange Zeit rätselhaft. Bereits am Ende des 19. Jahrhunderts leitete man aus bestimmten Beobachtungen das damals kurios erscheinende, ja sogar paradoxe Ergebnis ab, daß die Korona bedeutend „heißer“ sein muß als die Sonnenoberfläche. Auch heute ist das Problem der Koronaheizung noch nicht endgültig gelöst. Für die grundlegenden Mechanismen gibt es jedoch mittlerweile eine gute qualitative Theorie, die mehrere Heizungsmechanismen im Rahmen der Magnetohydrodynamik zusammenfaßt.

Mit dem Einsatz von Forschungssatelliten wie SOHO (Start 2.12.1995), YOHKOH (jap. „Sonnenstrahl“, Start 30.08.1991), HESSI (Start 5.2.2002) und STEREO (Start 26.10.2006) läßt sich die Korona vom sichtbaren Licht bis in den Röntgenbereich hinein untersuchen. Die dabei gewonnenen Erkenntnisse haben das heutige Bild der Korona – über das im Folgenden berichtet werden soll – maßgeblich mitgeprägt.

Spektrum

Untersucht man das Licht der Sonnenkorona im sichtbaren Spektralbereich, dann kann man aus dem integrierten Licht in Abhängigkeit vom Abstand von der Photosphäre drei verschiedene Strahlungsanteile unterscheiden. Sie werden mit den Buchstaben K, F und L bezeichnet und charakterisieren jeweils einen bestimmten spektralphotometrischen Aspekt der Korona. Diese Strahlungsanteile überlagern sich und bilden in der Summe ein Kontinuum mit einzelnen Emissionslinien, die in Anhängigkeit vom Sonnenrand unterschiedlich ausgeprägt sind.

K-Korona

Das Licht der K-Korona besitzt ein kontinuierliches Spektrum (K = Kontinuum). Fraunhofersche Absorptionslinien, wie man sie in großer Zahl im Photosphärenspektrum findet, fehlen jedoch weitgehend oder sind so stark abgeflacht und verbreitert, daß sie quasi im Kontinuum untergehen. Da die Energieverteilung im Spektrum dem der Photosphäre entspricht, ist es legitim anzunehmen, daß es sich um Streustrahlung aus der Photosphäre handelt, wobei die Streuung an den in der Korona in großer Zahl vorhandenen freien Elektronen erfolgt (Thomson-Streuung). Das Fehlen Fraunhoferscher Linien liegt daran, daß sich diese Elektronen mit hoher Geschwindigkeit bewegen und damit die Streustrahlung je nach Bewegungsrichtung zu kürzeren oder längeren Wellenlängen hin verschieben. WALTER GROTRIAN (1890-1954) fand bereits 1931 für einige starke Absorptionen eine Dopplerverschmierung von bis zu 6 nm. Daraus läßt sich mit (1.56) die (kinetische) Temperatur T zu ungefähr $3.2 \cdot 10^5$ K abschätzen. Das bestätigt die schon Ende des 19. Jahrhunderts geäußerte Vermutung, daß die Sonnenkorona eine viel höhere Temperatur besitzt als die darunter liegende Photo- und Chromosphäre. Da die für die Streuung verantwortlichen freien Elektronen hauptsächlich von dem in der Korona vollständig ionisiert vorliegenden Wasserstoffgas stammen, kann man aus der Intensität der Streustrahlung auf die Teilchendichte des Wasserstoffs schließen. Sie beträgt in etwa $1 R_{\odot}$ Abstand von der Sonnenoberfläche rund 10^6 Teilchen pro cm^3 und nimmt nach Außen kontinuierlich ab.

Die Thomson-Streuung bewirkt eine signifikante Polarisation des Streulichts. Man beobachtet, daß der Polarisationsgrad mit zunehmender Entfernung von der Sonnenoberfläche kontinuierlich ansteigt um schnell 40 – 60% zu erreichen. Oberhalb eines Abstandes von ca. $0.7 R_{\odot}$ geht er langsam wieder auf 0% zurück, wobei dieser Wert bei ungefähr $2 R_{\odot}$ erreicht wird. Durch eine genaue Messung der Stokes-Parameter läßt sich die lokale Elektronendichte in den einzelnen Bereichen der Korona präzisieren. Es zeigt sich dabei, daß die Elektronenverteilung erwartungsgemäß mit dem solaren Magnetfeld zusammenhängt. Das bestätigt auch radioastronomische Beobachtungen, die zeigen, daß ein Teil der kontinuierlichen Radiofrequenzstrahlung der Korona im Zentimeter- und Meter-Bereich Synchrotronstrahlung darstellt. Der Synchrotronmechanismus bewirkt übrigens eine Abnahme des linearen Polarisationsgrades (Hanle-Effekt), da sich die streuenden Elektronen spiralförmig um die Magnetfeldlinien winden und sich damit dauernd die Richtung ihres Geschwindigkeitsvektors verändert.

F-Korona

Die F-Korona widerspiegelt das Spektrum der Photosphäre, d.h. sie enthält neben dem Kontinuum auch Fraunhofersche Absorptionslinien (F = Fraunhofer). Dieser Strahlungsanteil stammt aus der Streuung des Sonnenlichts an Staubteilchen der interplanetaren Materie (Zodiakallicht). Es handelt sich dabei um eine sogenannte Tyndall-Streuung. Da auch die Staubteilchen eine Geschwindigkeitsdispersion aufweisen, sind die Absorptionslinien im Vergleich zum normalen Sonnenspektrum geringfügig dopplerverbreitert und deshalb auch schwächer ausgeprägt. Durch Strahlungsextinktion ist außerdem das Intensitätsmaximum des Kontinuums leicht nach Rot verschoben. Die F-Korona dominiert im Bereich zwischen 2 und $3 R_{\odot}$ und wird unter günstigen Bedingungen bis in eine Entfernung von mehr als $20 R_{\odot}$ beobachtet. Daß sie bereits so nahe an der Sonne zu sehen ist, ist einem Projektionseffekt zu verdanken. Die streuenden Staubteilchen sind in Wirklichkeit mehr als $20 R_{\odot}$ von der Sonnenoberfläche entfernt, da sie näher an der Sonne sofort verdampfen würden. Im inneren Bereich wird die F-Korona von der K-Korona überlagert, die sich aber durch ihre Polarisationseigenschaften von dieser prinzipiell trennen läßt. Für die Physik der Sonnenkorona hat die F-Korona keine Bedeutung.

L-Korona

Die extrem hohen Temperaturen in der Korona führen dazu, daß alle Stoffe darin ionisiert in Form eines Ionen-Elektronen-Plasmas vorkommen. Dabei treten z.T. sehr hohe Ionisationsstufen auf (insbesondere der Metalle wie Fe, Ni, V, Cr, K und Ca), die zu intensiven Linienemissionen führen. Lange Zeit hatte man große Probleme bei der Zuordnung dieser „Koronalinien“ zu bekannten Elementen. 1939 konnte u.a. der schwedische Astronom BENGT EDLÉN zeigen, daß es sich dabei nicht um neue Elemente (z.B. „Coronium“), sondern um sogenannte „Verbotene Linien“ hochangeregter Ionen handelt.

Die Ionisation erfolgt dabei überwiegend durch inelastische Elektronenstreuung (Stoßionisation). Wie man leicht nachrechnen kann, müssen die Elektronen dafür eine kinetische Energie besitzen, die einer Elektronentemperatur von mindestens $2 \cdot 10^5$ K entspricht.

Wichtige Koronalinien im optischen Spektralbereich

Linie	λ [nm]	Ion
Grüne Koronalinie	530,3	Fe XIV
Rote Koronalinie	637,4	Fe X
Gelbe Koronalinie	569,4	Ca XV

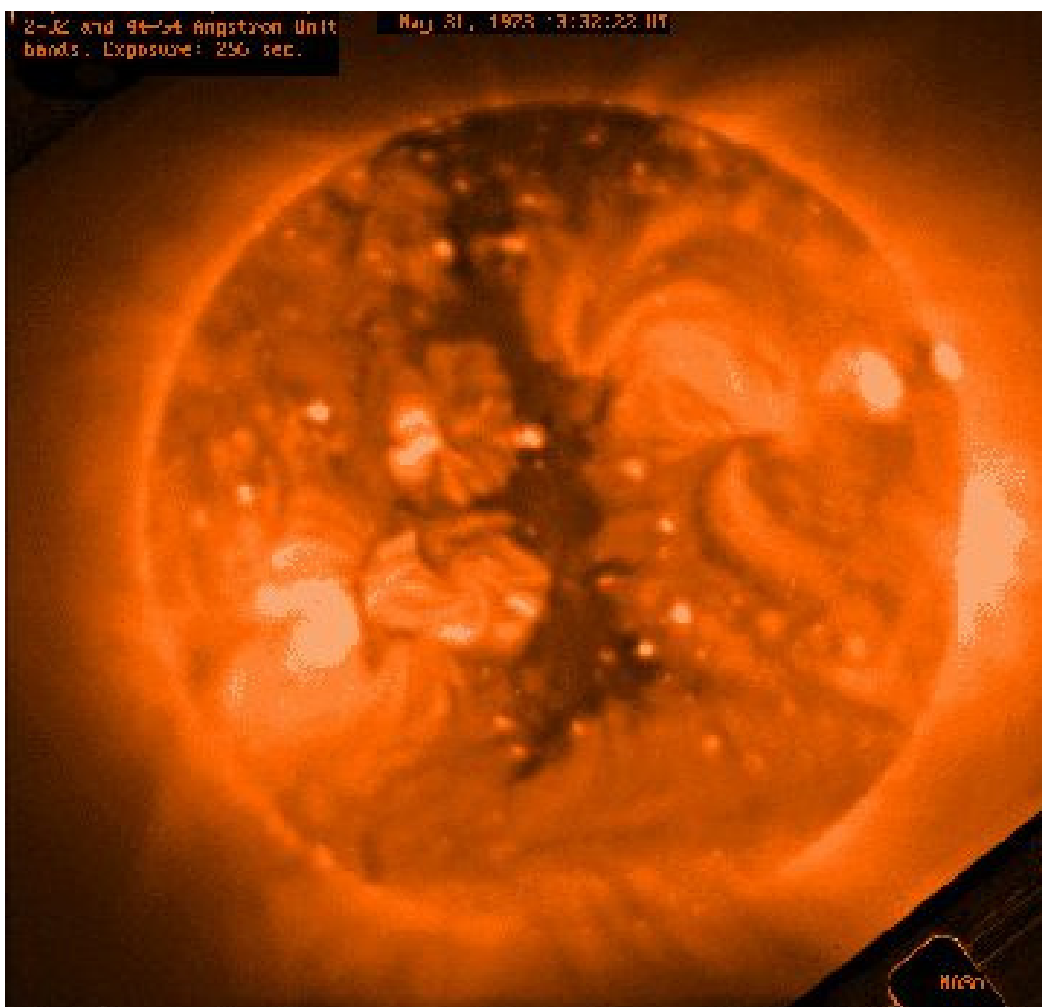
Das optische Emissionslinienspektrum der L-Korona setzt sich über den UV-Bereich bis in den Röntgenbereich hin fort. Zu erwähnen sind z.B. die Röntgenemissionen bei 2.48 nm (N VII), 1.9 nm (O VIII) und 0.18 nm (Fe XXV). Sie sind so intensiv, daß man sie zur monochromatischen Abbildung der Sonnenkorona bei Satellitenmissionen (z.B. YOHKOH, SXT-Bilder) verwendet. Aus dem Vergleich der Bilder verschiedener hochangeregter Ionen in unterschiedlichen Frequenzbereichen ist es z.B. möglich, die Temperaturverteilung in der Korona mittels der Saha-Gleichung abzuleiten.

Der Anteil der L-Korona an der Gesamtstrahlung der Sonnenkorona beträgt lediglich 1%, da sich die Abstrahlung ja nur in den einzelnen Emissionslinien konzentriert. Bei diesen Linien handelt es sich um Emissionen, die sogenannten „verbotenen“ Übergängen entsprechen. Darunter versteht man in der Quantenmechanik Strahlungsübergänge, die auf Grund bestimmter Auswahlregeln eigentlich nicht auftreten dürften. D.h., diese Übergangsverbote gelten nicht streng. Sie können unter bestimmten, im Labor meist nicht nachvollziehbaren Bedingungen, außer Kraft gesetzt werden was dazu führt, daß sich Elektronen auf bestimmten, sogenannten metastabilen Energieniveaus sehr lange (von Sekundenbruchteilen bis Jahrhunderten) halten können, solange sie durch äußere Einwirkungen (z.B. Stöße) nicht gestört werden. Oder anders ausgedrückt, die Übergangswahrscheinlichkeit für eine spontane Emission von einem metastabilen Niveau zu einem stabilen Niveau ist sehr gering. Unter normalen Bedingungen erfolgt die „Abregung“ (wie auch die „Anregung“) zumeist durch Stöße der Atome bzw. Ionen untereinander oder im Zusammenhang mit der Elektronenstreuung. Ist die Gasdichte jedoch sehr gering – wie z.B. in der Sonnenkorona oder in interstellaren Gaswolken – dann können sich die Elektronen in solchen metastabilen Energieniveaus ansammeln (wenn die Stoßwahrscheinlichkeit geringer ist als die Übergangswahrscheinlichkeit) und aufgrund ihrer absoluten Menge zu sehr starken „verbotenen“ Emissionslinien führen. Die für die Astrophysik wichtigste „verbotene Linie“ ist zweifellos die 21 cm –Linie des neutralen Wasserstoffs im Radiofrequenzbereich des elektromagnetischen Spektrums.

Im Koronaspektrum ist die „grüne“ Linie bei einer Wellenlänge von 530.3 nm besonders auffällig. Sie wurde während der totalen Sonnenfinsternis vom 7. August 1869 von WILLIAM HARKNESS (1837-1903) und CHARLES A.YOUNG (1834-1908) entdeckt. Zehn Jahre später wurde sie vorläufig als gewöhnliche Eisenlinie gemäß dem Katalog von KIRCHHOFF von YOUNG identifiziert. Das führte zu der berechtigten Frage, warum von den vielen Tausend Eisenlinien im Absorptionsspektrum der Sonne nur gerade diese im Koronaspektrum eine dominierende Rolle einnehmen sollte. Eine genaue Vermessung und ein Vergleich mit im Labor gewonnenen Funkenspektren von Eisen ergab jedoch, daß die von YOUNG und HARKNESS gefundene Emission doch nicht dem Eisen zuzuordnen ist. Man vermutete deshalb lange Zeit, daß diese Linie (neben anderen) zu einem neuen Element, dem „Coronium“, gehört. Einen ähnlichen Fall gab es auch im Zusammenhang mit dem Spektrum von

verschiedenen galaktischen Emissionsnebeln. Die dort in Emission auftretenden, unidentifizierten Linien, ordnete man dem hypothetischen „Nebulium“ zu. Erst 1939 gelang es – wie bereits erwähnt - dem schwedischen Astronomen BENGT EDLÉN nachzuweisen, daß die im Spektrum mancher rekurrierender Nova (z.B. RS Oph) auftretenden Emissionen verbotenen Übergängen hochionisierter Eisenionen entsprechen. In der Folgezeit gelang es ihm (und WALTER GROTRIAN), auch die meisten anderen „Coronium“-Linien als verbotene Linien hochionisierter Metalle zu identifizieren und damit die extrem hohe Temperatur der Sonnenkorona zu manifestieren.

Die solare Röntgenstrahlung wurde 1948 bei einem Raketenanstiegsexperiment von T.R.BURNIGHT („U.S. Naval Research Laboratory“) entdeckt. Später fand man, daß auch das Röntgenspektrum der Sonne weitgehend aus einzelnen Emissionslinien besteht (charakteristisches Spektrum), die in dem dünnen und extrem heißen Plasma der Sonnenkorona gebildet werden. Diese überlagern einen kontinuierlichen Anteil, der durch frei-frei-Übergänge (Bremsstrahlung) verursacht wird.



Eine der historischen Aufnahmen der Sonne im weichen Röntgenlicht, angefertigt mit dem Röntgenteleskop des S-054 Experiments von Bord der Raumstation Skylab (1973-1974) © NASA

Ein echter Durchbruch in der Röntgenastronomie der Sonne gelang 1973, als mit dem amerikanischen Weltraumlabor Skylab zwei Röntgenteleskope und drei UV-Teleskope zur Sonnenbeobachtung in eine Erdumlaufbahn gelangten. Mit diesen Teleskopen ließ sich die Sonne erstmalig im Röntgenlicht

abbilden. Heute ist mit modernen unbemannten Satelliten wie HESSI oder YOHKOH eine kontinuierliche Überwachung der Sonne in verschiedenen Röntgenlinien möglich, die viele interessante Phänomene und Strukturen – über die z.T. noch zu berichten ist – aufgedeckt haben. Eine sehr wichtige Erkenntnis ist z.B., daß die Sonnenkorona insbesondere im EUV und im Röntgenlicht ein sehr dynamisches Gebilde ist, welches sowohl kurzzeitige (Minuten bis Tage) als auch langperiodische, mit dem Aktivitätszyklus der Sonne zusammenhängende Veränderungen aufweist. Neben der Korona sind solare Eruptionen (sogenannte Flares) und sogenannte Loops (koronale Bögen) sehr intensive Röntgenquellen. In Flares kann z.B. das solare Plasma bis auf mehrere 10 Millionen K aufgeheizt werden, wobei auch Gamma-Strahlung emittiert wird.

Da sich aufgrund der hohen Temperaturen in der Korona sehr viele freie Elektronen befinden, eignen sich für Koronabeobachtungen auch radioastronomische Methoden. Bei der Bewegung von Elektronenwolken durch die Korona können beispielsweise im umgebenden Plasma Plasmawellen generiert werden, die eine typische, von der Teilchendichte abhängige Radiostrahlung abgeben. Radiofrequenzstrahlung mit einer Wellenlänge $\lambda < 10$ cm stammt hauptsächlich aus der Chromosphäre. Meterwellen werden dagegen ausschließlich in der Korona erzeugt. Der Grund für die Abhängigkeit der Wellenlänge der Radiofrequenzstrahlung von der Entfernung von der Sonnenoberfläche hängt mit der nach außen abnehmenden Elektronendichte zusammen. Aus der klassischen Elektrodynamik ist bekannt, daß zu jeder Elektronendichte n_e eine Grenzfrequenz ν_e^* (Plasmafrequenz) existiert, unterhalb der keine Radiostrahlung mehr auftreten kann. In diesem Fall tritt für die entsprechende Wellenlänge λ^* Totalreflektion ein, da der Brechungsindex des Plasmas negativ wird. Das ist dann der Fall, wenn für die Grenzfrequenz

$$\nu_e^* = \left(\frac{e^2}{\pi m_e} n_e \right)^{\frac{1}{2}} = 9.47 \cdot 10^{-5} \sqrt{n_e} \quad [\text{Hz}] \quad [1.71]$$

(n_e in m^{-3})

gilt. Man kann also, in dem man einen bestimmten Frequenz- oder Wellenlängenbereich mit einem Radioteleskop abfährt, die einzelnen Schichten der Radiokorona sondieren. Strahlung mit einer Frequenz von 100 GHz ($\lambda = 0.3$ cm) stammt beispielsweise aus der Photosphäre, Strahlung bei einer Frequenz von 1.4 GHz ($\lambda = 21$ cm) aus der obersten Chromosphärenschicht und Strahlung im Meter- (bzw. unterem GHz-) Bereich aus der Korona. Das führt dazu, daß der „Durchmesser“ der Sonne strenggenommen frequenzabhängig ist, da sich mit anwachsender Wellenlänge die „Grenztiefe“, (wo die optische Tiefe $\tau(\nu)$ den Wert 1 erreicht, siehe (1.15)) weiter radial nach außen verschiebt.

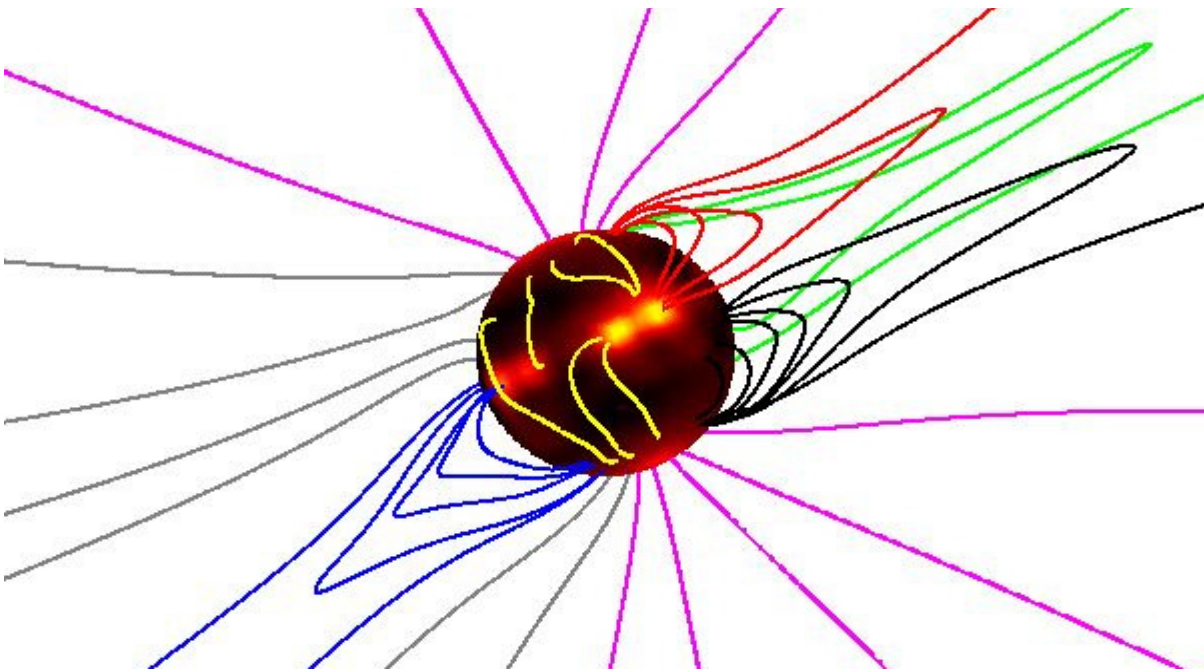
Neben dieser Strahlung der „ruhigen Sonne“ beobachtet man noch Radioausbrüche (sogenannte Bursts bzw. „Rauschstürme“), die mit Erscheinungsformen erhöhter Sonnenaktivität zusammenhängen und auch dort behandelt werden sollen.

Strukturen in der Sonnenkorona

Je nach dem Aktivitätszustand der Sonne kann man bei einer totalen Sonnenfinsternis bereits einige Strukturmerkmale der Korona visuell und fotografisch erfassen. Zu nennen sind z.B. die besonders bei

der Minimums-Korona auffallenden Koronastrahlen und die sich zu einer Spitze verjüngenden, wegen ihrer Form als „*helmet streamer*“ bezeichneten Koronateile, die sich radial in Verlängerung des Sonnenäquators in den kosmischen Raum erstrecken. Weitere Strukturmerkmale offenbaren sich, wenn die Korona im monochromatischen Licht bestimmter, meist intensiver Spektrallinien beobachtet wird. Das gilt besonders für den kurzwelligen Bereich des elektromagnetischen Spektrums, also dem UV- und Röntgenbereich. Hier überstrahlt die Korona sogar das Licht der im Vergleich dazu gerade zu kühlen Photosphäre.

Die im optischen Bereich sichtbaren Strukturmerkmale implizieren bereits aus ihrer Gestalt heraus, daß sie mit dem Magnetfeld der Sonne zu tun haben. Andererseits ist es sehr schwierig, das solare Magnetfeld im Bereich der Korona qualitativ und quantitativ zu erfassen. Zwar läßt sich unter Anwendung des Zeeman-Effekts das Oberflächenmagnetfeld der Photosphäre mit modernen spektroskopischen Meßmethoden sehr leicht und sehr genau bestimmen (z.B. mit dem MDI-Instrument der Sonnensonde SOHO). Die Fortsetzung dieses Magnetfeldes in die Korona hinein entzieht sich jedoch weitgehend der Beobachtung, so daß man auf vereinfachte numerische Rechnungen angewiesen ist. Aufgrund der Vereinfachungen ist das dabei gewonnene Bild sehr grob. Insbesondere die Wechselwirkung des hochleitenden koronalen Plasmas mit dem solaren Magnetfeld führt zu sehr komplexen Magnetfeldstrukturen, die sich mit den Methoden der Magnetohydrodynamik zwar qualitativ beschreiben lassen, deren quantitativen Ergebnisse jedoch z.T. noch weit von den wahren Zuständen entfernt sind. Auf diesem Gebiet ist deshalb noch viel Forschungsarbeit zu leisten.



Solares Magnetfeld im Bereich der Sonnenkorona. Die ausgedehnten, geschlossenen Magnetfeldstrukturen bestimmen die Form der „*helmet streamer*“, die besonders gut bei einer Minimumskorona zu beobachten sind. © University Corporation for Atmospheric Research

Das globale Magnetfeld der Sonne besteht aus Gebieten, wo die Magnetfeldlinien weitgehend geschlossen sind, und aus Gebieten, wo die Magnetfeldlinien sich geradewegs in den interplanetaren Raum erstrecken. Die ersteren Magnetfeldstrukturen konzentrieren sich entlang des Sonnenäquators

und korrespondieren mit den „Streamers“. Die offenen Strukturen findet man dagegen hauptsächlich oberhalb der Sonnenpole, wo sie meist mit sogenannten koronalen Löchern assoziiert sind.

Während das heiße, koronale Plasma in den Bereichen mit geschlossenen Magnetfeldlinien quasi eingeschlossen wird, kann es sich in den Gebieten mit offenen Feldlinien ausdehnen und dabei schnell Überschallgeschwindigkeit erreichen. Auf diese Weise wird die schnelle Komponente des Sonnenwindes generiert, welches das gesamte Sonnensystem mehr oder weniger gleichmäßig durchströmt.

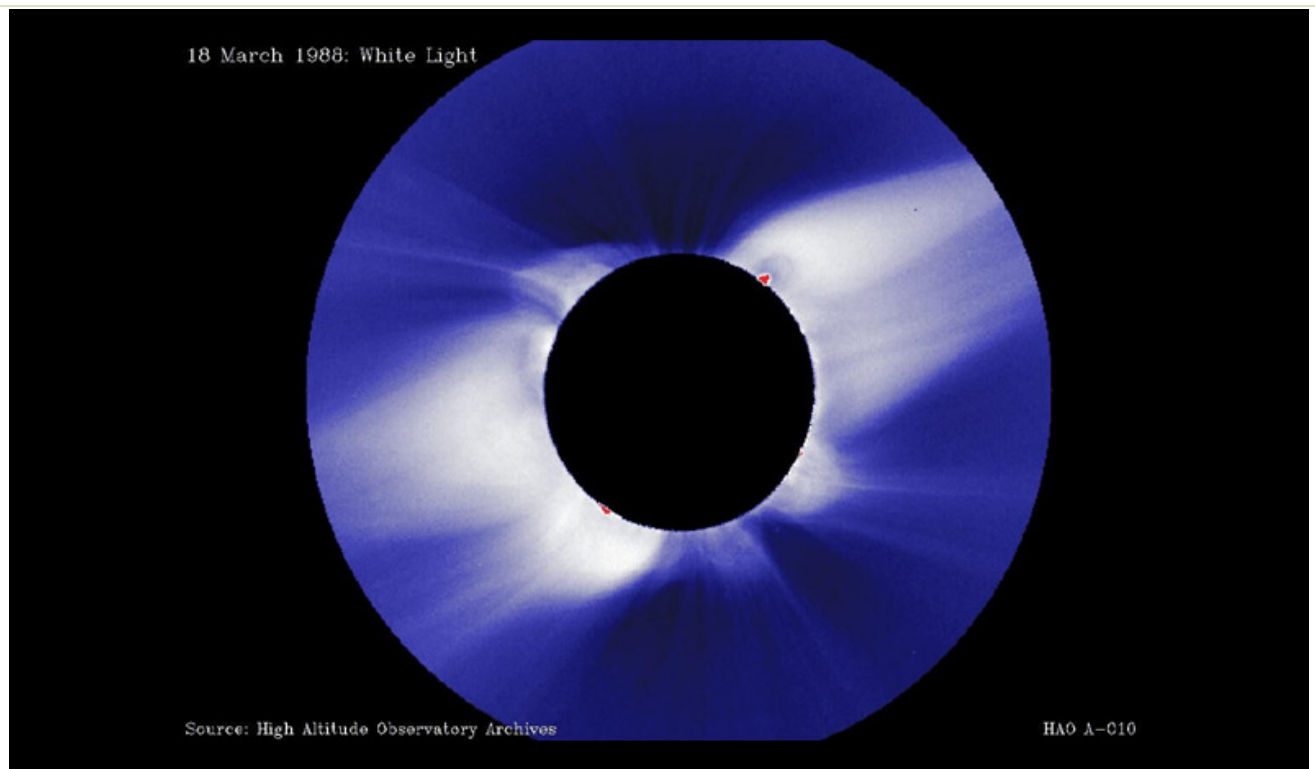
Helmet Streamers

Helmet Streamers – langgezogene, an der Basis breite und zu einer Spitze ausgezogene Strukturen der sichtbaren Korona, gehen oft von größeren Sonnenflecken und aktiven Regionen aus, die sie über weite Bereiche überbrücken. Man findet sie in vielen Fällen mit größeren Protuberanzen assoziiert, deren Material wahrscheinlich vom solaren Magnetfeld eingefangen und in den Streamern in die äußeren Regionen der Korona transportiert wird.

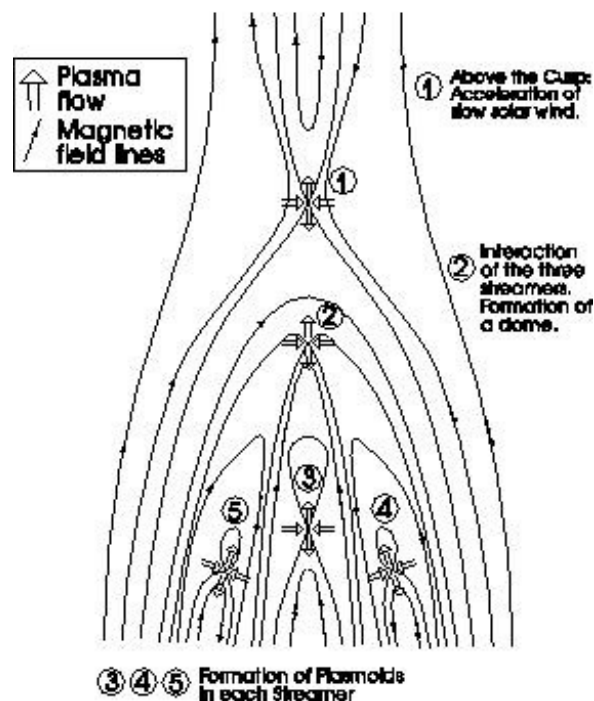
Beobachtungen mit dem Koronographen LASCO der Sonnensonde SOHO haben ergeben, daß die Streamer im unteren Bereich eine Tripelstruktur aufweisen. In diesen Bereichen kommt es durch Rekonnektions-Vorgängen in den Magnetfeldern dauernd zu kleineren, explosionsartigen Vorgängen, in denen man die Ausgangspunkte für die „langsame“ Komponente des Sonnenwinds vermutet. Diese Vermutung wird darüber hinaus durch die Beobachtung gestützt, daß das Material in der Basis der Streamer in etwa die gleiche prozentuale chemische Beschaffenheit hat wie die Teilchenströme des langsamen Sonnenwinds.

Streamer sind i. A. mehr oder wenige stabile Gebiete in der Korona, deren Gestalt sich nur langsam ändert. Eine Ausnahme sind größere koronale Masseauswürfe (CME, „*coronal mass ejection*“), bei denen bis zu 10^{13} kg solarer Materie auf Geschwindigkeiten von bis zu 1000 km/s beschleunigt werden. Das führt i.d.R. zur völligen Zerstörung bzw. Auflösung des Streamers, der mit dem CME verbunden ist.

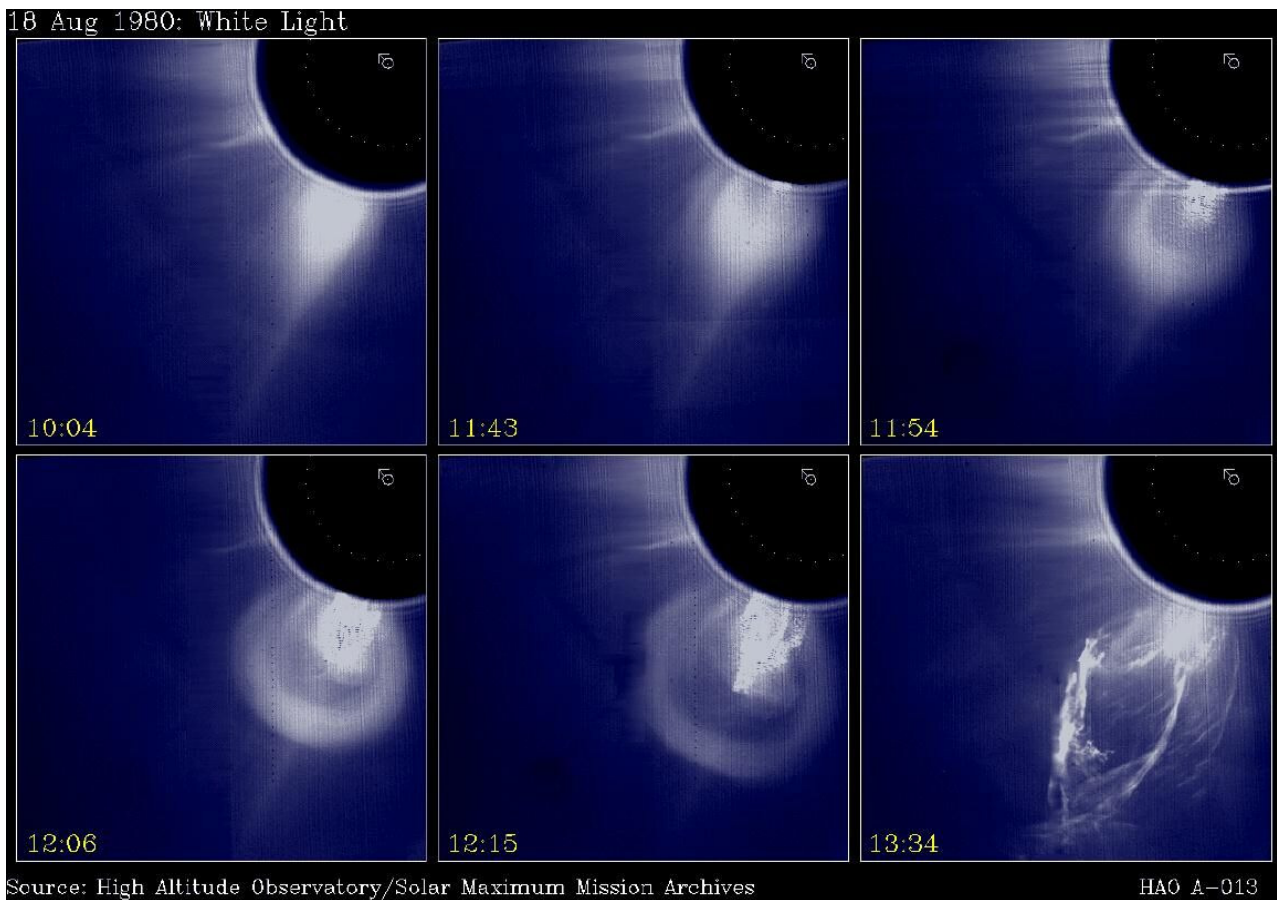
Das koronale Plasma in den Helmet Streamern besitzt eine Dichte, die das umgebende Plasma meist um einen Faktor 7 bis 25 übersteigt. Die Lebensdauer liegt bei geringer koronaler Aktivität z.T. bei mehreren Monaten und die räumliche Ausdehnung kann mehrere Sonnenradien betragen.



Helmförmige Streamer auf einer Aufnahme der Korona während der totalen Sonnenfinsternis vom 18. März 1988.



Magnetfeldstruktur eines Helmet Streamers. Man beachte die Tripelstruktur an dessen Basis. An den Spitzen kommt es dauernd zu Rekonnektions-Vorgängen von in das Koronaplasma eingefrorenen Magnetfeldlinien, die zu einer radialen Beschleunigung von Plasmapaketen – den sogenannten Plasmoiden – führen. Man vermutet in diesem Vorgang die Quelle für die langsame Komponente des solaren Windes.

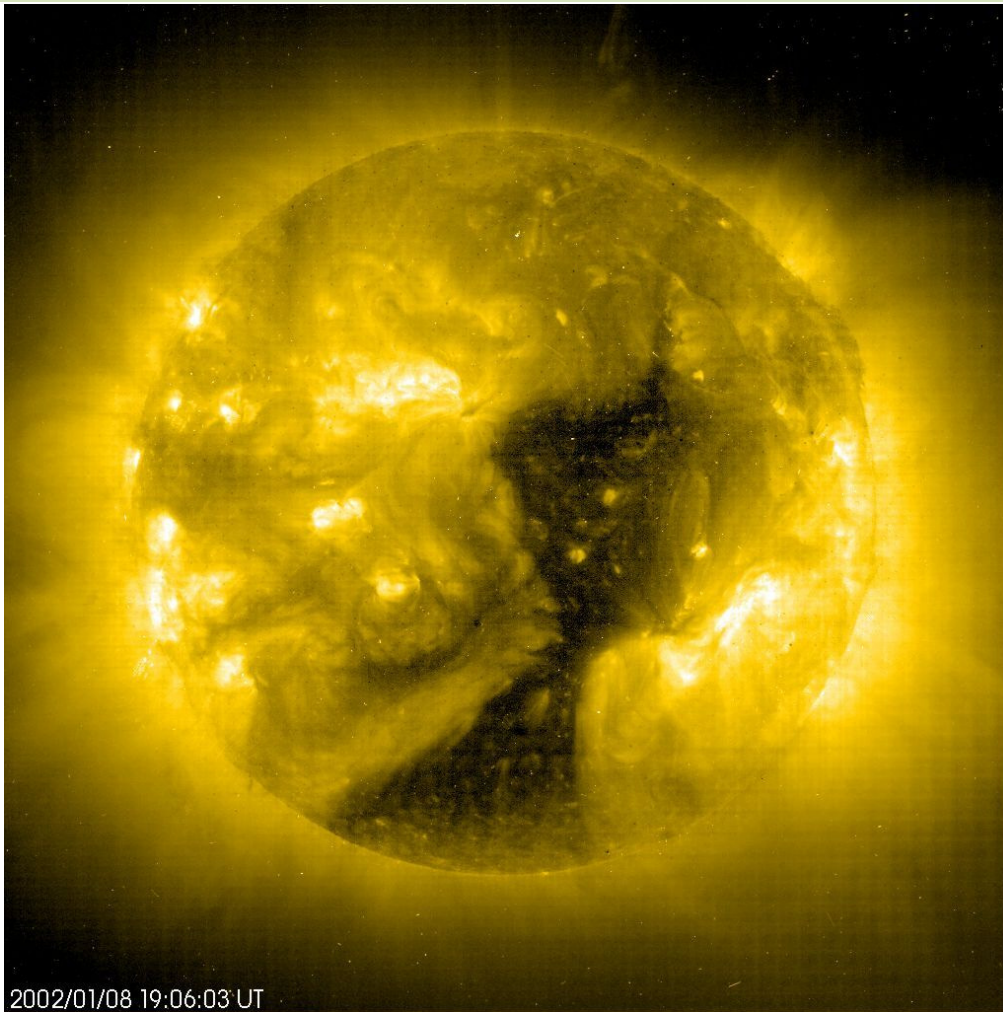


Diese Aufnahmeserie des Koronagraphen des Solar Maximum Mission (SMM) –Satelliten zeigt die Zerstörung eines mehrere Tage lang stabilen Helmet Streamers durch einen gewaltigen koronalen Masseauswurf.

Koronale Löcher

Die Photosphäre erscheint auf Aufnahmen im EUV und im Röntgenbereich aufgrund ihrer im Vergleich zur Korona geringen Temperatur vollkommen dunkel. Deshalb kann man auf Bildern, die z.B. mit den Röntgenteleskopen des Satelliten YOHKOH (er besitzt jeweils ein Teleskop für den „weichen“ (SXT) und „harten“ Röntgenbereich (HXT)) aufgenommen werden, koronale Strukturen über die gesamte Sonnenscheibe hinweg verfolgen. Dabei fallen manchmal – insbesondere in den Polregionen der Sonne – Intensitätseinbrüche in der Röntgenstrahlung auf. Diese auf Röntgenaufnahmen dunkel erscheinenden Gebiete werden als koronale Löcher bezeichnet. So treten dort auf, wo aus der Sonnenoberfläche Magnetfeldlinien austreten und sich – ohne zurückzukehren – weit in den interplanetaren Raum erstrecken. Sie sind damit gewissermaßen ein Gegenteil der Streamer, die geschlossene, bogenförmige Magnetfeldstrukturen anzeigen. Außerdem sind die Dichte und die Temperatur in den koronalen Löchern in bezug auf ihre Umgebung deutlich erniedrigt.

Koronale Löcher können weite Teile der Sonne überdecken. Sie konzentrieren sich aufgrund der solaren Magnetfeldstruktur mehr in den Polregionen. Ihre Lebensdauer liegt im Mittel bei sieben bis acht Monaten. Interessanterweise scheinen sie mit der Sonne starr mitzurotieren.



Langgestrecktes koronales Loch auf einer EUV-Aufnahme von SOHO (8. Januar 2002). Diese langgestreckte Form beobachtet man, wenn sich die Sonne anschickt, die Polarisation ihres globalen Magnetfeldes zu ändern. In den dazwischenliegenden Zeiten findet man koronale Löcher überwiegend in den Polregionen der Sonne. Die hellen Flecken stellen aktive Gebiete dar. © NASA

Ihr Auftreten über der Sonne ist auffällig mit dem 11-jährigen Aktivitätszyklus korreliert. Im Minimum findet man sie fast ausschließlich über den Polen. Mit ansteigender Sonnenaktivität beginnen sie sich dagegen lokal überall auf der Sonne auszubreiten. Da koronale Löcher für die schnelle Komponente des Sonnenwindes verantwortlich sind, führen sie, wenn sie insbesondere in äquatornahen Regionen auftreten, zu intensiven geomagnetischen Stürmen und Polarlichtern auf der Erde.

Wenn sich ein koronales Loch in niederen solaren Breiten bildet (was zur Zeit des Fleckenmaximums relativ oft passiert), dann beginnt es langsam zu wachsen um sich irgendwann mit einem der polaren Löcher zu verbinden. Anschließend kann man im Röntgenlicht beobachten, wie es nach und nach schwächer wird und schließlich wieder verschwindet. Während die polaren Löcher permanent zu beobachten sind, stellen die koronalen Löcher in niederen Breiten temporäre Erscheinungen dar.

Der Begriff „Koronales Loch“ wurde 1957 von dem bekannten schweizerischen Sonnenforscher MAX WALDMEIER (1912-2000) eingeführt, um langlebige Intensitätseinbrüche auf Koronaufnahmen, die bei einer Wellenlänge von 530.3 nm (Fe XIV) angefertigt wurden, zu benennen. Aber erst die

Sonnenbeobachtungen im Röntgenbereich während der Skylab-Missionen in den siebziger Jahren des vorigen Jahrhunderts haben „Koronalöcher“ wieder in das Blickfeld der Astronomen geführt. Seitdem werden sie von einer Vielzahl von Satelliten im kurzwelligen Spektralbereich dauernd überwacht. Seitdem man weiß, daß die schnelle Komponente des Sonnenwindes darin ihren Ursprung hat, gehört die Untersuchung der koronalen Löcher zu einem wesentlichen Aspekt zur Untersuchung und Vorhersage des sogenannten „*Space Weathers*“.

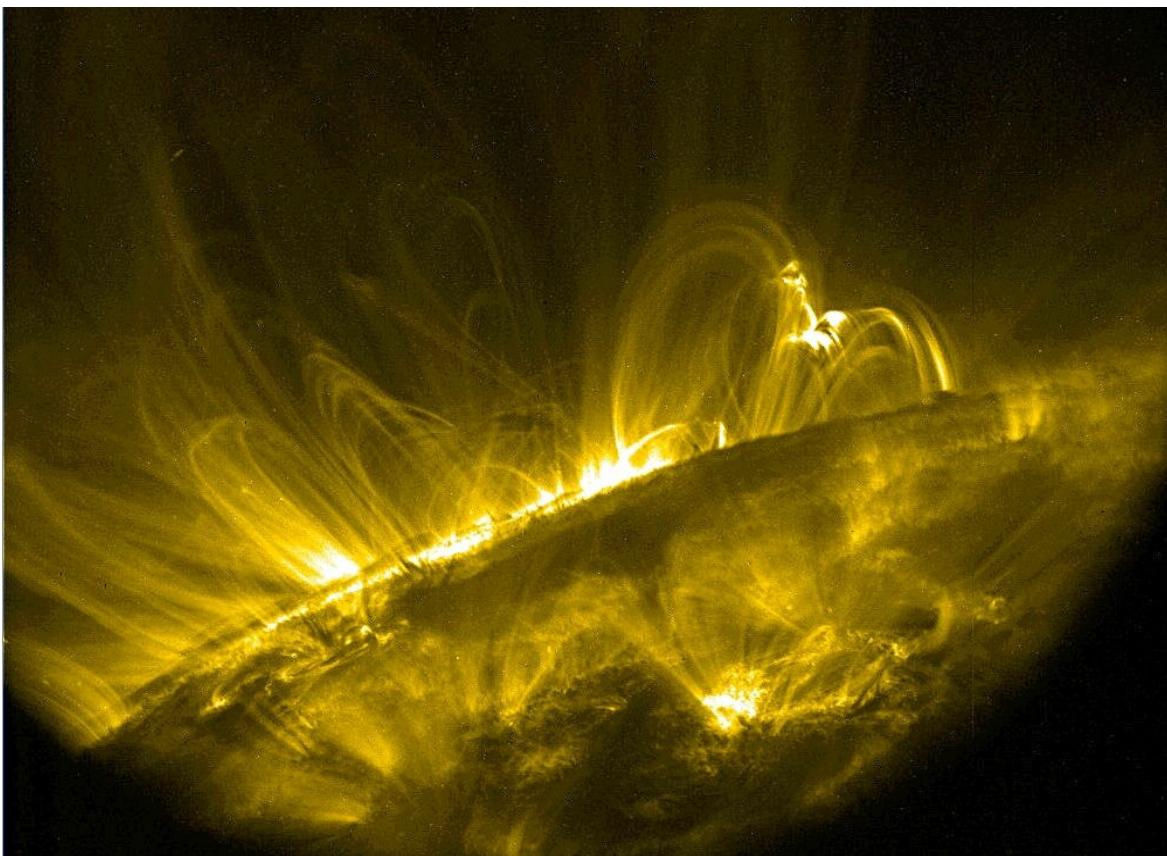
Loops

Koronale Bögen sind gewaltige Ströme von geladenen Teilchen, die sich entlang von geschlossenen Magnetfeldlinien von einem Gebiet der Sonnenoberfläche zu einem anderen bewegen. Ihre Existenz wurde bereits recht früh aus spektroskopischen Untersuchungen gefolgert. Aber erst die detaillierten Aufnahmen spezieller Sonnensonden (z.B. TRACE, SOHO), die Teleskope für kurzwellige UV- und Röntgenstrahlung an Bord haben, haben ihre Ausmaße und ihre Strukturen offenbart. Sie zeigen z.B. oberhalb der Chromosphäre im monochromatischen Licht hochangeregter Atome bogenartige Strukturen unterschiedlicher Ausmaße. In diesen Bögen bewegt sich solares Plasma wie in einer Achterbahn mit hoher Geschwindigkeit hinauf und wieder hinab, ohne daß man ihrem Bewegungsablauf das starke Gravitationsfeld der Sonne ansehen kann. Die Strömungsgeschwindigkeiten erreichen dabei Werte bis zu 100 km/s. Coronal Loops sind also im Gegensatz zu „ruhenden“ Protuberanzen, die wie in einer Hängematte im Magnetfeld liegen, hochdynamische Phänomene.

Die Größe der Plasmabögen überspannt mehrere Größenordnungen. Die mächtigsten Gebilde können eine Bogenlänge erreichen, die mit dem Sonnenradius vergleichbar ist. Ihre Ausgangs- und Endpunkte fallen oft mit bipolaren Fleckengruppen oder aktiven Gebieten zusammen. Bestimmte Arten von koronalen Bögen scheinen auch mit chromosphärischen Eruptionen (Flares) assoziiert zu sein. Kleinere Loops findet man häufig im Bereich des chromosphärischen Netzwerks, daß ja auch die Grenzen der Supergranulation und die damit verbundene erhöhte magnetische Aktivität anzeigt. Große Loops sind i. A. stabiler als ihre kleineren Pendants. Warum das so ist, ist noch nicht endgültig geklärt. Wahrscheinlich liegt es an ihrer höheren Temperatur (mehrere Millionen K) und an den Heizmechanismen, die für diese Temperaturen verantwortlich sind. Die detaillierten Aufnahmen des Satelliten TRACE („*Transition Region And Coronal Explorer*“, Start April 1998) haben viele Forschungsprojekte initiiert, um die physikalischen – insbesondere magnetohydrodynamischen – Vorgänge in den Loops zu erklären. Das Bildmaterial ist übrigens im Internet auf der Projekthomepage dieser NASA-Mission frei verfügbar.



Koronale Loops (TRACE) geben die lokale Magnetfeldstruktur in der unteren Korona wieder



Auf dieser Aufnahme (TRACE, 5.4.2001) bei einer Wellenlänge von 17,1 nm zeichnen sich die einzelnen Loops deutlich am Sonnenrand ab. © NASA

Koronastrahlen und Kondensationen

Lange, oftmals spitzzulaufende Strukturelemente in der Korona, deren räumliche Lage mit meist offenen Magnetfeldlinien zusammenfällt, bezeichnet man als Koronastrahlen. „Strahlen“, die sich über die Pole der Sonne erheben, nennt man Polarstrahlen. Ihre Fußpunkte sind wahrscheinlich aktive Regionen auf der Sonne. Ein in der Vergangenheit oft geäußelter Zusammenhang mit koronalen Löchern ist nach neueren Beobachtungen eher als unwahrscheinlich anzusehen.

Äquatorialstrahlen scheinen dagegen physikalisch mit den Helmet Streamers verwandt zu sein bzw. sie bilden ihre spitzen Ausläufer. Im Gegensatz zu den Streamern sind sie nicht mit auffälligen Protuberanzen assoziiert. Ihre Lebensdauer kann mehrerer Monate bis zu einem Jahr oder sogar länger betragen.

Weiterhin beobachtet man Koronastrahlen häufig über mehrere Wochen alten Fleckengruppen, über ausgedehnten Fackelgebieten und über Teilen der Sonnenoberfläche, die durch Flares oder Protuberanzen gestört sind.

Verdichtungen in der Korona, die besonders im monochromatischen Licht bestimmter Emissionslinien auffallen (z.B. 567.4 nm, Ca XIV), bezeichnet man als Kondensationen. Kurzlebige Kondensationen, deren Lebensdauer meist nur einige Tage beträgt, findet man bevorzugt in einer Höhe von ca. 80000 km über der Photosphäre. Sie fallen durch eine verstärkte Emission in der grünen und roten Koronalinie auf. In ihnen ist die Gasdichte rund 5-mal größer als in ihrer Umgebung. Neben diesen „permanenten“ Kondensationen beobachtet man noch sogenannte „sporadische“ Kondensationen, deren Lebensdauer nur in Minuten und Stunden gemessen wird. Sie treten meist in einer Höhe zwischen 20000 und 80000 km über der Sonnenoberfläche auf und sind ca. um den Faktor 10 dichter als permanenten Kondensationen.

Heizmechanismen

Die Korona ist mit einer Temperatur von etwa 10^6 K ca. 2 Größenordnungen heißer als die darunter liegende Photosphäre. Diese Erkenntnis, die sich bereits am Ende des 19. Jahrhunderts abzeichnete, erschien lange Zeit rätselhaft. Man konnte sich nicht erklären, wieso die Korona, die ja oberhalb der Photosphäre liegt, eine bei weitem höhere Temperatur haben sollte, als die im Vergleich dazu mit ca. 5750 K relativ kühle Photosphäre. Immerhin wußte man aus der Thermodynamik, daß Wärme immer nur von einem heißen Körper zu einem kälteren fließen kann...

Auch heute ist das Phänomen der Koronaheizung noch nicht vollständig verstanden. Viele verschiedene physikalische Prozesse scheinen hier zusammen zu wirken. Konsens unter den Wissenschaftlern ist jedoch, daß die Quelle der Heizung in den turbulenten Bewegungen der Materie in der Photosphäre und in den unteren Bereichen der Chromosphäre zu suchen ist (auch die Chromosphäre wird geheizt. Ihre Temperatur ist mit ca. 10^4 K merklich höher als die der Photosphäre). Die Energie, die durch Konvektion aus dem Sonneninneren an die „Oberfläche“ transportiert wird, wird dort offensichtlich nicht nur durch Strahlung, sondern beispielsweise auch in Form von magnetohydrodynamischen Wellen abtransportiert. Für die Energiedissipation in der Korona sind demnach hochkomplexe Wechselwirkungen zwischen dünnen, leitfähigen Plasmen und damit verbundenen Magnetfeldern ausschlaggebend. Dazu kommen noch explosive Vorgänge im Bereich von koronalen Loops, die sich in Form von Mikroflares äußern.

Der erste wichtige Fakt ist, daß die Teilchendichte (Ionen) der koronalen Materie (zwischen 10^9 und 10^{15} m^{-3}) bedeutend geringer ist als die Teilchendichte der Photosphäre (ca. 10^{23} m^{-3}). Damit ist auch die freie Weglänge der Ionen und Elektronen entsprechend größer, was letztendlich – wie bereits erläutert – das Auftreten von verbotenen Linien begünstigt. Trotz der hohen Temperatur von über 1 Million K ist der Beitrag der Korona in der Energieabstrahlung pro Flächeneinheit (oder anders ausgedrückt, an der Solarkonstante bzw. Leuchtkraft) äußerst gering. Man schätzt ihn auf weniger als 1/10000 der Strahlungsleistung der Photosphäre. Die Frage der Aufheizung der Korona ist deshalb weniger eine Frage der Energiequelle sondern vielmehr eine Frage, wie und durch welche Prozesse die Energie, welche die Photosphäre verläßt, in das koronale Plasma transportiert wird. Klassische Wärmeleitung schließt sich dabei aufgrund der Dichteunterschiede natürlich von selbst aus. Heute werden vorwiegend Heizungsmodelle diskutiert, die auf Wechselwirkungen des koronalen Plasmas mit Magnetfeldern beruhen. Die grundlegende Frage, die mit als erstes beantwortet werden muß, richtet sich an die Plasmaphysik: Was passiert eigentlich bei der Aufheizung eines dünnen Plasmas unter dem Einfluß eines Magnetfeldes \mathbf{B} auf mehrere Millionen Grad? Wesentlich ist dabei, daß das Magnetfeld eine Vorzugsrichtung vorgibt. Die geladenen Teilchen im Plasma werden sich aufgrund der Lorentzkraft schraubenförmig entlang der Magnetfeldlinien bewegen (Gyration). Dabei definieren – vereinfacht gesprochen - die Mittelwerte ihrer senkrechten (\parallel) und waagerechten (\perp) Geschwindigkeitskomponenten (genauer deren wahrscheinlichsten Geschwindigkeiten) jeweils eine „senkrechte“ und eine „waagerechte“ Temperatur, die sich gewöhnlich voneinander unterscheiden:

$$v_{\parallel} = \sqrt{\frac{k T_{\parallel}}{m}}, \quad v_{\perp} = \sqrt{\frac{k T_{\perp}}{m}} \quad [1.72]$$

Die Maxwell'sche Verteilungsfunktion der Teilchen im Plasma (Anteil der Teilchen pro Geschwindigkeitsintervall dv) ergibt sich deshalb aus der Überlagerung zweier Verteilungen, die jeweils einer anderen Temperatur – senkrecht oder waagrecht zum Magnetfeld \mathbf{B} gemessen – entsprechen. Man erkennt das, wenn man die Maxwell-Verteilung in Form einer Gauß-Funktion aufschreibt und dann in die einzelnen Geschwindigkeitskomponenten aufsplittet:

$$f(v) = \frac{n_0}{\sqrt{\pi^3 \bar{v}^3}} \exp\left(-\frac{v^2}{\bar{v}^2}\right) \quad [1.73]$$

Außerdem soll noch eine Drift- oder Ausflußgeschwindigkeit \mathbf{u} eingeführt werden, die eine Strömungskomponente beschreiben soll:

$$f(\mathbf{v}) = \frac{n_0}{\sqrt{\pi^3 \bar{v}^3}} \exp\left(-\frac{|\mathbf{v}-\mathbf{u}|^2}{\bar{v}^2}\right) \quad [1.74]$$

\bar{v} bezeichnet die „wahrscheinlichste“ Geschwindigkeit der Teilchen. Sie bestimmt die thermische Temperatur des Gases oder Plasmas:

$$\frac{m \bar{v}^2}{2} = k T_{therm} \quad [1.75]$$

Der Vektor \mathbf{u} ist natürlich der Nullvektor, wenn das entsprechende Gasvolumen in dem betrachteten kartesischen Koordinatensystem ruht. Der Faktor $\sqrt{\pi^3 \bar{v}^3}$ im Nenner stellt lediglich sicher, daß die Verteilung bei der Integration über alle Geschwindigkeiten normiert wird.

Betrachtet man jetzt alle kartesischen Geschwindigkeitskomponenten einzeln, dann läßt sich (1.74) in folgende Form bringen:

$$f(\mathbf{v}) = \frac{n_0}{\sqrt{\pi^3 \bar{v}_x \bar{v}_y \bar{v}_z}} \exp\left(-\frac{(v_x - u_x)^2}{\bar{v}_x^2} - \frac{(v_y - u_y)^2}{\bar{v}_y^2} - \frac{(v_z - u_z)^2}{\bar{v}_z^2}\right) \quad [1.76]$$

In einem inhomogenen Magnetfeld bewegen sich die geladenen Teilchen schraubenförmig entlang der Magnetfeldlinien. Das hat natürlich Auswirkungen auf die Geschwindigkeitsverteilung (1.76), da ja jetzt durch das Magnetfeld \mathbf{B} eine Vorzugsrichtung vorgegeben wird. Die Bewegungskomponenten der Teilchen spalten sich demnach in eine Komponente parallel zum Magnetfeld und in eine Komponente senkrecht zum Magnetfeld auf. Wählt man das kartesische Koordinatensystem so, daß \mathbf{B} in Richtung der z-Achse zeigt, dann ist:

$$\mathbf{v} = \begin{pmatrix} v_{\perp} \cos \phi \\ v_{\perp} \sin \phi \\ v_{\parallel} \end{pmatrix} \quad [1.77]$$

Da bis auf einen Phasenfaktor die x- und die y-Komponente einander äquivalent sind, läßt sich jetzt die Maxwellverteilung quasi in eine zweidimensionale Form bringen. Das ist vernünftig, weil die Dauer für einen Umlauf um eine Feldlinie (Kehrwert der Larmor-Frequenz) sehr klein gegenüber der Zeit ist, in der sich in der Verteilung ein Gleichgewicht einstellt:

$$f(\mathbf{v}) = \frac{n_0}{\sqrt{\pi^3 \bar{v}_{\parallel} \bar{v}_{\perp}^2}} \exp\left(-\frac{(v_{\parallel} - v_{\perp})^2}{\bar{v}_{\parallel}^2} - \frac{v_{\perp}^2}{\bar{v}_{\perp}^2}\right) \quad [1.78]$$

Die Temperaturen T_{\parallel} und T_{\perp} können jetzt nicht mehr als (isotrope) thermische Temperaturen im Sinne der Gleichgewichtsthermodynamik angesehen werden. Es handelt sich vielmehr bei ihnen um sogenannte kinetische Temperaturen. Das hat zusätzlich die Konsequenz, daß man genaugenommen für jede Teilchensorte (z.B. Elektronen, Protonen, Sauerstoffionen etc.) eigene Geschwindigkeitsverteilungen und damit eigene kinetische Temperaturen einführen muß, um beispielsweise die physikalischen Verhältnisse in einem von Magnetfeldern durchsetzten Plasma wie dem der Korona adäquat zu beschreiben. Da die Anregung in einem dünnen Plasma hauptsächlich durch Stoßprozesse (z.B. durch Thomson-Streuung) erfolgt, kann man z.B. durch Beobachtung von Emissionen im UV- oder Röntgenbereich relativ einfach die kinetische Temperatur im jeweiligen Emissionsgebiet abschätzen.

Im Prinzip ist der Effekt, daß in der Sonnenkorona eine anisotrope Temperaturverteilung vorliegt, in spektroskopischen Beobachtungen intensiver Koronalinien nachweisbar. Beobachtet man z.B. einen kleinen Teil der Korona außerhalb der Sonnenscheibe (z.B. über den Polen) im monochromatischen Licht der Ly- α -Linie, dann ist die beobachtete Linienbreite direkt ein Maß für die Temperatur senkrecht zum Magnetfeld. In diesem Bereich gelangt hauptsächlich Licht zur Erde, das im

Wesentlichen in der Ebene senkrecht zur Sichtlinie emittiert wird. Die „parallele“ Temperatur ist dagegen bedeutend schwieriger zu bestimmen, da die Geschwindigkeitskomponente in Richtung des Magnetfeldes – oder anders ausgedrückt – senkrecht zur Sichtlinie, keinen Beitrag zum Dopplereffekt leistet. Um trotzdem diesen Wert abschätzen zu können, macht man sich quasi eine „Verstimmung“ der Linienabsorption im Fall der 103.76 nm-Linie des fünffach ionisierten Sauerstoffs zu nutze. Dieses Ion ist unter gewissen Umständen in der Lage, die diskrete Strahlung der starken Chromosphärenlinien des einfach ionisierten Kohlenstoffs bei 103.63 nm und 103.70 nm zu absorbieren wenn es sich nur mit einer Geschwindigkeit von der Sonne wegbewegt, bei der diese beiden Linien soweit rotverschoben sind, daß die resultierende Wellenlänge wieder mit der ursprünglichen Wellenlänge zusammenfällt. Der eigentliche Effekt ist aber, daß die abgegebene Strahlungsleistung (Intensität) in den Teilen der Korona einen Maximalwert erreicht, wo die zum Magnetfeld senkrechte Geschwindigkeitskomponente der Sauerstoffionen gerade so groß ist, daß sie bevorzugt von dem rotverschobenen UV-Licht der einfach ionisierten Kohlenstoffatome der Chromosphäre quasi „gepumpt“ werden. Auf diese Weise ist eine Eichung zwischen der UV-Helligkeit im Licht der O IV-Linie und der parallel zum Magnetfeld verlaufenden Ausströmgeschwindigkeit möglich. Dieses hier nur kurz skizzierte Verfahren wird als „Doppler-Pumping“ bezeichnet.

Für den eigentlichen Energieeintrag in die Korona wurde eine ganze Anzahl von Mechanismen vorgeschlagen und durchgerechnet. Zu der Zeit, als man die Bedeutung der solaren Magnetfelder noch nicht in ihrer vollen Tragweite erfaßt hatte, wurde vermutet, daß die Koronaheizung durch die Dissipation von Schallwellen verursacht wird. Man hatte dabei das sich ständig ändernde Granulationsmuster der Photosphäre vor Augen. Aufsteigende Blasen heißer Materie schießen nach oben, wo sie zerplatzen und dabei ein ganzes Spektrum von Schallwellen anregen, von denen sich ein Teil durch die Chromosphäre hindurch in die Korona hin ausbreitet. Diese Schallwellen transportieren zwar kein Material nach außen. Sie besitzen aber eine gewisse kinetische Energiedichte, die manchmal – da sie die Einheit eines Drucks hat - auch als Wellendruck bezeichnet wird:

$$p_w = \frac{1}{2} \rho \langle v^2 \rangle \quad [1.79]$$

ρ ist die Dichte des Materials, durch das sich die Schallwelle ausbreitet und $\langle v^2 \rangle$ der Mittelwert des Quadrats der „oszillatorischen“ Bewegung. Diese Energiedichte breitet sich mit der Phasengeschwindigkeit v_p , die gewöhnlich mit der Schallgeschwindigkeit v_s zusammenfällt, im Raum aus. Die Größe $\sqrt{\langle v^2 \rangle}$ kann man als Amplitude dieser Welle auffassen. Die Energiestromdichte S bleibt, wie folgende Beziehung zeigt, konstant, auch wenn sich die Dichte des Ausbreitungsmediums oder die Schallgeschwindigkeit ändert:

$$S = \rho \langle v^2 \rangle v_s \quad [1.80]$$

Läuft jetzt solch eine Welle in einem Medium mit abnehmender Dichte aus, dann vergrößert sich aufgrund der Energieerhaltung die Amplitude der Schallwelle bis sie selbst die Schallgeschwindigkeit erreicht. Bei diesem Vorgang wird die Energie der Welle in thermische Energie dissipiert, wodurch sich die Temperatur in der Umgebung erhöht. Heute weiß man – insbesondere aufgrund der Beobachtungsergebnisse der Sonnensonde SOHO – daß die Erhitzung durch dissipierende

Schallwellen nicht ausreicht, um die hohen Koronatemperaturen zu erklären. Ihr Energieeintrag in die obere Chromosphäre erreicht bei weitem nicht die Werte, die durch Röntgenstrahlung wieder abgeführt wird. Schallwellen spielen aber eine große Rolle bei der Heizung der unteren Chromosphäre zu Zeiten geringer Sonnenaktivität.

Während Schallwellen Druckstörungen sind, die sich mit einer vom Medium abhängigen Schallgeschwindigkeit longitudinal und isotrop von einer Quelle aus ausbreiten, werden wellenartige Störungen des Magnetfeldes in einem Plasma gewöhnlich als Alfven-Wellen bezeichnet. Diese Wellen sind in der Lage, Energie und Impuls entlang von Magnetfeldlinien zu übertragen, ohne das damit ein Massetransport verbunden ist. Im Gegensatz zu gewöhnlichen Schallwellen handelt es sich bei Alfven-Wellen um Transversalwellen in linearer oder zirkularer Polarisation, die sich parallel zu einem homogenen Magnetfeld \mathbf{B} ausbreiten und senkrecht dazu schwingen. Ihre Ausbreitungsrichtung ist deshalb im Gegensatz zu den gewöhnlichen Schallwellen anisotrop. Vereinfacht kann man sie sich als transversale Schwingungen von Magnetfeldlinien (oder Bündel davon) vorstellen. Eine gewisse Analogie stellen die Wellen dar, die z.B. entlang einer straff gespannten Saite laufen. Als Rückstellkraft fungiert hier jedoch die magnetische Spannung (die versucht, gekrümmte Magnetfeldlinien wieder zu einer Geraden auszurichten) anstelle der Saitenspannung.

Alfven-Wellen wurden 1942 von den schwedischen Plasmaphysiker und Nobelpreisträger (1970) HANNES OLOF ALFVEN (1908-1995) theoretisch vorhergesagt. Er ist mit einer der Begründer der Magnetohydrodynamik und hat auch grundlegende Arbeiten zur Astrophysik geliefert.

Die Phasengeschwindigkeit einer Alfven-Welle ist durch die Alfven-Geschwindigkeit v_A gegeben:

$$v_A = \sqrt{\frac{B^2}{4\pi \rho}} \quad [1.81]$$

wobei ρ die Plasmadichte ist. Da v_A wellenlängenunabhängig ist, sind Alfven-Wellen dispersionsfrei. Nach den Maxwell'schen Gleichungen muß ein zeitlich oszillierendes Magnetfeld ein elektrisches Feld erzeugen, welches wiederum elektrische Ströme in einem leitfähigen Plasma anregt. Diese Ströme verlieren durch den endlichen Widerstand des Plasmas an Energie, was letztendlich zu einer Aufheizung des Plasmas führt (Ohm'sche Heizung). Auf diese Weise kann die Energie, die in solch einer magnetohydrodynamischen Welle steckt, in Wärme umgewandelt werden. Dieser Heizmechanismus ist besonders für die Chromosphäre und für die Übergangsregion von Bedeutung. Der elektrische Widerstand des koronalen Plasmas ist im Gegensatz dazu viel zu gering als das dort genügend Joule'sche Wärme erzeugt werden kann um die beobachteten Temperaturen zu erzeugen.

Die Anregung der Wellen erfolgt mit hoher Wahrscheinlichkeit in den Bereichen unterhalb der Photosphäre. Die dabei wirkenden Prozesse sind noch nicht im Einzelnen bekannt. Vermutet werden z.B. kleinskalige Rekonnektionsprozesse sowie turbulente Plasmabewegungen, die auch die in die Plasmen eingefrorenen Magnetfelder erfassen.

Der Vollständigkeit halber soll noch erwähnt werden, daß die magnetohydrodynamischen Gleichungen neben den Alfven-Wellen noch sogenannte magnetoakustische Wellen vorhersagen, die in einer „schnellen“ und in einer „langsamen“ Form auftreten. Spezielle Beobachtungen im EUV der

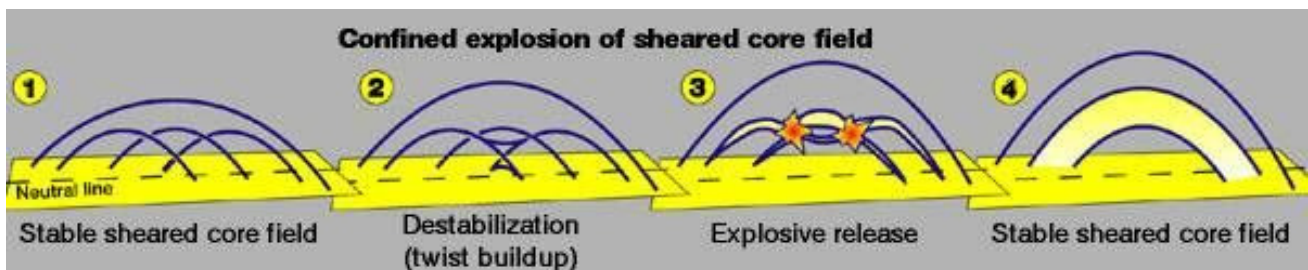
Sonnenkorona – insbesondere im Bereich der Pole und bei koronalen Bögen – können beispielsweise durch derartige Wellen, die sich von Alfvén-Wellen unterscheiden, erklärt werden.

Aufgrund der komplizierten Magnetfeldstrukturen und der sehr turbulenten Plasma-bewegungen im Bereich der gesamten Sonnenatmosphäre treten natürlich Nichtlinearitäten bei Wellenphänomenen auf, die theoretisch nur schwer zu beschreiben sind, in der Praxis aber den Normalfall darstellen. Diese Prozesse führen in der Summe zu einer Dissipation der z.B. in den koronalen Bögen oder „verdrillten“ Magnetfeldern enthaltenen Energie in die thermische Bewegung der Teilchen der Übergangsschicht und der unteren Korona. Ob der dabei erzielte Energieeintrag für die Aufrechterhaltung der Temperatur der Korona ausreicht, ist jedoch im hohen Maße zweifelhaft. Deshalb wird neben den durch MHD-Wellen verursachten Heizprozessen in letzter Zeit noch ein weiterer und vielleicht sogar noch effektiverer Heizmechanismus diskutiert. Es handelt sich dabei um die Heizung durch sogenannte Mikro- und Nanoflares (EUGENE PARKER, 1985). Flares sind – wie noch im Einzelnen im Abschnitt über die aktive Sonne beschrieben wird – die hochenergetischsten Phänomene in der Sonnenatmosphäre, deren Auswirkungen selbst auf der Erde zu spüren sind. Die Energieumsätze sind so groß, daß manche Flares neben Röntgenstrahlung auch Gammastrahlung emittieren können, wie Beobachtungen mit dem Satellit RHESSI („*Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager*“) im Jahre 2002 eindrucksvoll gezeigt haben. Die Energiefreisetzungsraten überstreichen dabei mehrere Größenordnungen (ein typischer Wert ist 10^{20} J), wobei für die Koronaheizung die dazu vergleichsweise unscheinbaren und nur schwer zu beobachtenden Mikroflares ($\Delta E < 10^{19}$ J) bzw. Nanoflares ($\Delta E \approx 10^{16}$ J) besonders interessant sind. Man sieht in ihnen die Ursache für einen kleinskalig wechselnden, aber gewöhnlich räumlich nicht weiter auflösbaren Röntgenuntergrund im Bereich der unteren Korona. Während Flares in den Zeiten der aktiven Sonne verstärkt auftreten (sie sind i.d.R. mit Sonnenflecken assoziiert), scheinen Mikroflares ein eher gewöhnliches Phänomen der Sonnenatmosphäre zu sein. Erste Hinweise auf ihre Existenz fand man mit Hilfe des SMM („*Solar Maximum Mission Maximum*“) – Satelliten Mitte und Ende der 80-er Jahre in den Meßergebnissen des HXIS – Instruments („*Hard X-ray Imaging Spectrometer*“). Später wurden sie von SOHO und vom japanischen YOHKO-Satelliten genauer untersucht. Ihre Lebensdauer liegt meist bei einigen Minuten. Beobachtungen mit RHESSI ergaben weiterhin, daß innerhalb der räumlichen Auflösung der Röntgenteleskope im Schnitt in einer Stunde ca. 10 Mikroflares auf der sichtbaren Sonnenscheibe auftreten. Die Temperaturen erreichen dabei lokal Werte von z.T. mehr als 10^7 K, was eine Größenordnung höher als die Koronatemperatur ist. Die Beobachtungen erfolgten dabei im Röntgenbereich bei Photonenenergien zwischen 3 keV und 17 MeV, wobei bei geringen Energien eine spektrale Auflösung von 1 keV erreicht wurde. Eine genauere Analyse, die auch die kleinsten Mikroflares („Nanoflares“) mit einschließt, kommt zu folgenden Ergebnissen:

- Mikroflares dauern im Mittel ca. 15 Minuten
- pro Sekunde brechen auf der gesamten Sonne ca. 400 Mikroflares und eine schwer bestimmbare Zahl von Nanoflares aus
- ihr Energieeintrag in die Korona entspricht in etwa 70% der gesamten, von der Korona abgestrahlten Energie. Dabei ist zu beachten, daß aufgrund der begrenzten Auflösung der Meßinstrumente auf den Sonnenforschungssatelliten nicht alle Mikroflares erfaßt werden können.

- Mikroflares entstehen in peripheren Bereichen kleiner koronaler Bögen und gewinnen ihre Energie durch die bei der Verdrillung von Magnetfeldlinien auftretenden Rekonnektionsprozessen („magnetischer Kurzschluß“), wobei die im Magnetfeld gespeicherte Energie bei dessen Umkonfigurierung plötzlich freigesetzt wird und die Umgebung auf über 10 Millionen K erhitzen kann.
- Mikroflare-Ereignisse transferieren einen Teil ihrer Energie in die Beschleunigung geladener Partikel (Elektronen und Ionen), in Plasmaausflüsse (Rekonnektions-Jets) und in deren Heizung. Dabei erhitzt sich das Chromosphärenplasma im Bereich der Flares auf mehrere Millionen K, steigt nach oben und gibt die thermische Energie in der Übergangsregion und in der Korona wieder ab.

Viele Sonnenphysiker sind mittlerweile – beeindruckt von den Ergebnissen der Sonnensonden YOHKOH und RHESSI – der Meinung, daß Rekonnektionsprozesse in koronalen Bögen, die sich in relativ schwachen Flares äußern, allein schon aufgrund ihrer Häufigkeit eine wesentliche Quelle der Koronaheizung darstellen.



Entstehung eines Mikroflares beim „Kurzschluß“ von Magnetfeldlinien in einem Loop



Innerer Aufbau der Sonne

In die Sonne kann man nicht hineinsehen. Trotzdem wissen wir über ihren Aufbau und über die physikalischen Prozesse, die tief in ihrem Inneren ablaufen, verhältnismäßig gut Bescheid. Das war nicht immer so. Die Frage, warum und wieso die Sonne scheint, wurde wohl in der Menschheitsgeschichte x-mal gestellt. Aber erst im ersten Viertel des vorigen Jahrhunderts sind die Grundlagen in Form der Atom- und Kernphysik erarbeitet worden, um das bis dahin größte Geheimnis der Astronomie zu lüften, nämlich, woher die Sonne im Speziellen und die Sterne im Allgemeinen die Energie hernehmen, die sie kontinuierlich leuchten lassen.

Oder etwas wissenschaftlicher formuliert: Auf welche Art und Weise lassen sich $1.98 \cdot 10^{30}$ kg solare Materie (hauptsächlich Wasserstoff) so in einer Kugel mit einem Radius von $6.959 \cdot 10^8$ m unterbringen, daß diese Kugel bei einer Strahlungsleistung von $8.826 \cdot 10^{26}$ W über mehrere Milliarden Jahre stabil leuchtet?

Eine erste ernsthafte Erörterung dieser Frage, die sich auf physikalische Gesetze stützt, stammt von WILLIAM THOMSON (1824-1907), besser bekannt als Lord Kelvin. Er griff dazu eine Idee auf, die ursprünglich von dem deutsche Arzt JULIUS MEYER (1814 – 1878, Entdecker der Energieerhaltung) und von dem britischen Ingenieur J.J.WATERSTON (1811-1883) als vage Hypothese geäußert wurde.

Lord Kelvin überlegte sich, ob eine Kontraktion der Sonne, bei der ihre potentielle Gravitationsenergie zuerst in Wärme und dann in Strahlung umgewandelt wird, ausreicht, um sie genügend lange scheinen zu lassen.

Angenommen, die Sonne ist eine homogene Kugel mit der Masse $M_r = \frac{4}{3} \pi \rho r^3$. Diese Kugel gewinnt an potentieller Gravitationsenergie dE_p , wenn man sie gleichmäßig mit einer Schicht der Dicke dr und der Masse $dm = \frac{4}{3} \pi \rho r^2 dr$ umgibt. In diesem Fall ist der Energiezuwachs durch die Beziehung

$$dE_p = -G \frac{M_r 4\pi r \rho r^2}{r} dr \quad [1.82]$$

gegeben. Um die gesamte, in dieser Kugel gespeicherte potentielle Gravitationsenergie zu berechnen, braucht man nur noch – beginnend im Zentrum – alle massebelegten Kugelschalen bis zum Radius R aufsummieren:

$$E_p = -4\pi G \int_0^R M_r \rho r dr \quad [1.83]$$

Unter der Annahme einer konstanten Dichte ρ ergibt sich daraus

$$E_p = -\frac{3}{5} \frac{GM^2}{R} \quad [1.84]$$

wobei in unserem Fall M die Sonnenmasse und R der Sonnenradius ist. Nun ist bekannt, daß nach dem Virialsatz in einem gravitativ gebundenen System im Falle eines einatomigen Gases nur maximal die Hälfte der potentiellen Energie in Wärmeenergie umgewandelt werden kann. Unter der Annahme, daß die Sonne früher einmal sehr viel größer war als heute, konnte sie bei einer Kontraktion von $R^* \gg R$ auf R

$$-(E(R^*) - E(R)) \approx \frac{3}{10} \frac{GM^2}{R} \quad [1.85]$$

maximal an Energie verlieren. Oder in Zahlen: $1.14 \cdot 10^{41}$ J.

Wenn man schließlich eine über den Kontraktionszeitraum konstante Leuchtkraft $L_{\odot} = 3.85 \cdot 10^{26}$ W annimmt, dann reicht diese Energie für ca.

$$t_c = \frac{\Delta E}{L_{\odot}} \approx 10^7 \text{ Jahre.} \quad [1.86]$$

Das ist eine Zahl, mit der man in der Mitte des 19. Jahrhunderts noch recht gut leben konnte, wäre da nicht beispielsweise CHARLES DARWIN (1809-1882) gewesen, der für seine Theorie der graduellen Evolution ein paar 100 Millionen Jahre mehr benötigte... Auch die Wissenschaftler, die sich in dieser Zeit mit dem geologischen Aufbau der Erde beschäftigten, hielten 10 Millionen Jahre für die Dauer der Existenz der Erde für zu gering. Erst mit dem Aufkommen der Atomphysik zu Beginn des 20. Jahrhunderts wurde durch die Untersuchung und die Messung des Zerfalls radioaktiver Elemente eine absolute Altersbestimmung von Gesteinen möglich. Dabei ergaben sich Werte, die mit der Kontraktionstheorie der Sonne in keinsten Weise in Einklang zu bringen waren.

Die Atomphysik hielt aber auch den Schlüssel bereit, um die Frage nach den Energiequellen in der Sonne endgültig zu beantworten. 1929 postulierte z.B. GEORGE GAMOW (1904-1968) die thermonukleare Fusion von leichten Wasserstoffkernen in Heliumkerne als Hauptenergiequelle der Sonne. Und heute, wieder knapp 80 Jahre später, versucht man diese Energiequelle in Kernfusionsreaktoren den Menschen nutzbar zu machen.

Die Kontraktionszeitskala, die hier in vereinfachter Form abgeleitet wurde, hat trotzdem in der Sternphysik eine große Bedeutung. Wir wissen mittlerweile, daß die Kontraktion in Verbindung mit gravitativer Heizung eine wichtige Energiequelle im Vorhauptreihenstadium eines Protosterns ist. Diese Zeitskala wird als Kelvin-Helmholtz-Zeitskala bezeichnet.

Neben rein theoretischen Untersuchungen des Sonnenaufbaus gibt es zunehmend Beobachtungsmethoden, die das Innere der Sonne, also den Teil der unterhalb der dünnen Photosphäre liegt, Messungen zugänglich macht. Da ist einmal das Teilgebiet der Neutrinoastronomie zu nennen, welches sich mit dem Nachweis und der Bestimmung der Eigenschaften solarer Neutrinos beschäftigt. Gerade auf diesem Gebiet konnten im letzten Jahrzehnt einige überraschende Ergebnisse erzielt werden, die sowohl das Vertrauen in das herkömmliche Sonnenmodell gestärkt und zum anderen mitgeholfen haben, die exotischen Eigenschaften der Neutrinos mikrophysikalisch zu verstehen.

Der zweite Durchbruch stellt die Helioseismologie dar. Der Nachweis, daß die Sonne wie eine „Glocke“ schwingt und man diese Schwingungen mit spektroskopischen Methoden vermessen kann, eröffnete den Sonnenphysiker eine Möglichkeit, doch noch in die Sonne hineinschauen zu können. Eine Analogie zur Seismologie der Erde, wo mittels Erdbebenwellen deren Schalenbau nachgewiesen und erforscht wurde, drängt sich hier förmlich auf, was sich ja auch in der Namenswahl widerspiegelt. Auch darüber soll in den folgenden Kapiteln berichtet werden.

Das Standardmodell der Sonne - Grundgleichungen

Die Sonne ist, vereinfacht gesprochen, eine glühende Gaskugel, die sich im hydrostatischen Gleichgewicht befindet. Das bedeutet, daß in jedem Punkt des Sonneninneren die nach innen gerichtete Schwerkraft durch den Gasdruck an diesem Ort ausgeglichen werden muß. Formal läßt sich dieser Sachverhalt durch eine einfache Differentialgleichung ausdrücken:

$$\frac{dP}{dr} = -G \frac{M(r) \rho(r)}{r^2} \quad [1.87]$$

Die durch sie festgelegte Stabilitätsbedingung sagt aus, daß die Änderung der Druckkraft dP im Gleichgewichtsfall genau gleich dem Gewicht des betrachteten Volumenelements dV sein muß. Dabei ist zu beachten, daß der Druck P sich aus dem Gasdruck P_G und dem Strahlungsdruck P_{st} zusammensetzt.

Weiterhin muß (zumindest in sehr guter Näherung) Massenerhaltung gelten. Das Volumen einer Kugelschale der Dicke dr errechnet sich einfach aus

$$dV = \frac{4}{3} \pi (r + dr)^3 - 4\pi r^3 = 4\pi r^2 dr \quad [1.88]$$

und mit $\rho(r) = \frac{dM(r)}{dV}$ folgt daraus für die Masseverteilung $M(r)$ entlang des Sonnenradius:

$$\frac{dM(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r) \quad [1.89]$$

Den nächsten Punkt betreffen die Energieerzeugung und ihr Transport an die Sonnenoberfläche. Bezeichnet man mit $\varepsilon(r)$ die Energieproduktionsrate bei r , dann gilt wegen der Kugelsymmetrie für die Änderung der Leuchtkraft L als Funktion von r

$$\frac{dL}{dr} = 4\pi r^2 \varepsilon(r) \quad [1.90]$$

mit der Maßgabe, daß L an der Oberfläche einen konstanten Wert annimmt. Dabei wird natürlich eine kontinuierliche Energieproduktion im Sonneninneren vorausgesetzt. Diese Bedingung läßt sich auch in Form der Energieerhaltung formulieren:

$$L = \int_0^M \varepsilon dm - \frac{dE}{dt} \quad [1.91]$$

Die im Sonneninneren erzeugte Energie muß durch die solare Materie zur Photosphäre transportiert werden.

Das erfolgt bis zu Beginn der Konvektionszone weitgehend durch Strahlungstransport:

$$L(r) = -\frac{64 \pi \sigma}{3 \kappa(r) \rho(r)} r^2 T^3(r) \frac{dT}{dr} \quad [1.92a]$$

bzw. unter Beachtung von (1.89)

$$\frac{dT}{dM(r)} = -\frac{3 \kappa L(r)}{255 \pi^2 r^4 T^3} \quad [1.92b]$$

In den äußeren Bereichen der Sonne, wo der Energietransport durch Konvektion überwiegt, gilt dagegen:

$$\frac{dT}{dM(r)} = -\left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \frac{GM(r) T}{4 \pi r^4 P} \quad [1.93]$$

wobei $\gamma \approx 1.67$ ist.

Diese Grundgleichungen sind schließlich noch durch eine Zustands- und zwei Materialgleichungen zu ergänzen:

$$P = P(\rho, T, \text{chemische Zusammensetzung}) \quad [1.94]$$

$$\varepsilon = \varepsilon(\rho, T, \text{chemische Zusammensetzung}) \quad [1.95]$$

$$\kappa = \kappa(\rho, T, \text{chemische Zusammensetzung}) \quad [1.96]$$

Die Lösung der Gleichungen (1.87), (1.89), (1.90) und (1.92 / 93) erlaubt prinzipiell die Berechnung der Druck-, Dichte- und Temperaturverteilung im Inneren der Sonne, wenn vernünftige Randbedingungen vorgegeben werden. Das eigentliche Problem sind dabei die Zustands- und Materialgleichungen. Sie sind i. A. sehr kompliziert und müssen unter Beachtung von thermodynamischen, chemischen und mikrophysikalischen Gesetzmäßigkeiten (Plasmaeigenschaften) abgeleitet werden.

Lösung der Grundgleichungen

Die Lösung der Grundgleichungen des Aufbaus der Sonne ist ein klassisches Randwertproblem. Die vier nichtlinearen Differentialgleichungen 1. Ordnung werden dabei unter Beachtung der zusätzlich benötigten 4 Randbedingungen numerisch gelöst. Als Ergebnis erhält man die radiale Dichte-, Druck-, Temperatur- und Leuchtkraftverteilung.

Randbedingungen

Im Zentrum der Sonne (also bei $r=0$) muß sowohl die Masse $M(r)$ als auch die Leuchtkraft $L(r)$ Null sein. Damit sind die ersten beiden Randbedingungen vorgegeben. Die Bedingungen an der Sonnenoberfläche (die auch hier als die Photosphärenschicht bei der optischen Tiefe = 1 definiert werden soll) sind dagegen schwieriger zu wählen. Man hilft sich i.d.R. damit, daß man postuliert, daß im Abstand R vom Sonnenzentrum (d.h. dort, wo $M(r) = M_{\odot}$ ist) sowohl die Dichte als auch der Druck verschwinden: $\rho(R) = 0$ und $P(R) = 0$. Diese Vorgehensweise ist bei der Berechnung von Modellsternen durchaus üblich. Über die Sonne weiß man aber etwas genauer bescheid, so daß es sinnvoll ist, entweder den Photosphärendruck $P = P(R)$ oder die Leuchtkraft $L = L(R)$ als Randbedingungen zu verwenden. Auch die effektive Temperatur $T = T_{eff}$ für $r=R$ bietet sich an, da sie verhältnismäßig leicht zu bestimmen ist.

Zustands- und Materialgleichungen

Unter einer Zustandsgleichung versteht man den funktionalen Zusammenhang von thermodynamischen Zustandsgrößen wie z.B. Druck P , Volumen V und Temperatur T eines Gases. Die bekanntesten Zustandsgleichungen sind die Zustandsgleichung für ideale Gase (Clapeyronsche Zustandsgleichung) und die van-der-Waalssche Zustandsgleichung für reale Gase. Neben den Zustandsgleichungen für klassische Gase spielen in der Sternphysik auch noch Zustandsgleichungen für nicht entartete und entartete Elektronengase, für „Photonengase“ und für Neutronen- und Quarkmaterie eine Rolle. Diese Gleichungen sind i.d.R. sehr kompliziert und z.T. experimentell nur schwer zu verifizieren.

Für Hauptreihensterne vom Typ der Sonne ist die Zustandsgleichung für ideale Gase eine gute Näherung. Natürlich muß dabei die teilweise oder vollständige Ionisation der Sternmaterie Berücksichtigung finden, was man z.B. durch die Lösung der Saha-Gleichung (1.50) für die verschiedenen chemischen Elemente, aus dem die Sonnenmaterie besteht, erreichen kann. Noch bessere Ergebnisse erzielt man, wenn in der verwendeten Zustandsgleichung auch sogenannte nicht-ideale Effekte eingearbeitet werden, die sich z.B. aus der Minimalisierung der freien Energie ergeben.

Die Berechnung der Opazität der Materie im Sonneninneren ist vom theoretischen Standpunkt aus gesehen kein leichtes Unterfangen. Sie ist, wie leicht einzusehen ist, stark vom Ionisationszustand der solaren Materie und damit von der Temperatur abhängig. Während freie Elektronen und vollständig ionisierte Atome unter den Bedingungen im Sonneninneren nur wenig Einfluß auf die Lichtdurchlässigkeit nehmen, können Atome, die zumindest noch ein paar gebundene Elektronen haben, Licht sehr effektiv absorbieren. Es zeigt sich dabei, daß die Opazität hauptsächlich durch die Atomrümpfe schwerer Elemente („Metalle“) verursacht wird, deren Elektronen in den inneren Schalen auch bei den hohen Temperaturen, wie sie in der Sonne herrschen, noch gebunden bleiben. Die Opazität ist deshalb der prozentuale Anteil Z dieser Elemente an der solaren Materie proportional. Bei konkreten Rechnungen verwendet man meistens Tabellen mit separat berechneten κ -Werten für verschiedene Temperatur- und Dichtebereiche bei gegebenen Z .

Bleiben noch die Energieerzeugungsraten. Die Energie gewinnt die Sonne durch thermonukleare Reaktionen, wobei zwei Reaktionsketten wesentlich sind: die p-p-Kette, wo Wasserstoff zu Helium

„verbrannt“ wird und der sogenannte C-N-O-Zyklus, wo am Ende auch Helium entsteht und bei der bei der Reaktion zyklisch Kohlenstoff-, Stickstoff- und Sauerstoffatome als Reaktionspartner und als Zwischenprodukte auftreten. Die Energiefreisetzung resultiert dabei aus dem Massedefekt. Darunter versteht man den Fakt, das bei einer thermonuklearen Reaktion die Summe der Massen der Ausgangskerne ein klein wenig größer ist als die Masse des daraus entstandenen neuen Kerns. Bei der Umwandlung von Wasserstoff zu Helium macht das etwa 0.7% der ursprünglichen Masse aus. Das erscheint auf dem ersten Blick nicht viel. Dahinter verbirgt sich aber nach der Einsteinschen Formel $\Delta E = \Delta m c^2$ eine riesige Energiemenge. Diese Energie steht der Sonne – neben einen kleinen Anteil, der auf die Neutrinos entfällt – zur Abstrahlung zur Verfügung. Wie man leicht nachrechnen kann, verliert die Sonne auf diese Weise ca. $7 \cdot 10^{-14} M_{\odot}$ pro Jahr.

Die Energieerzeugungsraten ε nehmen beginnend bei ca. 1 Million K mit steigender Temperatur außerordentlich schnell zu. Zwischen 5 und 15 Millionen K überwiegt in der Sonne der p-p-Zyklus, Bei noch höheren Temperaturen (zwischen 15 und 30 Millionen K) dominiert dann der C-N-O-Zyklus. Dabei sind die Energieerzeugungsraten einmal ρT^5 und einmal ρT^{18} proportional.

The poor man's sun model (PMSM)

In diesem Abschnitt soll versucht werden, auf Grundlage der im vorangegangenen Abschnitt aufgeschriebenen Gleichungen und unter Verwendung einfacher analytischer Mittel etwas über das Innere der Sonne zu erfahren.

Wichtige Parameter der Sonne

Leuchtkraft	$L_{\odot} = 3.83 \cdot 10^{26} \text{ W}$
Masse	$M_{\odot} = 1.99 \cdot 10^{30} \text{ kg}$
Radius	$R_{\odot} = 6.96 \cdot 10^8 \text{ m}$
Effektive Temperatur	$T_{eff} = 5780 \text{ K}$

Einige Abschätzungen wie z.B. über die Temperatur und den Druck im Zentrum der Sonne lassen sich sehr leicht gewinnen. Nimmt man eine konstante Dichte (=mittlere Dichte der Sonne) an und fordert, daß der Druck bei $r = R_{\odot}$ verschwindet, dann kann die linke Seite von (1.87) durch eine Differenzgleichung angenähert werden:

$$\frac{dP}{dr} \approx \frac{P((r = R) - P(r = 0))}{R_{\odot}} \quad [1.97a]$$

also

$$P(r = 0) = P_{Zentrum} = \frac{3GM_{\odot}^2}{4\pi R_{\odot}^4} = 2.68 \cdot 10^{14} \text{ N m}^{-2} \quad [1.97b]$$

Um die Temperatur im Sonnenzentrum abzuschätzen, verwenden wir die bekannte Beziehung

$$P = n k T \quad [1.98]$$

die den Gasdruck P mit der Temperatur T verknüpft, wobei $n = \rho / \mu m_H$ ist (μ mittleres Molekulargewicht).

Setzt man $\mu = 0.5$, was für Sterne wie die Sonne eine gute Schätzung ist, dann ergibt sich:

$$T_{\text{Zentrum}} \approx \frac{G M_{\odot} \mu m_H}{R_{\odot} k} = 1.15 \cdot 10^7 \text{ K} \quad [1.99]$$

Bei exakten Modellrechnungen erhält man einen etwas größeren Wert, der bei ca. 14.7 Millionen K liegt.

Um Aussagen über die Druck, Temperatur- und Dichteverteilung in der Sonne zu erhalten, soll im Folgenden versucht werden, die Grundgleichungen des Sternaufbaus näherungsweise und unter vereinfachten Annahmen analytisch zu lösen. An der Sonnenoberfläche wird in diesem Modell $T(R)=0$, $P(R)=0$ und $\rho(R)=0$ gesetzt. Im Zentrum ist dagegen $M(r)=0$ sowie $L(r)=0$. Damit sind die Randbedingungen vorgegeben.

Der radiale Druckgradient berechnet sich aus der hydrostatische Grundgleichung (1.87). Für das Zentrum gilt dann:

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{4\pi G}{3} \rho_{\text{Zentrum}}^2 r \quad (\text{wegen 7.89}) \quad [1.100]$$

und in der Nähe der Sonnenoberfläche ($r=R$):

$$\frac{dP}{dr} = -G \frac{M_{\odot} \rho(r)}{r^2} \quad [1.101]$$

In beiden Fällen verschwindet der Druckgradient entsprechend der gewählten Randbedingungen. Eine Funktion, die beide Punkte reproduziert, ist durch folgende Beziehung gegeben:

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{4\pi G}{3} \rho_{\text{Zentrum}}^2 r \exp\left(-\frac{r^2}{a^2}\right) \quad [1.102]$$

wobei a ein Parameter mit der Dimension einer Länge ist. Wie noch gezeigt wird, ist er in der Größenordnung mit R vergleichbar.

Mit der Randbedingung $P[r=R]=0$ ergibt sich folgende Lösung:

$$P(r) = \frac{2\pi}{3} G a^2 \rho_{\text{Zentrum}}^2 \left(\exp\left(-\frac{r^2}{a^2}\right) - \exp\left(-\frac{R^2}{a^2}\right) \right) \quad [1.103]$$

Da der zweite Term sehr klein wird (im Fall der Sonne ist, wie noch gezeigt wird, $R \approx 6.4 \cdot a$), kann er in dieser Näherungslösung vernachlässigt werden:

$$P(r) = \frac{2\pi}{3} G a^2 \rho_{\text{Zentrum}}^2 \exp\left(-\frac{r^2}{a^2}\right) \quad [1.104]$$

Um den Dichteverlauf zu bestimmen, geht man am besten von (1.87) und (1.89) aus:

$$\frac{dM}{dP} = -\frac{4\pi r^4}{GM(r)} \quad [1.105]$$

und nach Trennung der Variablen unter Berücksichtigung von (1.102)

$$M^2(r) = -\frac{8\pi}{G} \int_0^r r^4 \frac{dP}{dr} dr = \frac{32}{3} \pi^2 \rho_{\text{Zentrum}}^2 \int_0^r r^5 \exp\left(-\frac{r^2}{a^2}\right) dr \quad [1.106]$$

Als nächstes wird mit $x=r/a$ eine neue Längenkoordinate eingeführt, welche, eingesetzt in (1.106) zu folgender Beziehung für die radiale Masseverteilung führt:

$$M(r) = \frac{4}{3} \pi \rho_{\text{Zentrum}} a^3 \Phi(x) \quad [1.107]$$

Der Faktor $\Phi(x)$ ergibt sich als Lösung folgenden Integrals:

$$\Phi^2(x) = 6 \int_0^x x^5 \exp(-x^2) dx = 3(2 - (x^4 + 2x^2 + 2) \exp(-x^2)) \quad [1.108]$$

Jetzt kann der Dichteverlauf $\rho(r)$ berechnet werden (1.89):

$$\rho(r) = \frac{1}{4\pi r^2} \frac{dM}{dr} = \rho_{\text{Zentrum}} \left[\frac{r^3 \exp\left(-\frac{r^2}{a^2}\right)}{a \sqrt{\exp\left(-\frac{r^2}{a^2}\right) \left[6a^4 \left(\exp\left(\frac{r^2}{a^2}\right) - 1 \right) - 6a^2 r^2 - 3r^4 \right]}} \right] \quad [1.109]$$

Der Parameter a ist nun so zu wählen, daß für $r=0$ die Dichte im Zentrum der Sonne reproduziert wird. Dazu ist eine unabhängige Abschätzung von ρ_{Zentrum} erforderlich. Unter der Annahme einer linearen Abnahme der Dichte vom Zentrum zur Sonnenoberfläche hin erhält man z.B.

$$\rho(r) = \rho_{\text{Zentrum}} \left(1 - \frac{r}{R_{\odot}} \right) \quad [1.110]$$

Eingesetzt in (1.89) und integriert liefert für die Masseverteilung:

$$M(r) = \pi r^3 \rho_{\text{Zentrum}} \left(\frac{4R_{\odot} - 3r}{3R_{\odot}} \right) \quad [1.111]$$

Setzt man dieses Ergebnis in die Gleichung für das hydrostatische Gleichgewicht ein (1.87), dann ergibt sich:

$$\frac{dP}{dr} = -G\pi r \rho_{\text{Zentrum}}^2 \left(\frac{4R_{\odot} - 3r}{3R_{\odot}} \right) \left(1 - \frac{r}{R_{\odot}} \right) \quad [1.112]$$

und als Lösung mit der Randbedingung $P(R)=0$

$$P(r) = \frac{G \pi \rho_{\text{Zentrum}}^2}{36R_{\odot}^2} (R_{\odot} - r)^2 (5R_{\odot}^2 + 10R_{\odot} r - 9r^2) \quad [1.113]$$

Hieraus erhält man einen Ausdruck für die Dichte im Sonnenzentrum:

$$\rho_{\text{Zentrum}} = \frac{6}{R_{\odot}} \sqrt{\frac{P(r=0)}{5G\pi}} \quad [1.114]$$

Das ergibt in unserem stark vereinfachten Modell mit (1.97b) einen Wert von ca. $4.4 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$. Das ist ca. eine Größenordnung weniger als ein modernes numerisches Modell liefert. Weitaus realistischer ist ein Wert von $\rho_{\text{Zentrum}} \approx 1.5 \cdot 10^5 \text{ kg/m}^3$, der als ziemlich gesichert gilt. Er soll deshalb auch zur Abschätzung der Länge a herangezogen werden.

Nach (1.107) gilt für die Gesamtmasse der Sonne

$$M(R) = \frac{4}{3} \pi \rho_{\text{Zentrum}} a^3 \Phi\left(\frac{R}{a}\right) \approx \frac{4}{3} \pi \rho_{\text{Zentrum}} a^3 \sqrt{6} \quad [1.115]$$

Drückt man die linke Seite durch die mittlere Dichte $\bar{\rho}_{\odot}$ aus, dann ergibt sich a aus folgender Beziehung:

$$\left(\frac{a}{R}\right)^3 = \frac{\bar{\rho}_{\odot}}{\sqrt{6} \rho_{\text{Zentrum}}} \quad [1.116]$$

$$R_{\odot} \approx 6.4 a$$

Unter der Annahme, daß sich die solare Materie als ideales Gas betrachten läßt (wovon bereits mit (1.98) Gebrauch gemacht wurde), kann mit den Ergebnissen (1.104) und (1.109) auch ein ungefährer Temperaturverlauf berechnet werden, wobei – als Randbedingung – die nicht ganz realistische Annahme $T(R_{\odot}) = 0$ eingeht:

$$T(r) = \frac{\bar{\mu} P(r)}{R \rho(r)} \quad [1.117]$$

Diese Gleichung ist nichts anderes als die Zustandsgleichung für ideale Gase. Zur Bestimmung der mittleren Massenzahl $\bar{\mu}$ muß bekannt sein, welche Elemente in welchen Häufigkeiten in der Sonne vorkommen. Bei der numerischen Lösung der Grundgleichungen des Sternaufbaus beginnt man i.d.R. mit einer Elementezusammensetzung, die der mittleren kosmischen Elementhäufigkeit entspricht. Da man bei diesen Rechnungen die leichte Zunahme von Helium im Zentralbereich (schwerere Elemente werden im Hauptreihenstadium der Sonne noch nicht fusioniert) in den letzten 4.5 Milliarden Jahren mit berücksichtigt, kann man $\bar{\mu}$ aus dem relativen Anteil von Wasserstoff, Helium und der „Metalle“ folgendermaßen abschätzen. Bezeichnet man den Masseanteil von Wasserstoff mit X, dem von Helium mit Y und den der restlichen Elemente mit Z, dann soll

$$X+Y+Z=1 \quad [1.118]$$

gelten. Gute Näherungswerte sind: $X=0.727$, $Y=0.256$ und $Z=0.017$. D.h. für eine erste Abschätzung der mittleren Massenzahl kann man die „Metalle“ vernachlässigen, da sie weniger als 2% an der Gesamtmasse der Sonne ausmachen. Außerdem muß berücksichtigt werden, daß der überwiegende Teil der solaren Materie im Sonneninneren im vollständig ionisierten Zustand vorliegt.

Die Zustandsgleichung für ideale Gase (1.98) wird gewöhnlich in folgender Form aufgeschrieben:

$$P = \frac{R}{\bar{\mu}} \rho T = n k T = \sum_j n_j k T \quad [1.119]$$

wobei bei vollständiger Ionisation

$$P = P_{Ion} + P_{e^-} = (n_{Ion} + n_{e^-}) k T \quad [1.120]$$

gilt. Der Summationsindex j läuft dabei über alle Teilchensorten, deren Partialdrücke P_j in der Summe den Gasdruck P ergeben. R ist die Gaskonstante ($R = 8.31451 \cdot 10^3 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$) und k die Boltzmann-Konstante.

Bei vollständiger Ionisation ist der Index j mit der Ordnungszahl der entsprechenden Elemente identisch wobei wegen (1.120) die Zahl der freigesetzten Elektronen gleich der Kernladungszahl Z ist.

Bezeichnet man mit m_p die Protonenmasse ($m_p = 1.673 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$), dann läßt sich die Dichte ρ in (1.119) wie folgt ausdrücken:

$$\rho = \sum_j n_j \mu_j m_p \quad [1.121]$$

woraus für die mittlere Massenzahl

$$\bar{\mu} = \frac{\rho}{\sum_j n_j m_p} = \frac{\sum_j n_j \mu_j}{\sum_j n_j} = \frac{\sum_j A_j n_j}{\sum_j (1 + Z_j) n_j} \quad [1.122]$$

folgt, wobei der dritte Term nur bei vollständiger Ionisation gilt. A_j ist dabei das Atomgewicht des Elements mit der Ordnungszahl j und Z_j dessen Kernladungszahl.

Kennt man nach (1.118) nur die Massenanteile (X für Wasserstoff, Y für Helium und Z für die restlichen Elemente), dann ergibt sich wegen

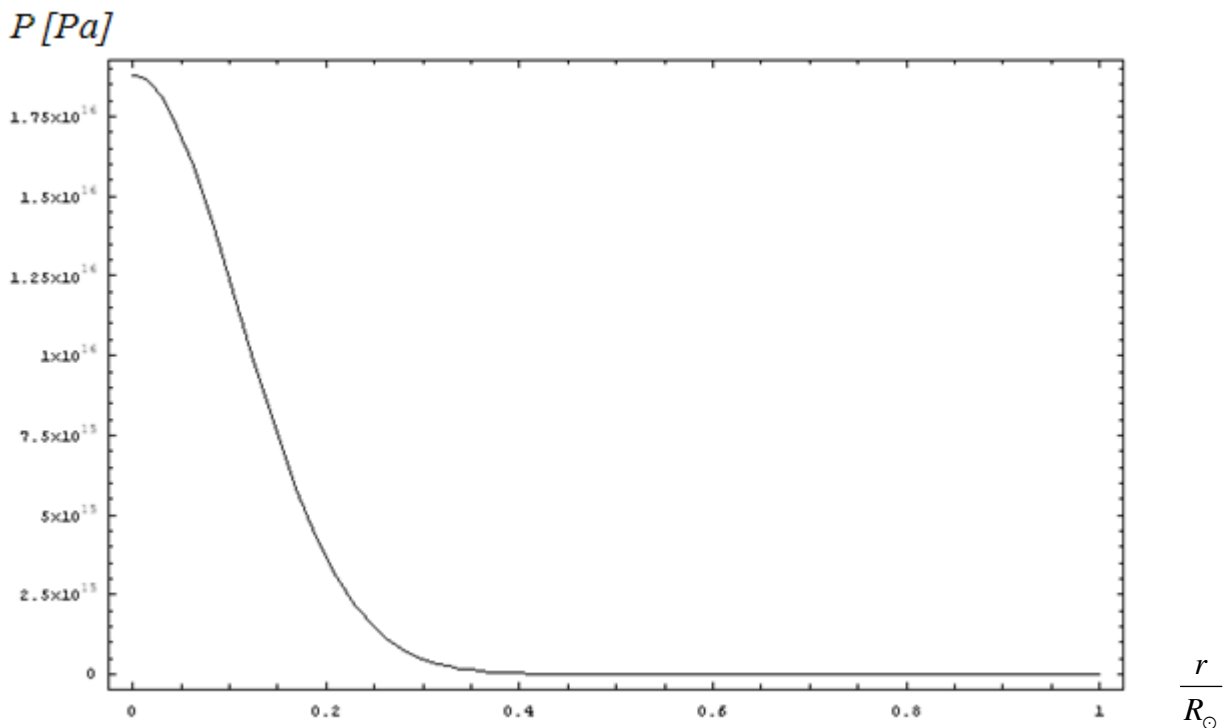
$$\bar{\mu}_H = \frac{1}{2}, \quad \bar{\mu}_{He} = \frac{4}{3}, \quad \bar{\mu}_{Metalle} = 2 \quad [1.123]$$

sich für (1.22):

$$\bar{\mu} = \frac{X + Y + Z}{\frac{X}{\bar{\mu}_H} + \frac{Y}{\bar{\mu}_{He}} + \frac{Z}{\bar{\mu}_{Metalle}}} = \frac{4}{2 + 6X + Y} \quad [1.124]$$

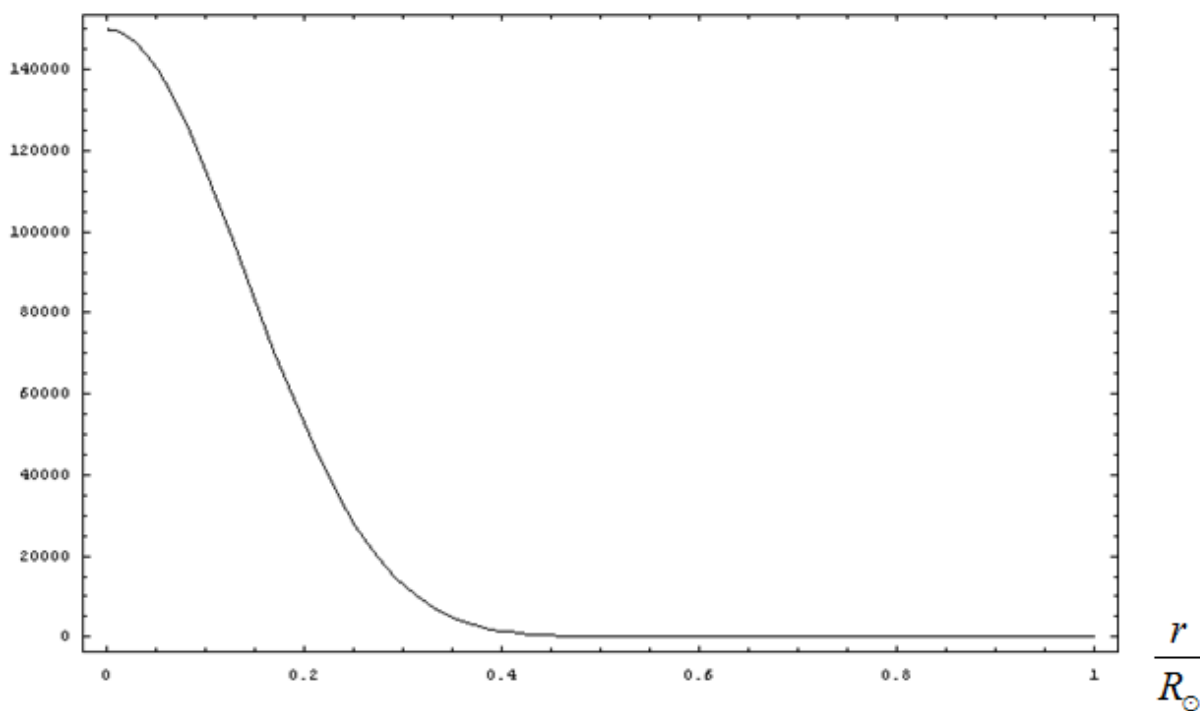
Für die Sonne ergibt sich daraus mit den bereits genannten Werten von X, Y und Z eine mittlere Massenzahl von $\bar{\mu} \approx 0.6$.

In diesem stark vereinfachten Modell wurde nur die Druck-, Dichte- und Temperaturverteilung berechnet. Ein numerisches Modell liefert natürlich noch bedeutend mehr Informationen über das Sonneninnere. Am wichtigsten sind dabei die Energie-erzeugungsraten, da sie aufgrund der dabei ablaufenden kernphysikalischen Prozesse mit den Neutrinoemissionsraten korreliert sind. Je besser man die Eigenschaften der Neutrinos kennt, um so genauer kann man anhand der auf der Erde mit Neutrinodetektoren gemessenen Neutrinoflüsse auf die Bedingungen im Sonneninnern zurückschließen und damit die Qualität eines Sonnenmodells einschätzen. Außerdem ergibt sich mit den Methoden der Helioseismologie eine weitere Möglichkeit, um aus dem Schwingungsverhalten der Sonne auf deren inneren Aufbau und damit auch indirekt auf die Qualität des Sonnenmodells zu schließen.



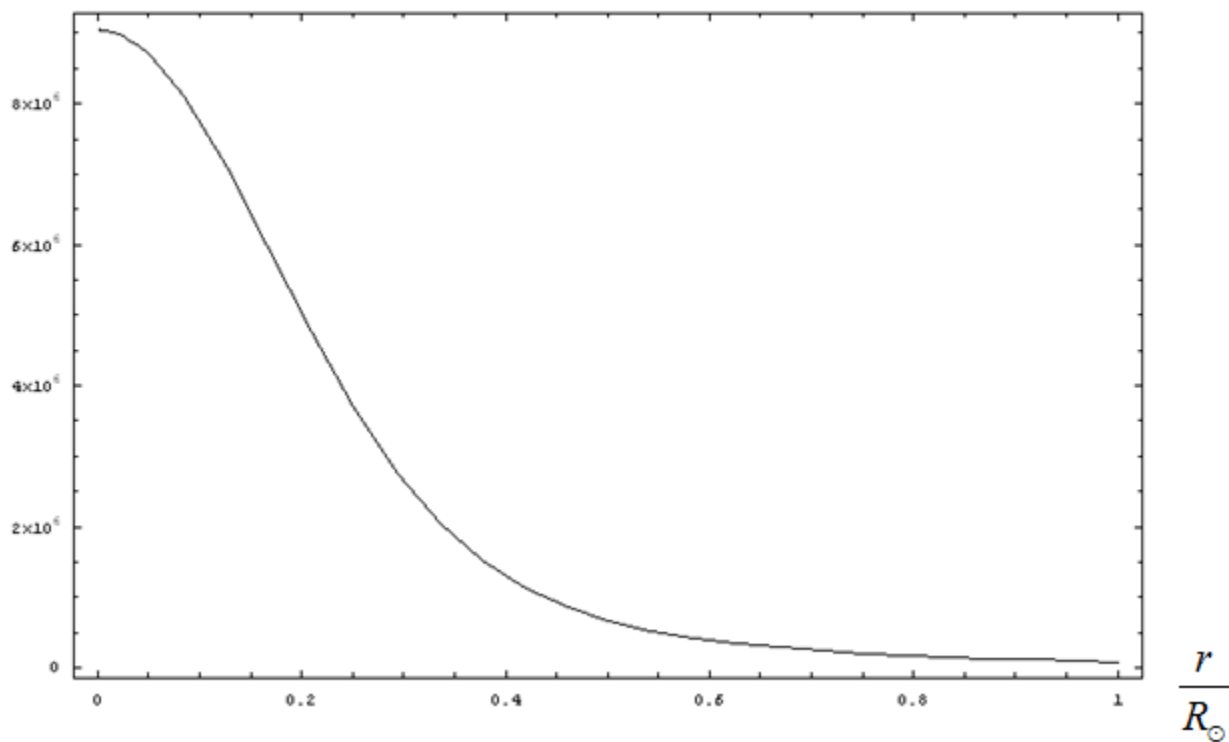
Druckverlauf im PMSM (nach (1.103))

ρ [kg/m³]



Dichteverlauf im PMSM (nach (1.109))

T [K]



Temperaturverlauf im PMSM (nach (1.117))

Energieerzeugung

Der bekannte amerikanische Astronom HENRY NORRIS RUSSEL (1877-1957) konnte im Jahre 1928 zeigen, daß die Sonne im Wesentlichen aus Wasserstoff und Helium besteht, wobei der Wasserstoffanteil an der Gesamtmasse bei mehr als 2/3 liegt. Zu diesem Zeitpunkt war die Spezielle Relativitätstheorie ALBERT EINSTEINS (1879-1955) bereits Allgemeingut unter den Physikern geworden und jeder konnte ausrechnen, wie viel Energie z.B. in einem Gramm „Masse“ enthalten ist. So war es eigentlich folgerichtig, daß man in Prozessen, die auch dem Zerfall von radioaktiven Elementen zugrunde liegen, eine Möglichkeit für die kontinuierliche Freisetzung großer Energiemengen sah. Bei der theoretischen Untersuchung des α -Zerfalls, wo radioaktives Material Heliumkerne emittiert, kam der russisch- amerikanische Physiker GEORGE ANTHONY GAMOW (1904-1968) auf die Idee, daß die Energiequelle der Sonne auf der Verschmelzung (also Fusion) von jeweils 4 leichten Wasserstoffkernen zu einem Heliumkernen beruht. Die dabei freigesetzte Energie ist in der Summe dieser Reaktionen groß genug, um die Sonne mehrere Milliarden Jahre mit einer der gegenwärtigen Leuchtkraft vergleichbarem Rate strahlen zu lassen. Die erste quantitative Theorie, die auf Gamow's Ideen aufbaute, stellte 1939 der deutsch-amerikanische Physiker HANS ALBRECHT BETHE (1906-2005, Nobelpreis 1967) auf.

Heute faßt man die Prozesse, bei denen sich bei hohen Temperaturen Atomkerne kleinerer Ordnungszahl zu Atomkernen höherer Ordnungszahl verbinden (die sogenannte Elementesyntese), unter dem Begriff der thermonuklearen Reaktionen zusammen. Daß sie auch unter irdischen Bedingungen funktionieren, haben die Wasserstoffbomben gezeigt...

Das „Wasserstoffbrennen“

Beim „Wasserstoffbrennen“ in der Sonne wird nicht etwa aus Knallgas Wasser erzeugt. In der Astronomie bezeichnet das Wort „Brennen“ keine Oxidation, sondern vielmehr den Aufbau schwerer Elemente aus leichteren. Es ist halt ein „Slang“ der Fachsprache und sollte deshalb keinen Chemiker auf die Palme bringen ... Das zur Vorrede.

Der Kern eines gewöhnlichen Helium-Atoms besteht aus jeweils zwei Protonen und jeweils zwei Neutronen, was in der üblichen Schreibweise durch das Formelzeichen ${}^4_2\text{He}$ ausgedrückt wird. Der obere Index ist die Massezahl (Summe aus Protonen und Neutronen im Kern) und der untere Index die Ordnungszahl (Anzahl der Protonen im Kern). Unterscheidet sich bei einem Atomkern die Massezahl von der Ordnungszahl, dann spricht man von einem Isotop.

Um einen Heliumkern ${}^4_2\text{He}$ aufzubauen, benötigt man (wie noch detailliert erläutert wird) insgesamt 4 Wasserstoffkerne ${}^1_1\text{H}$. Vergleicht man jetzt die Masse des Heliumkerns mit der Summe der Massen der 4 Wasserstoffkerne, dann findet man einen Unterschied. Dieser Unterschied wird als Massendefekt Δm bezeichnet:

$$\Delta m = \sum_{i=1}^4 m_i^H - m^{He} \rightarrow \Delta m c^2 = 26.5 \text{ MeV} \quad [1.125]$$

Er wird als Energie von der Sonne in den Weltraum abgegeben.

Die Bedingungen, unter denen sich Wasserstoffkerne zu Heliumkernen verbinden, sind nicht einfach zu realisieren. Das hängt daran, weil die Energie der zusammenstoßenden Protonen eine gewisse Größe haben muß, damit sie die Coulomb-Barriere (da sich gleichnamige Ladungen abstoßen) überwinden um einen Bindungszustand eingehen zu können. Diese Energie läßt sich leicht abschätzen:

$$E_C = \frac{1}{4\pi \epsilon_0} \frac{e^2}{r_w} \quad [1.126]$$

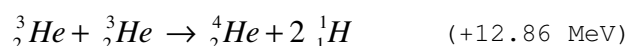
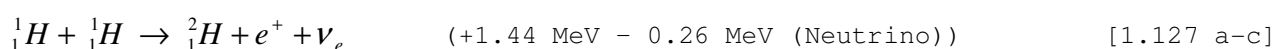
r_w ist dabei der Abstand, bei dem die kurzreichweitigen Kernkräfte über die Coulombschen Abstoßungskräfte zu dominieren beginnen. Dieser Radius liegt bei etwa $2 \cdot 10^{-16}$ m. Setzt man (1.126) mit der wahrscheinlichsten Energie einer Maxwellverteilung der Temperatur T gleich, dann sieht man, daß Temperaturen in der Größenordnung von 10^{10} K erforderlich sind, damit derartige Kernfusionsprozesse effektiv ablaufen können. Diese Temperaturen werden aber im Zentrum der Sonne bei weitem nicht erreicht. Zwar gibt es bei ca. 10 Millionen K immer ein paar Protonen, deren Energie bei einem gegenseitigen Zusammenstoß zu einem Fusionsprozeß führt. Aber ihre Anzahl ist viel zu gering, um die Energiemenge zu erzeugen, welche die Sonne pro Sekunde abstrahlt. Hier hilft, wie bereits GEORGE GAMOW erkannte, ein quantenmechanischer Effekt weiter. Vom Standpunkt der klassischen Physik aus muß die kinetische Energie des stoßenden Teilchens den Betrag (1.126) übersteigen, damit es sich dem Wasserstoffkern (oder den Kern eines anderen Elementes) soweit nähern kann, um in den Einfluß der starken Kernkräfte zu gelangen. In der Quantenwelt gibt es aber eine Möglichkeit, diesen mühsamen Weg zu umgehen, - den Tunneleffekt. Wie man leicht mit Hilfe der Schrödingergleichung zeigen kann, besteht auch für ein Teilchen mit geringer Energie eine gewisse Wahrscheinlichkeit, die Coulomb-Barriere zu überwinden, in dem sie diese einfach „durchtunnelt“. Diese „Durchtunnelungswahrscheinlichkeit“ wächst mit steigender Temperatur. In der Sonne liefern Protonen mit einer Energie um die 20 keV den Hauptanteil an den Kernprozessen. Auf diese Weise ist sichergestellt, daß die Kernfusion in einem „gemächlichen“ Tempo abläuft und die Energieproduktion über Jahrmilliarden hinweg relativ konstant bleibt.

Es gibt zwei Hauptprozesse der Wasserstoffverbrennung im Sonneninneren. Das sind der sogenannte Proton-Proton- oder pp-Zyklus und der CNO-Zyklus, der auch als Bethe-Weizsäcker-Zyklus bekannt ist. Beide liefern pro fusioniertes Heliumatom 26.2 MeV an Energie.

Die pp-Kette (Bethe-Critchfield)

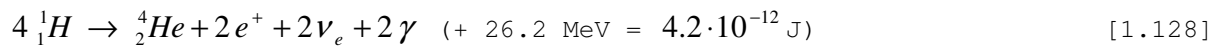
Unter den Bedingungen des Zentralbereichs der Sonne erfolgt die Energiefreisetzung zu 98.5 % aus folgenden Reaktionen:

pp-1:



Das leichte Wasserstoffisotop ${}^2_1\text{H}$ wird gewöhnlich als Deuterium bezeichnet.

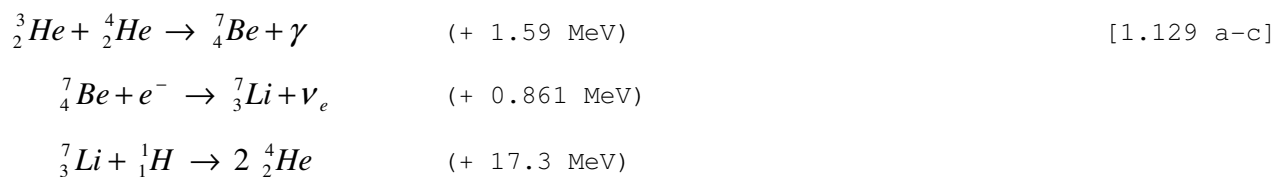
Die Bilanzgleichung lautet (die erste und zweite Reaktion der Kette muß zweimal ablaufen):



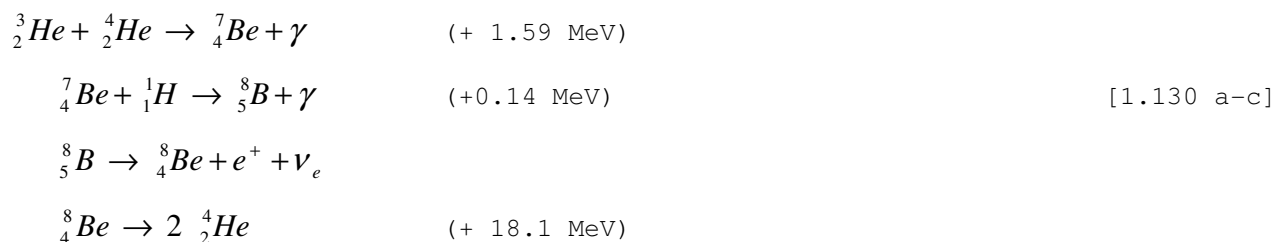
Die Wahrscheinlichkeit, daß zwei Protonen ihre Coulomb-Barriere überwinden und sich zu einem Deuteriumkern verbinden (1.127 a) ist sehr gering. Außerdem muß noch ein inverser β - Zerfall stattfinden, der ein Proton in ein Positron und ein Elektronenneutrino umwandelt. Im Mittel passiert das einem Proton nur einmal in $1.4 \cdot 10^{10}$ Jahren. Das verhindert, daß der gesamte Wasserstoff in der Sonne oder in einem Stern in kürzester Zeit aufgebraucht wird und erklärt die lange Verweildauer auf der Hauptreihe im Hertzsprung-Russel-Diagramm. In der Folgereaktion (1.127 b) bilden sich jedoch bereits im Mittel innerhalb von 6 Sekunden ein leichter Heliumkern sowie ein Photon. Die Wahrscheinlichkeit, daß zwei leichte Heliumkerne zusammenstoßen, ist aber wiederum so gering, daß man dafür eine Zeitskala von ca. 1 Million Jahre ansetzen muß.

Anstelle der Reaktion (1.127 c) gibt es noch zwei weitere Möglichkeiten, um ${}^4_2\text{He}$ zu fusionieren. Daran sind Lithium- Beryllium und Bor-Kerne beteiligt, die als Zwischenprodukte auftreten:

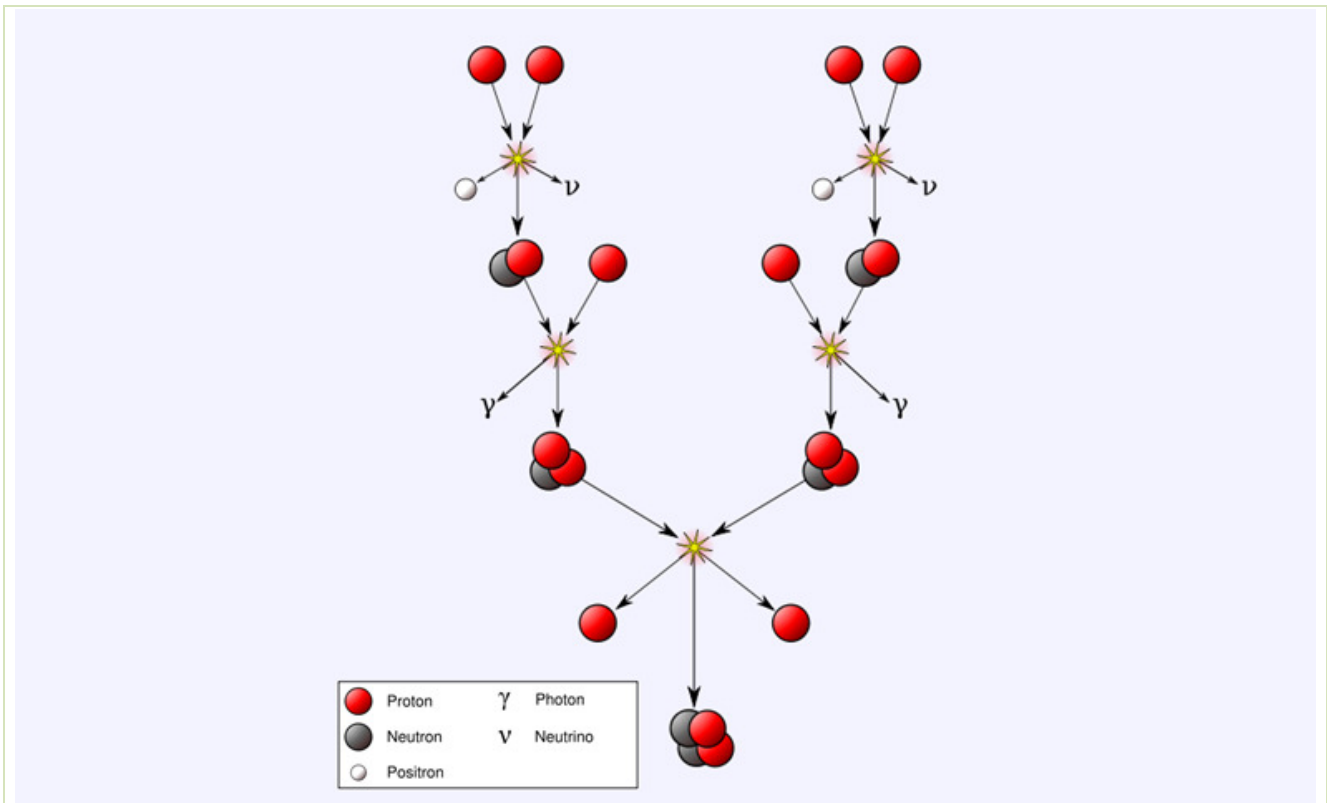
pp-2:



pp-3:



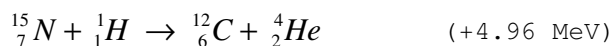
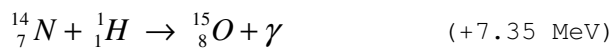
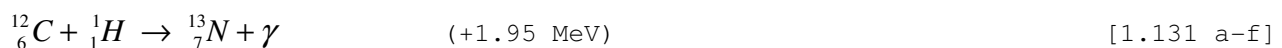
Alle diese 3 Ketten des Proton-Proton-Zyklus laufen simultan, aber mit unterschiedlichen Anteilen im Sonneninneren ab. Theoretische Untersuchungen haben ergeben, daß die pp-1 –Reaktionen ca. 91 %, die pp-2 –Reaktion rund 9% und die pp-3 –Reaktion lediglich 0.1% zur Energieproduktion in diesem Zyklus beiträgt.

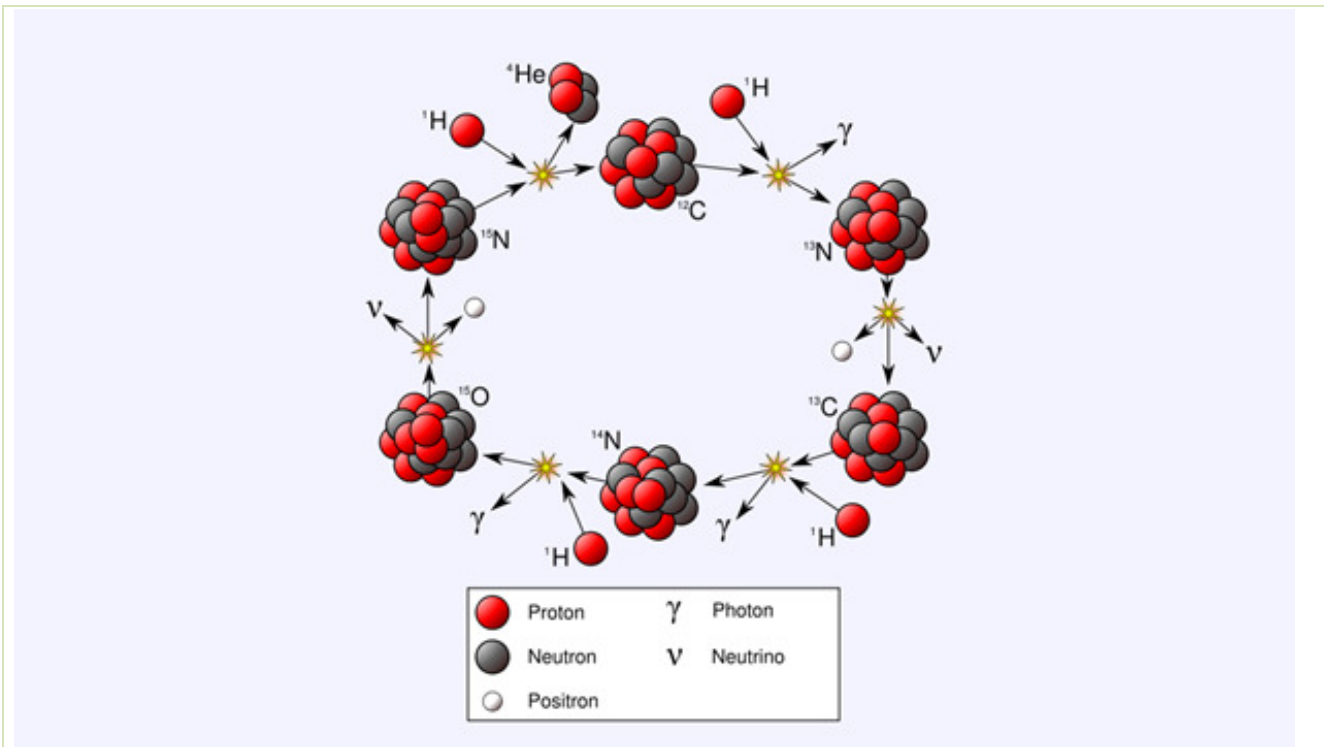


Der pp-1 Zyklus der Wasserstoff-Fusion, wie er in der Sonne abläuft

Der CNO-Zyklus (Bethe-Weizsäcker)

Der CNO-Zyklus ist vom Standpunkt des Chemikers aus ein Katalysatorprozeß mit den Elementen Kohlenstoff, Sauerstoff und Stickstoff, an die Protonen angelagert werden. Als Ergebnis entsteht genauso wie beim pp-Zyklus aus vier Wasserstoffkernen ein Heliumkern. Die Katalysatoratome werden dabei aber nicht wirklich – wie die Reaktionsgleichungen zeigen - verbraucht. Im Einzelnen besteht der Hauptzyklus aus folgenden Reaktionen:



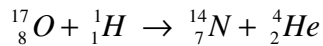
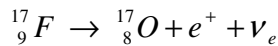
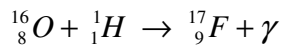


Bethe-Weizsäcker-Zyklus

Kohlenstoff-, Stickstoff- und Sauerstoffatome sind der solaren Materie in etwa ihrer kosmischen Häufigkeit beigemischt. Zu Beginn des Zyklus durchdringt ein Proton den Potentialwall des aus 6 Protonen und 6 Neutronen bestehenden Kohlenstoffkerns wobei sich dessen Ordnungszahl um 1 erhöht was bedeutet, daß er zu einem Stickstoffkern mit der Massezahl (13) wird. Dieses Isotop ist jedoch instabil. Ein darin gebundenes Proton zerfällt unter der schwachen Wechselwirkung in ein Neutron, ein Positron und ein Elektronenneutrino. Als Ergebnis entsteht das Kohlenstoffisotop (13). Die Halbwertszeit für diesen Vorgang liegt bei etwa 7 Minuten. Anschließend tritt wieder ein Fusionsprozeß ein, wobei jetzt aber Kohlenstoff (13) in Stickstoff (14) umgewandelt wird. Dieses Stickstoffisotop ist wiederum Ausgangspunkt für einen weiteren Fusionsprozeß, bei dem Sauerstoff (15) entsteht. Auch dieses Isotop ist instabil und zerfällt mit einer Halbwertszeit von 82 Sekunden in Stickstoff (14), ein Positron und ein Elektronenneutrino. Und schließlich fusioniert dieser Stickstoffkern mit einem Proton zu einem Kohlenstoff (12) –Kern, wobei zwei Positronen und ein Helium (4) –Kern entstehen. Damit ist der Zyklus geschlossen und der Kohlenstoff (12) –Kern steht wieder für einen neuen Kreislauf zur Verfügung.

Ein effektiver Verlauf der Reaktion (1.131) benötigt höhere Temperaturen als der vergleichsweise einfache pp-Prozeß. Bei den im Sonneninnern gegebenen thermischen Energien von einigen keV ist die Durchtunnelungswahrscheinlichkeit für Atomkerne mit den Ordnungszahlen 6, 7 oder 8 natürlich bedeutend geringer als bei einem einfachen Wasserstoffkern. Deshalb wird die Energieausbeute pro Volumeneinheit erst bei Temperaturen oberhalb von 16 Millionen K für den CNO-Prozeß effektiver als beim pp-Prozeß.

Ergänzend soll noch erwähnt werden, daß die Reaktion (1.131 f) mit geringer Wahrscheinlichkeit auch in der Form



ablaufen kann. Am Ende steht der Stickstoffkern (14) auch hier wieder unverändert zur Verfügung.

Temperaturabhängigkeit und Energieerzeugungsraten

Die Energieerzeugungsraten, also wie viel Energie pro Volumen- und Zeiteinheit durch Kernfusionsprozesse freigesetzt werden, sind stark temperaturabhängig. Natürlich spielen auch noch die Art der Reaktionsketten (pp oder CNO), die Konzentration der noch an der Reaktion beteiligten Kerne und die Dichte des Plasmas eine Rolle. Nukleare Energieerzeugungsraten pro Masseinheit ε_k werden vereinfacht oft in Form von Potenzgesetzen angegeben:

$$\varepsilon_k = \varepsilon_{0,k} \rho T^n \quad [1.133]$$

Die Leuchtkraft L , die dabei in einer Schale der Dicke $dL(r)$ erzeugt wird, ist dann nach (1.90)

$$\frac{dL(r)}{dr} = 4\pi r^2 \varepsilon_k(r)$$

Um die Fusionsrate abzuschätzen, muß untersucht werden, unter welchen Bedingungen es bei den einzelnen Reaktionsschritten zur Überwindung der Coulomb-Barrieren kommt:

$$E_C = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi \varepsilon_0 r_w} \quad [1.134]$$

Wesentliche Parameter sind dabei offensichtlich der Wirkungsquerschnitt $\sigma(E)$ der wechselwirkenden Partikel sowie die sich aus quantenmechanischen Überlegungen ergebende Durchtunnelungswahrscheinlichkeit $P_t(E)$ für den Potentialwall eines Stoßpartners.

Die kinetische Energie bei einem Stoß wird maßgeblich durch die Relativgeschwindigkeit v der beiden Stoßpartner bestimmt. Die Geschwindigkeitsverteilung ist wiederum eine Funktion der Temperatur T und läßt sich durch eine Maxwellverteilung (1.54) ausdrücken. Die Reaktionsrate r_{ij} (gemessen als Anzahl der Reaktionen pro Volumen- und Zeiteinheit) zwischen den Stoßpartner i und j kann dann über folgenden Ansatz ausgerechnet werden:

$$r_{ij} = n_i n_j \sigma(v) v \quad [1.135]$$

n bezeichnet die Teilchenzahldichten, σ den Wirkungsquerschnitt der Reaktion und v die Relativgeschwindigkeit der sich stoßenden Kerne.

Die Geschwindigkeit v läßt sich leicht durch die kinetische Energie E substituieren, wenn man die reduzierte Masse

$$m^* = \frac{m_i m_j}{m_i + m_j} \quad [1.136]$$

der beiden Stoßpartner einführt:

$$v = \left(\frac{2E}{m^*} \right)^{\frac{1}{2}} \quad [1.137]$$

bzw. in differentieller Form:

$$\frac{dv}{dE} = \left(\frac{2E}{m^*} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad [1.138]$$

Um die gesamte Reaktionsrate zu erhalten, muß schließlich über die Energien aller Teilchen der Maxwellverteilung der Temperatur T integriert werden

$$r_{ij}^{Gesamt} = \frac{\int_0^{\infty} r_{ij} \Phi(E) dE}{\int_0^{\infty} \Phi(E) dE} \quad [1.139]$$

In einem bestimmten Volumenelement $dV(\mathbf{r})$ kann man die Anzahldichten der an der Kernreaktion beteiligten Teilchen als konstant ansehen. Ihre Energieverteilung ist bei einer gegebenen Temperatur T durch $\Phi(E)dE$ gegeben, welche den Anteil der Teilchen, die sich im Energiebereich E und $E+dE$ befinden, angibt. Bleibt nur noch der energieabhängige Wirkungsquerschnitt $\sigma(E)$, der aus mikrophysikalischen Überlegungen heraus abgeleitet werden muß. Wie man leicht zeigen kann, ist eine „thermische“ Überwindung des Potentialwalls (ca. 1 MeV bei einem Proton-Proton-Stoß) unter den Bedingungen der Sonne ($T \sim 14$ Millionen K) quasi unmöglich. Wenn sich jedoch die Wellenfunktionen der beiden Stoßpartner überlappen, nimmt die Wahrscheinlichkeit, daß ein Teilchen die Coulomb-Barriere des anderen durchtunneln kann, stark zu. Dieser Fall tritt ein, wenn ihr Abstand ungefähr ihrer de Broglie-Wellenlänge λ_B entspricht.

Aus (1.134) wird dann

$$E_C = \frac{Z_i Z_j e^2 \sqrt{2m^* E}}{4\pi \epsilon_0 h} \quad [1.140]$$

In dieser Beziehung wurde die de Broglie-Wellenlänge h/p durch einen Effektivwert, der sich aus der reduzierten Masse m^* und der (kinetischen) Stoßenergie E ergibt, ersetzt. Damit wird die Kinematik des Stoßprozesses, an dem ja beide Teilchen beteiligt sind, besser Rechnung getragen.

Die Durchtunnelungswahrscheinlichkeit $P_t(E)$ muß sich verringern, je größer das Verhältnis aus dem elektrischen Coulombpotential E_C und der kinetischen Energie E der Teilchen wird:

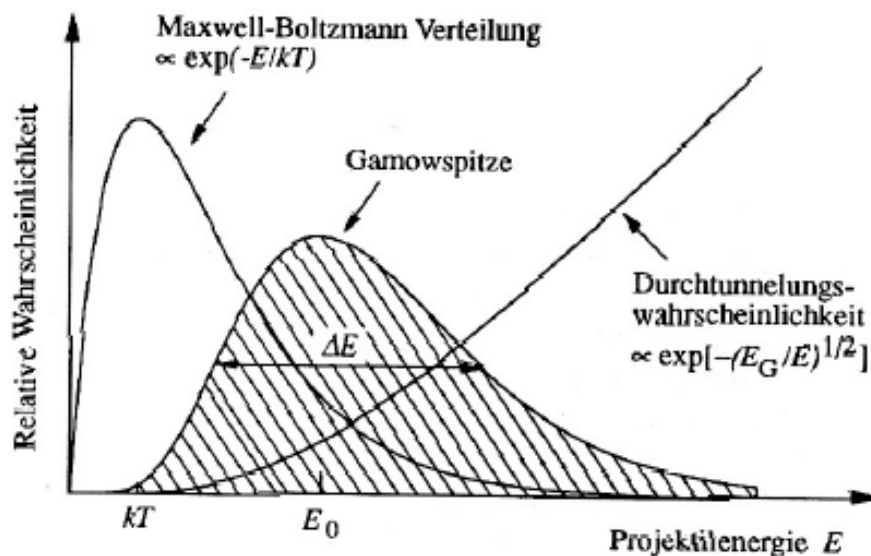
$$\frac{E_C}{E} = \frac{Z_i Z_j e^2}{2 \pi \epsilon_0 h v} \quad [1.141]$$

Dabei ist, wie man mit einer detaillierteren Rechnung zeigen kann, $P_t(E) \sim \exp\left(-\frac{2 \pi^2 E_C}{E}\right)$.

Der dazugehörige Wirkungsquerschnitt $\sigma(E)$ berechnet sich aus:

$$\sigma(E) = \frac{\pi h^2}{2 m^* E} \exp\left(-\frac{B}{\sqrt{E}}\right) \quad [1.142]$$

mit $B = \frac{\pi Z_i Z_j e^2 \sqrt{2 m^*}}{2 \epsilon_0 h}$



Der Gamow-Peak gibt den Energiebereich ΔE an, in dem bei Stößen (z.B. zwischen Wasserstoffkernen) mit hoher Wahrscheinlichkeit Fusionsprozesse auftreten.

Jetzt läßt sich das Integral (1.139) ausrechnen:

$$r_{ij}^{Gesamt} = \int_0^\infty \frac{n_i n_j}{n} \sigma(E) v(E) \Phi(E) dE$$

$$= \left(\frac{2}{kT}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{n_i n_j}{\sqrt{\pi m^*}} \int_0^\infty S(E) \exp\left(-\frac{B}{\sqrt{E}}\right) \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) dE \quad [1.143]$$

Der Integrand von (1.143) besteht aus zwei Exponentialfaktoren. Der Erste ist der Durchtunnelungswahrscheinlichkeit proportional, der zweite ist der gewöhnliche Boltzmann-Faktor. Das Produkt von beiden liefert eine Verteilungsfunktion, die als Gamow-Peak bezeichnet wird. Dort, wo diese Funktion ein Maximum besitzt, erreicht auch die Fusionsrate einen Maximalwert:

$$E_{GP} = \left(\frac{B k T}{2} \right)^{\frac{2}{3}} \quad [1.144]$$

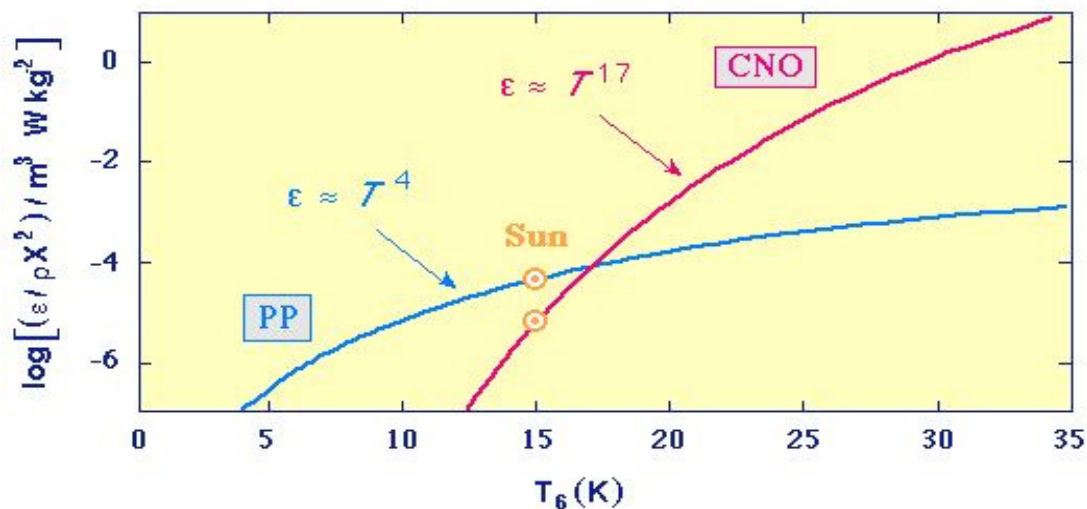
Die Funktion $S(E)$ wird zumindest bei den Reaktionen, die in der Sonne wesentlich sind, im Bereich des Gamow-Peaks als konstant angesehen.

Eine genaue Analyse von (1.143) liefert erwartungsgemäß für die pp-Reaktionskette und für den CNO-Zyklus ein unterschiedliches Temperaturverhalten. Verwendet man an Stelle der volumenbezogenen Reaktionsraten (1.143) massebezogene (1.133), dann lassen sich die Energiefreisetzungsraten durch folgende Potenzgesetze darstellen:

$$\epsilon_{pp} \sim \rho T^4 \quad [1.145]$$

$$\epsilon_{CNO} \sim \rho T^{17} \quad [1.146]$$

Die pp-Reaktion (1.127) zündet ungefähr bei einer Temperatur von 4 Millionen K und erreicht ihr Maximum zwischen 10 und 14 Millionen K. Die Zweige (1.129) und (1.130) benötigen noch höhere Temperaturen. Für das Ablufen der pp-2 –Reaktionen ist der Temperaturbereich zwischen 14 und 23 Millionen K ideal, während die pp-3 Reaktionen erst oberhalb von 23 Millionen K effektiv ablaufen. Der CNO-Zyklus arbeitet dagegen effektiv erst im Temperaturbereich zwischen 16 und 50 Millionen K.



Temperaturverlauf der pp-Reaktion und des CNO-Zyklus. Für die Energieerzeugung in der Sonne spielt der Bethe-Weizsäcker-Zyklus nur eine unwesentliche Rolle.

Nach dem PMSM, Gleichung (1.117), muß entsprechend (1.90) die gesamte Energieproduktion der Sonne in einem verhältnismäßig kleinen Kernbereich mit einem Radius von ca. $0.2 R_{\odot}$ stattfinden.

Innerhalb dieses Radius wird quasi die gesamte Leuchtkraft L der Sonne erzeugt. D.h. pro Kubikmeter und Sekunde wird eine Energiemenge von etwa. 34 J abgegeben. Oder als Leistungsdichte pro kg solarer Materie: $\approx 7 \cdot 10^{-4}$ W/kg. (mit $\rho = 5 \cdot 10^4$ kg/m³). Übrigens, ein Mensch, der nichts tut, hat pro Tag einen Energieumsatz von rund 1 kWh, was der Leistung einer Glühlampe von 40 W entspricht. Bezogen auf ein Körpergewicht von 60 kg ergibt das eine Leistungsdichte von 0.7 W/kg...

Energietransport

Die Energie, welche innerhalb eines verhältnismäßig kleinen Kernbereichs im Zentrum der Sonne kontinuierlich erzeugt wird, muß durch irgendwelche Prozesse an die Oberfläche, d.h. zur Photosphäre, transportiert werden, wo sie schließlich in den kosmischen Raum abgegeben wird. Dafür kommen nur drei Mechanismen in Frage: Wärmeleitung, Strahlungstransport und Konvektion. Die Wärmeleitung spielt im Innern der Sonne keine große Rolle. Dazu ist der differentielle Temperaturgradient einfach zu gering. Diese Art des Energietransports ist außerdem nur in Festkörpern wirklich effektiv, wo die Wärmeleitung weitgehend über Gitterschwingungen realisiert wird.

Bleiben noch Strahlungstransport und Konvektion. In der Sonne haben beide Prozesse eine große Bedeutung. Während in den Zentralbereichen ausschließlich Strahlungstransport stattfindet, erfolgt im äußeren Drittel der Energietransport durch Massetransport, also Konvektion.

Strahlungstransport

Der Strahlungstransport im Sonneninnern unterscheidet sich nicht wesentlich vom Strahlungstransport in der Sonnenatmosphäre. Nur daß das Sonnenplasma in diesem Bereich „optisch dick“, also so gut wie undurchsichtig ist (etwa wie Eichenholz). Die Strahlung kann deshalb nur langsam nach außen „diffundieren“, wobei sie dabei unzählige Streu-, Absorptions- und Reemissionsvorgänge durchmacht. Man spricht deshalb recht anschaulich auch von einem „random walk“ der Photonen bis zur Sonnenoberfläche. Theoretisch kann man sich deshalb dem Problem des Strahlungstransports entweder mit den Methoden der statistischen Mechanik oder über die Diffusionstheorie nähern.

Ersetzt man beispielsweise in der Diffusionsgleichung

$$j = -\frac{1}{3} v l \frac{dn}{dr} \quad [1.147]$$

den Konzentrationsgradienten dn/dr entsprechend $n \rightarrow u = 4 \sigma T^4 / c$ durch den Temperaturgradienten dT/dr , den Diffusionsfluß j durch den Strahlungsfluß $L_r / 4 \pi r^2$ und die mittlere freie Weglänge l durch die mittlere freie Weglänge der Photonen $l_\gamma = (\bar{\kappa} \rho)^{-1}$, dann erhält man folgende Diffusionsnäherung für den Strahlungstransport:

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{3}{64 \pi \sigma} \frac{\bar{\kappa} \rho L_r}{r^2 T^3} \quad [1.148]$$

Sie entspricht der Grundgleichung (1.92a).

Die größte Schwierigkeit besteht in der Bestimmung des Opazitätskoeffizienten $\bar{\kappa}$. Er ist gewöhnlich eine komplizierte Funktion der Dichte und der Temperatur. Die Berechnung gestaltet sich schwierig, da viele verschiedene mikrophysikalische Prozesse Beiträge dazu liefern. Deshalb werden i.d.R. über das gesamte Spektrum gemittelte Werte verwendet, die für verschiedene chemische Zusammensetzungen und verschiedene Temperatur- und Dichtebereiche in Form von Wertetabellen vorliegen. Für einen ersten Überblick kann man den sogenannten Rosselandschen Mittelwert

$$\frac{1}{\bar{\kappa}} = \frac{1}{\kappa_e} + \frac{1}{\kappa_{ff}} + \frac{1}{\kappa_{bf}} \quad [1.149]$$

verwenden. Er setzt sich aus drei verschiedenen Teilen zusammen, die sich a) aus der Thomson-Streuung an freien Elektronen (κ_e), b) aus Kontinuumsübergängen an Atomen und c) aus gebunden-frei Übergängen, die zur Ionisation führen, ergeben. Für alle diese Anteile lassen sich zugeschnittene Größengleichungen angeben.

a) Thomsonstreuung

$$\kappa_e = 0.6652 \cdot 10^{-28} \frac{n_e}{\rho} [m^2 kg^{-1}] \quad [1.150 a]$$

und mit (1.118)

$$\kappa_e = 0.02 (1 + X) [m^2 kg^{-1}] \quad [1.150 b]$$

d.h. der Opazitätskoeffizient der Elektronenstreuung hängt offensichtlich nur von der lokalen Elektronendichte und nicht direkt von der Temperatur ab. Da die Elektronendichte jedoch bei Ionisierung ansteigt, wird die Thomsonstreuung als Opazitätsquelle erst in Sternen, die in ihren Inneren weitgehend ionisiert sind (d.h. weit oberhalb von 15 Millionen K), bedeutsam.

b) frei-frei – Übergänge (Bremsstrahlung)

$$\kappa_{ff} \approx 4 \cdot 10^{21} (X + Y)(1 + X) \rho T^{-\frac{7}{2}} [m^2 kg^{-1}] \quad [1.151]$$

Diese Beziehung ist bei vollständiger Ionisation anzuwenden.

c) gebunden-frei – Übergänge

$$\kappa_{bf} \approx 4 \cdot 10^{24} Z (1 + X) \rho T^{-\frac{7}{2}} [m^2 kg^{-1}] \quad [1.152]$$

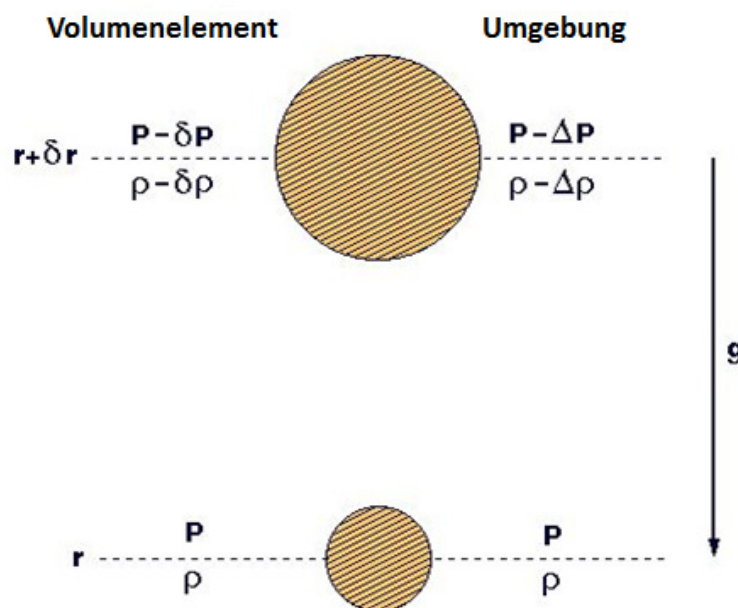
In Hauptreihensternen von der Art der Sonne liefern die bei den Temperaturen im Innern noch nicht vollständig ionisierten schwereren Elemente (z.B. Neon, Sauerstoff etc.) den Hauptbeitrag zur Opazität, d.h. $\bar{\kappa}$ wird hauptsächlich durch κ_{bf} bestimmt.

Die Opazität der Sonnenmaterie ist also außerordentlich wichtig für die lokale Herausbildung des sogenannten radiativen Temperaturgradienten (1.148). Übersteigt dieser Gradient einen gewissen Grenzwert, dann kann es effektiver sein, Energie in Form von geordneten Materieströmungen an die Sternoberfläche zu transportieren. Diese Art von Energietransport nennt man Konvektion.

Konvektion

Unter Konvektion versteht man einen Vorgang, bei dem heiße Materiemassen (Flüssigkeiten oder Gase) aufsteigen, an der Oberfläche einen Teil ihrer Energie abgeben und anschließend wieder absinken. Es handelt sich dabei um einen Prozeß der Selbstorganisation, der sich selbst stabilisiert solange ein bestimmter Temperaturgradient zwischen Unter- und Oberseite der Konvektionszelle aufrechterhalten wird (Benard-Konvektion). Da die dabei auftretenden Strömungsgeschwindigkeiten so groß sind, daß während des Aufstiegs bzw. während des Absinkens keine Wärme mit der Umgebung ausgetauscht wird, kann man diesen Vorgang näherungsweise als adiabatisch ansehen.

Um ein Kriterium abzuleiten, nach dem in einem Stern konvektiver Energietransport einsetzt, soll im Folgenden ein Volumenelement („Gasblase“) betrachtet werden, das langsam entgegen dem als gleichförmig angenommenen Gravitationsfeld nach „oben“ steigt.



Dieses Volumenelement ist im Abstand r vom Sonnenzentrum plziert und befindet sich mit seiner Umgebung im Gleichgewicht. Das bedeutet, daß das Gas in der Umgebung die gleichen Werte für Druck P , Dichte ρ und Temperatur T hat wie das Gas in diesem Volumenelement. Wenn sich dieses Volumenelement um die Strecke δr nach oben bewegt, wird sich aufgrund des Druck- und Temperaturgradienten die Dichte ρ um $\delta \rho$ und der Druck P um δP verändern. Die entsprechenden Änderungen in der Umgebung am Ort $r + \delta r$ sollen dagegen mit $\Delta \rho$ und ΔP bezeichnet werden.

Ist das Volumenelement an der neuen Position schwerer als die Umgebung (d.h. dessen Dichte größer), dann hat es die Tendenz, wieder nach unten zu sinken. Andernfalls wirkt eine Auftriebskraft, die das Volumenelement nach oben zu beschleunigen versucht (was übrigens schon ARCHIMEDES (287-212 BC) erkannt hat). Für diesen Fall läßt sich folgende Instabilitätsbedingung angeben:

$$\rho - \delta \rho < \rho - \Delta \rho$$

[1.153]

Während sich bei dieser Aufwärtsbewegung der Druck innerhalb des Volumenelements sehr schnell mit der Umgebung ausgleicht (und zwar mit Schallgeschwindigkeit), gilt das nicht für die darin enthaltene Wärmeenergie. Man kann deshalb - ohne einen großen Fehler zu machen – annehmen, daß die Aufwärts-Geschwindigkeit des Volumenelements so groß ist, daß kein effektiver Wärmeaustausch mit der Umgebung erfolgen kann. Oder mit anderen Worten, die aufsteigende Gasblase verhält sich adiabatisch.

Mit abnehmendem Druck P wird sich deshalb die Gasblase ausdehnen was dazu führt, daß ihre innere Energie abnimmt und die Temperatur entsprechend sinkt. Ein sich ausdehnendes Volumenelement verringert natürlich dabei seine Dichte (es wird leichter), was die Tendenz für einen Aufstieg weiter verstärkt. Aus solch einer kleinen Instabilität kann sich unter Umständen ein kollektives Phänomen entwickeln bei dem riesige Gasmassen in eine geordnete Auf- und Abwärtsbewegung gezwungen werden, die sich – siehe Sonnengranulation – in riesigen Konvektionszellen äußern.

Eine adiabatische Zustandsänderung (ideales Gas) wird durch die sogenannte Adiabaten-gleichung beschrieben:

$$P V^\gamma = \text{const.} \quad [1.154]$$

wobei der Adiabatenexponent γ der Quotient der Wärmekapazitäten bei konstantem Druck und bei konstanten Volumen ist:

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} \quad [1.155]$$

(1.155) kann unter Verwendung der Dichte auch

$$P \rho^\gamma = \text{const.} \quad [1.156]$$

geschrieben werden. Mit

$$\frac{(P - \delta P)}{(\rho - \delta \rho)^\gamma} = \frac{P}{\rho^\gamma} \quad [1.157]$$

erhält man (für kleine Dichteänderungen) unter Anwendung des Binomischen Lehrsatzes

$$(\rho - \delta \rho)^\gamma \approx \rho^\gamma - \gamma \rho^{\gamma-1} \delta \rho \quad [1.158]$$

folgende Beziehung:

$$\delta \rho = \left(\frac{\rho}{\gamma P} \right) \delta P \quad [1.159]$$

Für die Dichteänderung der Umgebung über den Weg $d r$ gilt dagegen:

$$\Delta \rho = \left(\frac{d \rho}{d r} \right) \delta r \quad [1.160]$$

Damit läßt sich die Instabilitätsbedingung (1.153) weiter präzisieren:

$$\left(\frac{\rho}{\gamma P}\right) \delta P < \left(\frac{d\rho}{dr}\right) \delta r \quad [1.161]$$

Da der Druckausgleich der Gasblase mit der Umgebung quasi simultan erfolgt, ist es sinnvoll, wenn man in guter Näherung $\delta P / \delta r$ durch dP / dr ersetzt:

$$\left(\frac{\rho}{\gamma P}\right) \left(\frac{dP}{dr}\right) < \frac{d\rho}{dr} \quad [1.162 \text{ a}]$$

$$\frac{dP}{P} < \gamma \frac{d\rho}{\rho} \quad [1.162 \text{ b}]$$

Mit Hilfe der Zustandsgleichung für ideale Gase (1.117), also nach dem Gasdruck aufgelöst

$$P = \frac{kT\rho}{m} \quad [1.163]$$

kann man den Dichtegradienten in (1.162) durch den Temperaturgradienten ersetzen. Nach Logarithmierung und anschließender Differentiation ergibt sich aus (1.63):

$$\frac{dP}{P} = \left(\frac{d\rho}{\rho}\right) + \left(\frac{dT}{T}\right) \quad [1.164]$$

Und mit (1.162 b) und (1.164) folgt

$$\frac{dT}{T} < \frac{\gamma-1}{1} \left(\frac{dP}{P}\right) \quad [1.165]$$

Schließlich erhält man (wenn man üblicherweise die absoluten Beträge der Gradienten verwendet) das sogenannte Schwarzschild-Kriterium für das Einsetzen von Konvektion in Sternen (KARL SCHWARZSCHILD, 1906)

$$\left|\frac{dT}{dr}\right| > \frac{\gamma-1}{1} \left|\frac{T}{P} \frac{dP}{dr}\right| \Rightarrow \frac{d \ln P}{d \ln T} < \frac{\gamma}{\gamma-1} \quad [1.166]$$

(Achtung: $dT/dr < 0$ kehrt die Ungleichung um!):

Konvektion tritt also immer dann auf, wenn der (lokale) Temperaturgradient im Stern steiler ist als der kritische Schwarzschild-Wert. Das kann z.B. passieren, wenn in einer Schicht die Opazität stark ansteigt. Im Fall einer solchen konvektiven Schicht läßt sich die linke Seite von (1.166) mit der rechten Seite gleichsetzen, was in Verbindung mit (1.105) zu der Beziehung (1.93) im PMSM führt.

Was bedeutet das nun für die Sonne? In ihren zentralen Bereichen liegt die solare Materie vollständig ionisiert vor und der mittlere Opazitätskoeffizient (und damit auch der Adiabatenexponent γ) ändert sich nur wenig. Wenn in radialer Richtung die Temperatur jedoch soweit gefallen ist, daß immer mehr nur teilweise ionisierte Atome vorkommen, nimmt entsprechend der Anteil der gebunden-frei-Übergänge zu was die Diffusion der Strahlung nach außen weiter beeinträchtigt. Bei einem

Hauptreihenstern wie der Sonne heißt das, daß die Opazität ab ca. 10^4 K stark zunimmt, was quasi zu einem Wärmestau führt, bei dem lokal die Bedingung (1.166) erfüllt ist. Der Energietransport durch Strahlung wird immer uneffektiver und wird deshalb zwangsläufig durch Konvektion ersetzt. Dieser Vorgang wird durch die relativ große Oberflächengravitation der Sonne unterstützt, die eine entsprechend hohe Dichte der Gasmassen garantiert (ca. 10^2 kg m^{-3} im unteren Bereich der Konvektionszone). Die Größe des Adiabatenexponenten γ , dessen Wert bei einem vollständig ionisierten idealen Gas $5/3$ beträgt, nimmt dabei kontinuierlich ab um bei Erreichen der Ionisationstemperatur (z.B. des Wasserstoffs) den Minimalwert 1.19 anzunehmen. Konvektion beginnt also dort, wo – vereinfacht gesprochen - in der Sonne die Wasserstoff- bzw. Helium-Rekombination einsetzt. Das ist etwa bei $0.74 R_{\odot}$ (vom Zentrum aus gemessen) der Fall, wo die Temperatur von ca. 15 Millionen K (Sonnenkern) auf ca. 1.8 Millionen K gefallen ist. Die restlichen 26 Prozent des Sonnenradius bis zur Photosphärenobergrenze bildet die sogenannte Wasserstoffkonvektionszone. Die in diesen Bereich nach oben strömenden Gasmassen benötigen zur Überwindung dieser Distanz ca. 10 Tage. Die Sonnengranulation in ihren verschiedenen Ausprägungen ist die oberste, sichtbare Manifestation dieser Zone, wo man das Aufsteigen und Absinken der Gasmassen direkt beobachten kann.

Mit den Methoden der Helioseismologie stehen heute Meßmethoden zur Verfügung, die nicht nur eine theoretische Untersuchung der solaren Konvektionszone ermöglichen. Sie erlauben z.B. die Lokalisierung des „solaren Dynamos“, der für das globale Magnetfeld der Sonne und auch für alle anderen magnetischen Erscheinungen verantwortlich zeichnet. Erste Ergebnisse deuten darauf hin, daß dieser „Dynamo“ in einer Schicht unterhalb der Basis der Konvektionszone („*Convective Overshoot Layer*“) lokalisiert ist und nicht in der Konvektionszone selbst, wie bis vor kurzem angenommen wurde.

Sonnenneutrinos und Standardmodell

Wenn man die Reaktionsgleichungen (1.127) – (1.131) betrachtet, dann gelangt man unweigerlich zu der Erkenntnis, daß die Sonne eine ganz schöne Neutrinoleuchte sein muß. Das wir davon auf der Erde nichts merken, liegt an dem unwahrscheinlich kleinen Wirkungsquerschnitt dieser nur schwach wechselwirkenden Teilchen. Der solare Neutrinofluß in Erdabstand läßt sich leicht abschätzen wenn man davon ausgeht, daß im pp-Zyklus im Mittel eine Energie von 26.7 MeV frei wird, bei dem ca. 2 Prozent auf die beiden dabei entstehenden Neutrinos entfallen. Man erhält einen Wert in der Größenordnung von rund $7 \cdot 10^{10}$ Neutrinos pro Quadratcentimeter und Sekunde. Bei dieser großen Zahl erschien es Ende der 60ziger Jahre des vorigen Jahrhunderts einigen mutigen Wissenschaftlern doch nicht ganz so aussichtslos zu sein, Sonnenneutrinos experimentell nachzuweisen. In diesen Zusammenhang sollen nur die mittlerweile klassischen Messungen mit dem ersten Neutrinoteleskop in der Homestake Goldmine in South Dakota / USA durch RAYMOND DAVIES JR et. al. erwähnt werden, über die bereits im Kapitel über die Neutrinoastronomie berichtet wurde. Um die Meßdaten (Umwandlung von ^{37}Cl -Atomen durch Neutrinoeinfang in ^{37}Ar -Atome und deren radiochemischer Nachweis) in Bezug auf den wahren Neutrinofluß zu bringen, wurde eine neue Einheit, die „solar neutrino unit“ (SNU), eingeführt. Sie steht für genau einem Neutrinoeinfang je 10^{36} Targetatome und Sekunde.

Da der Wirkungsquerschnitt der Neutrinos für Einfangreaktionen z.B. in Form des inversen β -Zerfalls stark von der Neutrinoenergie abhängt, sind nicht alle chemischen Detektoren für den Nachweis solarer Neutrinos, die aus den verschiedenen Zweigen des pp- bzw. CNO-Zyklus stammen, geeignet.

Mit dem Nachweis von solaren Neutrinos wollte man genau genommen eine experimentelle Grundlage für die Theorie der Energieerzeugung in Sternen im Allgemeinen und der Sonne im Besonderen schaffen. Im Gegensatz zu den Photonen verlassen die Neutrinos instantan die Sonne. Ihre Flußdichte kann für ein gegebenes Sonnenmodell relativ leicht berechnet werden. Mit der Messung des Neutrinoflusses ist deshalb ein von der Theorie unabhängiger Test der Bedingungen im Sonneninneren möglich. Um so überraschender war es, als RAYMOND DAVIS JR. und Mitarbeiter nur etwa 1/3 des erwarteten Elektronenneutrinoflusses, der hauptsächlich aus dem 8B -Ast des pp-Zyklus (1.130 c) stammte, nachweisen konnte. Diese Diskrepanz ist als „Sonnenneutrino­problem“ in die Wissenschafts­geschichte eingegangen.

Von Nachteil erwies sich von Anfang an, daß mit dem Chlor-Experiment aufgrund der energetischen Nachweisschwelle von $E > 0.8$ MeV nur der quasi unbedeutendste Ast des pp-Zyklus zugänglich war. Erst mit dem Einsatz von Galliumdetektoren wie im damaligen sowjetischen SAGE- und im europäischen GALLEX-Experiment, ließ sich diese Energielücke schließen. Mit diesen Detektoren wurden auch die viel zahlreicheren Neutrinos aus dem Hauptzweig des pp-Zyklus mit $E > 0.23$ MeV der Messung zugänglich gemacht. Auch hier ergab sich ein ähnliches Bild. Nur etwa 60% des bei dieser Energie erwarteten Neutrino­flusses konnte nachgewiesen werden. Während sich die ersten Erklärungsversuche auf eine Modifizierung des Standardmodells der Sonne konzentrierten, konnte in den letzten Jahren eindeutig gezeigt werden, daß für das Neutrino­defizit nicht die Sonne Verantwortung trägt, sondern die Natur der Neutrinos die Ursache ist.

Die ersten Hinweise, daß mit den Sonnenneutrinos etwas nicht stimmen kann, ergab ein Vergleich der Daten, die mit dem Chlorexperiment und den Galliumdetektoren gewonnen wurden. Später kamen noch die Meßwerte hinzu, welche von dem Super-Kamiokande (Japan) und dem Sudbury-Neutrino­teleskop (SNO, Kanada) stammen.

Spektrale Empfindlichkeit von Neutrino­teleskopen in bezug auf die in der Sonne erzeugten Neutrinos

		Gemessen (SNU)	SSM (SNU)
Homestake	$^8B, ^7Be$	2.56 ± 0.23	7.6 ± 1.2
Kamiokande	8B		
GALLEX / SAGE	$pp, ^7Be, ^8B$	74.7 ± 5.0	128 ± 8

Die gemessenen Neutrino­flüsse aus den einzelnen Zweigen des pp-Zyklus ließen sich selbst unter konservativen Annahmen (z.B. Reproduktion der Gesamtneutrino­leuchtkraft der Sonne) nicht in Einklang bringen: der Anteil der Neutrinos, der aus dem 7Be -Zweig (1.129b) stammt, macht weniger als 1% des Flusses aus, der vom Standardmodell vorhergesagt wird. Nachdem man verschiedene Erklärungsversuche (z.B. Fehler im Detektionsprozeß) aufgeben mußte, konnte man eigentlich nur noch von einer Anomalie ausgehen, die in der Natur der Neutrinos selbst liegt.

Der eigentliche Durchbruch gelang 2001 einem internationalen Team von Wissenschaftlern, die am SNO im kanadischen Sudbury arbeiten bzw. an der Auswertung der dort gewonnenen Daten beteiligt sind (der Originalartikel nennt 178 Autoren). Mit Hilfe des mit Deuteriumoxid D_2O gefüllten Detektors können Neutrinos auf drei verschiedenen Wegen nachgewiesen werden, die für verschiedene Neutrino-Flavor unterschiedlich empfindlich sind. Dazu gehört die sogenannte CC-Reaktion („*charged current*“), bei der aus einem Deuteron zwei Protonen und ein Elektron entstehen. Sie kann nur durch Elektronenneutrinos ausgelöst werden. Bei der elastischen Streuung (ES) an Elektronen sind darüber hinaus auch ein Teil der Myonen- und Tau-Neutrinos beteiligt. Die dritte Reaktion betrifft auch alle Flavor und erfolgt über sogenannte neutrale Ströme (NC).

Die Messungen zeigen, daß die Neutrinorate, die sich aus der elastische Streuung an Elektronen ergibt, mit der entsprechenden Rate des Superkamiokande-Detektors überein-stimmt. Die Rate der Neutrinos, die zu CC-Reaktionen führen und nur von Elektronen-Neutrinos stammen können, ist jedoch geringer als die Rate aller andere, von SNO und Kamiokande nachgewiesenen Neutrinos aus der ES-Reaktion:

- SNO $1.8 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (nur Elektronenneutrinos)
- Superkamiokande $2.3 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (alle Neutrino-Flavor)

Das bedeutet, daß ein Teil der aus dem 8B -Zweig stammenden Elektronenneutrinos auf ihren Weg zur Erde ihre Identität gewechselt haben muß. Weiterhin folgt aus Messungen über die NC-Reaktion, daß in sehr guter Übereinstimmung mit dem Standardmodell der Sonne der Fluß an 8B -Neutrinos $5.09 \pm 0.62 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ beträgt. Allein aus diesem Befund heraus kann man heute sicher sein, daß Neutrinos eine kleine, wenn auch geringe Masse besitzen und deshalb zwangsläufig zwischen den einzelnen Flavor-Zuständen oszillieren.

Neutrinooszillationen sind mittlerweile auch bei irdischen Experimenten zweifelsfrei nachgewiesen worden. Zu erwähnen ist z.B. das KEK to KAMIOKA-Experiment („K2K“), bei dem ein im Japanischen Beschleunigerzentrum KEK erzeugter Myonen-Neutrinostrahl 250 km durch die Erde hindurch zum Kamioka-Neutrinooteleskop geschickt wurde. Die Ergebnisse zeigen, daß sich – wie vom MSW-Effekt vorhergesagt – ein Teil davon auf dem Weg dahin in Tau-Neutrinos umgewandelt hat.

Einen weiteren unabhängigen Nachweis von Neutrinooszillationen gelang 2002 der KamLAND-Kollaboration – einem Zusammenschluß von japanischen, amerikanischen und chinesischen Elementarteilchenphysiker (KamLAND = „*Kamioka Liquid Scintillator Anti-Neutrino Detector*“). Sie untersuchten mit einem speziellen, mit 1000 Tonnen Szintillatorflüssigkeit gefüllten Detektor in 2700 m Tiefe (in Nachbarschaft des Superkamiokande-Neutrinooteleskops) Antineutrinos, die in großer Menge in benachbarten Kernreaktionen erzeugt werden. Dabei konnten sie ein Defizit von Antineutrinos in bezug auf die theoretischen Erwartungen nachweisen, das sich eindeutig auf Neutrinooszillationen zurückführen läßt. Außerdem ließen sich aus den Meßwerten Abschätzungen für den Mischungswinkel Θ und der Differenz der Massenquadrate der beteiligten Flavorzustände ableiten.

Alle diese Resultate zeigen, daß unsere Vorstellungen über die Physik des Sonneninneren weitgehend korrekt sind. Die Elektronenneutrinos, welche nahe des Sonnenkerns erzeugt werden, müssen auf ihrem Weg zur „Sonnenoberfläche“ einen abnehmenden Elektronendichtegradienten durchlaufen was

entsprechend dem MSW-Effekt bei einer bestimmten Resonanzenergie E_ν zu einer Verringerung des entsprechenden Neutrinoflusses führt, da ein Teil der Teilchen ihr Flavor ändert. Auf der Erde beobachtet man dann ein Neutrinodefizit über das sich lange rätseln läßt (von 1968 bis 2002).

Helioseismologie

Man weiß seit langem, daß es Sterne gibt, die periodisch ihren Radius ändern. Das führt zu einem typischen Lichtwechsel, weshalb diese Sterne auch als Pulsationsveränderliche bezeichnet werden. RR-Lyrae und Delta-Cephei-Sterne gehören z.B. zu dieser Gruppe. Im Fall der Sonne hat man lange Zeit vergeblich nach derartigen Pulsationen Ausschau gehalten. Genaugenommen sind sie für Sterne wie die Sonne in ihrem heutigen Entwicklungszustand auch nicht zu erwarten. Deshalb war es doch eine kleine Überraschung, als 1960/62 eine Arbeitsgruppe um BOB LEIGHTON bei einer genauen Untersuchung der Dynamik der Sonnengranulation eine allgemeine „Vibration“ der Sonnenoberfläche mit einer Periode von ca. 5 Minuten spektroskopisch nachweisen konnte. Eine Erklärung für diese sogenannte „inkohärente 5-Minuten Oszillation“ der Sonne gelang erst 1970, als ROGER K.ULRICH zeigte, daß es sich dabei um die Auswirkung von Schallwellen, die sich im Sonneninneren ausbreiten, handelt. Als man erkannte, welches wissenschaftliche Potential sich hinter dieser Entdeckung verbarg – man hatte schließlich eine Möglichkeit gefunden, quasi in die Sonne „hineinzuschauen“ – , wurden relativ schnell die theoretischen Methoden sowie die Meßverfahren entwickelt, mit deren Hilfe man Informationen über die physikalischen Verhältnisse im Innern der Sonne gewinnen kann. Wegen einer gewissen Analogie zur irdischen Seismologie – der Lehre von der Ausbreitung von Erdbebenwellen – wurde dieses neue Teilgebiet der Sonnenforschung „Helioseismologie“ genannt.

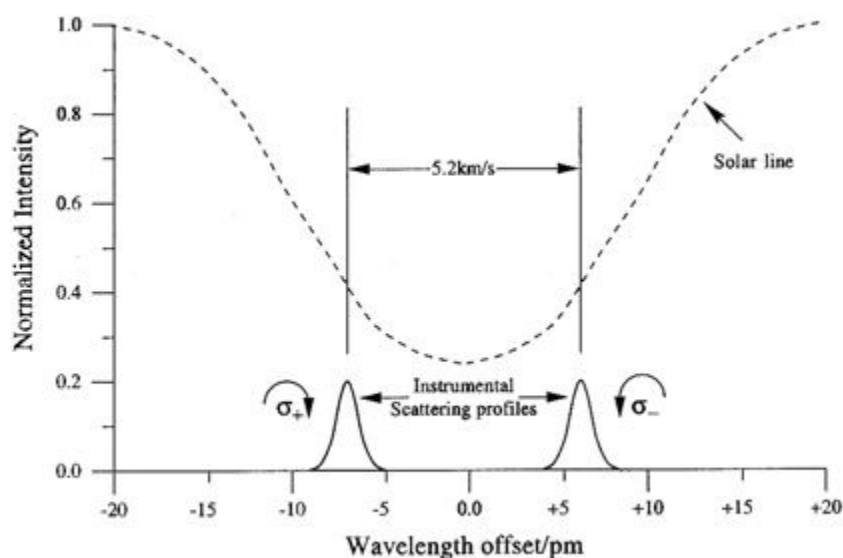
Mit den Methoden, welche diese neue Disziplin lieferte, hatte man endlich eine Möglichkeit gefunden, das Standard-Sonnenmodell einem unabhängigen empirischen Test zu unterziehen. Man muß in diesem Zusammenhang bedenken, daß in den 70ziger Jahren des vorigen Jahrhunderts unter den Sonnenphysikern eine gewisse Ratlosigkeit in bezug auf das Sonnenneutrino problem geherrscht hat, da man nicht genau wußte, ob das beobachtete Neutrinodefizit auf ein mangelhaftes Sonnenmodell oder auf die noch nicht genügend erforschte Natur der Neutrinos zurückzuführen ist.

Mit der Sondensohle SOHO - oder besser, mit deren MDI- („*Michelson-Doppler Imager*“) und VIRGO- („*Variability of Solar Irradiance and Gravity Oscillation*“) Instrument – bekamen ab 1996 die Helioseismologen im Rahmen des SOI- („*Solar Oscillations Investigation*“) Programms Präzisionsinstrumente für ihre Beobachtungen zur Verfügung gestellt, mit denen kontinuierlich die Schwingungen der Sonne mit einer außergewöhnlichen Präzision aufgezeichnet werden können. Seitdem konnten viele aufregende Erkenntnisse über das Sonneninnere gewonnen werden, über die im Folgenden zu berichten ist.

Dopplergramme

Als Dopplergramme bezeichnet man ein Geschwindigkeitsbild der Sonne, d.h. auf solch einem Bild wird der Betrag und die Richtung der Radialgeschwindigkeit für jeden Punkt der Sonnenscheibe farblich codiert dargestellt (z.B. „rot“ für von uns wegbewegende und „blau“ für auf uns zu bewegende Gasmassen). Um solch ein Dopplergramm herzustellen, sucht man sich eine stark dopplerverbreiterte Spektrallinie und fertigt jeweils ein Spektraheliogramm aus einem symmetrisch zur Linienachse liegenden engen Bereich (Bruchteile eines Angströms) im roten- und violettverschobenen Linienflügel an. Man nutzt dabei aus, daß die Strahlung, welches von aufsteigenden Gasmassen emittiert wird, violettverschoben ist und damit die Intensität im kurzwelligen Teil der Spektrallinie erhöht. Absteigende Gasmassen erhöhen entsprechend die Intensität im langwelligen Flügel der Spektrallinie. Die Differenz zwischen diesen beiden Helligkeiten ist deshalb ein Maß für den Betrag der radialen Geschwindigkeitskomponente im entsprechenden Teil der Sonnenoberfläche. Mit geeignetem Equipment läßt sich heute die Radialgeschwindigkeit für einen bestimmten Punkt der Sonne bis auf wenige Zentimeter pro Sekunde genau bestimmen.

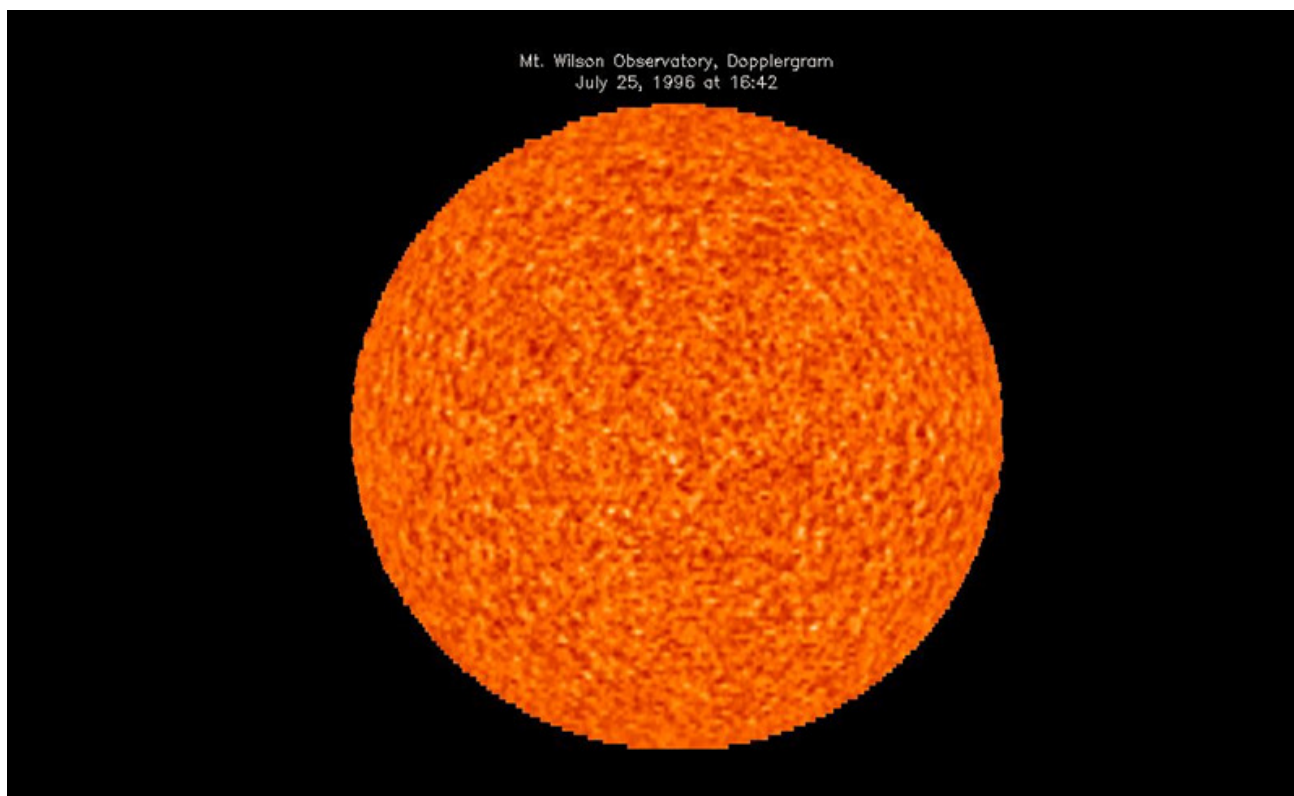
Ein Fulldisk-Dopplergramm zeigt eine auffällige Asymmetrie in der Helligkeitsverteilung, die von der Rotation der Sonne herrührt. Sie läßt sich relativ leicht aus den Ergebnissen herausrechnen. Für genaue Untersuchungen, wie sie in der Helioseismologie unablässig sind, muß u.U. auch noch der Bewegungszustand der Meßapparatur berücksichtigt werden.



Aufgrund des Dopplereffekt verschieben sich die Linienflügel einer Spektrallinie entweder in Richtung höherer oder niedrigerer Frequenz je nachdem ob sich das Emissionsgebiet vom Beobachter weg oder auf ihn zu bewegt.

Ein einzelnes korrigiertes Dopplergramm zeigt außer dem gesprenkelten Muster, welches die Supergranulationszellen nachzeichnet, eigentlich nicht viel. Erst wenn man viele Aufnahmen hintereinander in Form eines Films abspult, kann man das Brodeln in der Sonnenphotosphäre

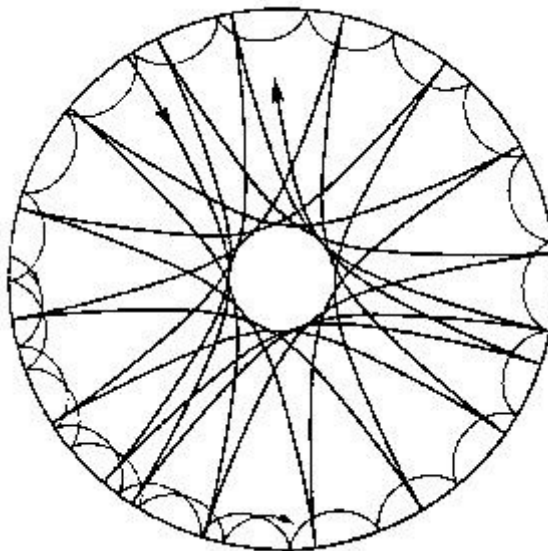
beobachten. Aus diesem kontinuierlichen „Brodeln“ gilt es nun die verschiedenen Eigenschwingungsmoden der gesamten Sonne zu extrahieren, die ja die eigentlichen Informationsträger sind. Damit das gelingt, müssen die Dopplergramme kontinuierlich – möglichst unabhängig von der Tag- und Nachtperiode auf der Erde – über einen längeren Zeitraum aufgenommen werden. Das gelingt natürlich nicht von einem Beobachtungsplatz aus es sei denn, er befindet sich außerhalb der Erde auf einem Satelliten wie z.B. bei der Sonnensonde SOHO. Auf der Erde behelfen sich die Wissenschaftler damit, daß sie ein weltumspannendes Netz von Sonnenbeobachtungsstationen betreiben (z.B. GONG, BISON) oder in dem sie für ihre Beobachtungen den „Polartag“ auf einer Forschungsstation nahe dem Südpol ausnutzen. Ein weiteres Problem ist die riesige Datenmenge, die es nicht nur digital zu speichern gilt, sondern die auch ausgewertet werden muß. Das kann z.B. mit leistungsfähigen Parallelrechnern, die sich kostengünstig aus einer großen Anzahl vernetzter gewöhnlicher PC's aufbauen lassen, geschehen. Schließlich wird noch unter Anwendung komplizierter mathematischer Verfahren das Spektrum (und das räumliche Muster, „*spherical harmonics*“) der einzelnen Oszillationsmoden bestimmt. Zum Schluß berechnet man aus den einzelnen Zeitserien sogenannte Powerspektren, bei denen die Oszillationsfrequenzen ν über die „*spherical harmonics*“ l (s.u.) aufgetragen werden. Diese bilden das Rohmaterial zur Bestimmung der physikalischen Verhältnisse im Innern der Sonne.



Korrigierte Dopplergramm der Sonne, aufgenommen mit dem Turmteleskop des Mt.Wilson-Observatoriums

Solare Oszillationen

Im heißen Plasma im Innern der Sonne breiten sich Schallwellen (sogenannte p-Wellen, s.u.) sehr gut aus. Da es oberhalb der Photosphäre einen Bereich gibt (Übergangsgebiet), wo die Temperatur über kleine Skalen stark ansteigt, können aufgrund der damit verbundenen starken Zunahme der Schallgeschwindigkeit Schallwellen diese Zone so gut wie nicht durchdringen und werden zurückreflektiert. Schallwellen, die sich in das Sonneninnere ausbreiten, werden dagegen in Abhängigkeit von ihrer Frequenz zunehmend gebrochen (da die Schallgeschwindigkeit mit zunehmender Tiefe zunimmt), bis sie schließlich ab einer bestimmten Tiefe wieder in Richtung Oberfläche laufen und dort wieder reflektiert werden usw. Es existieren in der Sonne für eine bestimmte Schallwelle also zwei Grenzflächen, welche die Bewegung dieser Schallwelle eingrenzt: die Oberfläche und eine Grenzfläche im Innern der Sonne, von wo aus sich die Schallwellen wieder nach oben bewegen. Wie tief die zweite Grenzfläche im Innern der Sonne liegt, hängt von der Wellenlänge der entsprechenden Schallwelle und den physikalischen Verhältnissen innerhalb der Sonne ab. Zwischen den Grenzflächen sind nicht alle Wellenlängen erlaubt. Es bilden sich vielmehr stehende Wellen (sogenannte Eigenschwingungen oder Moden) aus, wie man es auch von vielen Musikinstrumenten her kennt. Die Bedingung für eine derartige Mode ist, daß die Wellenlänge das Doppelte der Distanz zwischen den beiden Grenzflächen betragen muß (das ist die Haupt- oder Fundamentalmode) oder daß es sich um sogenannten „Obertöne“ dieser Hauptmode handelt, die im Englischen als „*Harmonics*“ bezeichnet werden. Der Bereich zwischen diesen Grenzflächen wirkt also wie ein Resonanzkörper, auf dessen Oberfläche sich typische Muster von stehenden Wellen ausbilden. Diese Muster sind der Beobachtung zugänglich und erlauben Rückschlüsse auf die Moden, die dafür verantwortlich sind.



Ausbreitung von Schallwellen im Inneren der Sonne, dargestellt für zwei verschiedene Resonanzkörper. Durch eine günstige Wahl der Moden kann der größte Teil des Sonneninneren „helioseismologisch“ erfaßt und untersucht werden.

Man schätzt, daß in der Sonne mehr als 10 Millionen verschiedene Moden auftreten können. Sie ergeben sich durch destruktive Interferenz aus dem breiten Spektrum von Schallwellen, die im Bereich der Konvektionszone und der solaren Granulation entstehen und genaugenommen nur ein zufälliges akustisches Rauschen darstellen. Ziel der Beobachtung ist es, die Frequenz ν jeder interessierenden Schwingungsmode (und damit der Frequenz des damit assoziierten Resonanzkörpers) mit möglichst hoher Genauigkeit zu bestimmen. Außerdem ist auch die „Lebensdauer“ einer Mode ein wichtiger Parameter. Sie kann zwischen einigen Stunden und einigen Monaten liegen. Daraus resultiert übrigens auch die Forderung nach einer zeitlich ununterbrochenen Beobachtungsreihe, die auf der Erde beispielsweise durch helioseismologische Netzwerke wie BISON („*Birmingham Solar Oscillations Network*“) oder GONG („*Global Oscillation Network Group*“) realisiert werden.

Die präzise Frequenz eines Resonanzkörpers (der im Fall der Sonne durch seine Tiefe, also durch den Abstand der inneren Grenzfläche von der Sonnenoberfläche gegeben ist) hängt in erster Linie von dem thermodynamischen und dynamischen Zustand sowie von der chemische Zusammensetzung des Plasmas im Bereich der inneren Grenzfläche ab. Diese Größen sind berechenbar, wenn die entsprechenden Moden mit genügender Genauigkeit bekannt sind.

Modelle

In der Sternphysik unterscheidet man zwischen radialen und nichtradialen Pulsationen. Die Ersteren haben eine sphärische Symmetrie, d.h. der Stern oszilliert um einen Gleichgewichtszustand in dem er periodisch seinen Radius zwischen zwei Extremwerten verändert. Das führt zu einem periodischen Lichtwechsel mit deutlich sichtbaren Helligkeitsschwankungen (z.B. RR Lyrae - Sterne). Von nichtradialen Oszillationen spricht man dann, wenn nicht der ganze Stern, sondern nur bestimmte Regionen expandieren während andere, benachbarte Regionen kontrahieren. Derartige Oszillationen werden im Fall der Sonne durch stehende Schallwellen, die ja nichts anderes als periodische Druckstörungen sind, hervorgerufen. Die lokalen Amplituden sind nicht besonders groß und erreichen im Fall der kumulativen 5-Minuten Oszillation der Sonne ungefähr 0.5 bis 1 km/s während die Amplituden der einzelnen Moden kaum 30 cm/s übersteigen.

In der Sonne sind theoretisch drei verschiedene Typen von mechanischen Wellen möglich:

1. p-Wellen (von p – „pressure“)

Das sind akustische Wellen. Bei ihnen bildet der lokale Gasdruck P die Rückstellkraft. Ihre Periode liegt hauptsächlich im Bereich zwischen 1 Minute und 1 Stunde.

2. f-Wellen oder evaneszente Wellen

Darunter versteht man Oberflächenwellen. Sie lassen sich nur schwer oder gar nicht von akustischen Wellen trennen.

3. g-Wellen (von g – „gravity“)

Schwerewellen. Diese Wellen haben nichts mit den sogenannten Gravitationswellen zu tun, die beschleunigte Massen emittieren. Bei dieser speziellen Form mechanischer Wellen ist die Schwerkraft die rücktreibende Kraft. Sie sollen tief im Sonneninneren auftreten, konnten aber noch nicht

zweifelsfrei beobachtet werden. Das liegt daran, weil sie in der Konvektionszone stark gedämpft werden und deshalb kaum Auswirkungen auf die Sonnenoberfläche haben. Ihre Periode ist größer als 1 Stunde.

Stehende Schallwellen bilden auf der sphärischen Sonnenoberfläche spezielle Muster aus, die ganz entfernt an die bekannten Chladnischen Klangfiguren erinnern. Man erhält sie als Lösungen der dynamischen Gleichungen für eine exakt kugelförmige Plasmakugel unter der Annahme, daß die Oszillationen adiabatisch erfolgen. Das bedeutet, daß während einer Oszillationsperiode in einem gegebenen Volumenelement weder ein effektiver Masse- noch Wärmetransport auftritt.

Die Grundgleichungen, die adiabatische Oszillationen eines exakt kugelförmigen Stern beschreiben, haben folgende Gestalt („ideale Flüssigkeit“, Vernachlässigung der Rotation):

1. Bewegungsgleichung

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\text{grad } P + \rho \text{ grad } \phi \quad [1.167]$$

\mathbf{v} ist der Geschwindigkeitsvektor eines Volumenelements, P der Gasdruck, ρ die Dichte und Φ das Newtonsche Gravitationspotential.

2. Massenerhaltung (Kontinuitätsgleichung)

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \text{div } \mathbf{v} = 0 \quad [1.168]$$

In diesem Fall wird eine Massenänderung durch eine zeitliche Änderung der Dichte ρ im Volumen beschrieben. Nimmt die Dichte ρ in einem Volumen ab, so führt das aufgrund der Massenerhaltung zwangsweise zu einer Volumenvergrößerung.

3. Adiabatengleichung

$$\frac{1}{P} \frac{dP}{dt} = \frac{\Gamma}{P} \frac{d\rho}{dt} \quad [1.169]$$

Diese Gleichung garantiert, daß die Zustandsänderungen adiabatisch verlaufen. Γ ist der Adiabatenexponent, der über die Beziehung

$$c_s = \sqrt{\Gamma \frac{P(r)}{\rho(r)}} \quad [1.170]$$

mit der „adiabatischen“ Schallgeschwindigkeit c_s verbunden ist. Aus dieser Beziehung erkennt man bereits, daß die Schallgeschwindigkeit in der Sonne „tiefenabhängig“, also eine Funktion von r ist.

4. Poisson-Gleichung für das Gravitationsfeld

$$\Delta \Phi = -4\pi G \rho \quad [1.171]$$

Im Gleichgewichtsfall beschreiben diese Gleichungen eine statische Gaskugel, bei der in jedem Punkt $\mathbf{v} = 0$ ist. Eine kleine Störung dieses Gleichgewichtsfalls führt zu Schwingungen, deren Geschwindigkeitsfeld an der Kugeloberfläche (Eigenschwingungen der sphärisch-symmetrischen

Sonne) durch ein Produkt aus sogenannten Radial- und Kugelflächenfunktionen dargestellt werden kann. D.h. daß dieses Geschwindigkeitsfeld an der Oberfläche ($r=R$) nur von den sphärischen Ortskoordinaten Θ und ϕ abhängt:

$$v_s(\Theta, \phi, t) = \sum_{l,m} A_{lm}(t) Y_{lm}(\Theta, \phi) \quad [1.172]$$

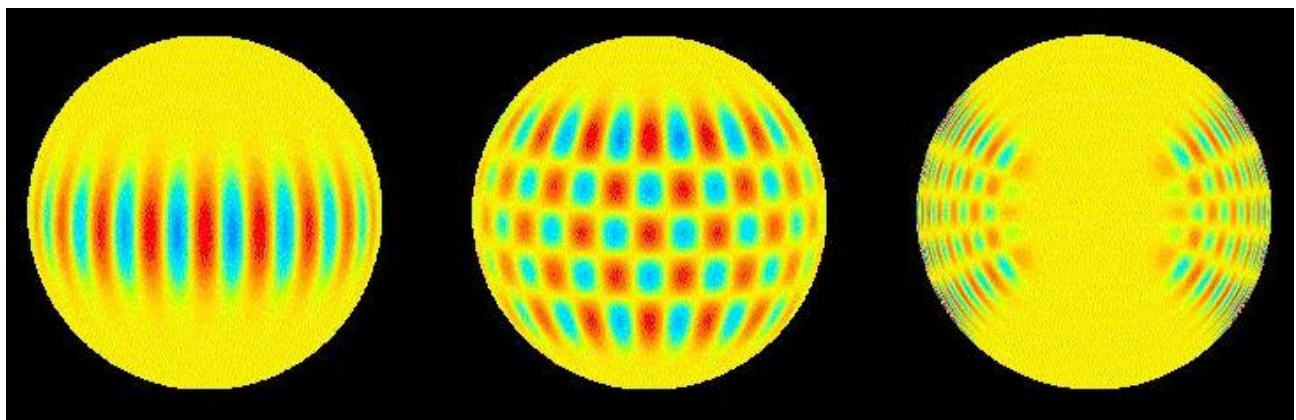
A_{lm} bezeichnet die Amplituden der einzelnen Moden. Die Größe Y_{lm} wird als „sphärische Harmonische“ bezeichnet und ist über folgende Beziehung mit den Legendreschen Kugelfunktionen $P_{l|m|}$ verbunden:

$$Y_{lm}(\Theta, \phi) = P_{l|m|}(\Theta) \exp(im\phi) \quad [1.173]$$

l und m sind ganze Zahlen und werden deshalb auch als „Quantenzahlen“ des Schwingungsmusters bezeichnet. Sie beschreiben das winkelabhängige Verhalten der Oszillationen über der Oberfläche der Sonne, wobei als Einschränkung $-l \leq m \leq +l$ gilt. Dazu kommt noch die ganze Zahl n (radiale Quantenzahl), die mit der Anzahl der Punkte in der Sonne korrespondiert, in denen die Amplitude der Oszillation verschwindet, wo also quasi die Materie „ruht“ (das sind die sogenannten „Knoten“ des Schwingungsmusters). Anschaulich kann man sich l als die Gesamtzahl der Knotenlinien (besser Kreise) auf der Kugel und $l-m$ als die Anzahl der Knotenlinien, die nicht durch die Pole gehen, vorstellen. Die Zahl n ist dementsprechend die Anzahl der Schwingungsknoten in der gesamten Sonne. Um auch sie zu berücksichtigen, muß (1.172) noch durch einen radialen Anteil $R_{nlm}(r)$ ergänzt werden. Bezeichnet $f = f(r)$ eine radiale Funktion von Druck p , Dichte ρ oder des Gravitationspotentials Φ , dann gilt für den entsprechenden Funktionswert

$$f(r, \Theta, \phi, t) = f_0(r) + \sum_{n,l,m} A_{nlm} R_{n,l,m}(r) Y_{lm}(\Theta, \phi) \exp(-i\omega_{nlm} t) \quad [1.174]$$

A ist die Summe der Amplitude A_{nlm} der einzelnen Moden und ω_{nlm} die dazugehörigen (Kreis-) Frequenzen. Führt man darüber eine Fourier-Transformation aus, dann erhält man die Oszillationsfrequenzen für alle diese Moden. Trägt man diese Frequenzen über l auf, dann ergibt sich das sogenannte Dispersionsdiagramm.



Eigenschwingungsmoden der Sonne für a) $l=19, m=19$, b) $l=19, m=15$ und c) $l=19, m=15, n=11$ (Querschnitt durch die Sonne). Blaue Bereiche bewegen sich nach außen, rote nach innen.

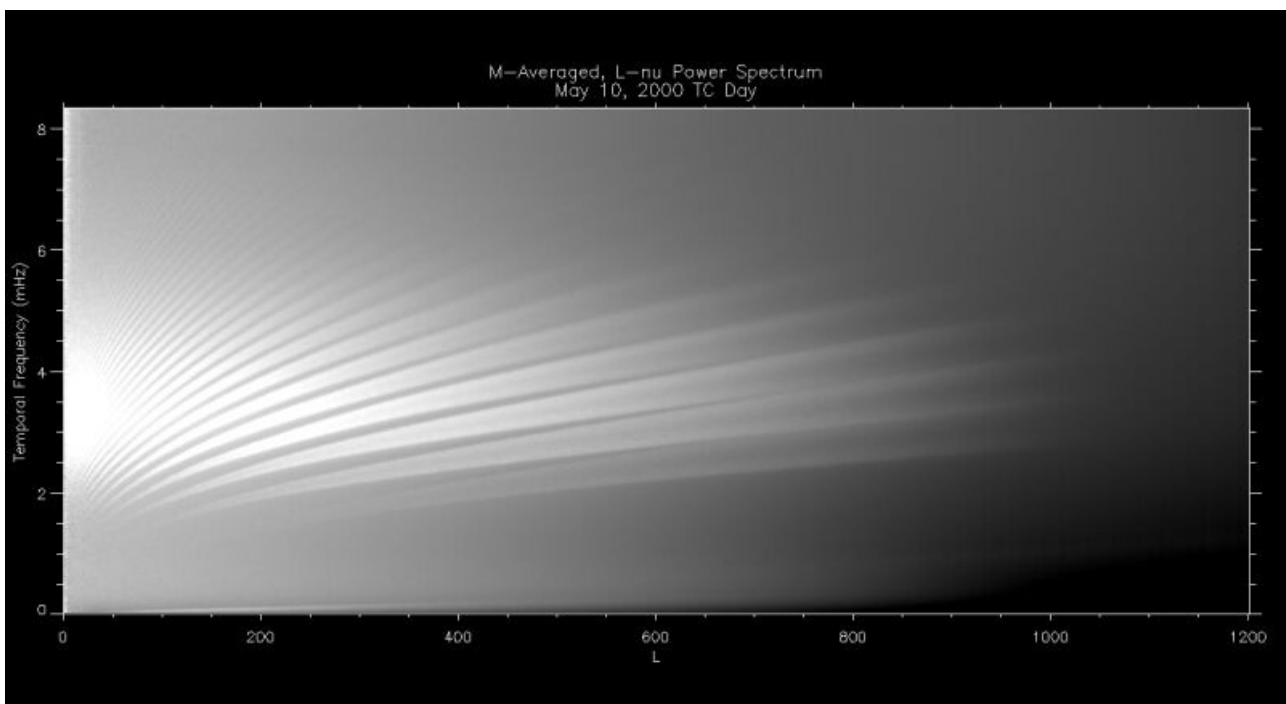
Über die Quantenzahlen m und l kann man die Schwingungsmuster, die zu einzelnen Kombinationen dieser Zahlen gehören, klassifizieren. Ist z.B. $m > 0$, dann bewegen sich die Moden im Uhrzeigersinn (Bezugsachse ist die Rotationsachse) und bei $m < 0$ entgegengesetzt um die Sonne. Ist $m = l = 0$, dann spricht man von einer radialen Mode usw. Jedes Schwingungsmuster wird durch eine bestimmte Kombination der azimuthalen Quantenzahl m , dem Grad l und der radialen Quantenzahl n eindeutig festgelegt. Sie lassen sich leicht berechnen und graphisch darstellen. Beobachten kann man jedoch nur die Summe (1.174) dieser Eigenschwingungen bei $r = R_{\odot}$.

Die ganze Zahl l ist mit dem Sonnenradius R_{\odot} über die horizontale Wellenzahl k_h (Zahl der Wellen pro Längeneinheit) verknüpft:

$$k_h = \frac{1}{R_{\odot}} \sqrt{l(l+1)} \quad [1.175]$$

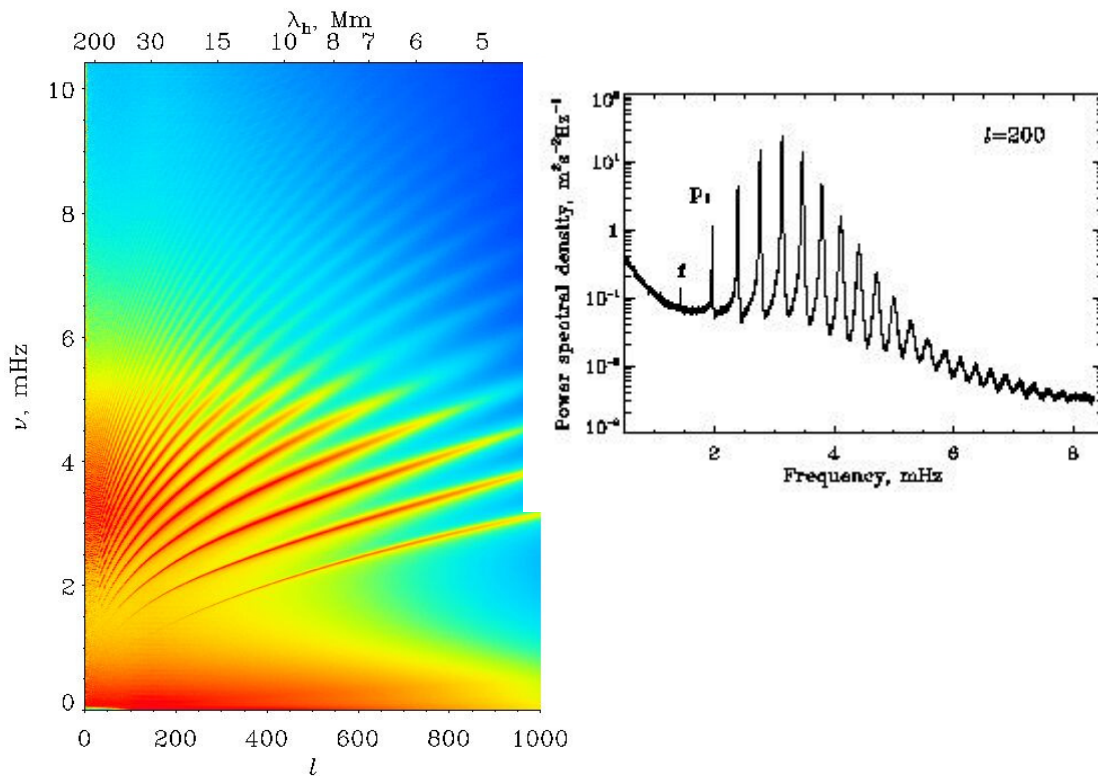
Wie weit eine Schallwelle in das Sonneninnere eindringen kann, bevor sie eine Totalreflexion erleidet, hängt bei vorgegebener Frequenz ν oder k_h vom Grad l ab. Schallwellen mit kleinem l dringen am tiefsten, u.U. bis zum Sonnenkern, vor. Große Werte von l entsprechen dagegen geringen Eindringtiefen. Mit ihrer Hilfe kann man deshalb die oberflächennahen Schichten der Sonne sondieren. Insbesondere läßt sich mit derartigen Moden die Konvektionszone erfassen und untersuchen.

Als Ergebnis einer Meßkampagne erhält man ein Dispersionsdiagramm, aus dem für jedes l die dazugehörigen Eigenfrequenzen ν abgelesen werden können (dünne dunkle Streifen).



Dispersionsdiagramm mit „ridges“ der p-Moden als Funktion des Schwingungsgrades l (GONG-Netzwerk) © GONG

Jedes „ridge“ im Dispersionsdiagramm entspricht dabei einer bestimmten radialen Quantenzahl n . Oder anders ausgedrückt, unterschiedliche „ridges“ korrespondieren mit Eigenschwingungen mit einer unterschiedlichen Anzahl von Knoten in radialer Richtung. Die Messung der Frequenz ν der Eigenfrequenzmoden für unterschiedliche Werte von l und n erlauben deshalb die Bestimmung der Schallgeschwindigkeit c_s in unterschiedlichen Tiefen der Sonne. Sehr genaue Dispersionsdiagramme konnten z.B. aus den Beobachtungen mit dem MDI-Instrument der Sonnensonde SOHO abgeleitet werden.



Dispersionsdiagramm der solaren Eigenschwingungen, abgeleitet aus der ersten 60-tägigen Beobachtungskampagne der Sonnensonde SOHO. Daneben das Powerspektrum für $l=200$. © SOHO

Die Tiefe der Schicht, an der die Schallwelle der Frequenz $\varpi = \nu / 2\pi$ reflektiert wird, ist durch

$$r_{total} = \frac{c_s(r_{total})}{\varpi} \sqrt{l(l+1)} \quad [1.176]$$

gegeben. Die Schallgeschwindigkeit berechnet sich aus (1.170) zu

$$c_s = \sqrt{\Gamma \frac{P(r)}{\rho(r)}}$$

was unter Anwendung der Zustandsgleichung für ideale Gase (1.64)

$$P = \rho \frac{kT}{\tilde{\mu} m_H}$$

zu folgender Beziehung führt:

$$c_s = \sqrt{\Gamma \frac{kT}{\tilde{\mu} m_H}} \quad [1.177]$$

Das bedeutet, daß man aus dem Dispersionsdiagramm die radiale Temperaturverteilung innerhalb der Sonne (und der damit verbundenen Größen) unabhängig von einem theoretischen Sonnenmodell bestimmen kann. Die Genauigkeit, die dabei erreicht wird, ist außergewöhnlich hoch. Für l oberhalb von 400 ist sie z.B. besser als 10^{-5} .

Direkte und inverse Methode

Es gibt zwei Möglichkeiten, um aus den helioseismologischen Messungen die interessierenden physikalischen Größen im Innern der Sonne zu bestimmen. Bei der direkten Methode wendet man die Theorie der solaren Oszillationen auf ein bestehendes Sonnenmodell an und berechnet z.B. daraus ein Dispersionsdiagramm. Danach vergleicht man dieses Diagramm mit den Beobachtungen und untersucht, wo es Abweichungen gibt und wie groß sie sind. Anhand dieser Abweichungen modifiziert man entweder das zugrunde liegende Sonnenmodell oder man versucht die Theorie der Schallausbreitung in der Sonne zu verbessern.

Eine andere Methode besteht darin, aus den Beobachtungen verschiedener Moden empirisch das Temperaturprofil (oder das Profil anderer physikalischer Größen wie Druck, Adiabatenindex oder chemische Zusammensetzung) der Sonne zu ermitteln, in dem man für jede Schicht aus den Eigenfrequenzen z.B. die Schallgeschwindigkeit ausrechnet. Dieses empirische Temperaturprofil wird anschließend mit einem numerischen Sonnenmodell verglichen, dessen Parameter solange verändert werden, bis die ermittelte Temperaturfunktion möglichst gut mit der Berechneten übereinstimmt. Diese Methode wird als „inverse Methode“ bezeichnet und wird bevorzugt bei vielen Problemstellungen der Helioseismologie angewendet. Ihren Namen hat sie von den mathematischen Methoden übernommen, die für derartige Problemstellungen entwickelt wurden und nicht nur in der Sonnenphysik eingesetzt werden.

Auf der Erde verwendet man zur Erkundung des Erdinneren sogenannte Laufzeitkurven, um aus den Ankunftszeiten der Erdbebenwellen bei verschiedenen seismischen Stationen Informationen über den Schalenbau der Erde zu gewinnen. Ein im gewissen Sinne analoges Verfahren kann auch im Fall der Sonne angewendet werden. Es wird als „*Time-Distance Helioseismology*“ bezeichnet. Das Prinzip besteht darin, daß man versucht die Zeit zu bestimmen, die eine Schallwelle von ihrem Ausgangspunkt auf der Oberfläche bis zum Reflexionspunkt im Sonneninneren und zurück benötigt. Dazu mißt man den Winkelabstand zwischen zwei Punkten auf der Oberfläche, bei denen eine derartige Welle in das Sonneninnere zurückgeworfen wird. Beobachtet werden dabei Intensitätsfluktuationen auf der Sonnenoberfläche, wobei man die gewünschten Informationen durch Kreuzkorrelation der entsprechenden Zeitserien erhält. Der Vorteil dieser Methode liegt darin, daß man auch lokal, z.B. in der Nähe von Sonnenflecken oder anderen aktiven Gebieten, die physikalischen Verhältnisse und deren vertikale Struktur untersuchen kann.

Internes Rotationsverhalten

Die Erklärung des Rotationsverhaltens der Sonne ist eine sehr schwierige Aufgabe der solaren Astrophysik. Schon aus einfachen Überlegungen kann man ableiten, daß die äquatorialen Strömungen, die zu der beobachteten differentiellen Rotation führen, tief im Sonneninneren – aber oberhalb des Kernbereichs – ihren Ausgang nehmen müssen. Das heute bestehende Rotationsprofil entstand offensichtlich durch die Abbremsung einer ehemals bedeutend schnelleren Rotation zur Zeit der Entstehung des Sonnensystems, deren Ergebnis die heute beobachtete relativ moderate, aber stark breitenabhängige Rotationsdauer ist. Erst helioseismologische Untersuchungen konnten – zumindest im Groben – eine Aufklärung dieses Phänomens bringen.

Man nutzt zur Erforschung der „globalen“ Strömungsverhältnisse im Bereich der Konvektionszone einen Effekt aus, der sich in einer „Linienaufspaltung“ der durch die Parameter l und m gegebenen Eigenschwingungsmoden der Sonne äußert. Ähnlich wie in der Atomphysik spricht man auch hier von einer „Entartung“ der Eigenfrequenzen. Eine relativ zum mitrotierenden (starken) Bezugssystem auftretende Materieströmung führt somit zur Aufspaltung der entarteten Eigenfrequenzen, wobei die Größe der Aufspaltung von der Strömungsgeschwindigkeit der Region abhängt, die von den Schallwellen durchlaufen wird. Diese Aufspaltung ist sehr klein und erfordert sehr lange ununterbrochene Zeitreihen von entsprechenden Beobachtungen. Bei einer Frequenz von $\nu = 3333 \mu\text{Hz}$ beträgt z.B. die Aufspaltung lediglich $\Delta\nu \approx 0.4 \mu\text{Hz}$, deren Erfassung eine Beobachtungsdauer von wenigstens

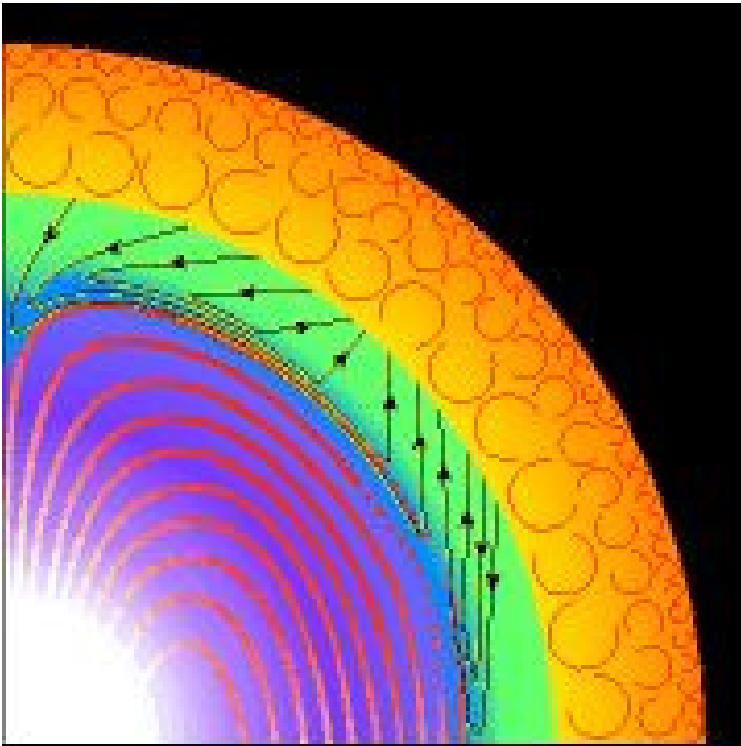
$$T_B \approx \frac{1}{\Delta\nu} \approx 40 \text{ Tage} \quad [1.178]$$

erfordert. Derartig lange (und natürlich auch längere) Beobachtungsreihen sind heute durch weltumspannende „helioseismologische“ Netzwerke (wie GONG oder BISON) oder satellitengestützt (SOHO) ohne weiteres möglich. Die Auswertung erfolgt dabei hauptsächlich durch inverse Methoden und die dabei gewonnenen Ergebnisse haben zu einem sehr detaillierten Bild der Strömungsverhältnisse im Sonneninneren geführt.

So konnte bestätigt werden, daß der Bereich des Sonneninnern, in dem differentielle Rotation auftritt, sich auf die Konvektionszone konzentriert. In dem Bereich, wo der Energietransport durch Strahlung durch den konvektiven Energietransport abgelöst wird, geht die differentielle, d.h. breitenabhängige Rotation in die starre Rotation des Sonnenkerns über. Diese Zone liegt ungefähr bei $0.7 R_\odot$. Sie wird gewöhnlich als Tachocline bezeichnet. Ihre Dicke kann durch helioseismologische Untersuchungen ziemlich genau festgelegt werden. Aus den Daten des MIDI-Instruments auf SOHO ließ sich auf diese Weise ein Wert von ca. 28000 km ableiten, was ungefähr $0.039 R_\odot$ entspricht.

In höheren solaren Breiten nimmt die Rotationsgeschwindigkeit beginnend bei der Tachocline in Richtung der Photosphäre ab, im äquatorialen Bereich dagegen zu. Eine interessante Frage ist, durch welche Prozesse aus dem Bereich der Tachocline Drehimpuls in Richtung der Pole abtransportiert wird. Z.Z. werden verschiedene Prozesse diskutiert, die mit der Präsenz eines in diesem Bereich vorhandenen toroidalen Magnetfeldes der Größenordnung von 0.1 T im Zusammenhang stehen.

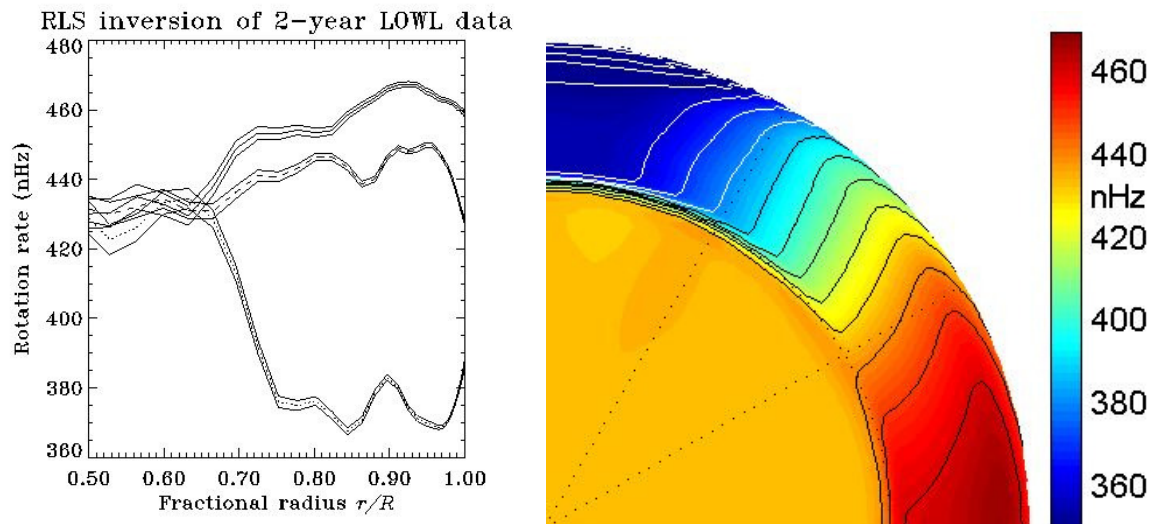
Außerdem vermutet man in dieser Region den „solaren Dynamo“, der für die Entstehung und Aufrechterhaltung des Magnetfeldes der Sonne verantwortlich ist.



Im Bereich der Tachocline (grün, Dicke nicht maßstabgerecht) werden starke Scherströmungen (die sich aus der differentiellen Rotation der darüber liegenden Konvektionszone ergeben) soweit abgebaut, daß der Sonnenkern starr rotiert. Die roten Linien im Kernbereich sollen Magnetfeldlinien darstellen.
© Universität Cambridge

Aus der Linienaufspaltung der Eigenfrequenzmoden der Schallwellen, welche die Konvektionszone durchdringen, lassen sich auch Aussagen über meridionale Strömungen im solaren Plasma gewinnen, die z.B. unter dem Einfluß der Corioliskraft entstehen. Bereits Oberflächenbeobachtungen der Dopplerverschiebung haben ergeben, daß zusätzlich zu der Rotationsbewegung eine großräumige Strömung existiert, die man als meridionalen Fluß bezeichnet. Er erstreckt sich vom Äquator aus über beide Hemisphären zu den jeweiligen Polen. Die Strömungsgeschwindigkeit ist sehr gering. Sie beträgt relativ zur Rotationsgeschwindigkeit (ca. 2 km/s) lediglich einige 10 m/s, weshalb sie nur sehr schwer zu messen ist. Erst moderne Anwendungen der „Time-Distance Helioseismology“ erlaubten eine eingehendere Untersuchung dieses Phänomens. Ein Ergebnis ist z.B., daß meridionale Strömungen wahrscheinlich nur bis in eine Tiefe von $0.1 R_{\odot}$ reichen.

Während die Strömungsgeschwindigkeiten an der Oberfläche nur ca. 20 m/s betragen, ist die Strömungsgeschwindigkeit an der Scherzone („Tachocline“) aufgrund der höheren Materiedichte noch geringer – wahrscheinlich nur 1 – 2 m/s. Für einen vollständigen Materietransport von den Polregionen zum Äquator werden in diesem Bereich ca. 20 Jahre benötigt, was auffällig dem magnetischen Aktivitätszyklus der Sonne entspricht (Hale’s Gesetz). Man vermutet deshalb, daß diese Strömungen etwas mit dem sogenannten „Schmetterlingsdiagramm“ zu tun haben, welches die Breitenabhängigkeit der Sonnenflecken über einen Aktivitätszeitraum darstellt.



Rotationsraten für verschiedene solare Breiten (von oben nach unten 0° , 30° und 60°) als Funktion des Sonnenradius. Rechts sind die Rotationsfrequenzen über einen Längsschnitt der Sonne farbcodiert eingetragen.

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

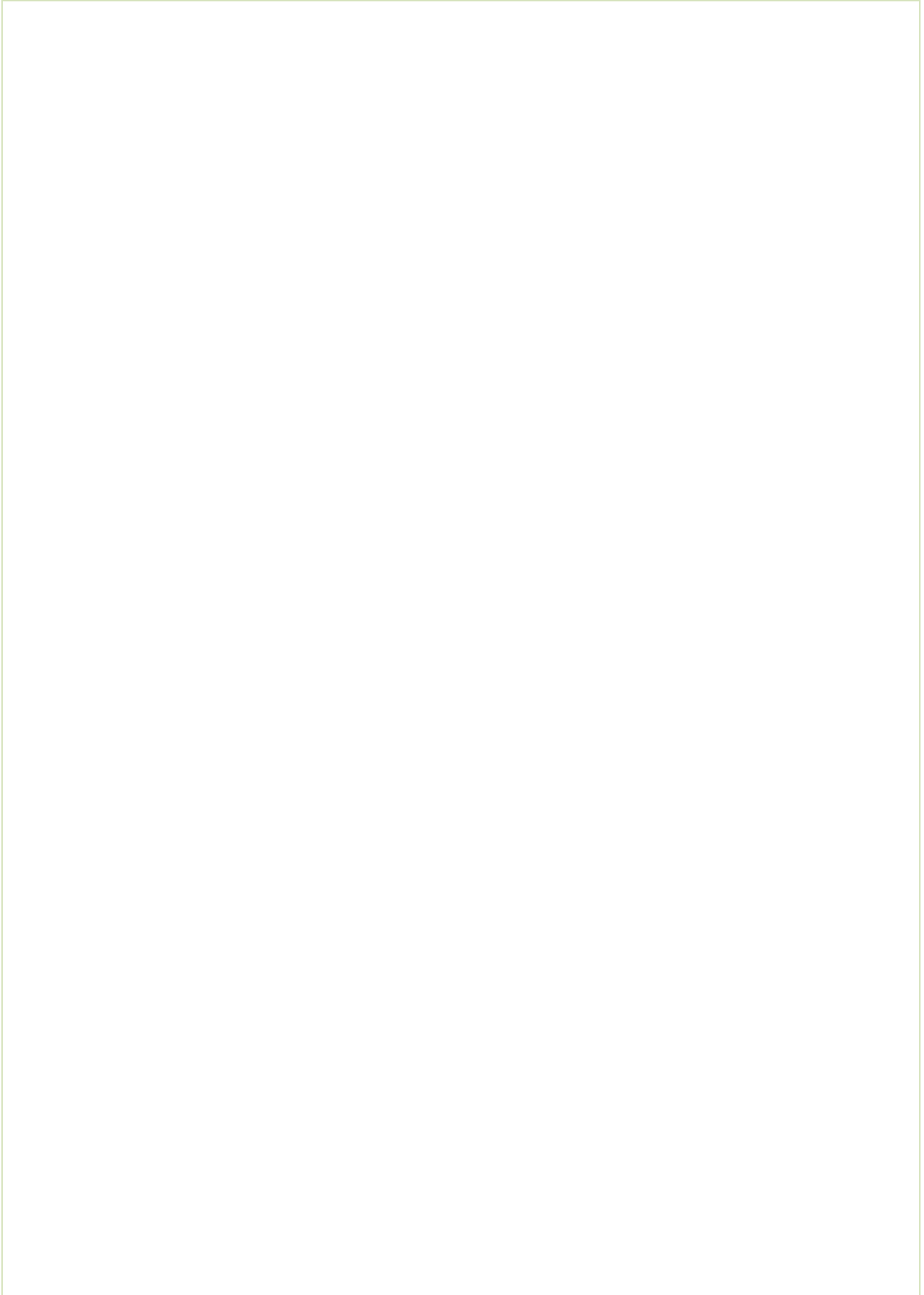
A.Weigert, H.J. Wendker: **Astronomie und Astrophysik**. Ein Grundkurs, Wiley-VCH 2004

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

Absorptionskoeffizient 18, 21, 25, 28, 31
Aktivitätszyklus, 11-jähriger 8, 44, 56, 59, 65, 70, 75, 126
Alfven, Hannes Olof G. 82
Alfven-Geschwindigkeit 82
Alfven-Wellen 57, 64, 82
Amenhotep IV 2
Ampereschen Gesetz 61
Archimedes 109

B

Babcock, Harold Delos 8
Balmer-Diskontinuität 28
Balmerlinien 25, 39, 52
Balmer-Sprung 28
Barbier 21
Benard-Zellen 45
Bethe, Hans Albrecht 98
BISON 117, 119, 125
Blinker 53
Boltzmann, Ludwig 34
Boltzmann-Gleichung 28
Boltzmannsche Formel 34, 35
Bremsstrahlung 69, 108
Bunsen, Robert Wilhelm 6, 25
Burnight, T.R. 69

C

Carrington, Richard Christopher 5
Chromosphäre 3, 16, 42, 45, 48, 49, 50, 51, 52, 53, 54, 55, 56, 58, 60, 63, 66, 70, 76, 78, 81, 82
chromosphärisches Netzwerk 53, 76
CNO-Zyklus (Bethe-Weizsäcker) 4, 91, 99, 101, 106, 113
Corioliskraft 126
Coronium 69

D

Darwin, Charles 87
Davies, Raymond Jr. 112
Diffusionsgleichung 107
Dispersionsdiagramm 121, 122, 123, 124
Doppler-Effekt 6, 7, 39, 44, 48, 81, 116
Dopplergramme 48, 49, 116
Dopplerprofil, Spektrallinie 40
Doppler-Pumping 81
Druckverbreiterung 40

E

Eddington, Arthur Stanley 21
Edle'n, Bengt 67, 69
Eigenschwingungsmoden, Sonne 117
Einstein, Albert 98
Elementehäufigkeit, solare 3, 41, 43, 94
Emissionskoeffizient 18
Energieerzeugung, Sonne 98
Energieniveauschema 28
Energietransport, Sonne 107

F

Fackeln 17, 44, 46, 47
Filamente, Chromosphäre 55
Flares 16, 55, 56, 59, 64, 70, 76, 78, 83, 84
Flash-Spektrum 52
flocculi, Chromosphäre 55
Flußröhren, magnetische 47, 54, 56, 64
Fraunhofer, Joseph 17
Fraunhofersche Linien 3, 6, 17, 19, 25, 28, 29, 41, 48, 66

G

Galilei, Galileo 5
GALLEX, Neutrinoexperiment 113
Gamow, George Anthony 87, 98
Gamow-Peak 105, 106
Gebiete, aktive 55, 75
GONG 117, 119, 122, 125
Granulation 3, 7, 17, 44, 45, 46, 47, 119
Granulen 44, 45, 46, 50, 54
Größenklasse 4
Grotrian, Walter 26, 66, 69
Grotrian-Diagramme 26

H

Hales Gesetz 126
Hanle-Effekt 67
Harkness, William 68
Harrison 53
Hart, A.B. 18, 48
Heizmechanismen, Korona 78
Helioseismologie 4, 7, 16, 49, 88, 96, 112, 115, 116, 124
Helligkeit, absolute 4
Helligkeit, scheinbare 4
Helmet Streamer 3, 71, 72, 73, 74, 78
Hertzprung-Russel-Diagramm 13, 100
HESSI, Sonnensonde 56, 66, 70

I

Innerer Aufbau, Sonne 86

J

Janssen, P.Jules Cesar. 43, 52, 59, 64

K

KamLAND, Neutrinoexperiment 114
Kelvin-Helmholtz-Zeitskala 87
Kernfusion 98
Kippenhahn, Robert 59
Kippenhahn-Schlüter-Modell 60
Kirchhoff, Gustav Robert 6, 25, 68
Kirchhoffsche Gesetze 25
Kirchhoffsches Strahlungsgesetz 18
Kompensationspyrheliometer 3
Kondensationen, koronale 78
Konvektion 4, 23, 40, 45, 78, 89, 107-109, 111, 112
Konvektionszellen 18, 45, 48, 50, 110
Konvektionszone 7, 16, 18, 89, 112, 119, 120, 122, 125, 126
Korona 3, 8, 16, 17, 50, 51, 53, 55, 56, 58, 59, 63, 64, 65- 68, 70-74, 77, 78-81, 83, 84
Koronale Löcher 3, 74
koronaler Regen 59
Koronalinien 67, 68, 80
Koronastrahlen 3, 66, 71, 78
Koronograph 64
Kurucz 24

L

Larmor-Frequenz 80
Leighton, Bob 115
Leuchtkraft 3, 4, 11, 12, 13, 79, 87, 88, 90, 91, 98, 103, 107
Linienabsorptionskoeffizient 28, 31, 39, 40
Linienprofil 29
Lockyer, Joseph Norman 43, 52, 59
Loops, koronale 76
Loops, Protuberanzen 59
Lorentzkraft 60, 79
Lyot, Bernard 64

M

magnetischer Auftrieb 62
Magnetograph 8
Magnetohydrodynamik 11, 66, 71, 82

Makrospiculen 56
Masseauswürfe, koronale 16, 72
Massenwirkungsgesetz 36
Maxwellsche Verteilungsfunktion 79
Meyer, Julius 86
Mikroflares 78, 83, 84
Milchstraße 2
MSW-Effekt 114, 115

N

Nanoflares 83
Nebulium 69
Neutrino 87, 91, 96, 112, 113, 114, 115
Neutrinooszillationen 114
Nofretete 2

O

Ohmsche Heizung 82
Opazität 3, 24, 28, 90, 108, 111, 112
optische Tiefe 3, 20, 25, 31, 70

P

Parker, Eugene 83
Photoeffekt 35
Photosphäre 3, 2, 7, 8, 16, 17, 18, 21-25, 30, 31, 37, 38, 42, 44, 46, 48, 50-52, 66, 67, 70, 71, 74, 78, 79, 81, 82, 87, 89, 107, 118, 125
Plancksches Strahlungsgesetz 18
Pogson, N. 4
Polarisation 67, 75, 82
Polarisationsgrad 67
Polarstrahlen, Korona 8, 78
poor man's sun model (PMSM) 3, 91, 96, 97, 106, 111
pp-Kette (Bethe-Critchfield) 90, 99, 101, 112, 113
Protuberanzen 3, 43, 51, 55, 58, 59, 63-65, 72, 76, 78
Pyrheliometer 3

R

Ramsey, William 43, 52
Randverdunklung, Sonnenscheibe 22, 46
Rekonnektion 72, 73, 82, 84
RHESSI, Sonnensonde 83, 84
Roberts, W.O. 56
Röntgenastronomie 69

Rosselandscher Opazitätskoeffizient 21
Rotation, Sonne 3, 5-8, 40, 116, 120, 125, 126
Rue, Warren de la 59
Russel, Henry Norris 98

S

SAGE, Neutrinoexperiment 113
Saha, Meghnad 36
Saha-Gleichung 37, 38, 41, 68, 90
Schallgeschwindigkeit 81, 82, 110, 118, 120, 123, 124
Schallwellen 54, 57, 81, 82, 115, 118-120, 122-126
Scheiner, Christoph 5
Scherrer 7
Schlüter 59
Schwarzschild, Karl 22, 111
Secchi, Angelo 56, 59
Seriengrenze 28
Skalenhöhe 62
SMM, Sonnensonde 74, 83
SOHO, Sonnensonde 48, 49, 53, 55, 58, 66, 71, 72, 75, 76, 81, 83, 115, 117, 123, 125
solar neutrino unit, SNU 112
Solare Oszillationen 118
solarer Dynamo 112, 126
Solarkonstante 3, 79
Sonne, aktive 8, 44, 59, 83
Sonne, ruhige 3, 44
Sonne, Zukunft 12
Sonnenaktivität 9, 56, 70, 75, 82
Sonnenatmosphäre 1-3, 12, 16, 17, 22, 24, 25, 30, 32, 37, 39, 41-43, 46, 50, 54, 56, 83, 107
Sonnenfinsternis 8, 16, 51, 52, 55, 56, 58, 59, 64, 68, 70, 73
Sonnenflecken 5, 7, 8, 17, 44, 55, 59, 72, 83, 124, 126
Sonnenneutrinoproblem 113, 115
Sonnenspektrum 3, 6, 7, 17-19, 25, 37, 67
Sonnenwind 8, 13, 17, 72
source function, Ergiebigkeit 19
Spektroheliogramm 48, 49, 53, 54, 116
Spektroheliograph 48, 51, 55
Spektrum, Chromosphäre 52
Spektrum, Korona 66
Spiculen, Chromosphäre 3, 56, 57
Standardmodell, Sonne 88
Stefan-Boltzmannsches Gesetz 21, 44
Stokes-Parameter 67
Strahlungstransport 4, 64, 89, 107
Strahlungstransportgleichung 19, 20

STRATOSCOPE, Ballonteleskop 44
Strömungsgleichung 20
Sudbury-Neutrinoexperiment SNO 113
Supergranulation 3, 18, 48, 49, 50, 54, 55, 76
Supergranulen 48, 49, 50, 56
Super-Kamiokande, Neutrinoexperiment 113

T

Tachocline 125, 126
Thomson, William 86
Thomson-Streuung 66, 67, 80, 108
Time-Distance Helioseismology 124, 126
TRACE, Sonnensonde 53, 55, 76, 77
transition region, Übergangszone 53
Tunneleffekt 99

U

Ulrich, Roger K. 115
Ulysses, Sonde 8, 9
Umpolung, Magnetfeld 8, 9

V

verbotene Linien 67
Voigt, W. 41
Voigt-Profil, Spektrallinie 41

W

Wachstumskurve 32, 33, 41
Waldmeier, Max 75
Wärmeleitung 64, 79, 107
Wasserstoff, Spektrum 27
Wasserstoffbrennen 4, 12, 98
Waterston, J.J. 86
Weber-Fechnersche Gesetz 4

Y

YOHKO, Sonnensonde 56, 66, 68, 70, 74, 83, 84
Young, Charles A. 68

Z

Zeeman-Effekt 34
Zentrum, galaktisches 2
Zustandsgleichung 61, 90, 94, 95, 111, 123