

Beobachtungen und Analyse
plasmaphysikalischer Prozesse im Sonnenwind
unter spezieller Berücksichtigung
von α -Teilchen und schweren Ionen

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fachbereiche
der Georg-August-Universität zu Göttingen

vorgelegt von
Shuhui Liu
aus Beijing/China

Göttingen 1994

敬赠恩师 Marsch 博士
先生留念。您对我的指导
和帮助永远留在心底！

您的学生

刘蜀徽

九五.六月二十三日



**Beobachtungen und Analyse
plasmaphysikalischer Prozesse im Sonnenwind
unter spezieller Berücksichtigung
von α -Teilchen und schweren Ionen**

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fachbereiche
der Georg-August-Universität zu Göttingen

vorgelegt von
Shuhui Liu
aus Beijing/China

Göttingen 1994

D 7

Referent: Prof. Dr. M. Siebert

Korreferent: Priv.-Doz. Dr. E. Marsch

Tag der mündlichen Prüfung: 3. November 1994

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Die Sonne und der Sonnenwind	5
2.1	Die Sonne	5
2.2	Der Sonnenwind	8
2.2.1	Die Expansion der Sonnenatmosphäre	8
2.2.2	Mittlere Eigenschaften des Sonnenwindes	12
2.2.3	Diskontinuitäten im Sonnenwind und interplanetare Stoßwellen	15
2.2.4	Chemische Zusammensetzung des Sonnenwindes	18
3	Der Einfluß von α-Teilchen auf interplanetare Stoßwellen: Helios-Beobachtungen	19
3.1	Kurzbeschreibung der Meßinstrumente	20
3.2	Auswertungsmethode der E/q-Spektren	22
3.3	Anwendung der Auswertemethode und Beispiele von Stoßwellen	30
3.4	Rankine-Hugoniot-Bedingungen für Stoßwellen unter Berücksichtigung von α -Teilchen	44
3.5	Einfluß der α -Teilchen auf die Schocks A und B	53
3.6	Schlußfolgerung	63
4	Eine Methode zur Bestimmung der Stoßwellen-Parameter am Beispiel intermediärer Stoßwellen im Sonnenwind	65
4.1	Intermediäre Stoßwellen	66
4.2	Eine Methode zur Stoßwellen-Klassifizierung	70
4.3	Anwendung auf Helios Beobachtungen	74
4.3.1	Schnelle und langsame Stoßwellen	74
4.3.2	Intermediäre Stoßwellen	83

5	SWICS/Ulysses Beobachtungen	91
5.1	Das Experiment SWICS auf Ulysses	92
5.2	Auswertungsmethode	99
5.3	Beobachtungen mit SWICS/Ulysses	104
5.3.1	Überblick über die Ereignisse zwischen Erde und Jupiter	105
5.3.2	Radiale Abhängigkeit des Sonnenwindes	109
6	Anomale Häufigkeiten von α-Teilchen und schweren Ionen im Sonnenwind	120
6.1	Allgemeine Bemerkungen über den anomalen Sonnenwind	120
6.2	α -Teilchen Loch	122
7	Ionisationszustände des Sonnenwindes und die Temperatur der Sonnenatmosphäre	133
7.1	Das Gleichgewicht von Ionisation und Rekombination	133
7.2	Direkte Ereignisse von PHA-Werte	138
7.3	Beziehungen zwischen den Ionisationszuständen im Sonnenwind und der Ionisationstemperatur in der Korona	143
7.3.1	Ereignis mit hoch ionisierten Ionen	143
7.3.2	Ereignisse mit niedriger Ionisationstemperatur	150
7.3.3	Ereignisse mit koronalem Massenauswurf (CME)	154
8	Zusammenfassung	161
	Literatur	165

1 Einleitung

Die ersten Messungen im Sonnenwind Anfang der 60er Jahre bestätigten Parkers Modell von der kontinuierlichen Expansion der Korona mit Expansionsgeschwindigkeiten von einigen hundert Kilometern pro Sekunde [Parker, 1958]. Das im Sonnenwind eingefrorene Magnetfeld konvektiert mit dem Sonnenwind nach außen. Die chemische Zusammensetzung des Sonnenwindes wird durch die Bedingungen in der Sonnenkorona bestimmt, von wo der Sonnenwind ausströmt. Im Sonnenwind gibt es viele dynamische Prozesse, die zu verschiedenskalierten Strukturen und Störungen führen, die beobachtet werden können.

In den letzten drei Jahrzehnten hat die Erforschung der Sonnenatmosphäre, besonders der Korona, und des interplanetaren Raumes mittels Weltraumsonden viele neue Erkenntnisse gebracht und unser Verständnis für den von der Sonne ausgehenden Sonnenwind vertieft. Kapitel 2 wird zuerst einige wichtige mit dieser Arbeit verwandten Grundbegriffe des Forschungsgebietes Sonnenwind erläutern.

Ein wichtiger und anschaulicher Prozeß im Sonnenwind ist die interplanetare Stoßwelle. Bei der Ausbildung von Stoßwellen im interplanetaren Raum ändern sich Sonnenwindparameter wie Dichte, Geschwindigkeit und Temperatur sowie Magnetfeld sprunghaft. Solche durch Stoßwellen verursachten Sprünge sind in den Meßdaten meistens sehr offensichtlich und bewirken eine Strukturierung des Sonnenwindes.

Eine Eigenschaft der Stoßwelle ist, daß sie das Sonnenwindplasma erhitzt. Diese Temperaturerhöhung hat zur Folge, daß die durch den elektrostatischen Analysator gemessenen α -Teilchen nur sehr schwer von den Protonen getrennt werden können. In Kapitel 3 wird deshalb eine Methode entwickelt und verbessert, um die gemessenen eindimensionalen E/q -Spektren genauer zu analysieren. Diese Methode erlaubt nicht nur eine bessere Bestimmung der Parameter der Protonen sondern auch die Bestimmung der Parameter der α -Teilchen. Anschließend wird die Auswirkung der α -Teilchen auf die Stoßwelle an Hand der Helios-Daten untersucht.

Die Untersuchung der Stoßwellen-Ereignisse erfordert eine nähere Beschäftigung mit der Stoßwellen-Theorie. Ein wichtiger Aspekt der Stoßwellen-Theorie ist die Evolutionsbedingung. Nach der klassischen Evolutionstheorie könne eine nicht evolutionäre Stoßwelle im Sonnenwind nicht vorkommen. Numerische Simulationen [Wu, 1988] und theoretische Untersuchungen [Kennel *et al.*, 1989] von Stoßwellen zeigen jedoch, daß nicht evolutionäre Stoß-

wellen (intermediäre Stoßwellen) physikalisch sinnvoll sind. In Kapitel 4 wird eine Methode zur Klassifizierung der Stoßwellen entwickelt und auf Stoßwellen, insbesondere intermediäre Stoßwellen, die in Helios-Daten gefunden werden, angewandt.

Die Helios-Sonden erkundeten die innere Heliosphäre im Bereich zwischen 0.3 und 1 AE (1 Astronomische Einheit = mittlere Entfernung Erde-Sonne = $1.496 \cdot 10^8$ km). Eine andere Raumsonde, Ulysses, fliegt dagegen von der Erde aus zum Planeten Jupiter bei 5.4 AE. Während die Analyse in Kapitel 3 und 4 Helios-Daten verwendet, werden in Kapitel 5, 6 und 7 die Daten der Ulysses-Raumsonde benutzt.

In Kapitel 5 werden Sonnenwindparameter wie Dichte, Geschwindigkeit und Temperatur für Protonen und α -Teilchen aus den Beobachtungen mit SWICS (Solar Wind Ion Composition Spectrometer) auf Ulysses berechnet. Diese Berechnung stellt die Grundlage für die weiteren Untersuchungen dar. Außerdem wird noch die radiale Abhängigkeit der Sonnenwindparameter zwischen 1 AE und 5.4 AE hergeleitet und diskutiert.

Kapitel 6 zeigt Löcher in der Verteilung von α -Teilchen und schweren Ionen im interplanetaren Raum. Was die Ursache sein könnte, und welcher Zusammenhang zwischen den verschiedenen Löchern besteht, wird mit Hilfe der gemessenen Sonnenwindparameter und der dazugehörigen Quellgebiete untersucht.

Da die Ionisationszustände im Sonnenwind eingefroren sind, werden die Verhältnisse der verschiedenen Ionisationszustände eines Elementes auf die Temperatur in der Korona zurückgeführt. Mit den SWICS/Ulysses-Beobachtungen werden die Ionisationstemperaturen von Kohlenstoff, Sauerstoff und Eisen bestimmt. Die beobachteten Ionisationszustände werden in Verbindung zur Koronatemperatur und zur Sonnenwindstruktur gebracht.

Das letzte Kapitel dieser Arbeit faßt die Ergebnisse zusammen.

2 Die Sonne und der Sonnenwind

Den interplanetaren Raum durchdringen Plasma und Magnetfeld. Es gibt verschiedene Ionensorten im Plasma, z.B. Protonen, α -Teilchen, C^{6+} , O^{7+} und Fe^{10+} [Geiss, 1985]. Das Plasma der Korona expandiert radial und bewegt sich mit dem Magnetfeld zusammen in den interplanetaren Raum, und bildet so den Sonnenwind aus [Parker, 1958]. Im Sonnenwind kommen viele Strukturen vor, wie z.B. der schnelle Sonnenwind, der langsame Sonnenwind [Schwenn, 1990] und verschiedene Diskontinuitäten sowie Stoßwellen [Colburn and Sonett, 1966]. Sie bewegen sich zusammen mit der Sonnenrotation und bilden so Korotationsstrukturen aus [Smith and Wolfe, 1976]. Im Sonnenwind sind zahlreiche Wellen, Fluktuationen und Turbulenzen beobachtet worden, die unterschiedliche Eigenschaften im langsamen und im schnellen Sonnenwind haben [Marsch, 1991a, 1991b]. Der Sonnenwind hat also verschiedenskalgige räumliche und zeitliche Variationen, deren Ursprung fast ausschließlich in der Sonnenatmosphäre zu finden ist. So wird in diesem Kapitel zuerst die Sonne selbst erläutert, dann der Sonnenwind und seine Strukturen und Eigenschaften im interplanetaren Raum beschrieben.

2.1 Die Sonne

Die Sonne ist unser nächster Stern. Sie ist eine Gaskugel mit dem Radius $R_{\odot} = 6.96 \cdot 10^5$ km und der Masse $M_{\odot} = 1.99 \cdot 10^{30}$ kg. Den Sonnenaufbau kann man anhand von Abb. 2.1 [Deinzer, 1991] kurz skizzieren: Innerhalb einer Kugel vom Radius $0.3 R_{\odot}$ um das Sonnenzentrum laufen Kernprozesse ab, die die Energie der Sonne erzeugen. Diese Energie wird zunächst durch Strahlung nach außen bis $0.74 R_{\odot}$ transportiert. Dann übernimmt die turbulente Konvektion den Energietransport. Diese Konvektionszone reicht bis dicht unter die sichtbare Sonnenoberfläche. Außerdem ist sie der Sitz starker Magnetfelder.

Die über der Sonnenoberfläche liegende sichtbare Sonnenatmosphäre wird aus drei Regionen mit verschiedenen physikalischen Eigenschaften gebildet. Zuunterst ist eine etwa 500 km dicke Schicht, die man Photosphäre nennt. Darüber liegt die etwas dünnere und durchsichtiger Chromosphäre. Oberhalb der Chromosphäre breitet sich die Korona in den interplanetaren Raum aus.

Vom Sonnenzentrum bis zur Obergrenze der Photosphäre nimmt die Temperatur stetig ab, von $1.5 \cdot 10^7$ K auf ein Minimum von 4100 K (siehe Abb. 2.1). Überraschenderweise nimmt

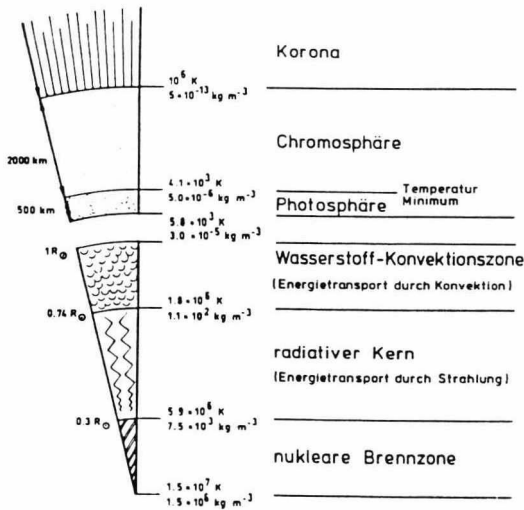


Abbildung 2.1: Schematischer Schnitt durch die Sonne. Am linken Rand des Sektors sind die Abstände vom Sonnenzentrum (in Einheiten von $R_{\odot} = 6.96 \cdot 10^5$ km), bzw. Schichtdicken angegeben; am rechten Rand finden sich Angaben über Temperatur und Dichte an den jeweiligen Schichtgrenzen. Man beachte die unterschiedlichen Maßstäbe für das Sonneninnere und die Außenschichten [nach Deinzer, 1991].

die Temperatur von dort an wieder zu: Zuerst steigt die Temperatur in der unteren Chromosphäre langsam und dann in der Übergangszone sehr steil auf Beträge von der Größenordnung 10^6 K an und bleibt dann in der sich anschließenden Korona so hoch (siehe Abb. 2.2). In der äußeren Korona sinkt die Temperatur wieder und erreicht im Sonnenwind bei etwa 1 AE (1 Astronomische Einheit = $1.496 \cdot 10^8$ km) Beträge von der Größenordnung 10^5 K.

Aus Beobachtungen des Sonnenspektrums weiß man, daß es in der Sonnenatmosphäre verschiedene Elemente in neutralem und ionisiertem Zustand gibt. In der Photosphäre und unteren Chromosphäre überwiegen neutrale Teilchen, während in der oberen Chromosphäre Wasserstoff zum großen Teil ionisiert ist und in der Korona, aufgrund der hohen Temperaturen von einige Millionen Grad, Wasserstoff dann völlig ionisiert ist und schwere Elemente bis zu 15 Elektronen verlieren können. Durch EUV-Beobachtungen (extreme ultraviolet radiation) und Vergleiche mit eindimensionalen Modellen kann abgeleitet werden, daß die Temperatur in der Übergangszone so hoch ist, daß viele schwere Ionen mehrfach ionisiert sind. Aus dem Temperaturverlauf mit der Höhe kann auf die verschiedenen Ionisationsstufen der Elemente

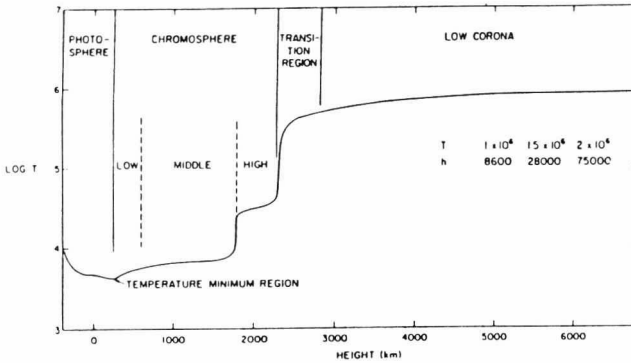


Abbildung 2.2:
Ein anschauliches Modell von der Variation der Temperatur mit der Höhe in der Sonnenatmosphäre [nach Athay, 1976].

geschlossen werden (siehe Abb. 2.3, aus Reeves *et al.* [1977]).

Aus der Beobachtung von Sonnenflecken weiß man, daß sich die Sonne um eine feste Achse dreht, daß die Rotationsperiode jedoch bei unterschiedlichen heliographischen Breiten verschieden ist, am Äquator beträgt sie 24.8 siderische Tage und bei 70° heliographischer Breite ungefähr 31 siderische Tage. Dies nennt man differentielle Rotation.

Das Magnetfeld in der Sonnenatmosphäre setzt sich aus kleinskaligen magnetischen Elementen und großskaligen magnetischen Strukturen zusammen. In den aktiven Regionen, etwa den kühleren Sonnenflecken in der Photosphäre, den überhitzten Fackeln und *Plages* in der Chromosphäre, den kälteren Protuberanzen und Filamenten in der unteren Korona, und den großen hellen Bögen bzw. strahlenförmigen Gebieten (*streamers*) in der oberen Korona, sind die Magnetfeldstärken sehr groß (100 Gauß bis 4000 Gauß), obwohl die Magnetfeldstrukturen kleinskalig sind. Dagegen sind in den ruhigen Gebieten die Magnetfelder schwach (5-10 Gauß in der Photosphäre) und Feldlinien großräumig geschlossen. Außerdem ist das Magnetfeld außerhalb der aktiven Region fast ausschließlich (wahrscheinlich zu 90%) in den Supergranulationsfeldern konzentriert [Priest, 1982], wo man die Grenze der Supergranulation und das Netzwerk finden kann. Hier erreichen die Magnetfeldstärken 1000 - 2000 Gauß.

Eine Art des großskaligen Gebietes in der Photosphäre ist die unipolare Region, die mit der Sonne rotiert, aber fast keine differentielle Rotation besitzt. Manche von diesen Gebieten in der Korona können mit Koronalöchern identifiziert werden (siehe Abb. 2.4), wo die Magnetfelder sich nach außen öffnen, die Magnetfeldstärke in der unteren Korona nur 0.5-0.7 Gauß [Bohlin and Sheeley Jr., 1978] beträgt, und das Plasma mit einer Temperatur von $1 - 1.5 \cdot 10^6$ K

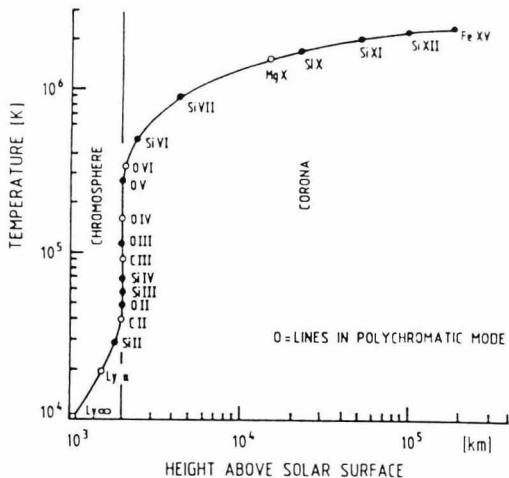


Abbildung 2.3: Temperatur als Funktion der Höhe in einer mittleren solaren Modellatmosphäre. Punkte kennzeichnen die Temperaturen zur Bildung der jeweiligen Atomart und Kreise die Messungen mit den Harvard College Observatory (HCO) Spektrometern auf Skylab [nach Reeves *et al.*, 1977].

kühler als die Umgebung und seine Dichte niedriger ist [Waldmeier, 1957; Withbroe and Noyes, 1977]. Während in aktiven Regionen und ruhigen Gebieten die Übergangszone zwischen Chromosphäre und Korona nur einige 1000 km dick ist, erreicht sie in den Koronalöchern Dicken von 12000 km [Eddy, 1979], daher sind die radialen Gradienten der Temperatur und Dichte in der Übergangszone in den Koronalöchern weniger steil als in ruhigen Gebieten [Huber *et al.*, 1974], was Auswirkungen auf die Heizung der darüberliegenden Korona hat.

Das Magnetfeld beeinflusst die Plasmastrukturen, wenn das Plasma- β , das Verhältnis von Gasdruck des Plasmas und magnetischen Druck, $\beta = nk_B T / (B^2 / 8\pi)$, kleiner als oder ungefähr gleich eins ist (wobei n Teilchendichte, k_B Boltzmann-Konstante, T Plasmatemperatur und B das Magnetfeld sind). In der Photosphäre ist dies nur in den inneren Sonnenflecken und an der Grenze der Supergranulationen der Fall. In der Chromosphäre und Korona ist dies in den aktiven Regionen immer erfüllt.

2.2 Der Sonnenwind

2.2.1 Die Expansion der Sonnenatmosphäre

Aus Beobachtungen von Störungen des Erdmagnetfeldes vermuteten Chapman [1929] und Bartels [1932], daß es gelegentlich einen von der Sonne ausgehenden Strom geladener Par-

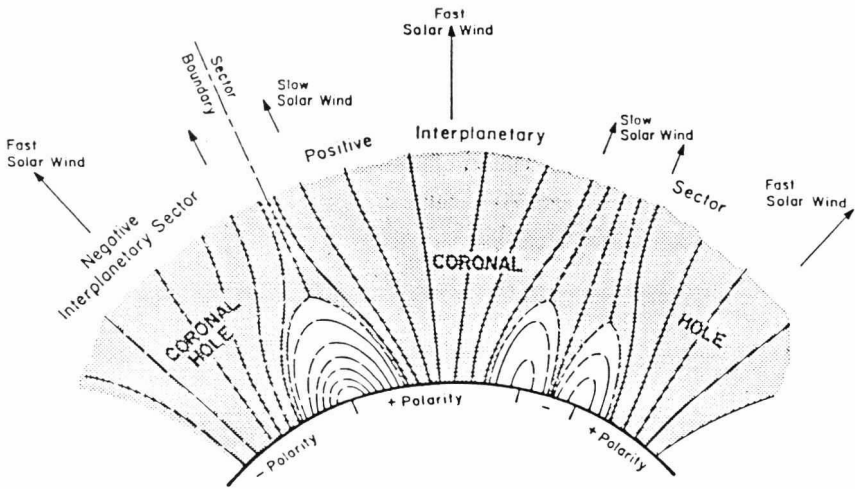


Abbildung 2.4: Ein phänomenologisches Modell, um die großräumige koronale Magnetfeldstruktur darzustellen. Zu erkennen sind die unipolaren Sektoren, die Koronälöcher, aus denen der schnelle Sonnenwind entweicht, und die aktiven Regionen mit ihren geschlossenen Magnetfeldern, über denen sich der langsame Sonnenwind ablöst [nach Hundhausen, 1977].

tikel durch das interplanetare Vakuum gibt. Beobachtungen von Kometenschweifen führten Biermann [1951] zu der Annahme, daß solare Korpuskularstrahlung ständig von der Sonne ausgeht. Parker [1958] löste das Problem einer statischen Korona [Chapman, 1957] aus der stationären Bewegungsgleichung, mit Massenfluß-Kontinuität und sphärisch-symmetrischen Fluß eines isothermen Plasmas

$$4\pi r^2 n v = \text{const.} \quad (2.1)$$

$$m n v \frac{dv}{dr} = -\frac{dp}{dr} - \frac{GM_{\odot}}{r^2} m n \quad (2.2)$$

wobei r der Abstand zur Sonne, n die Teilchen-Dichte, v die Sonnenwind-Geschwindigkeit, m die Masse der Teilchen, p der Plasma-Druck, M_{\odot} die Masse der Sonne und G die Gravitationskonstante sind. Der Druck läßt sich schreiben als:

$$p = nk_B T \quad (2.3)$$

wobei T die Plasmatemperatur ist.

Damit ist das ausströmende Plasma, das Druckgradienten und Gravitationskräften unterliegt, beschrieben. Da T als konstant angenommen ist, kann n aus den Gleichungen (2.1) und (2.2) eliminiert werden. Dann bekommt man

$$\left(v - \frac{v_c^2}{v} \right) \frac{dv}{dr} = \frac{2v_c^2}{r} - \frac{GM_\odot}{r^2} \quad (2.4)$$

wobei $v_c = (k_B T/m)^{1/2}$ die isothermische Schallgeschwindigkeit ist, die etwas kleiner als die adiabatische Schallgeschwindigkeit ist. Gleichung (2.4) hat einen kritischen Punkt (Λ), an dem dv/dr undefiniert ist, dort wo $v = v_c$, $r = r_c \equiv GM_\odot/(2v_c^2)$, sodaß sowohl der Koeffizient von dv/dr , als auch die rechte Seite der Gleichung verschwinden. Die Integration der Gleichung (2.4) liefert

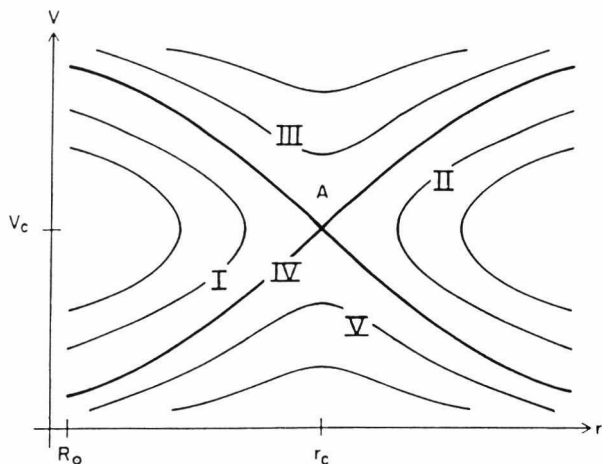
$$\left(\frac{v}{v_c} \right)^2 - \ln \left(\frac{v}{v_c} \right)^2 = 4 \ln \frac{r}{r_c} + \frac{2GM_\odot}{rv_c^2} + C \quad (2.5)$$

wobei C eine Integrationskonstante ist. Die Lösungen haben die in Abb. 2.5 dargelegte schematische Form [Priest, 1982]. Der kritische Punkt (Λ) ist ein Sattelpunkt.

Einige Typen der Lösungen, die von dem Wert C abhängen, sind in Abb. 2.5 dargestellt. Typ I und Typ II sind unannehmbar, weil sie nicht eindeutig sind und die Sonnenoberfläche ($r \ll r_c$) mit Orten weit außerhalb der Sonne ($r \gg r_c$) nicht kontinuierlich verbinden können. Typ III liefert an der Sonne Überschallgeschwindigkeit, die man nie beobachtet hat. Daher sind nur die Typen IV und V als Lösungen zulässig. Von Bedeutung ist, daß mit $C = -3$ (durch $v = v_c$ und $r = r_c$ in der Gleichung (2.5) gewonnen), die Lösungen (Typ IV) durch den kritischen Punkt gehen; dies nennt Parker [1958] den „Sonnenwind“. Bei dieser Sonnenwind-Lösung verhält sich, die Geschwindigkeit wie $v \sim (\ln r)^{1/2}$ und die Dichte wie $n \sim r^{-2}(\ln r)^{1/2}$, so daß der Druck bei $r \rightarrow \infty$ verschwindet, wenn der Abstand r von der Sonne groß genug und $v \gg v_c$ ist.

Die Lösungen des Typ V ergeben Geschwindigkeiten, die überall kleiner als die Schallgeschwindigkeit sind, daher nennt man sie „solar breeze“. In großem Abstand von der Sonne

Abbildung 2.5: Eine Skizze der Parker'schen isothermen Lösungen mit verschiedenen Klassen I, II, III, IV, V. Typ IV (Sonnenwind) geht durch den kritischen Punkt (A), wo $v = v_c$ und $r = r_c$. Typ V gibt die „solar breeze“ Lösungen unterhalb der Schallgeschwindigkeit [nach Priest, 1982].



fällt die Geschwindigkeit auf Null, da sich $v \sim r^{-2}$ verhält, und Dichte und Temperatur nähern sich einem konstanten Grenzwert.

Die hohe Plasmatemperatur in der Korona ist mit einer äußerst hohen elektrischen (bzw. thermischen) Leitfähigkeit verknüpft, wodurch das solare Magnetfeld im Plasma eingefroren ist und vom expandierenden Sonnenwind nach außen gezogen wird. Die Feldlinien kann man deshalb als Stromlinien betrachten [Parker, 1958], denn sie verbinden alle Teilchen miteinander, die aus der gleichen Quelle auf der Sonne stammen. Zwar bewegen sich im Mittel alle Teilchen geradlinig nach außen, jedoch erhalten die Stromlinien wegen der Rotation der Sonne die charakteristische Form von Archimedischen Spiralen (man nennt sie auch Parkerspiralen). Deren Krümmung wird bestimmt durch den Abstand von der Sonne sowie die Strömungsgeschwindigkeit, genauer durch deren Komponente in der Äquatorebene der Sonne:

$$\frac{1}{r} \frac{dr}{d\varphi} = \frac{U_r}{U_\varphi} = \frac{v}{-\omega r \sin \theta} \quad (2.6)$$

wobei U_r, U_φ, U_θ die Sonnenwind-Geschwindigkeitskomponenten im rotierenden solaren Kugelkoordinatensystem (r, φ, θ) sind, v die Sonnenwindgeschwindigkeit in einem stationären

Koordinatensystem und $\omega = 2.7 \cdot 10^{-6} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$ die Winkelgeschwindigkeit der Sonnenrotation ist. Deshalb beträgt in der Ebene der Ekliptik der Winkel der Feldlinien zur radialen Richtung bei 1 AE rund 45° . Über den Polen dagegen verlaufen sie unverformt radial.

Einige Jahre nach Parkers Theorie haben die russischen Raumsonden Luna 2 und 3 [Gringauz, 1961] und die amerikanische Raumsonde Explorer 10 [Bonetti et al., 1963] den Sonnenwind *in situ* gemessen. Mit der amerikanischen Raumsonde Mariner 2 [Snyder and Neugebauer, 1964; Neugebauer and Snyder, 1966] konnte man völlig bestätigen, daß Parkers Sonnenwind-Lösungen realistisch sind. Durch Magnetfeldmessungen mit den Raumsonden Mariner 2 und IMP 1 [Ness et al., 1964] wurden die Parkerspiralen, die von Parkers Sonnenwindmodell vorhergesagt wurden, noch einmal bestätigt.

2.2.2 Mittlere Eigenschaften des Sonnenwindes

Da die Sonnenoberfläche viele verschiedene Gebiete mit unterschiedlichen Eigenschaften hat, kann man sich auch vorstellen, daß der von den verschiedenen Gebieten ausgehende Sonnenwind völlig unterschiedliche Eigenschaften hat. Tatsächlich entdeckte man [Krieger et al., 1973], daß die Koronalöcher die Quelle des schnellen Sonnenwindes sind [Zirker, 1977]. Dagegen stammt der langsame Sonnenwind von koronalen Gebieten über den aktiven Regionen, z.B. den *streamers*, vor allem von dort wo die Magnetfeldlinien geschlossen sind. Jedoch sind die Quellregionen des langsamen Sonnenwindes nicht nur die *streamers*. Dazu wird der langsame Sonnenwind zu häufig beobachtet, besonders im Aktivitätsmaximum, und meistens lassen sich für ihn Quellregionen in koronalen Gebieten weit entfernt von der Stromschicht und den koronalen *streamers* ableiten [Schwenn, 1990; Kojima and Kakinuma, 1987].

Tabelle 2.1 listet die mittleren Werte für die Sonnenwindparameter bei 1 AE auf, wie sie sich aus typischen von den Helios-Sonden bei 1 AE gemessenen Daten ergeben [Schwenn, 1990]. Der langsame Sonnenwind ist durch Geschwindigkeiten kleiner als $400 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ gekennzeichnet, wobei die Geschwindigkeiten von Protonen und α -Teilchen, v_p und v_α , ungefähr gleich sind. Die Temperatur der Protonen T_p und die Temperatur der α -Teilchen T_α sind im langsamen Sonnenwind niedriger als im schnellen Sonnenwind, während die Elektronentemperatur T_e höher ist. Die Protonendichte n_p ist im langsamen Sonnenwind höher als im schnellen Sonnenwind und ist zudem starken Schwankungen unterworfen. Jedoch ist der prozentuale Anteil der α -Teilchen geringer. Die schnellen Sonnenwindströme sind durch Geschwindigkei-

Parameter	langsamer Sonnenwind	schneller Sonnenwind
$n_p \text{ cm}^{-3}$	10.7	3.0
$n_\alpha \text{ cm}^{-3}$	0.27	0.18
$v_p \text{ (km}\cdot\text{s}^{-1})$	348	667
$v_\alpha \text{ (km}\cdot\text{s}^{-1})$	346	680
$T_p \text{ (K)}$	$5.5\cdot 10^4$	$28\cdot 10^5$
$T_\alpha \text{ (K)}$	$17\cdot 10^4$	$73\cdot 10^4$
$T_e \text{ (K)}$	$19\cdot 10^4$	$13\cdot 10^4$
$n_\alpha/n_p \text{ (\%)}$	2.5	3.6

Tabelle 2.1: Von Helios gemessene mittlere Parameter des langsamen bzw. schnellen Sonnenwindes bei 1 AE [nach Schwenn, 1990].

ten größer als $600 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ gekennzeichnet. Sie sind zeitlich, räumlich und in ihrer chemischen Zusammensetzung viel konstanter als der langsame Sonnenwind [Geiss, 1985]. Die typischen schnellen Sonnenwindströme vor dem Aktivitätsminimum zeigen hohe Geschwindigkeit bis $800 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, wobei die α -Teilchen schneller sind als die Protonen. Mit ansteigendem Aktivitätszyklus nimmt die mittlere Geschwindigkeit der schnellen Ströme ab.

Mit anwachsender Aktivität der Sonne und besonders im Aktivitätsmaximum häufen sich eruptive Vorgänge in den aktiven Region. Mit chromosphärischen Flares und eruptiven Protuberanzen gehen Strahlungsausbrüche im Radio-, UV-, EUV- und harten Röntgenbereich einher, sowie koronale Massenauswürfe (coronal mass ejections, CMEs), die mit so hohen Geschwindigkeiten erfolgen können, daß die hinausgeschleuderten Gase die Korona verlassen und den interplanetaren Raum durchqueren können. Diese Störungen treten vor allem im langsamen Sonnenwind auf, wo interplanetare Stoßwellen am häufigsten beobachtet werden.

Der Sonnenwind strömt nun radial von der Sonne weg, während sich die Sonne um ihre Achse dreht. In den Gebieten, in denen ein schneller Strom auf einen langsamen zeitlich folgt, beginnen diese Ströme mit zunehmendem Abstand von der Sonne miteinander in Wechselwirkung zu treten. In dieser Wechselwirkungszone drückt der schnelle Sonnenwind immer heftiger auf langsames Plasma und komprimiert es. Das so entstehende Druckgefälle in azimuthaler Richtung läßt Plasma, nach beiden Richtungen von der Trennfläche weg, abströmen. Mit zunehmenden Abständen von der Sonne entwickeln sich die beiden Seiten von Kompressionszonen so, daß sie Stoßwellen ausbilden müssen, die von den Trennflächen in beiden Richtungen wegzulaufen scheinen. Da dieses Gebiet mit der Sonne rotiert, spricht man von einer korotierenden Wechselwirkungszone (corotating interaction region, CIR) bzw. korotierenden

Stoßwellen. Abb. 2.6 zeigt diese Eigenschaft [Pizzo, 1978].

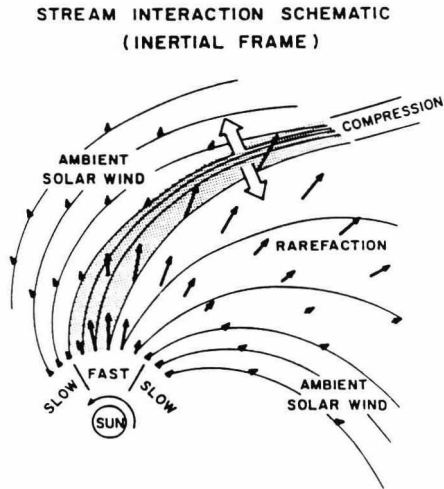


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung der Strom-Wechselwirkungen in der Ekliptik in einem inertialen Koordinatensystem. Räumliche Unterschiede in der fast radialen Expansion (gekennzeichnet durch schwarze Vektoren) zusammen mit der Sonnenrotation erzeugen die Kompressionen (schattierte Region) und die Verdünnungen im interplanetaren Raum [nach Pizzo, 1978].

Mit Ausbreitung des Sonnenwindes nach außen in den interplanetaren Raum verändern sich die Sonnenwindparameter durch verschiedene Prozesse. Jedoch bleibt der Massenfluß $n_p v_p A$ erhalten, wobei A ein Querschnitt der Flußröhre ist. Da die Sonnenwindgeschwindigkeit im interplanetaren Raum im Mittel konstant ist [Behannon, 1978], nimmt die Dichte mit der Entfernung von der Sonne wie $n \sim r^{-2}$ ab. Die Temperatur des Sonnenwindplasmas hat starke radiale Variationen, verhält sich aber nicht adiabatisch (d.h. $\sim r^{-4/3}$). Sie kühlt viel langsamer als für adiabatische Prozesse typisch ab [Schwenn et al., 1981; Marsch et al., 1982a, 1982b; Thieme, 1990]. Das bedeutet, daß der Sonnenwind im interplanetaren Raum nachgeheizt wird. Das Magnetfeld des Sonnenwindes verändert sich ebenfalls mit dem Abstand von der Sonne. Durchschnittlich hat man $B_r \sim r^{-2}$ und $B_\phi \sim r^{-1}$ [Behannon, 1978]. So wird weit entfernt von der Sonne, etwa ab 3 AE, $B_r \sim 0$, sodaß B_ϕ die Hauptkomponente des Magnetfeldes ist. Das heißt, der Sonnenwind strömt ungefähr senkrecht zum Magnetfeld.

Die Abhängigkeit der mittleren Sonnenwindgeschwindigkeit von der magnetischen Breite hat man auch untersucht [Zhao and Hundhausen, 1981; Bruno et al., 1986]. Am magnetischen Äquator ist nur langsamer Sonnenwind und in Breiten ab etwa $\pm 20^\circ$ wird nur noch

schneller Sonnenwind beobachtet. Der Sonnenwind variiert auch mit heliographischer Breite [Gazis *et al.*, 1989]. Diese Abhängigkeit gibt Hinweise auf Änderungen der Quellgebiete in der Sonnenkorona, oder auf die Entwicklung der koronalen Löcher vom Polgebiet zum heliographischen Äquator. Im allgemeinen nimmt die Wechselwirkung zwischen schnellem Sonnenwind und langsamem Sonnenwind mit wachsender heliographischer Breite ab. Besonders im Gebiet um die Pole der Sonne ändert sich die Situation des Sonnenwindes völlig. Dort liegen die Magnetfeldlinien fast parallel zum Sonnenwind und es gibt keine Wechselwirkungen. Solche Verhältnisse eignen sich besonders gut für die Erforschung der Sonnenwindquellen.

Die Raumsonde Ulysses fliegt nicht nur in der Ekliptik sondern auch zu den Polen der Sonne. Die Beobachtungen von Ulysses werden unser Verständnis von der Sonne und dem von ihr ausgehenden Sonnenwind weiter vertiefen.

2.2.3 Diskontinuitäten im Sonnenwind und interplanetare Stoßwellen

Im Sonnenwind wurden zahlreiche Diskontinuitäten beobachtet. Die Signatur der interplanetaren Diskontinuitäten sind plötzliche Veränderungen der Sonnenwindparameter: Dichte, Geschwindigkeit und Temperatur des Plasmas und Größe bzw. Orientierung des Magnetfeldes. Die MHD (**M**agneto**h**ydro**d**ynamik) Diskontinuitäten in der Form von Tangentialdiskontinuitäten und Rotationsdiskontinuitäten wurden zuerst durch Weltraumsondenmessungen [Ness *et al.*, 1966] direkt im interplanetaren Raum beobachtet und nicht theoretisch vorausgesagt Neubauer [1973]. Dagegen wurden MHD-Stoßwellen zuerst von Gold [1955] vorgeschlagen und dann durch Mariner 2 beobachtet [Sonett *et al.*, 1964; Neubauer, 1973]. Man weiß heute, daß die sich im interplanetaren Raum von der Sonne weg bewegendes schnellen Stoßwellen zum größten Teil durch Massenauswürfe aus der Korona in den interplanetaren Raum, sogenannte CMEs [Schwenn, 1983b; Sheeley, Jr. *et al.*, 1983], hervorgerufen werden (Abb. 2.7). Es ist jedoch auch möglich, daß schnelle Stoßwellen durch nichtlineare, sich immer mehr aufsteilende, Wellen in einigem Abstand von der Sonne erzeugt werden [Chao, 1973]. Dagegen werden korotierende, vorwärts bzw. rückwärts laufende Stoßwellen durch die Einwirkung des gesamten Gebietes der Wechselwirkung zwischen den Hochgeschwindigkeitsströmen und dem langsamen Sonnenwind, dem sogenannten korotierenden Wechselwirkungsgebiet (CIR), erzeugt (Abb. 2.6). Da die Geschwindigkeit der rückwärts laufenden Stoßwellen jedoch beträchtlich kleiner als die Geschwindigkeit des Sonnenwindes ist, werden im Inertialsystem

diese Stoßwellen nach außen konvektiert. Solche Erscheinungen kann man ohne Schwierigkeit im äußeren interplanetaren Raum beobachten (Abb. 2.8, aus *Smith and Wolfe* [1977]).

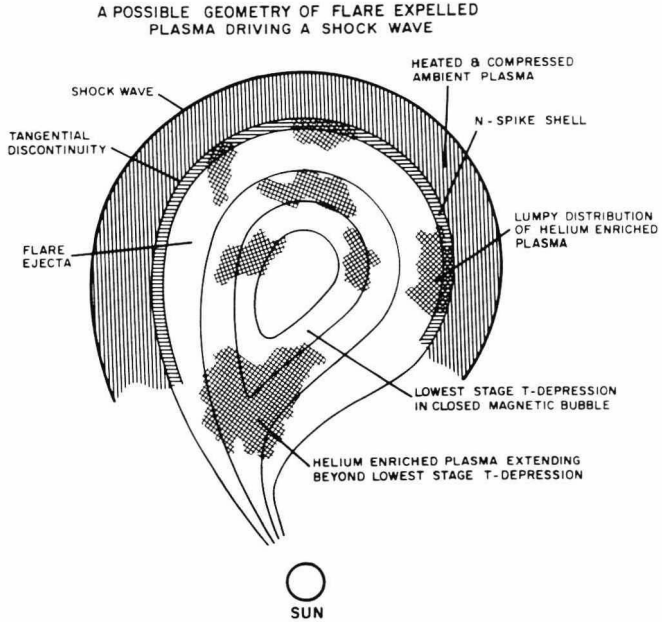


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung einer im interplanetaren Raum vor einer Masseneinjektion sich ausbreitenden Stoßwelle in der Ekliptik [nach *Bame et al.*, 1979].

Als fortschreitende Stoßwellen werden im interplanetaren Raum schnelle bzw. langsame Stoßwellen beobachtet. Numerische Simulationen [Wu, 1987, 1988] und vor kurzem von *Kennel et al.* [1989] entwickelte Theorien schlagen vor, daß intermediäre Stoßwellen im Sonnenwind existieren. Man hat vor kurzem diese intermediären Stoßwellen direkt beobachtet [*Chao et al.*, 1993].

Koronale Massenauswürfe, die meistens Stoßwellen erzeugen, haben besondere Eigenschaften: Der Heliumgehalt kann auf bis zu 30% ansteigen [*Hirshberg et al.*, 1972a; *Borriani et al.*, 1982], Ionen- und Elektronentemperaturen fallen auf sehr niedrige Werte [*Gosling et al.*, 1973; *Montgomery et al.*, 1974], die Verteilungsfunktionen von Ionen und Elektronen

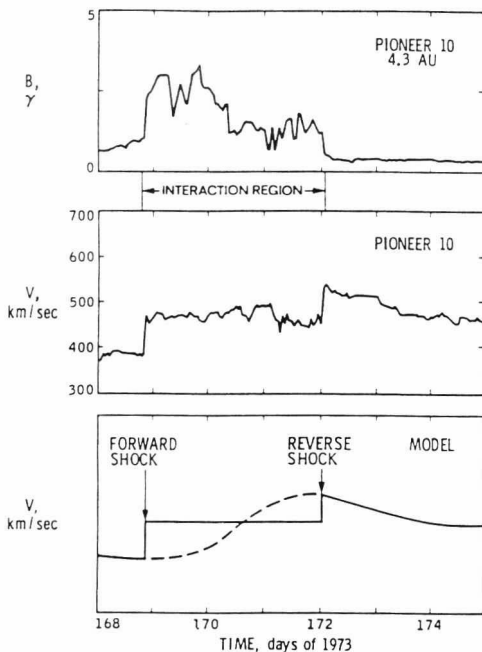


Abbildung 2.8: Beispiel einer Wechselwirkungsregion. Aufgetragen sind von oben nach unten: die Magnetfeldstärke, die gemessene Geschwindigkeit, die bei 1 AE typischerweise gemessene Geschwindigkeit (gestrichelte Kurve) und die bei 4 AE typischerweise zu erwartende Geschwindigkeit [nach *Smith and Wolfe, 1977*].

zeigen ungewöhnliche Anisotropien (bi-direktionale Ströme) [*Gosling, 1990*]. Die Teilchendichte ist niedrig, die Magnetfeldstärke dagegen sehr groß [*Hirshberg and Colburn, 1969; Burlaga and King, 1979*]. Die Ionisationszustände der Ionen sind ungewöhnlich [*Bame et al., 1979; Schwenn et al., 1980*]. Oft vollführt dabei der Magnetfeldvektor eine charakteristische Rotation, wie man ihn bei einer geschlossenen magnetischen Schleife, einer sogenannten magnetischen Wolke, erwarten würde [*Burlaga et al., 1981; Burlaga, 1991*]. Diese magnetischen Wolken haben die Stoßwellen angetrieben [*Schwenn, 1983b*].

An den Stoßwellen werden nicht nur energetische Ionen [*Axford and Reid, 1962*] sondern auch Ionen direkt aus dem Sonnenwind beschleunigt [*Gosling et al., 1981; Ogilvie et al., 1993*]. Die direkt aus dem Sonnenwind beschleunigten Ionen kann man im Energie-pro-Ladungs-Spektrum identifizieren. Solche Ionen verändern die Ionen-Verteilungsfunktion im Bereich der hohen, eventuell aber auch bei niedrigen Geschwindigkeiten.

2.2.4 Chemische Zusammensetzung des Sonnenwindes

Die chemische Zusammensetzung des Sonnenwindes hat große Bedeutung, nicht nur als Eigenschaft des Sonnenwindes, sondern auch als ein Hinweis auf die chemische Zusammensetzung der Sonnenatmosphäre. Die chemische Zusammensetzung und die Ionisationszustände der Elemente können benutzt werden, um die Bedingungen und Prozesse an der Sonnenoberfläche und Korona zu erforschen.

Dies ist besonders dann möglich, wenn die Ionisations- und Rekombinationszeit eines vorherrschenden Ionisationszustandes einer bestimmten Ionenart im Sonnenwind länger als die Expansionszeit des Sonnenwindes ist – der Ionisationszustand dieser Ionenart also festgelegt („eingefroren“) ist – und die Ionen sich nach außen mit dem Sonnenwind unverändert ausbreiten [Hundhausen, 1972; Bame et al., 1974]. Die relativen Häufigkeiten einiger Ionisationszustände einer bestimmten Ionenart im Sonnenwind hängen stark von der Elektronentemperatur in der Korona ab, d.h. von den am Ort des „Einfrierens“ herrschenden Bedingungen. Ein Vergleich der Verhältnisse der Ionisationszustände von C, O, Si und Fe liefert die Kenntnis der Elektronentemperatur und des Temperaturgradienten in der koronalen Region, in der der beobachtete Sonnenwind beschleunigt worden ist.

Von Beobachtungen weiß man schon, daß das He/H Verhältnis im Sonnenwind veränderlich ist [Bame et al., 1977], vom Bruchteil eines Prozentes bis zu 35%. Mit elektrostatischen Analysatoren kann man die schweren Hauptionenarten (O, Ne, Si und Fe) messen, aber nur unter besonderen Bedingungen des Sonnenwindes [Bame et al., 1979]. Mit dem magnetischen Massenspektrometer auf der ISEE-3/ICE Raumsonde konnten mehr Ionenarten und Ionisationszustände unter weniger einschränkenden Bedingungen für den Sonnenwind beobachtet werden [Coplan et al., 1978]. Auf dem Satelliten AMPTE/CCE [Gloeckler et al., 1985] wurden Flugzeitspektrometer benutzt. Hiermit hat man noch weitere Ionenarten (Kohlenstoff, Stickstoff, Magnesium und Schwefel) im Sonnenwind nachgewiesen [Gloeckler and Geiss, 1989]. Im allgemeinen breiten sich die schweren Ionen mit einer gemeinsamen Geschwindigkeit aus [Schmidt et al., 1980; Bame, 1983]. Die Temperatur der schweren Ionen ist ungefähr proportional zu ihrer Masse, also haben sie ungefähr gleiche thermische Geschwindigkeiten [Schmidt et al., 1980; Ogilvie et al., 1980; Bochsler et al., 1985].

3 Der Einfluß von α -Teilchen auf interplanetare Stoßwellen: Helios-Beobachtungen

Der Sonnenwind setzt sich aus Protonen, α -Teilchen und geringen Anteilen schwererer Ionen, sowie eine die Ionenladungen gerade kompensierende Menge von Elektronen zusammen. Aus Beobachtungen weiß man, daß die Protonen die Hauptkomponente (etwa 95%) sind und die α -Teilchen im Mittel nur 4% ausmachen. Da aber die Masse des α -Teilchens viermal so groß ist wie die Masse des Protons, darf man die Rolle, die die α -Teilchen im Sonnenwind spielen, nicht unterschätzen [Marsch *et al.*, 1982a].

In der Vergangenheit hat man bei der Untersuchung von interplanetaren Stoßwellen normalerweise nur Protonen betrachtet und die Rolle von α -Teilchen ignoriert. Die Gründe dafür sind, a) die α -Teilchen sind im Sonnenwind in der Minderheit und b) es ist schwierig, die α -Teilchen und Protonen voneinander zu unterscheiden. Bei der Überprüfung der Methode anhand der Genauigkeit des Schock-Parameters θ_{B1n} (des Winkels zwischen Schock-Normale und Magnetfeld vor dem Schock) bemerkt man, daß sich der Fehler von θ_{B1n} nicht sehr verändert, solange der Einfluß von α -Teilchen auf Stoßwellen ignoriert wird [Abraham-Schrauner, 1972]. Die Beobachtungen haben gezeigt, daß das Verhältnis von der Dichte der α -Teilchen zur Dichte der Protonen (ρ_α/ρ_p) typischerweise 20% betragen kann und der Betrag der Differenz der Geschwindigkeiten $|\Delta v_{\alpha p}| = |v_\alpha - v_p|$ maximal die Alfvén-Geschwindigkeit $V_A = B/\sqrt{4\pi\rho}$ erreichen kann. Daher können wir uns vorstellen, daß die Änderungen der Masse, des Impulses und der Energie von α -Teilchen an Stoßwellen eine beachtenswerte Rolle spielen sollten. Deshalb ist die Klärung des Einflusses von α -Teilchen auf Stoßwellen ein wichtiges Problem. Neugebauer [1970] benutzte die Daten von OGO 5, um die Eigenschaften von α -Teilchen vor der Bugstoßwelle zu erforschen. Bei der Analyse von ISEE 3 Daten untersuchten auch Ogilvie *et al.* [1982] und Tan *et al.* [1988], welche Rolle die α -Teilchen bei interplanetaren Stoßwellen spielen. Whang *et al.* [1990] hat vor kurzem den Einfluß der Stoßwellen auf α -Teilchen bei einem langsamen Schock theoretisch untersucht.

In diesem Kapitel der vorliegenden Arbeit wird die Auswertungsmethode für Ionenmessungen [Hernández, 1984; Hernández *et al.*, 1986] verbessert und auf die Daten von Helios 1 und 2 angewandt. Dadurch können wir die Parameter der α -Teilchen des Sonnenwindes vor und nach einer interplanetaren Stoßwelle bestimmen. Wir entwickeln Rankine-Hugoniot-

Bedingungen (RH-Bedingungen) für ein Multikomponentenplasma und diskutieren sie besonders im Hinblick auf Bedingungen im interplanetaren Raum. Wir leiten ab, daß man unter Erhaltung des tangentialen elektrischen Feldes die Geschwindigkeit der Teilchen der Schwerpunktschwindigkeit gleichsetzen kann, und daß der Komplanaritätssatz gültig ist. Mit Plasmaparametern [Rosenbauer *et al.*, 1981] und Magnetfeldmessungen [Musmann *et al.*, 1975] können wir die Parameter der Stoßwelle, wie z.B. θ_{B1n} (Winkel zwischen Schocknormal und Magnetfeld vor dem Schock), Schockgeschwindigkeit V_s , Plasma- β , die Machzahl M_F der schnellen magnetoakustischen Mode, die Machzahl M_I der intermediären Mode und die Machzahl M_{SL} der langsamen magnetoakustischen Mode, bestimmen. Aus den in diesem Kapitel gegebenen Beispielen können wir folgern, a) daß das Plasma- β durch α -Teilchen bedeutend beeinflusst wird, und b) daß wenn die Dichte der α -Teilchen, sowie die Differenzgeschwindigkeit von α -Teilchen und Protonen $\Delta v_{\alpha p}$ relativ groß sind, dann wird die Stoßwelle durch α -Teilchen stark beeinflusst.

3.1 Kurzbeschreibung der Meßinstrumente

Die Untersuchungen stützen sich im wesentlichen auf Daten des Plasmaexperimentes an Bord von Helios [Rosenbauer *et al.*, 1981]. Zum Nachweis von Ionen werden zwei elektrostatische Kugelanalysatoren verwendet (Abb. 3.1). Die Ionen des Sonnenwindes durchlaufen ein elektrostatisches Ablensystem. Aber nur Ionen, die aus einer bestimmten Richtung einfallen, und deren Verhältnis von Energie zu Ladung (E/q) in einem geeigneten begrenzten Bereich liegt, können passieren und werden gezählt. Als Beispiel sei ein Analysator mit kugelförmigen Ablenkplatten (mittlerer Radius R , Abstand d), an denen die Spannung U_p liegt, genannt. Als Bedingung für die Mitte des Durchlaßbereichs gilt in Kugelkoordinaten in erster Näherung (solange $d \ll R$) für ein Teilchen mit der Energie E , der Masse m und der Ladung q in einem statischen elektrischen Feld U_p/d mit Spannung U_p :

$$m \frac{d^2 r}{dt^2} - mr \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 \approx -\frac{qU_p}{d} \quad (3.1)$$

Mit Hilfe der Randbedingung $r = R$, (dann folgt $d^2 r/dt^2 = 0$), können wir schreiben

$$E = \frac{1}{2} m R^2 \left(\frac{d\theta}{dt} \right)^2 = \frac{qU_p}{2d} R \quad (3.2)$$

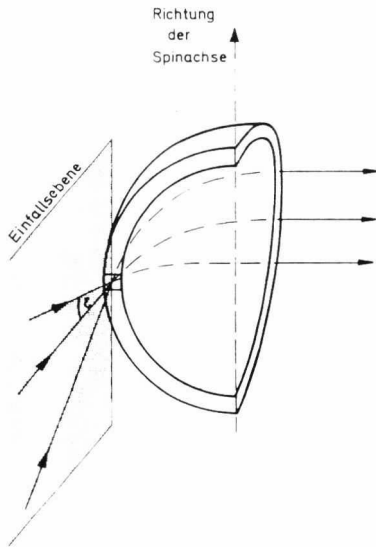


Abbildung 3.1: Schema eines elektrostativen Viertelkugelanalyzators. Teilchen mit unterschiedlichen Einfallswinkeln ϵ treten an verschiedenen Stellen des Analysators aus und werden dann mit einzelnen Detektoren nachgewiesen [nach Rosenbauer et al., 1981].

und schließlich

$$\frac{E}{q} = \frac{R}{2d} U_p. \quad (3.3)$$

Durch Veränderung der Plattenspannung kann der Durchlässigkeitsbereich verschoben und somit schrittweise ein E/q -Spektrum aufgenommen werden. Solche kugelförmigen Analysatoren werden in den Instrumenten I1a und I1b [Rosenbauer et al., 1977] verwendet. Die Plattenspannung wird hier in 32 Schritten nach jeder Umdrehung der Sonde hochgeschaltet (Spinrate: 60 rpm, d.h. eine Umdrehung pro Sekunde), wodurch der Energiebereich des Instrumentes in geeignete „Energiekanäle“ aufgeteilt wird.

Die 32 Energiekanäle haben je 17% relativen Abstand voneinander und beide Instrumente sind fast identisch. Bei jedem zweiten Meßzyklus werden die Energiekanäle um einen halben Kanalabstand verschoben, ebenso die Azimutkanäle. Ein solcher Meßzyklus heißt „mit shift“, ansonsten „ohne shift“.

Zur azimutalen Richtungsauflösung (Winkel in der Ebene der Ekliptik, siehe Abb. 3.2) wird die Rotation von Helios direkt zu Hilfe genommen. Bei dem Ioneninstrument I1a erfolgt

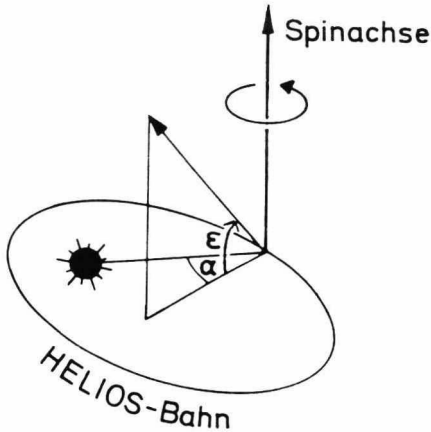


Abbildung 3.2: Definition des Azimut- (α) und Elevationswinkel (ϵ) der Teilcheneinfallrichtungen [nach Rosenbauer *et al.*, 1981].

auch eine Auflösung bezüglich des zweiten Einfallswinkels, der Elevation (Winkel senkrecht zur Ekliptik, siehe Abb. 3.1 und 3.2), was eine dreidimensionale Messung der Geschwindigkeitsverteilungsfunktion ermöglicht. Abb. 3.3 zeigt den zugehörigen „Winkelphasenraum“.

Zum Nachweis der Teilchen dient in I1b ein hochempfindliches Elektrometer, das direkt den einfallenden Ionenstrom mißt. Hier liefern mehrfach geladene Ionen einen entsprechend höheren Beitrag als in I1a, wo jedes Teilchen unabhängig von seiner Ladung einfach gezählt wird. Die Kombination beider Messungen gibt also Aufschluß über den Ladungszustand schwerer Ionen im Sonnenwind.

3.2 Auswertungsmethode der E/q -Spektren

Eine detaillierte Beschreibung dieser Methode geben *Hernández et al.* [1986]; *Hernández* [1987]. Hier soll eine Kurzbeschreibung über die Auswertungsmethode der E/q -Spektren gegeben werden.

Im Sonnenwind gibt es verschiedene Ionensorten [*Hundhausen et al.*, 1968] und jede Ionenart läßt sich näherungsweise durch eine äquivalente Maxwell-Geschwindigkeitsverteilung beschreiben [*Holzer and Axford*, 1970; *Feldman et al.*, 1974; *Marsch et al.*, 1982a, 1982b]. Mit Hilfe dieses Modells, kann für die jeweilige Ionensorte und auch für solche Teilchen, die die

Richtungskanäle von I1a (Helios 1)
 (ohne Verschiebung)

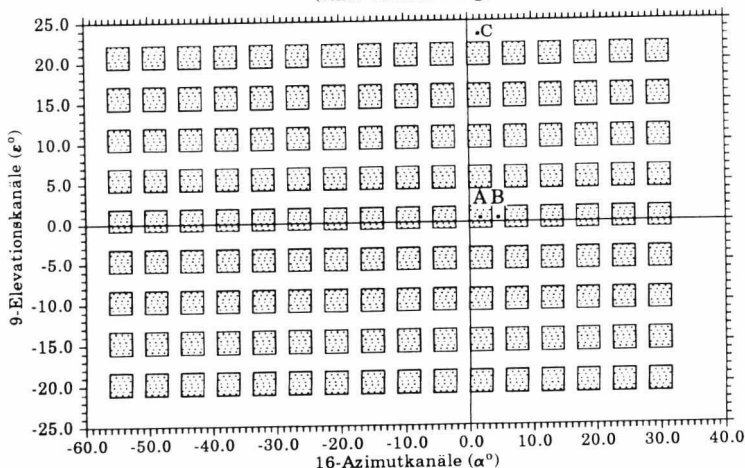


Abbildung 3.3: Das Raster des I1a-Instrumentes wird durch schattierte Quadrate re-
 präsentiert.

gleiche Masse und Ladung aber verschiedene Strömungsgeschwindigkeiten haben, die Dichte, die Geschwindigkeit und die Temperatur bestimmt werden. Wird mit zwei Instrumenten (wie mit I1a und I1b auf Helios) gleichzeitig gemessen, erleichtert dies die Analyse der chemischen Zusammensetzung des Sonnenwindes. Somit kann man auch die α -Teilchen an Stoßwellen untersuchen.

Wir nehmen an, daß jede Teilchensorte des Sonnenwindes einer Maxwellverteilung genügt, d.h. die Geschwindigkeitsverteilung ist im Sonnensondensystem durch

$$f_j(\mathbf{v}) = \frac{n_j}{\pi^{3/2} C_{wj}^3} e^{-\frac{(\mathbf{v}-\mathbf{v}_{d_j})^2}{C_{wj}^2}} \tag{3.4}$$

gegeben, wobei f_j die Verteilungsfunktion einer bestimmten Ionenart j ist, und entsprechend n_j die Teilchendichte, \mathbf{v}_{d_j} die Strömungsgeschwindigkeit (oder die Geschwindigkeit zwischen dem Schwerpunkt der betrachteten Teilchensorte und der Helios-Sonde) und C_{wj} die wahrscheinlichste Geschwindigkeit. Dabei gilt

$$C_{wj} = \sqrt{\frac{2k_B T_j}{m_j}} \quad (3.5)$$

wobei m_j die Teilchenmasse ist, T_j die entsprechende Temperatur und k_B die Boltzmann-Konstante.

Mit der Verteilungsfunktion f_j aus Gleichung (3.4) berechnen wir die Zählrate $Z_{JK}(\mathbf{v})$, die in einem bestimmten Kanal oder Sensor mit Elevationswinkel ϵ_J und Azimutwinkel α_K (Abb. 3.4) bei einer Geschwindigkeit \mathbf{v} gemessen werden soll. Wenn man so eine Zählrate erhält, bedeutet dies, daß im Kanal J - K alle Teilchen in einem Geschwindigkeitsbereich Δv zentriert um v , in einem Zeitintervall ΔT , in einer Fläche $\Delta S \cos \epsilon_J$ und in einem Raumwinkel $\Delta \Omega_{JK}$ aufgetroffen sind. Die Zählrate Z_{JK} kann somit als

$$Z_{JK}(\mathbf{v}) = \Delta T |\Delta v| \Delta S \cos \epsilon_J F_{JK}(\mathbf{v}) \quad (3.6)$$

geschrieben werden.

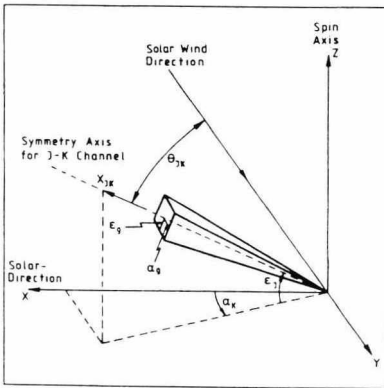


Abbildung 3.4: Definition eines J - K -Systems für einen Meßkanal, des Hauptwinkels und des Integrationsbereiches ($\Delta \Omega_{JK}$) des J - K -Sensors [nach Hernández, 1987].

Die Funktion F_{JK} , in einem J - K -System (Abb. 3.4) läßt sich als

$$F_{JK}(\mathbf{v}) = \sum_{j=1}^M \int_{\Delta \Omega_{JK}} v_{x_{JK}} f_j(\mathbf{v}) v^2 \cos \epsilon \, d\epsilon \, d\alpha \quad (3.7)$$

schreiben, wobei v_{xJK} die Projektion der Teilchengeschwindigkeit v auf die Symmetrieachse (Achse x_{JK}) eines Kanals $J-K$ ist, und man M verschiedene Ionenarten hat. Für das Zeitintervall gilt $\Delta T = (5/2^9) \cdot 1 \text{ (s)} = 0.977 \cdot 10^{-2} \text{ (s)}$, damit hat man für den Winkel α_g in Abb. 3.4: $2\alpha_g = 360^\circ \cdot \Delta T = 3.52^\circ$. Mit den Eichdaten, $2\epsilon_g = 2.80^\circ$, ergibt sich:

$$\begin{aligned} -\alpha_g &\leq \alpha \leq \alpha_g & \text{mit} & \alpha_g = 1.76^\circ \\ -\epsilon_g &\leq \epsilon \leq \epsilon_g & & \epsilon_g = 1.40^\circ \end{aligned} \tag{3.8}$$

ΔS hat einen Wert von $1 \cdot 1.2 \cdot 10^{-6} m^2$, und $|\Delta v|$ kann man aus der geometrischen Größe des Analysators berechnen. Aus der Gleichung (3.3) erhält man

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta U_p}{U_p} \tag{3.9}$$

Für einen kugelförmigen Analysator gilt für die Spannung U_p

$$U_p = C \frac{1}{R} \tag{3.10}$$

wobei C eine Konstante ist. So kann man direkt

$$\Delta U_p = -C \frac{\Delta R}{R^2} = -U_p \frac{d}{R} \tag{3.11}$$

schreiben. Für die kinetische Energie der Teilchen des Sonnenwindes gilt:

$$E = \frac{1}{2} m v^2 \tag{3.12}$$

Schließlich kann geschrieben wird:

$$\left| \frac{\Delta v}{v} \right| = \frac{d}{2R} \tag{3.13}$$

Das bedeutet, daß $\Delta v/v$ eine Konstante ist, die unabhängig von der Plattenspannung ist und lediglich von den geometrischen Eigenschaften des Analysators abhängt.

Nach dieser Herleitung, können wir nun für die gesamte gemessene Zählrate $Z_T(U)$ (für I1a) und $I_T(U)$ (für I1b)

$$\begin{aligned}
 Z_T(U) &= \sum_{j=1}^M Z_j(U) = \sum_{j=1}^M Z_{dj} F_j(U) \\
 I_T(U) &= \sum_{j=1}^M I_{dj} F_j(U)
 \end{aligned}
 \tag{3.14}$$

schreiben, wobei die Geschwindigkeit v schon in eine Spannung U transformiert wurde, mit den Formeln:

$$\frac{1}{2} m_j v^2 = q_j U \quad \text{und} \quad \frac{1}{2} m_j v_{dj}^2 = q_j U_{dj}
 \tag{3.15}$$

Die Zählrate Z_{dj} und die Funktion F_j sind gegeben als (siehe *Hernández* [1987]):

$$Z_{dj} = Z_j(U_{dj}) = g_0^{-1} D(\gamma_j, \epsilon, \alpha) n_j v_{dj} \gamma_j
 \tag{3.16}$$

$$F_j(U) = \left(\frac{U}{U_{dj}} \right)^{3/2} e^{-\gamma_j^2 \left[\sqrt{\frac{U}{U_{dj}}} - 1 \right]^2}
 \tag{3.17}$$

und $I_{dj} = K \cdot q_j Z_{dj}$ ist der Ionenstrom, mit einer Eichkonstante

$$K = 4 \cdot 10^{-7} / (0.877 \cdot 10^{-7}) = 4.561
 \tag{3.18}$$

In den Gleichungen (3.14) und (3.16) ist g_0^{-1} eine Konstante und γ_j die thermische Machzahl:

$$g_0^{-1} = \frac{\Delta T \Delta S}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{\Delta v}{v}
 \tag{3.19}$$

$$\gamma_j = \frac{v_{dj}}{C_{wj}}
 \tag{3.20}$$

$D(\gamma_j, \epsilon, \alpha)$ ist die Durchlässigkeitsfunktion des Instruments I1a, die wir numerisch berechnet haben (siehe Abb. 3.5 und 3.6).

In Abb. 3.5 sind die Durchlässigkeitsfunktionen gegenüber γ und verschiedenen Winkeln θ gezeigt, wobei θ definiert ist durch

$$\cos \theta = \cos \alpha \cdot \cos \epsilon
 \tag{3.21}$$

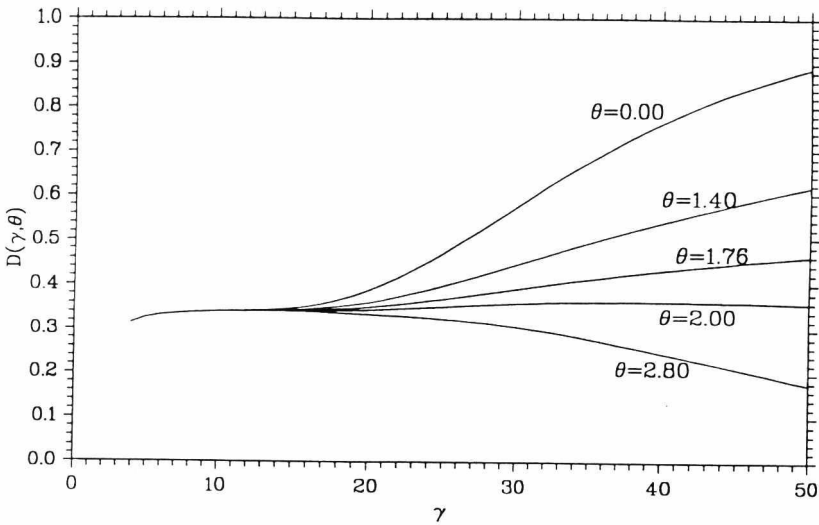


Abbildung 3.5: Die Durchlässigkeitsfunktion für 5 verschiedene Richtungen des Sonnenwindes.

Wenn der Parameter θ in Abb. 3.5 von 0° bis 2.8° variiert, bedeutet dies, daß sich die Richtung des Sonnenwindes vom Mittelpunkt eines Kanals (z.B. $\alpha = 1.686^\circ, \epsilon = 0.52^\circ$) bis zu einem Punkt zwischen zwei Kanälen (z.B. $\alpha = 4.486^\circ, \epsilon = 0.52^\circ$) ändern kann (siehe Abb. 3.3, Punkte A und B). Solange γ kleiner als ungefähr 14 ist, ist $D(\gamma, \theta)$ unabhängig von der Sonnenwindrichtung. Wenn γ groß wird (das bedeutet, daß entweder die Geschwindigkeit des Sonnenwindes hoch oder die Temperatur des Sonnenwindes niedrig wird), ändert sich $D(\gamma, \theta)$ stark mit θ .

In Abb. 3.6 wird die Durchlässigkeitsfunktion in Abhängigkeit vom Raumwinkel, den das Instrument IIa sondieren kann, für verschiedene γ dargestellt. Wenn γ klein ist, ist die Veränderung der Oberfläche glatt und die Werte am Rande des überdeckten Raumwinkels sind nur halb so groß wie in der Mitte des Raumwinkels, d.h. am Rande kann nur etwa die Hälfte des einfallenden Sonnenwindes nachgewiesen werden. Wenn γ groß wird, variiert die Durchlässigkeitsfunktion unstetig. Wenn γ sehr groß ist, ist die Oberfläche stark strukturiert. Die Zählraten von IIa hängen stark von der Richtung des Sonnenwindes ab (vgl. Abb. 3.3, Punkt A, B und C mit Abb. 3.6c).

Wir haben in der Berechnung der Durchlässigkeitsfunktion die Formel (3.7) benutzt, d.h.

Durchlässigkeitsfunktion von I1a (Helios 1)

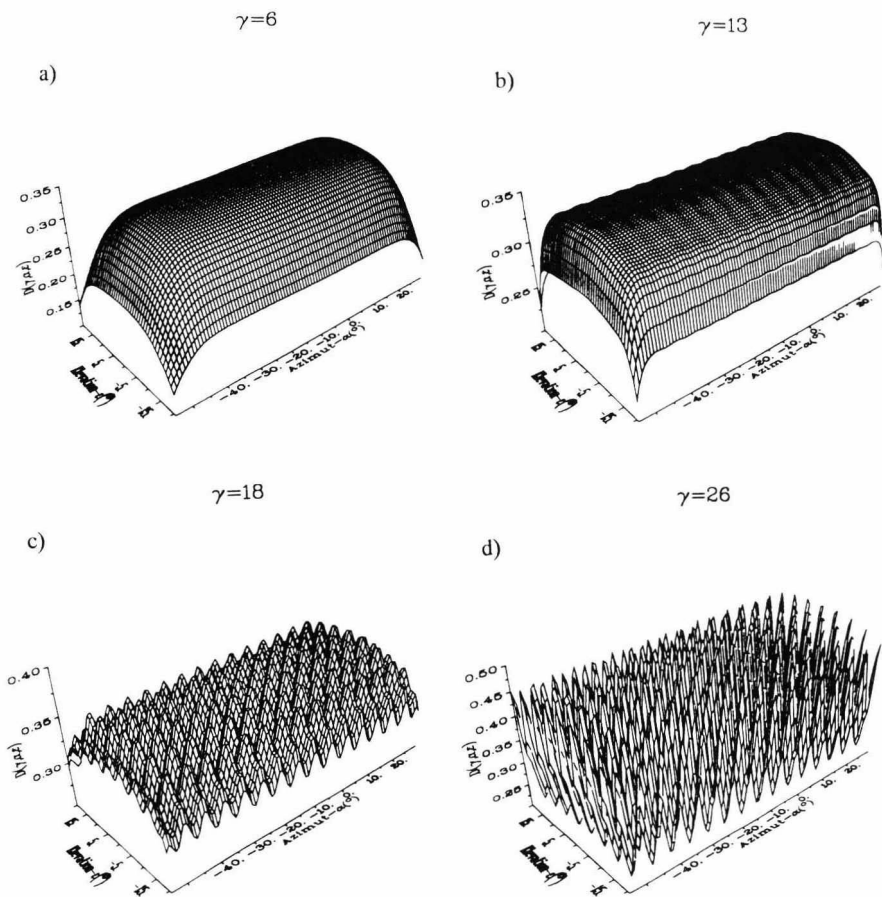


Abbildung 3.6: Die Durchlässigkeitsfunktion für verschiedenen Machzahlen $\gamma=6, 13, 18, 26$.

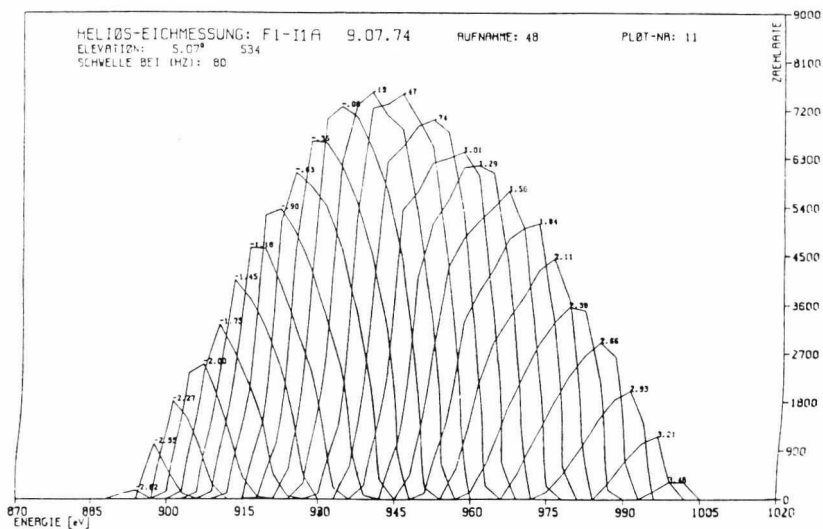


Abbildung 3.7: Eine Meßreihe aus der Relativeichung von I1a (Helios-1). Für einen jeweils festgehaltenen Azimutwinkel wird der gesamte Energiebereich durchfahren. Erst dann wird auch der Elevationswinkel, hier 5.07° , wieder verändert [nach Rosenbauer et al., 1981].

daß für jeden Kanal die Antwortfunktion eine δ -Funktion ist. Hierbei muß erwähnt werden, daß dies eine Näherung ist. In Wirklichkeit ist die Antwortfunktion für jeden Kanal nicht exakt eine δ -Funktion, sondern sie muß durch Eichung bestimmt werden. Abb. 3.7 zeigt die Eichkurven der Antwortfunktion für einen Kanal von Instrument I1a von Helios 1 [Rosenbauer et al., 1981]. Bei dieser Eichung hat man eine Elevation von $\epsilon = 5.07^\circ$. Für einen jeweils festgehaltenen Azimutwinkel (siehe die Zahlwerte in Abb. 3.7) wurde der gesamte Energiebereich in Schritten von 3 V durchfahren. Der Azimutwinkel wird in Stufen von ca. 0.3° verändert. Die Kurven zeigen, daß die Antwortfunktion von der Energie des Teilchens und von dem Raumwinkel (Elevationswinkel ϵ und Azimutwinkel α) abhängt. Die von uns abgeleitete Funktion $D(\gamma, \alpha, \epsilon)$ ist eine gute Näherung der Durchlässigkeitsfunktion.

3.3 Anwendung der Auswertemethode und Beispiele von Stoßwellen

Mit Hilfe der neuen Methode können wir im Prinzip alle eindimensionalen Daten analysieren. Abb. 3.8 zeigt die Parameter des Plasmas vor und nach dem interplanetaren Schock am Tag 122 des Jahres 1978. Die durchgezogenen Linien sind Parameter, die durch die neue Methode bestimmt wurden, die gestrichelten Linien sind die mit der herkömmlichen Methode bestimmten Parameter [Schwenn and Rosenbauer, 1982]. Die senkrechte gestrichelte Linie entspricht dem Zeitpunkt, an dem die Stoßwelle Helios passierte. Wie in Abb. 3.8 gezeigt, liefern beide Methoden für die Protonen annähernd gleich gute Ergebnisse, aber für α -Teilchen ist die neue Methode überlegen. Sie liefert vor allem kontinuierliche Daten und gestattet so eine stetige Auswertung der α -Teilchen.

Weil die aus den Helios Messungen gewonnenen Sonnenwinddaten sehr verschiedene Formen annehmen, können die Daten noch nicht in automatischer Form durch die neue Methode ausgewertet werden. Die Hauptbeschränkungen dafür sind in den unterschiedlichen Strukturen der Spektren selbst zu finden:

1. Es gibt für Protonen ein Maximum, ein Nebenmaximum und für α -Teilchen ein Maximum (Abb. 3.9a1, 3.9a2 und 3.9b1).
2. Obwohl es nur ein Protonenmaximum gibt, umfaßt das E/q -Spektrum in Wirklichkeit noch einen schnellen und dünnen Strom von Protonen mit niedriger Temperatur, oder energiereiche Protonen, die nicht einer Maxwellverteilung genügen (Abb. 3.10a1, 3.10a2).
3. Im Maximum der α -Teilchen gibt es noch eine Beimischung von Protonen, oder das Maximum der α -Teilchen und das Nebenmaximum der Protonen liegen sehr eng beieinander (Abb. 3.10b1, 3.10b2 und 3.10c1).
4. Das Maximum der α -Teilchen und Nebenmaximum der Protonen sind nicht klar zu erkennen (Abb. 3.9b2 und 3.9c1).
5. Im ganzen E/q -Spektrum gibt es nur ein Maximum der Protonen und ein Maximum der α -Teilchen (Abb. 3.10c2).
6. Protonen oder α -Teilchen, bzw. beide zusammen, weichen sehr stark von einer Maxwellverteilung ab, so daß die Parameter des Plasmas durch die neue Methode nicht er-

HELIOS 1

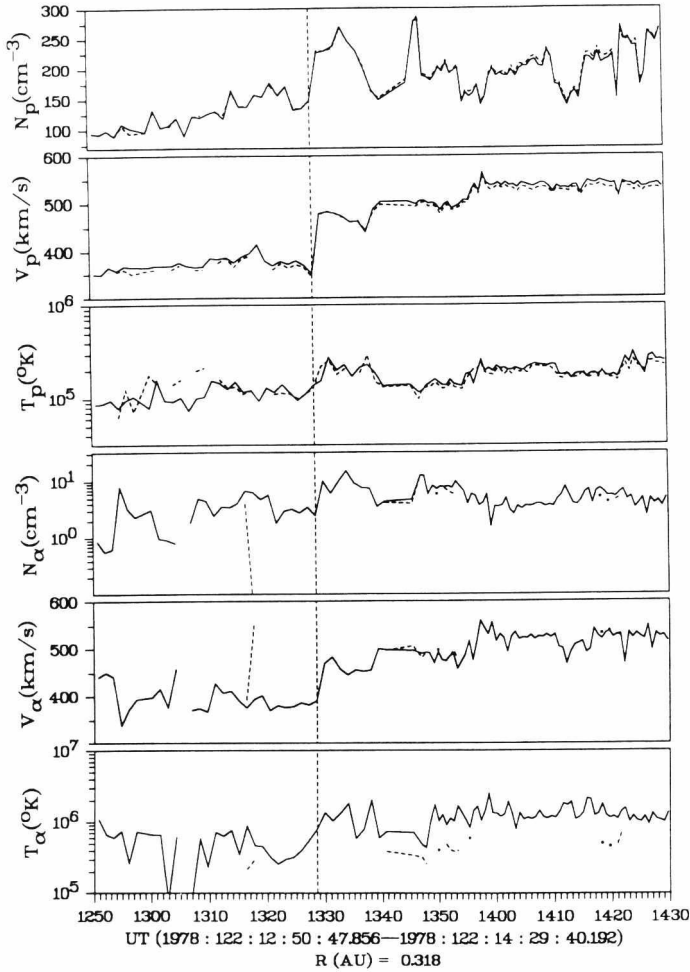


Abbildung 3.8: Die Plasma-Parameter n_p , V_p und T_p bzw. n_α , V_α und T_α sind vor und nach einem Schock (Jahr=1978, Tag=122) gezeigt. Durchgezogene Linien kennzeichnen die durch die neue Methode [Hernández, 1984], die gestrichelten Linien die mit der herkömmlichen Methode [Schwenn and Rosenbauer, 1982] gewonnenen Parameter. Mit der senkrechten gestrichelten Linie ist die Stoßwelle markiert.

mittelt werden können (Abb. 3.9c2), da die grundlegenden Modellannahmen nicht erfüllt sind.

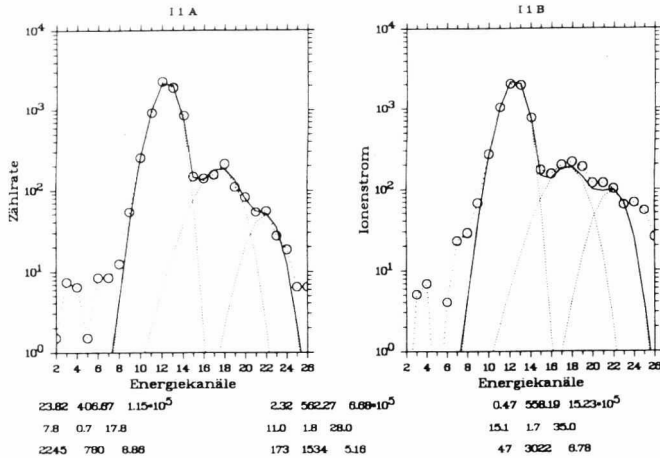
In Abb. 3.9 und 3.10 sind eindimensionale Daten (E/q -Spektren) von I1a und I1b auf den Sonden Helios 1 und 2 gezeigt. Die Zählraten von I1b sind so normiert, daß die Maxima von I1a und I1b gleich sind, d.h. $I_T(U_{max,p}) = Z_T(U_{max,p})$. Weiterhin sind die theoretischen Kurven für jede Komponente und deren Überlagerung gezeigt. Unter dem Bild sind drei Datensätze aufgeführt: die Parameter des Hauptmaximums der Protonen, des Nebenmaximums der Protonen und des Maximums der α -Teilchen. Für jeden Satz sind angegeben: Dichte, Geschwindigkeit bzw. Temperatur (erste Zeile), die entsprechenden Fehler (zweite Zeile) und die Zählrate im Maximum, die Spannung U , bzw. die thermische Machzahl γ (dritte Zeile).

Abb. 3.9 zeigt ein von Helios 1 im Jahr 1978, am Tag 127 bei $R=0.36$ AE beobachtetes Ereignis. Um 20:05 UT trat eine Stoßwelle (im folgendem: Schock A) auf. Abb. 3.10 zeigt ein von Helios 2 im Jahr 1978, am Tag 363 bei $R=0.875$ AE beobachtetes Ereignis. Um 06:04 UT ist eine weitere Stoßwelle (im folgendem: Schock B) beobachtet worden. Beide Stoßwellen sind von *Volkmer and Neubauer* [1985] statistisch untersucht wurden. Den Schock A haben auch *Richter et al.* [1986] untersucht und als parallele Stoßwelle bestimmt.

Aus den E/q Spektren von I1a und I1b, wie sie in Abb. 3.9 und 3.10 analysiert wurden, erhalten wir die Plasmaparameter. Diese sind in Abb. 3.11 und 3.12 für den Schock A und in Abb. 3.13 und 3.14 für den Schock B gezeigt. Die Daten wurden mit einem Meßzeitabstand ≥ 40.5 s gewonnen. Wie groß der Zeitabstand ist, hängt von der Daten-Übertragungsrate von Helios ab. Das Magnetfeld wird mit hoher Zeitaufösung gemessen. Für diese Arbeit sind die Magnetfelddaten schon über das den Plasmaspektren entsprechende Zeitintervall gemittelt. Die Richtung des Protonenstromes bekommen wir direkt aus den dreidimensionalen Daten [*Schwenn and Rosenbauer*, 1982]. Die Richtung des α -Teilchenstromes erhält man über die Relation: $\Delta v_{\alpha p} = u_{\alpha} - u_p$. Dabei ist $\Delta v_{\alpha p}$ proportional zum Magnetfeld B [*McKenzie et al.*, 1979; *Neugebauer*, 1981a; *Marsch et al.*, 1982a].

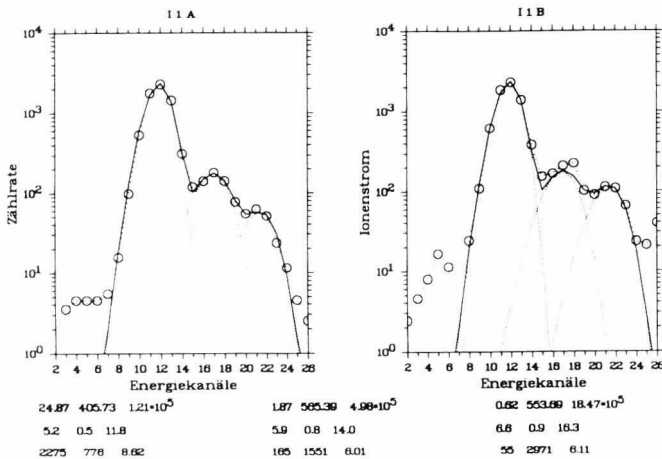
Abb. 3.11 und 3.13 zeigen die Dichte n_p (n_{α}), Geschwindigkeit V_p (V_{α}), und Temperatur T_p (T_{α}) von Protonen (α -Teilchen), sowie das Magnetfeld B als Funktion der Zeit. Abb. 3.12 und 3.14 zeigen die thermische Machzahl der Protonen γ_p und die der α -Teilchen γ_{α} , sowie das Dichteverhältnis von α -Teilchen und Protonen ρ_{α}/ρ_p , das Verhältnis der Temperaturen T_{α}/T_p , die Winkel zwischen der Richtung des Magnetfeldes und des Sonnenwindes ($\theta(B, V)$),

HELIOS 1 0.361 AU
 TIME 1978 127 19 58 43.728



a1

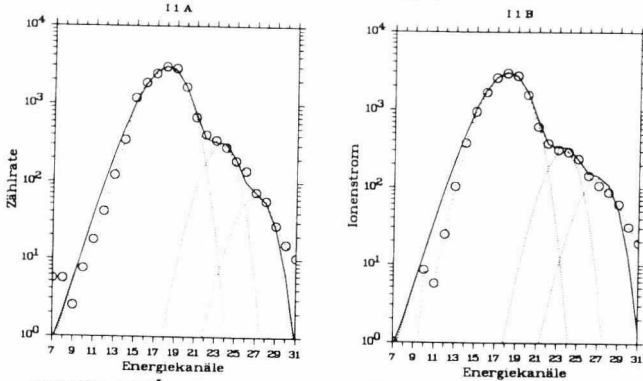
HELIOS 1 0.361 AU
 TIME 1978 127 19 54 0.240



a2

Abbildung 3.9a: Eindimensionale Daten (E/q -Spektrum) von I1a und I1b auf den Sonden Helios 1 und 2. Die Kreise kennzeichnen die experimentellen Daten (verbunden durch die gepunktete Linie mit großem Abstand). Weiterhin sind für jede Komponente die theoretische Kurven (gepunktete Linien mit kleinem Abstand), sowie die Überlagerung der verschiedenen Komponenten (durchgezogene Linie) gezeigt.

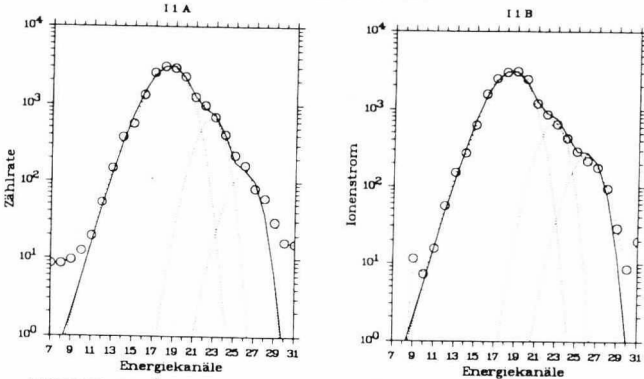
HELIOS 1 0.361 AU
 TIME 1978 127 20 13 34.736



b1

38.46	579.11	8.59·10 ⁵	1.96	878.06	9.89·10 ⁵	0.50	706.86	39.25·10 ⁵
8.5	1.4	19.9	17.8	2.1	41.5	18.9	2.4	44.4
2725	1630	4.70	305	3823	8.70	84	8297	8.10

HELIOS 1 0.361 AU
 TIME 1978 127 20 23 0.800

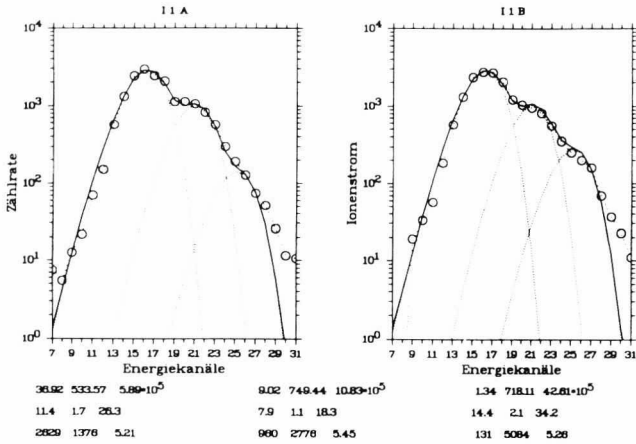


b2

38.05	599.03	8.12·10 ⁵	4.01	829.35	6.65·10 ⁵	0.95	744.71	29.80·10 ⁵
7.8	1.2	18.0	7.9	0.8	18.0	13.5	1.5	31.3
2920	1748	5.00	688	3417	7.72	130	5510	6.91

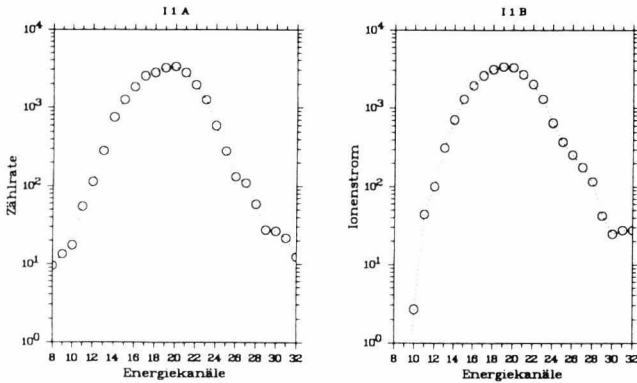
Abbildung 3.9b: (analog zu Abb. 3.9) Unter dem Bild sind drei Datensätze aufgeführt: die Parameter des Hauptmaximums der Protonen, des Nebenmaximums der Protonen und des Maximums der α -Teilchen. Für jeden Satz sind angegeben: Dichte (cm^{-3}), Geschwindigkeit ($\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$) bzw. Temperatur (K) (erste Zeile), die entsprechenden relativen Fehler in Prozent (zweite Zeile) und die Zählrate im Maximum, die Spannung U (V) bzw. die thermische Machzahl γ (dritte Zeile).

HELIOS 1 0.361 AU
 TIME 1978 127 20 23 41.312



c1

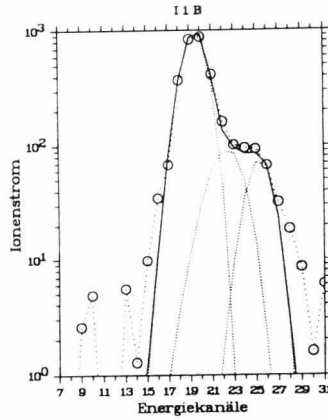
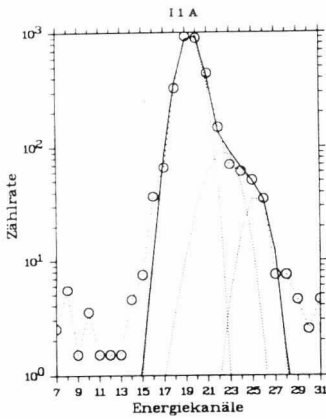
HELIOS 1 0.362 AU
 TIME 1978 127 20 49 21.728



c2

Abbildung 3.9c: wie Abb. 3.9a,b. Zu beachten ist, daß das Maximum der α -Teilchen und Nebenmaximum der Protonen nicht klar zu erkennen sind (oben) und daß die Abweichung von einer Maxwellverteilung sehr stark ist (unten).

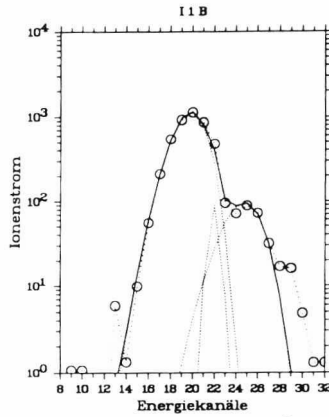
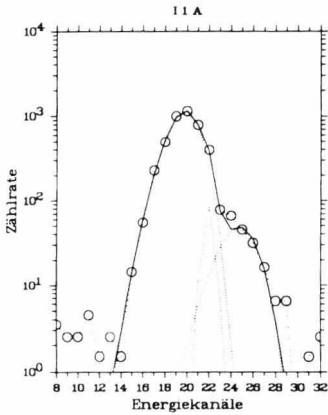
HELIOS 2 0.875 AU
 TIME 1978 363 6 5 48.688



b1

5.75	684.22	$3.39 \cdot 10^5$	0.65	823.93	$10.40 \cdot 10^5$	0.22	739.34	$17.84 \cdot 10^5$
7.6	0.6	17.2	25.8	3.3	62.6	12.8	1.2	29.6
961	2393	9.00	88	3448	6.20	37	5932	8.53

HELIOS 2 0.875 AU
 TIME 1978 363 6 9 51.696

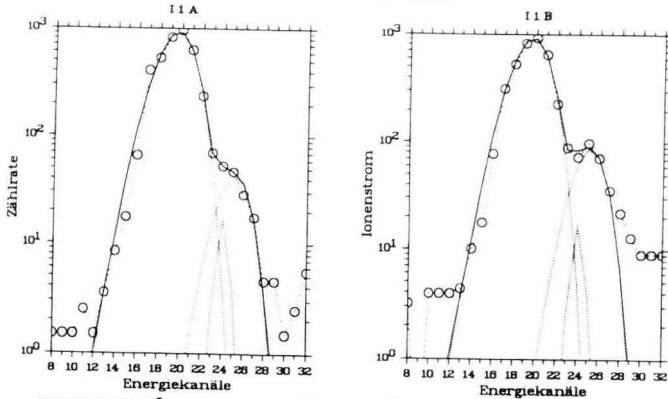


b2

8.81	688.11	$6.13 \cdot 10^5$	0.17	826.59	$0.97 \cdot 10^5$	0.44	689.38	$35.06 \cdot 10^5$
3.7	0.4	8.5	8.9	0.7	23.3	13.5	2.3	37.4
1095	2391	6.73	90	3469	20.36	45	4799	5.84

Abbildung 3.10b: wie Abb. 3.9a,b, jedoch für Tag 363. Zu beachten ist, daß im Maximum der α -Teilchenkanäle eine Beimischung von Protonen vorhanden ist.

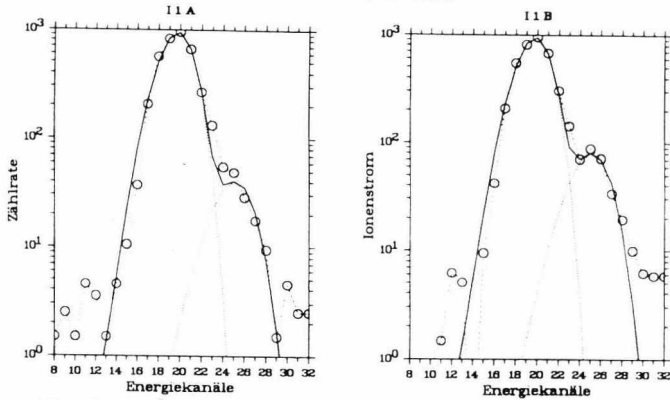
HELIOS 2 0.875 AU
 TIME 1978 363 6 17 57.680



c1

8.58	671.28	$8.00 \cdot 10^5$	0.04	990.72	$1.75 \cdot 10^5$
11.9	1.6	27.5	5.5	0.4	12.6
872	2273	5.74	17	4705	17.87
			0.32	717.88	$27.32 \cdot 10^5$
			9.8	1.1	22.8
			41	5211	6.05

HELIOS 2 0.875 AU
 TIME 1978 363 6 24 42.688



c2

8.01	682.13	$7.09 \cdot 10^5$	0.40	690.30	$44.35 \cdot 10^5$
4.9	0.6	11.3	8.1	1.2	18.8
901	2349	6.20	37	4941	5.08

Abbildung 3.10c: wie Abb. 3.9a,b, jedoch für Tag 363. Zu beachten ist, daß bei c1 eine Beimischung von Protonen im Bereich der α -Teilchen vorhanden ist und daß bei c2 nur ein Maximum der Protonen und ein Maximum der α -Teilchen im ganzen E/q -Spektrum auftreten.

HELIOS 1

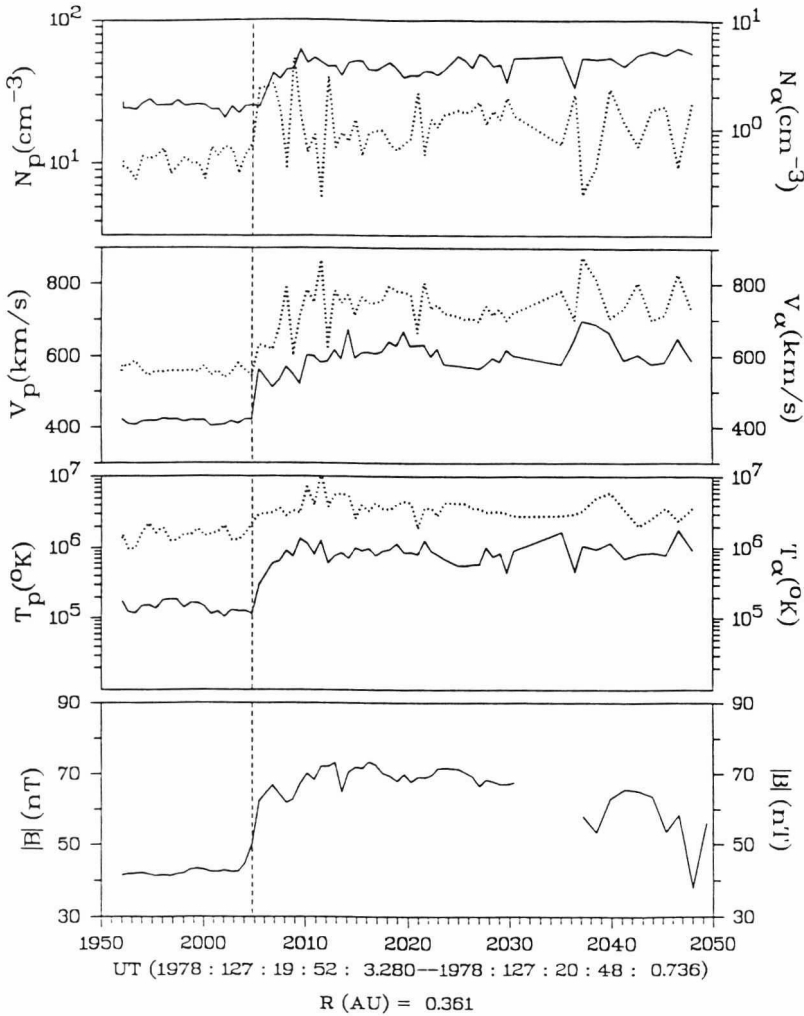


Abbildung 3.11: Dichte n_p (n_α), Geschwindigkeit V_p (V_α), Temperatur T_p (T_α) von Protonen mit durchgezogenen Linien (α -Teilchen mit gepunkteten Linien) und das Magnetfeld B als Funktion der Zeit für das Schockereignis A (1978, DOY 127).

HELIOS 1

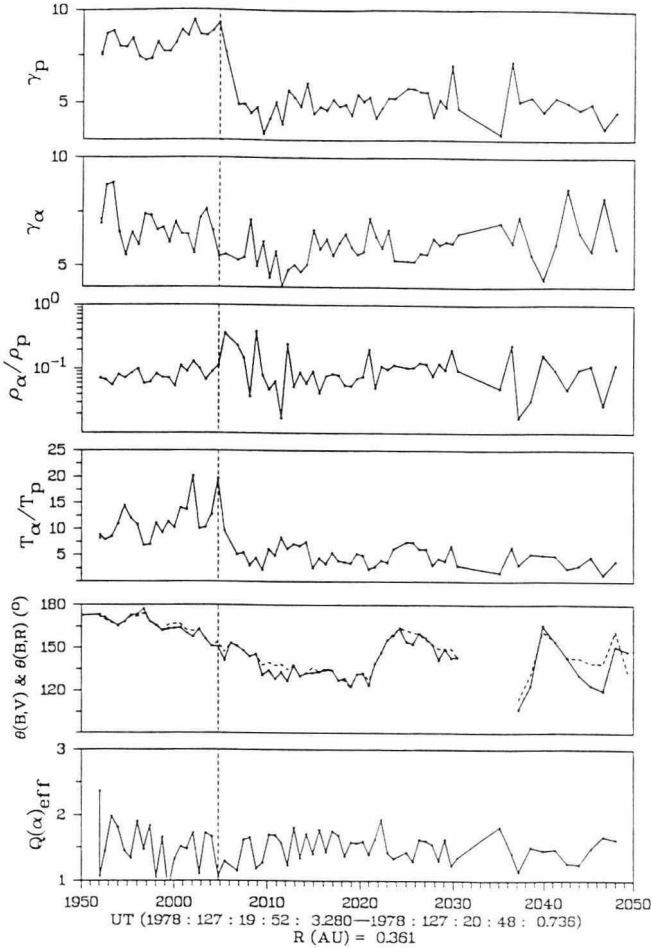


Abbildung 3.12: Die thermische Machzahl der Protonen γ_p und die der α -Teilchen γ_α , das Verhältnis von Dichte der α -Teilchen zu Dichte der Protonen ρ_α/ρ_p , das Verhältnis von Temperatur der α -Teilchen zu der der Protonen T_α/T_p , die Winkel zwischen der Richtung des Magnetfeldes und des Sonnenwindes ($\theta(\mathbf{B}, \mathbf{V})$, durchgezogene Linie) und zwischen der Richtung des Magnetfeldes und der radialen Richtung ($\theta(\mathbf{B}, \mathbf{r})$, gestrichelte Linie), sowie die Effektivladung $Q_{eff}(\alpha)$ ($= I_T(U_{max,\alpha})/Z_T(U_{max,\alpha})$) für den Schock Λ (1978, DOY 127). Durch die senkrechte gestrichelte Linie wird die Stoßwelle symbolisiert.

HELIOS 2

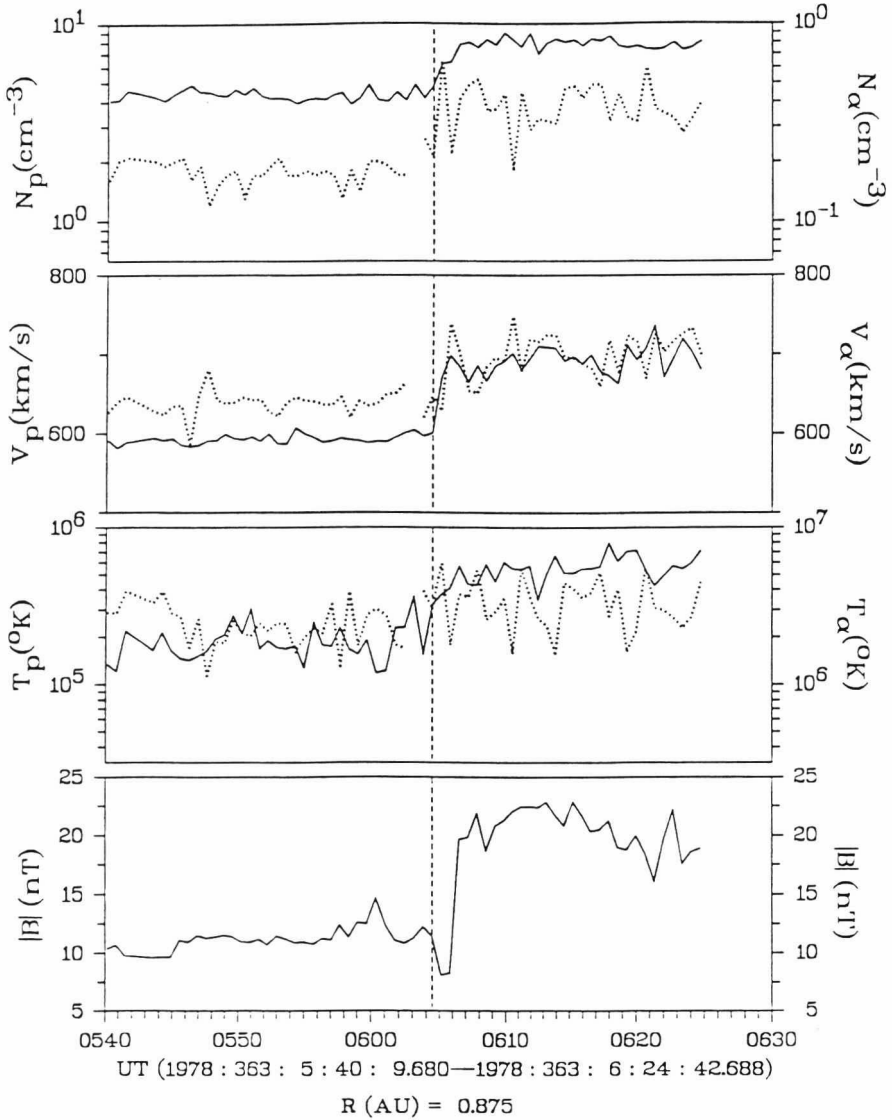


Abbildung 3.13: wie Abb. 3.11, jedoch für den Schock B (1978, DOY 363).

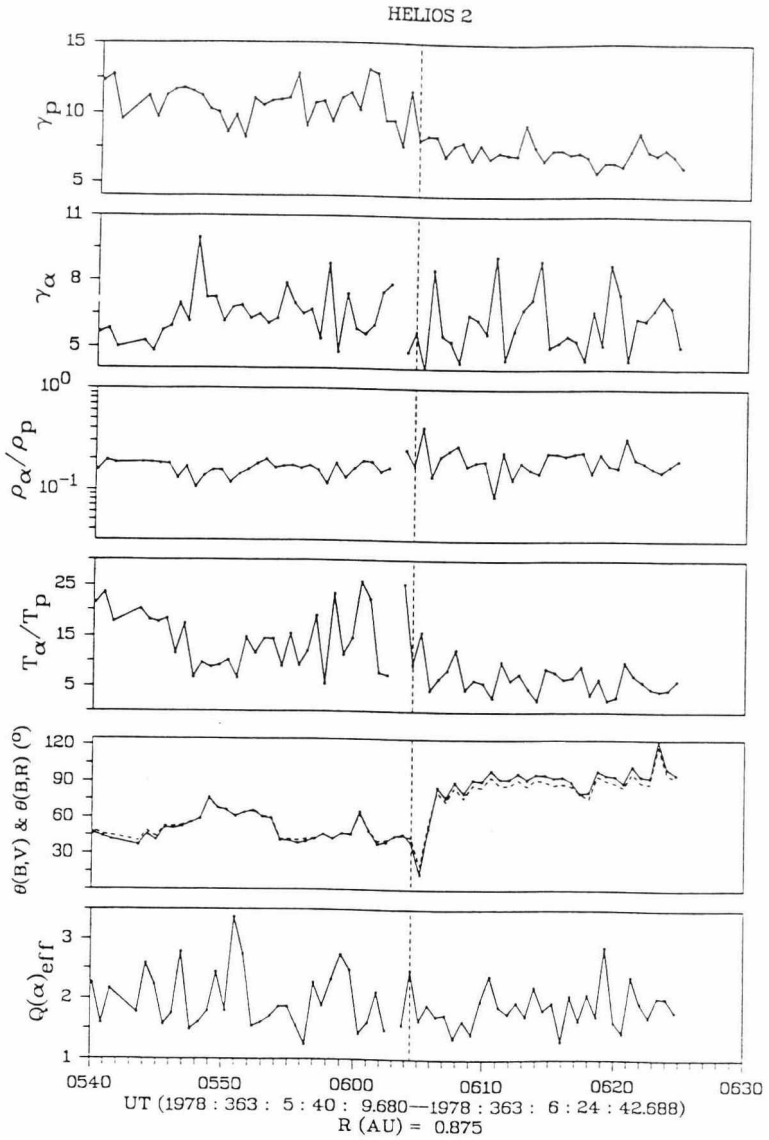


Abbildung 3.14: wie Abb. 3.12, jedoch für den Schock B (1978, DOY 363).

durchgezogene Linie) und zwischen der Richtung des Magnetfeldes und der radialen Richtung ($\theta(\mathbf{B}, \mathbf{r})$, gestrichelte Linie), sowie die Effektivladung $Q_{eff}(\alpha) = I_T(U_{max,\alpha})/Z_T(U_{max,\alpha})$ als Funktion der Zeit. Wenn $Q_{eff}(\alpha)=2$ ist, stammt das den α -Teilchen zugeordnete Maximum tatsächlich nur von α -Teilchen, sonst gibt es Beimischungen entweder von Protonen oder von schweren Ionen. Die senkrechten gestrichelten Linien geben den Zeitpunkt für die Stoßwellen an.

Wie aus Abb. 3.11 und 3.13 ersichtlich, zeigen beide Schockereignisse A und B einen scharfen Sprung in den Plasmaparametern und im Magnetfeld. Weil die Messungen von Schock A und B bei sehr unterschiedlichen Entfernungen der Sonden von der Sonne gemacht wurden (Schock A bei 0.361 AE, Schock B bei 0.875 AE), gibt es große Unterschiede in den Dichten und im Magnetfeld zwischen Schock A ($n_1 = 28 \text{ cm}^{-3}$, $B_1 = 45 \text{ nT}$) und Schock B ($n_1 = 4.5 \text{ cm}^{-3}$, $B_1 = 12 \text{ nT}$), wobei die Indices 1 und 2 die Regionen vor und nach dem Schock bezeichnen. Für Schock A ist $\Delta v_{\alpha p1} \simeq \Delta v_{\alpha p2} \simeq 140 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ ($\Delta v_{\alpha p} = |\mathbf{v}_\alpha - \mathbf{v}_p|$), für Schock B jedoch ist $\Delta v_{\alpha p1} \simeq 40 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ und $\Delta v_{\alpha p2} \simeq 0$. Das bedeutet, daß die Protonen zu α -Teilchen Verhältnisse von Schock A und Schock B unterschiedlich sind. Es scheint, daß Schock B einen größeren Einfluß auf α -Teilchen hat als der Schock A. Nach Schock B ist die Geschwindigkeit der α -Teilchen fast gleich der der Protonen. *Ogilvie et al.* [1982] diskutierten ISEE 3 Messungen, die denen von Schock B ähnlich sind, aber ihre Daten zeigen größere Änderungen der Geschwindigkeit der α -Teilchen: So gilt vor dem Schock $v_{\alpha1} > v_{p1}$, aber nach dem Schock $v_{\alpha2} < v_{p2}$. Wir können außerdem in Abb. 3.11–3.14 erkennen, daß die Fluktuationen der Parameter der α -Teilchen nach der Stoßwelle größer sind als bei den Protonen, d.h. α -Teilchen sind leichter durch Schocks zu beeinflussen als Protonen.

Die Kurven der thermischen Machzahlen in Abb. 3.12 und 3.14 zeigen, daß vor dem Schock γ_p größer ist als nach dem Schock. γ_α zeigt keinen großen Unterschied zwischen Meßwerten vor und nach der Stoßwelle. Das bedeutet, daß nach Durchlaufen der Stoßwelle Protonen stärker als α -Teilchen geheizt werden. Diese Eigenschaft fällt schon bei den Temperaturen T_p und T_α (Abb. 3.11 und 3.13) auf. Das Verhältnis T_α/T_p (Abb. 3.12 und 3.14) zeigt dieses Merkmal deutlich. Das Verhältnis ρ_α/ρ_p ist vor dem Schock sehr stabil aber turbulent nach dem Schock. Der Mittelwert vor und nach dem Schock ist jedoch fast gleich. Die Winkel $\theta(\mathbf{B}, \mathbf{r})$ und $\theta(\mathbf{B}, \mathbf{v})$ zeigen, daß die Richtung des Sonnenwindes vor und nach den Stoßwellen fast radial ist (die durchgezogene Linie und die gestrichelte Linie fallen fast aufeinander), der Winkel $\theta(\mathbf{B}, \mathbf{v})$ bei Schock A hat sich langsam geändert, bei Schock B ist er jedoch plötzlich

von 45° (vor dem Schock) auf 90° (nach dem Schock) gesprungen. Der Parameter der Effektivladung $Q_{eff}(\alpha)$ zeigt, daß bei Schock A die Protonen auch einen Beitrag zum Maximum der α -Teilchen geliefert haben, dagegen sind bei Schock B fast alle Teilchen unter dem den α -Teilchen zugeordneten Maximum auch wirklich nur α -Teilchen.

3.4 Rankine-Hugoniot-Bedingungen für Stoßwellen unter Berücksichtigung von α -Teilchen

Im allgemeinen sind die Rankine-Hugoniot-Bedingungen (RH-Bedingungen) unter Annahme eines Zweikomponenten-Plasmas abgeleitet. Wenn α -Teilchen in Betracht gezogen werden, muß man die RH-Bedingungen auf mehrere Komponenten erweitern. Whang *et al.* [1990] haben RH-Bedingungen des Dreikomponenten-Plasmas (Protonen, α -Teilchen und Elektronen) in dem deHoffmann-Teller-Koordinatensystem abgeleitet, als sie Heizeffekte von Stoßwellen auf Ionen mit geringer Häufigkeit untersuchten. Hier benutzen wir zunächst die stoßfreie kinetische Gleichung im Schock-Koordinatensystem, um die Kontinuität des Masse-, Impuls- und Energieflusses zu formulieren. Gleichzeitig untersuchen wir auch das Ohmsche Gesetz im stoßfreien Sonnenwind mit mehreren Plasma-Komponenten, um die Kontinuität des tangentialen elektrischen Feldes zu formulieren.

Die kinetische Gleichung ist (siehe z.B. Boyd and Sanderson [1969])

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \frac{\mathbf{F}}{m} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c \quad (3.22)$$

wobei f die Verteilungsfunktion des Plasmas ist. Weil der Sonnenwind vor und nach der interplanetaren Stoßwelle als stoßfreies Plasma betrachtet wird, haben wir

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c = 0 \quad (3.23)$$

Im Schock-Koordinatensystem sind Strömungen der verschiedenen Komponenten zeitunabhängig, d.h. wir können hier den stationären Fall betrachten,

$$\frac{\partial f}{\partial t} = 0 \quad (3.24)$$

Die Kraft \mathbf{F} ist die Lorentzkraft:

$$\mathbf{F} = q \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{B} \right) \quad (3.25)$$

Mit Hilfe der stoßfreien kinetischen Gleichung kann die allgemeine Momentengleichung im Schock-Koordinatensystem geschrieben werden als:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot (n_j \langle (\mathbf{v}_j - \mathbf{V}_s) \psi_j \rangle) - \frac{n_j q_j}{m_j} \mathbf{E} \cdot \left\langle \frac{\partial \psi_j}{\partial \mathbf{v}_j} \right\rangle \\ - \frac{n_j q_j}{m_j c} \left\langle [(\mathbf{v}_j - \mathbf{V}_s) \times \mathbf{B}] \cdot \frac{\partial \psi_j}{\partial \mathbf{v}_j} \right\rangle = 0 \end{aligned} \quad (3.26)$$

wobei der Index j die j -te Komponente im Sonnenwind bezeichnet, und ψ_j eine beliebige Funktion der Teilchengeschwindigkeit ist. Ihren Mittelwert definieren wir als

$$\langle \psi_j \rangle = \frac{1}{n_j} \int \psi_j f_j d\mathbf{v} \quad (3.27)$$

mit der Teilchenzahldichte

$$n_j = \int f_j d\mathbf{v} \quad (3.28)$$

Die Schock-Geschwindigkeit \mathbf{V}_s ist

$$\mathbf{V}_s = \left(\frac{\rho_2 \mathbf{U}_2 - \rho_1 \mathbf{U}_1}{\rho_2 - \rho_1} \cdot \mathbf{n} \right) \mathbf{n} \quad (3.29)$$

wobei die Normale \mathbf{n} der Stoßwelle aus dem Koplanaritätssatz des Magnetfelds (*magnetic coplanarity, MC*) definiert ist als [Colburn and Sonett, 1966]

$$\mathbf{n} = \pm \frac{(\mathbf{B}_2 \times \mathbf{B}_1) \times (\mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1)}{|(\mathbf{B}_2 \times \mathbf{B}_1) \times (\mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1)|} \quad (3.30a)$$

Wenn \mathbf{B}_1 und \mathbf{B}_2 parallel sind, folgt aus dem Koplanaritätssatz von Magnetfeld mit Geschwindigkeit (*mixed data, MD*), als Alternative zu (3.30a)

$$\mathbf{n} = \pm \frac{[(\mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1) \times (\mathbf{U}_2 - \mathbf{U}_1)] \times (\mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1)}{|[(\mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1) \times (\mathbf{U}_2 - \mathbf{U}_1)] \times (\mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1)|} \quad (3.30b)$$

wobei sowohl das Magnetfeld als auch die Strömungsgeschwindigkeit benutzt werden [Abraham-Schrauner, 1972; Abraham-Schrauner and Yun, 1976].

Die Massedichte ρ ist

$$\rho = \sum_{j=1}^M \rho_j = \sum_{j=1}^M m_j n_j \quad (3.31)$$

Die Schwerpunkts-Geschwindigkeit \mathbf{U} ist definiert als

$$\mathbf{U} = \frac{1}{\rho} \sum_{j=1}^M \rho_j \mathbf{u}_j \quad (3.32)$$

mit der Strömungsgeschwindigkeit

$$\mathbf{u}_j = \langle \mathbf{v}_j \rangle \quad (3.33)$$

Wir folgen der Konvention, daß die äußere Normale der Stoßwelle in die stromaufwärtige Richtung vor dem Schock weist, oder $\mathbf{n} \cdot \mathbf{U}_1^* < 0$ ist (Indices 1 und 2 bezeichnen die Regionen vor und nach der Stoßwelle). Das Schock-Koordinatensystem für MC ist dann

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{x}} &= \mathbf{n} \\ \hat{\mathbf{z}} &= (\mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1) / |\mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1| \\ \hat{\mathbf{y}} &= \hat{\mathbf{z}} \times \hat{\mathbf{x}} \end{aligned} \quad (3.34a)$$

und für MD definiert durch:

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{x}} &= \mathbf{n} \\ \hat{\mathbf{y}} &= (\mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1) \times (\mathbf{U}_2 - \mathbf{U}_1) / |(\mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1) \times (\mathbf{U}_2 - \mathbf{U}_1)| \\ \hat{\mathbf{z}} &= \hat{\mathbf{x}} \times \hat{\mathbf{y}} \end{aligned} \quad (3.34b)$$

Die Schwerpunktsströmungsgeschwindigkeit \mathbf{U}^* wird im Schock-Koordinatensystem durch Galileitransformation mit

$$\mathbf{U}^* = \mathbf{U} - \mathbf{V}_s \quad (3.35)$$

dargestellt. Das Magnetfeld wird durch diese Galileitransformation nicht geändert.

Nun ersetzen wir ψ_j durch m_j , $m_j(\mathbf{v}_j - \mathbf{V}_s)$ und $\frac{1}{2}m_j(\mathbf{v}_j - \mathbf{V}_s)^2$ in der Gleichung (3.26). Durch Summation über alle Teilchen-Komponenten des Sonnenwindes, und mit Vernachlässigung der Dicke der Stoßwelle, bekommen wir Gleichungen für die Erhaltung des gesamten Masse-, Impuls- und Energieflusses durch den Schock hindurch. Diese Erhaltungssätze nehmen die Gestalt an:

$$[\rho U_x^*] = 0 \quad (3.36)$$

$$\left[\rho U_x^* U_x^* + p + \sum_j^M \rho_j (u_{jx} - U_x)(u_{jx} - U_x) + \frac{1}{3} \left(\xi + \frac{1}{2} \right) \frac{B^2}{4\pi} - \xi \frac{B_x^2}{4\pi} \right] = 0 \quad (3.37)$$

$$\left[\rho U_x^* U_y^* + \sum_j^M \rho_j (u_{jx} - U_x)(u_{jy} - U_y) - \xi \frac{B_x B_y}{4\pi} \right] = 0 \quad (3.38)$$

$$\left[\rho U_x^* U_z^* + \sum_j^M \rho_j (u_{jx} - U_x)(u_{jz} - U_z) - \xi \frac{B_x B_z}{4\pi} \right] = 0 \quad (3.39)$$

$$\left[\left(\frac{1}{2} \rho U^{*2} + \frac{\gamma}{\gamma-1} p + \frac{1}{3} (\xi + 2) \frac{B^2}{4\pi} \right) U_x^* - \xi \frac{\mathbf{B} \cdot \mathbf{U}^*}{4\pi} B_x + \sum_j^M \left(\frac{1}{2} P_{jkk} (u_{jx} - U_x) + P_{jxx} (u_{jx} - U_x) \right) - \frac{1}{2} \rho \left(U^2 U_x - 2 \mathbf{U} \cdot \mathbf{V}_s U_x - U^2 V_s \right) + \sum_j^M \frac{1}{2} \rho_j \left(u_j^2 U_x - 2 \mathbf{u}_j \cdot \mathbf{V}_s U_x - u_j^2 V_s \right) \right] = 0 \quad (3.40)$$

wobei $[\psi] = \psi_2 - \psi_1$ (mit der üblichen Bezeichnung). Der mittlere Druck ist

$$p = \frac{1}{3} (P_{\parallel} + 2P_{\perp}) \quad (3.41)$$

und der Parameter

$$\xi = 1 - (P_{\parallel} - P_{\perp}) \left/ \left(\frac{B^2}{4\pi} \right) \right. \quad (3.42)$$

ist ein Maß für die Anisotropie des Plasmadruckes [Chao and Goldstein, 1972]. Der Tensor des gesamten thermischen Druckes lautet

$$\mathbf{P} = P_{\parallel} \mathbf{b}\mathbf{b} + P_{\perp} (\mathbf{I} - \mathbf{b}\mathbf{b}) \quad (3.43)$$

$$\mathbf{P} = \sum_j^M \mathbf{p}_j \quad (3.44)$$

$$\mathbf{p}_j = m_j n_j \langle (\mathbf{v}_j - \mathbf{u}_j)(\mathbf{v}_j - \mathbf{u}_j) \rangle \quad (3.45)$$

Obwohl Gleichung (3.29) die Definition der Schock-Geschwindigkeit ist, ist sie eigentlich aus Gleichung (3.36), der Kontinuität des Massenflusses, abgeleitet. Mit Hilfe der Gleichung (3.35) haben wir aus Gleichung (3.36)

$$\rho_1 (U_{x1} - V_s) = \rho_2 (U_{x2} - V_s) \quad (3.46)$$

oder

$$V_s = \frac{\rho_2 U_{x2} - \rho_1 U_{x1}}{\rho_2 - \rho_1} = \frac{\rho_2 \mathbf{U}_2 - \rho_1 \mathbf{U}_1}{\rho_2 - \rho_1} \cdot \mathbf{n} \quad (3.47)$$

Diese ist genau Gleichung (3.29). Deswegen sind Gleichung (3.29) und Gleichung (3.36) identisch.

Beim Ohmschen Gesetz für das Multikomponenten-Plasma müssen wir beachten, daß seine Form nicht einfach gleich der des Zweikomponenten-Plasmas ist. *Delcroix* [1965] wies darauf hin, daß das Ohmsche Gesetz für ein Multikomponenten-Plasma nur dann gleich dem des Zweikomponenten-Plasmas ist, wenn die Geschwindigkeiten aller Ionen, \mathbf{u}_i , gleich sind. Diese Bedingung wurde von ihm Synchronismus-Bedingung genannt. Im Sonnenwind weiß man aber, daß die Ionen verschiedene Geschwindigkeiten haben können. Deswegen ist es notwendig, die Gültigkeit des stoßfreien Ohmschen Gesetzes für das Multikomponenten-Plasma zu überprüfen.

Wenn $\psi_j = q_j(\mathbf{v}_j - \mathbf{V}_s)$ in Gleichung (3.26), dann haben wir

$$\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot q_j n_j \langle (\mathbf{v}_j - \mathbf{V}_s)(\mathbf{v}_j - \mathbf{V}_s) \rangle - \frac{n_j q_j^2}{m_j} \mathbf{E} - \frac{n_j q_j^2}{m_j c} \langle (\mathbf{v}_j - \mathbf{V}_s) \times \mathbf{B} \rangle = 0 \quad (3.48)$$

Durch Summation über alle Komponenten bekommen wir

$$\sum_j \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot q_j n_j \langle (\mathbf{v}_j - \mathbf{V}_s)(\mathbf{v}_j - \mathbf{V}_s) \rangle - \frac{n_j q_j^2}{m_j} \mathbf{E} - \frac{n_j q_j^2}{m_j c} (\mathbf{u}_j - \mathbf{V}_s) \times \mathbf{B} \right) = 0 \quad (3.49)$$

In den weit entfernten Regionen vor und nach der Schock-Front ist der Gradiententerm $\sum_j \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot q_j n_j \langle (\mathbf{v}_j - \mathbf{V}_s)(\mathbf{v}_j - \mathbf{V}_s) \rangle$ null, dann haben wir

$$\sum_j \left[\frac{n_j q_j^2}{m_j} \mathbf{E} + \frac{n_j q_j^2}{m_j c} (\mathbf{u}_j - \mathbf{V}_s) \times \mathbf{B} \right] = 0 \quad (3.50)$$

Weil die Masse der Ionen sehr viel größer als die der Elektronen ist ($m_i \gg m_e$), erhalten wir dann

$$\mathbf{E} + \frac{1}{c} (\mathbf{u}_e - \mathbf{V}_s) \times \mathbf{B} = 0 \quad (3.51)$$

Dies bedeutet, daß das elektrische Feld nicht direkt von der Schwerpunktgeschwindigkeit \mathbf{U} , sondern von der elektronischen Geschwindigkeit $\mathbf{u}_e^* = \mathbf{u}_e - \mathbf{V}_s$ im System des Schocks abhängt. Aus (3.51) erhalten wir die Kontinuität des tangentialen elektrischen Feldes an interplanetaren Stoßwellen im Multikomponentenplasma

$$[u_{ex}^* B_y - u_{ey}^* B_x] = 0 \quad (3.52)$$

$$[u_{ez}^* B_x - u_{ex}^* B_z] = 0 \quad (3.53)$$

Schließlich haben wir noch $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ und damit

$$[B_x] = 0 \quad (3.54)$$

Die Gleichungen (3.36) bis (3.40) und (3.52) bis (3.54) sind die sogenannten RH-Bedingungen. Es liegt klar auf der Hand, daß sich diese allgemeinen RH-Bedingungen auf die mit

zwei Komponenten reduzieren [Chao and Goldstein, 1972], wenn die Geschwindigkeiten u_j aller Komponenten gleich sind. Falls es keine Anisotropie ($\xi = 1$) gibt, so reduzieren sich die RH-Bedingungen auf eine einfachere Form (siehe z.B. Boyd and Sanderson [1969]).

Unsere RH-Bedingungen sind recht kompliziert. Erstens gibt es in den Gleichungen unterschiedliche Geschwindigkeiten u_j und U . Zweitens geht in die Gleichungen (3.52, 3.53) nur die Elektronengeschwindigkeit aber keine Ionengeschwindigkeit ein. Wir können aus den RH-Bedingungen auch nicht direkt den Komplanaritätssatz [Colburn and Sonett, 1966] erhalten.

Nun nehmen wir an, daß es im Sonnenwind, a) nur Protonen und α -Teilchen als Ionen gibt, b) daß die Differenzgeschwindigkeit $\Delta u_{\alpha p}$ und das Magnetfeld B zueinander parallel sind [Marsch et al., 1982a; McKenzie et al., 1979; Neugebauer, 1981a], und c) daß der elektrische Strom vor und nach dem Schock null ist. Dadurch können wir in den Gleichungen (3.52, 3.53) die Elektronengeschwindigkeit durch die Schwerpunktgeschwindigkeit ersetzen. Weiterhin haben die Summenterme in den Gleichungen (3.38, 3.39), in denen das Produkt der Differenzgeschwindigkeit eingeht, keinen Einfluß auf den Komplanaritätssatz.

Da der elektrische Strom null ist, d.h.

$$\mathbf{j} = n_e q_e \mathbf{u}_e + \sum_i n_i q_i \mathbf{u}_i = 0 \quad (3.55)$$

gilt auch

$$\mathbf{u}_e = -\frac{1}{n_e q_e} \sum_i n_i q_i \mathbf{u}_i \quad (3.56)$$

Im Sonnenwind gilt Quasineutralität: $\sum_{j=1}^M n_j q_j = 0$, und wenn es nur Protonen und α -Teilchen im Sonnenwind gibt, dann ist

$$\mathbf{u}_e = \frac{n_p \mathbf{u}_p + 2n_\alpha \mathbf{u}_\alpha}{n_p + 2n_\alpha} \quad (3.57)$$

Die Schwerpunktgeschwindigkeit ist

$$\mathbf{U} = \frac{n_p \mathbf{u}_p + 4n_\alpha \mathbf{u}_\alpha}{n_p + 4n_\alpha} \quad (3.58)$$

Nun schreiben wir für das elektrische Feld (3.51)

$$\begin{aligned}
 \mathbf{E} &= -\frac{1}{c}(\mathbf{u}_e - \mathbf{V}_s) \times \mathbf{B} \\
 &= -\frac{1}{c}(\mathbf{u}_e - \mathbf{U} + \mathbf{U} - \mathbf{V}_s) \times \mathbf{B} \\
 &= -\frac{1}{c}\mathbf{U}^* \times \mathbf{B} - \frac{1}{c} \frac{2n_p n_\alpha}{(n_p + n_\alpha)(n_p + 4n_\alpha)} \cdot \Delta u_{\alpha p} \times \mathbf{B} \quad (3.59)
 \end{aligned}$$

Der zweite Term der rechten Seite (3.59) ist gleich null, da mit Hilfe der Annahme (b) gilt

$$\Delta u_{\alpha p} \times \mathbf{B} = \Delta u_{\alpha p} \mathbf{b} \times \mathbf{B} = 0 \quad (3.60)$$

wobei \mathbf{b} der Einheitsvektor mit $\mathbf{b} = \mathbf{B}/B$ ist. Daher können wir die Elektronengeschwindigkeit in Gleichungen (3.52, 3.53) durch die Schwerpunktgeschwindigkeit ersetzen

$$[U_x^* B_y - U_y^* B_x] = 0 \quad (3.52a)$$

$$[U_z^* B_x - U_x^* B_z] = 0 \quad (3.53a)$$

Die Summenterme in Gleichungen (3.37, 3.38, 3.39) können in der Form

$$\sum_j \rho_j (\mathbf{u}_j - \mathbf{U})(\mathbf{u}_j - \mathbf{U}) \quad (3.61)$$

geschrieben werden. Da $j = p, \alpha, e$, und $m_e \ll m_p < m_\alpha$, können wir den Einfluß der Elektronen vernachlässigen, und deshalb gilt

$$\sum_{i=p,\alpha} \rho_i (\mathbf{u}_i - \mathbf{U})(\mathbf{u}_i - \mathbf{U}) = \frac{\rho_p \rho_\alpha}{\rho} (\mathbf{u}_\alpha - \mathbf{u}_p)(\mathbf{u}_\alpha - \mathbf{u}_p) = \frac{\rho_p \rho_\alpha}{\rho} (\Delta u_{\alpha p})^2 \mathbf{b}\mathbf{b} \quad (3.62)$$

Die Gleichungen (3.37, 3.38, 3.39) können dann als

$$\left[\rho U_x^{*2} + p + \frac{1}{3} \left(\xi + \frac{1}{2} \right) \frac{B^2}{4\pi} - \left(\xi - 4\pi \frac{\rho_p \rho_\alpha}{\rho} \frac{(\Delta u_{\alpha p})^2}{B^2} \right) \frac{B_x^2}{4\pi} \right] = 0 \quad (3.37a)$$

$$\left[\rho U_x^* U_y^* - \left(\xi - 4\pi \frac{\rho_p \rho_\alpha}{\rho} \frac{(\Delta u_{\alpha p})^2}{B^2} \right) \frac{B_x B_y}{4\pi} \right] = 0 \quad (3.38a)$$

$$\left[\rho U_x^* U_z^* - \left(\xi - 4\pi \frac{\rho_p \rho_\alpha}{\rho} \frac{(\Delta u_{\alpha p})^2}{B^2} \right) \frac{B_x B_z}{4\pi} \right] = 0 \quad (3.39a)$$

geschrieben werden.

Nach der Einführung des effektiven Anisotropiefaktors ξ'

$$\xi' = \xi - 4\pi \frac{\rho_p \rho_\alpha}{\rho} \frac{(\Delta u_{\alpha p})^2}{B^2} = \xi - \frac{\rho_p \rho_\alpha}{\rho^2} \left(\frac{\Delta u_{\alpha p}}{V_A} \right)^2 \quad (3.63)$$

können wir die Kontinuität des Impulsflusses als

$$\left[\rho U_x^{*2} + p + \frac{1}{3} \left(\xi + \frac{1}{2} \right) \frac{B^2}{4\pi} - \xi' \frac{B_x^2}{4\pi} \right] = 0 \quad (3.37b)$$

$$\left[\rho U_x^* U_y^* - \xi' \frac{B_x B_y}{4\pi} \right] = 0 \quad (3.38b)$$

$$\left[\rho U_x^* U_z^* - \xi' \frac{B_x B_z}{4\pi} \right] = 0 \quad (3.39b)$$

schreiben.

Damit haben wir dann den gesamten Satz der RH-Bedingungen (3.36, 3.37b, 3.38b, 3.39b, 3.40, 3.52a, 3.53a, 3.54) unter Einbeziehung von α -Teilchen erhalten. Diese sind in den Parametern ξ und ξ' berücksichtigt und leisten einen Beitrag zum Gesamtdruck p und zur Schwerpunktschwindigkeit U^* .

Mit $G_n = \rho U_x^*$ können wir (3.38b, 3.39b) umschreiben:

$$G_n [\mathbf{U}_\perp] = \frac{B_x}{4\pi} (\xi'_2 \mathbf{B}_{\perp 2} - \xi'_1 \mathbf{B}_{\perp 1}) \quad (3.64)$$

(3.52a, 3.53a) sind darstellbar als

$$B_x [\mathbf{U}_\perp] = G_n \left(\frac{\mathbf{B}_{\perp 2}}{\rho_2} - \frac{\mathbf{B}_{\perp 1}}{\rho_1} \right) \quad (3.65)$$

Daraus folgt einfach die Beziehung

$$\left(\xi_1' \frac{B_x^2}{4\pi} - \rho_1 U_{x1}^{*2}\right) \mathbf{B}_{\perp 1} = \left(\xi_2' \frac{B_x^2}{4\pi} - \rho_2 U_{x2}^{*2}\right) \mathbf{B}_{\perp 2} \quad (3.66)$$

Dies bedeutet, daß die Ebene der Schocknormalen und des Magnetfeldes vor dem Schock und die Ebene der Schocknormalen und des Magnetfeldes nach dem Schock parallel liegen, also gerade den Komplanaritätssatz. Außerdem kann man (3.65) etwas umschreiben. Mit $B_x G_n (1/\rho_2 - 1/\rho_1) \mathbf{n}$, addiert auf beiden Seiten von (3.65), erhält man die Vektorgleichung

$$B_x [\mathbf{U}] = G_n \left[\frac{\mathbf{B}}{\rho} \right] \quad (3.67)$$

Wenn $B_x \neq 0$ und $G_n \neq 0$, dann sind die Vektoren $\mathbf{U}_2 - \mathbf{U}_1$ und \mathbf{B}_2 und \mathbf{B}_1 koplanar, denn es gilt dann

$$(\mathbf{U}_2 - \mathbf{U}_1) \cdot (\mathbf{B}_1 \times \mathbf{B}_2) = 0 \quad (3.68)$$

Ist $B_n = 0$ und $G_n \neq 0$, dann sind \mathbf{B}_1 und \mathbf{B}_2 parallel. Ist $B_n \neq 0$ und $G_n = 0$, dann ist $\mathbf{U}_1 = \mathbf{U}_2$. Wenn $B_x = 0 = G_n$, dann können $\mathbf{U}_2 - \mathbf{U}_1$ und \mathbf{B}_1 und \mathbf{B}_2 beliebige Werte haben, die Vektoren können jedoch nur in der Tangentialebene senkrecht zu \mathbf{n} liegen. In jedem dieser Fälle bleibt (3.68) gültig. So ist (3.68) ein allgemeines Ergebnis, das vom Typ der Diskontinuität unabhängig ist, und jede Abweichung von null kann experimentellen Fehlern zugeschrieben werden [Hudson, 1970].

3.5 Einfluß der α -Teilchen auf die Schocks A und B

Um den Einfluß der α -Teilchen auf Stoßwellen zu untersuchen, müssen wir zuerst das Schock-Koordinatensystem definieren. Wir benutzen das Standard-Schock-Bezugssystem von *Colburn and Sonett* [1966] (Abb. 3.15). In diesem ist die Richtung der x -Achse durch die Schocknormale \mathbf{n} (3.30) bestimmt und die anderen Richtungen sind durch (3.34) definiert, die Geschwindigkeit des Systems ist durch Gleichung (3.29) gegeben, und weiterhin gilt $\mathbf{U}^* \cdot \mathbf{n} < 0$, $B_y = 0$, $U_{1y}^* = U_{2y}^*$.

Unser Rechenschema ist wie folgt: Zuerst berechnen wir durch einfache Mittelwertbildung die Plasmaparameter n_j , u_j und T_j und das Magnetfeld \mathbf{B} , dann werden die Schocknor-

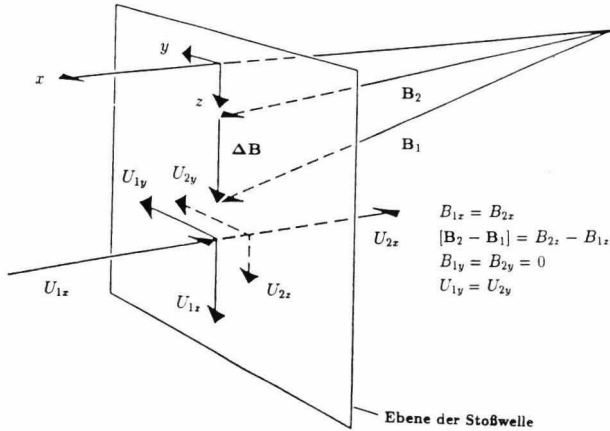


Abbildung 3.15: Standard-Schock-Koordinatensystem [nach Colburn and Sonett, 1966].

male n (3.30) und die Schockgeschwindigkeit V_s (3.29) bestimmt. Danach werden mit Hilfe der Geometriebeziehungen der Schockfront und des Magnetfeldes vor und nach dem Schock (Abb. 3.15) die y - und z -Richtung bestimmt und das Schock-Koordinatensystem aufgebaut. Zuletzt bekommen wir mit Hilfe der Galileischen Koordinatentransformation (3.35) die Plasmageschwindigkeit im Schock-Koordinatensystem.

In den Tabellen 3.1 und 3.2 werden physikalische Parameter vor und nach dem Schock A und dem Schock B angegeben. Die Parameter wurden durch einfache Mittelung gewonnen. Für Schock A nehmen wir 17 bzw. 20 Spektren vor bzw. nach der Stoßwelle (entsprechend 11 bzw. 14 Minuten), um die Durchschnittsparameter zu berechnen. Für Schock B sind es 21 bzw. 18 Spektren (d.h. 14 bzw. 12 Minuten). In den Tabellen bedeuten R, T und N ein ekliptisches, orthogonales, rechtshändiges, heliozentrisches Koordinatensystem mit der Radialrichtung R, der Richtung der Erdgeschwindigkeit T, und N nordwärts und senkrecht zur Elliptik gerichtet. X, Y und Z ist das Schock-Koordinatensystem wie in Abb. 3.15. definiert. Die Geschwindigkeiten U_1 und U_2 sind die Plasma-Schwerpunkt-Geschwindigkeiten (Gleichung 3.22). Die Elektronentemperatur T_e wurde durch die Methode von Marsch *et al.* [1989] bestimmt. Die Schockgeschwindigkeiten sind V_s , V_{sp} und $V_{s\alpha}$. Dabei ist V_s die durch die Schwer-

punktgeschwindigkeit berechnete Schockgeschwindigkeit, V_{sp} die nur unter Berücksichtigung der Protonen berechnete Schockgeschwindigkeit (siehe z.B. *Chao* [1970]; *Lepping and Argentiero* [1971]; *Abraham-Schrauner* [1972]), und $V_{s\alpha}$ die nur mit den α -Teilchen bestimmte Schockgeschwindigkeit.

Schock A mit $\theta_{B1n} = 178^\circ$ ist ein quasi-paralleler Schock [*Richter et al.*, 1986], Schock B mit $\theta_{B1n} = 16^\circ$ ist ebenfalls ein quasi-paralleler Schock.

In den Tabellen 3.1 und 3.2 ist der Unterschied zwischen U_{1y}^* und U_{2y}^* nicht sehr offenkundig, obwohl $U_{1y}^* \neq U_{2y}^*$.

Die physikalische Bedeutung der Geschwindigkeiten V_s , V_{sp} und $V_{s\alpha}$ ist: wenn sich die Protonen und α -Teilchen im Sonnenwind nicht unterscheiden lassen und die Massenflüsse von Protonen und α -Teilchen zusammen berücksichtigt werden, erhält man V_s ; wenn nur die Protonen berücksichtigt werden, erhält man V_{sp} ; wenn dagegen nur die α -Teilchen berücksichtigt werden, erhält man $V_{s\alpha}$. Durch einfache Mittelung der Sonnenwind-Parameter bekommen wir $V_s \neq V_{sp} \neq V_{s\alpha}$. Wir haben zwei Werte in den Tabellen 3.1 und 3.2 für U_{px}^* angegeben, $U_{px} - V_s$ und $U_{px} - V_{sp}$ (in Klammern in den Tabellen), und ebenso für $U_{\alpha x}^*$. Für Schock A gibt es zwischen den zwei Werten von U_{px}^* und von $U_{\alpha x}^*$ aber keinen großen Unterschied. Für Schock B ist der Unterschied zwischen den zwei Werten von $U_{\alpha x}^*$ offenkundig, obwohl der Unterschied zwischen den beiden U_{px}^* nicht groß ist. Die Vorzeichen der beiden Geschwindigkeiten $U_{\alpha x}^*$ sind sogar unterschiedlich. Im mit $V_{s\alpha}$ bewegten Schock-Koordinatensystem bewegen sich die α -Teilchen vorwärts (d.h. $u_{\alpha 1}^* \cdot n > 0$), aber im mit $V_{s\alpha}$ bewegten Koordinatensystem bewegt sich die Diskontinuität, der „ α -Teilchen-Schock“, zurück.

Da Schockgeschwindigkeit und Massenfluß-Kontinuität äquivalent sind, d.h.

$$[\rho U_x^*] = 0 \Leftrightarrow V_s, \quad [\rho_p U_{xp}^*] = 0 \Leftrightarrow V_{sp}, \quad [\rho_\alpha U_{x\alpha}^*] = 0 \Leftrightarrow V_{s\alpha} \quad (3.69)$$

haben wir bei beiden Beispielen

$$V_s \neq V_{sp} \neq V_{s\alpha}$$

Wir können daraus folgern, daß im Schock-Koordinatensystem, das sich mit der Geschwindigkeit V_s bewegt, die Kontinuität der Protonen ($[\rho_p U_{xp}^*] = 0$) und der α -Teilchen ($[\rho_\alpha U_{x\alpha}^*] = 0$) nicht mehr gültig ist, oder der Massenfluß $\rho_p U_{xp}^*$ und $\rho_\alpha U_{x\alpha}^*$ nicht mehr kontinuierlich ist. Auf dieses Problem haben *Hsieh and Richter* [1986] auch hingewiesen.

Tabelle 3.1: Parameter der Stoßwelle A (Y=1978,D=127). Zeitintervalle, über die gemittelt wurde: vor der Stoßwelle 19:54–20:05 bzw. nach der Stoßwelle 20:06–20:20. Die Zahl der Sprekren vor bzw. nach der Stoßwelle: 17, 20

	R	T	N
B_1 (nT)	-41.071±1.314	-9.735±5.365	-1.659±5.275
B_2 (nT)	-49.435±5.482	25.330±10.295	-38.270±10.423
U_1 (km·s ⁻¹)	426.581±6.049	-4.426±16.114	-6.993±11.159
U_{p1} (km·s ⁻¹)	415.983±6.434	-7.019±17.297	-7.368±12.029
$U_{\alpha1}$ (km·s ⁻¹)	552.874±10.122	26.486±28.789	-2.525±15.058
U_2 (km·s ⁻¹)	604.849±40.639	11.593±32.754	1.707±20.748
U_{p2} (km·s ⁻¹)	592.829±44.121	18.181±35.640	-7.468±22.097
$U_{\alpha2}$ (km·s ⁻¹)	727.182±61.795	-55.463±46.865	95.083±51.925
$N_{p1}, N_{\alpha1}$ (cm ⁻³)	25.489±1.783		0.535 ±0.113
$N_{p2}, N_{\alpha2}$ (cm ⁻³)	47.935±5.473		1.178±1.007
$N_{\alpha1}/N_{p1}, N_{\alpha2}/N_{p2}$	0.021±0.005		0.025±0.021
T_1, T_{p1} (10 ⁵ K)	2.027±0.379		1.430±0.256
$T_{\alpha1}, T_{e1}$ (10 ⁵ K)	16.534±3.067		2.315±0.708
T_2, T_{p2} (10 ⁵ K)	6.319±1.314		9.024±2.139
$T_{\alpha2}, T_{e2}$ (10 ⁵ K)	43.886±18.820		2.778±1.360
Normale	0.968	0.250	0.019
$\theta_{B1,n}$ (°)		178.340±9.608	
$V_s, V_{sp}, V_{s\alpha}$ (km·s ⁻¹)	783.580	779.800	816.581
$U_{1x}, U_{1xp}, U_{1x\alpha}$ (km·s ⁻¹)	411.682	400.767	541.752
	X	Y	Z
B_1 (nT)	-42.223	0.000	1.224
B_2 (nT)	-42.223	0.000	52.604
U_1^* (km·s ⁻¹)	-371.898	89.465	-67.482
U_{p1}^* (km·s ⁻¹)	-382.813 (-379.033)	89.484	-67.260
$U_{\alpha1}^*$ (km·s ⁻¹)	-241.828 (-274.828)	89.239	-70.130
U_2^* (km·s ⁻¹)	-195.167	106.431	-91.771
U_{p2}^* (km·s ⁻¹)	-205.324 (-201.544)	106.044	-78.780
$U_{\alpha2}^*$ (km·s ⁻¹)	-91.800 (-124.800)	110.366	-223.986

Tabelle 3.2: Parameter der Stoßwelle B (Jahr=1978,Tag=363). Zeitintervalle, über die gemittelt wurde: vor der Stoßwelle 5:50–6:04 bzw. nach der Stoßwelle 6:06–6:18. Die Zahl der Spektren vor bzw. nach der Stoßwelle: 21, 18

	R	T	N
B_1 (nT)	7.329±1.564	-1.962±3.379	7.905±1.232
B_2 (nT)	1.467±2.043	-12.944 pm2.025	16.444±2.844
U_1 (km·s ⁻¹)	597.788±4.482	-30.487±27.596	22.167±11.764
U_{p1} (km·s ⁻¹)	591.894±4.930	-28.317±32.102	15.425±13.383
$U_{\alpha 1}$ (km·s ⁻¹)	633.484±10.072	-43.631±10.903	62.998±17.649
U_2 (km·s ⁻¹)	684.993±11.400	71.071±19.804	-15.868±22.886
U_{p2} (km·s ⁻¹)	685.184±13.095	68.965±20.870	-12.823±22.966
$U_{\alpha 2}$ (km·s ⁻¹)	684.023±19.465	81.766±57.052	-31.323±75.798
$N_{p1}, N_{\alpha 1}$ (cm ⁻³)	4.300±0.278		0.178±0.029
$N_{p2}, N_{\alpha 2}$ (cm ⁻³)	8.065±0.497		0.397±0.092
$N_{\alpha 1}/N_{p1}, N_{\alpha 2}/N_{p2}$	0.041±0.007		0.049±0.012
T_1, T_{p1} (10 ⁵ K)	2.173±0.358		1.938±0.593
$T_{\alpha 1}, T_{e1}$ (10 ⁵ K)	23.815±7.171		1.540±0.291
T_2, T_{p2} (10 ⁵ K)	4.323±0.626		5.418±0.972
$T_{\alpha 2}, T_{e2}$ (10 ⁵ K)	34.831±11.593		1.849±0.559
Normale	0.809	0.025	0.587
$\theta_{B1,n}$ (°)		16.180±14.602	
$V_s, V_{sp}, V_{s\alpha}$ (km·s ⁻¹)	601.420	618.585	527.889
$U_{1z}, U_{1xp}, U_{1z\alpha}$ (km·s ⁻¹)	495.957	487.283	548.487
	X	Y	Z
B_1 (nT)	10.522	0.000	3.053
B_2 (nT)	10.522	0.000	18.150
U_1^* (km·s ⁻¹)	-105.464	-271.721	-197.400
U_{p1}^* (km·s ⁻¹)	-114.137(-131.302)	-271.537	-200.504
$U_{\alpha 1}^*$ (km·s ⁻¹)	-52.933 (20.599)	-272.832	-178.602
U_2^* (km·s ⁻¹)	-54.732	-262.571	-326.660
U_{p2}^* (km·s ⁻¹)	-52.841(-70.006)	-262.337	-323.479
$U_{\alpha 2}^*$ (km·s ⁻¹)	-64.327 (9.205)	-263.760	-342.805

Die Definition des Plasma- β ist

$$\beta = p / \frac{B^2}{8\pi} \quad (3.70)$$

Die schnelle magnetoakustische Machzahl ist definiert als

$$M_F = U_x^* / C_F \quad (3.71)$$

Die intermediäre Machzahl

$$M_I = U_x^* / C_I \quad (3.72)$$

und die langsame magnetoakustische Machzahl

$$M_{SL} = U_x^* / C_{SL} \quad (3.73)$$

Für das Plasma- β benutzen wir den Gesamtdruck

$$p = \sum_j p_j \quad (3.74)$$

(Hierbei haben wir jetzt $P_{\parallel} = P_{\perp}$, d.h. $\xi = 1$ angenommen). Die magnetoakustische Phasengeschwindigkeit ist

$$C_{F,SL}^2 = \frac{1}{2} \left(V_A^2 + C_S^2 \pm \sqrt{(V_A^2 + C_S^2)^2 - 4V_A^2 C_S^2 \cos^2 \theta_{Bn}} \right) \quad (3.75)$$

Die Definition der intermediären Geschwindigkeit ist

$$C_I^2 = B_x^2 / (4\pi\rho) \quad (3.76)$$

Die Alfvén-Geschwindigkeit und Schallgeschwindigkeit sind

$$V_A^2 = B^2 / (4\pi\rho) \quad (3.77)$$

$$C_S^2 = \gamma(p/\rho) \quad (3.78)$$

HELIOS 1

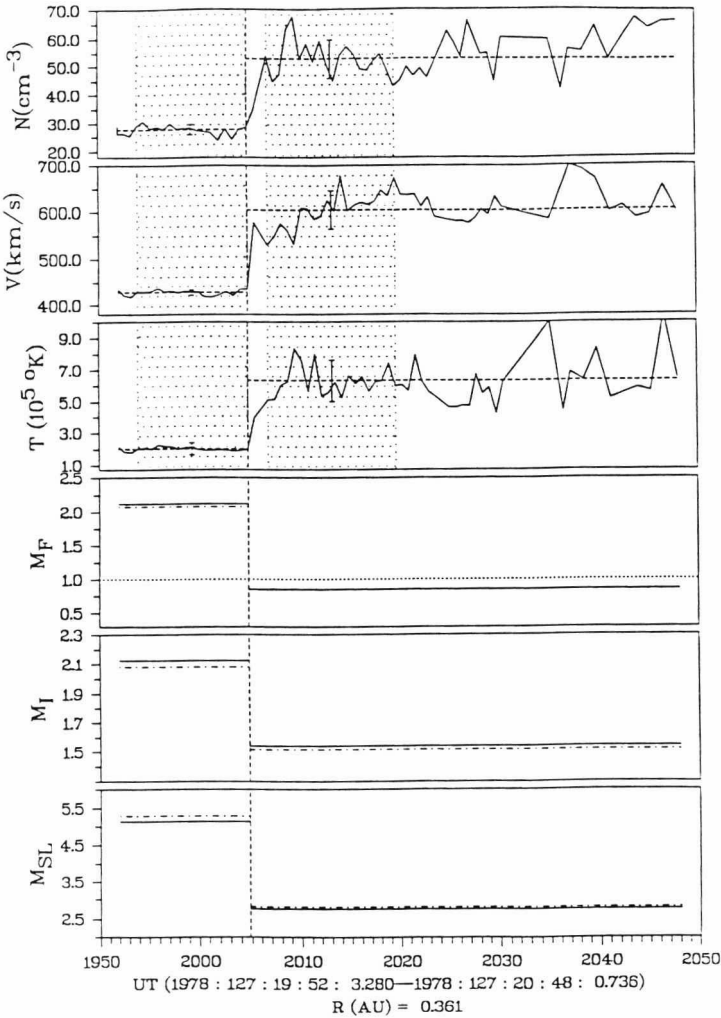


Abbildung 3.16: Gezeigt sind die Plasmadichte, Schwerpunktgeschwindigkeit, Temperatur, schnelle magnetoakustische Machzahl, intermediäre Machzahl und langsame magnetoakustische Machzahl, sowie die Durchschnittswerte der Plasma-parameter (gestrichelte Kurven in den drei oberen Bildern).

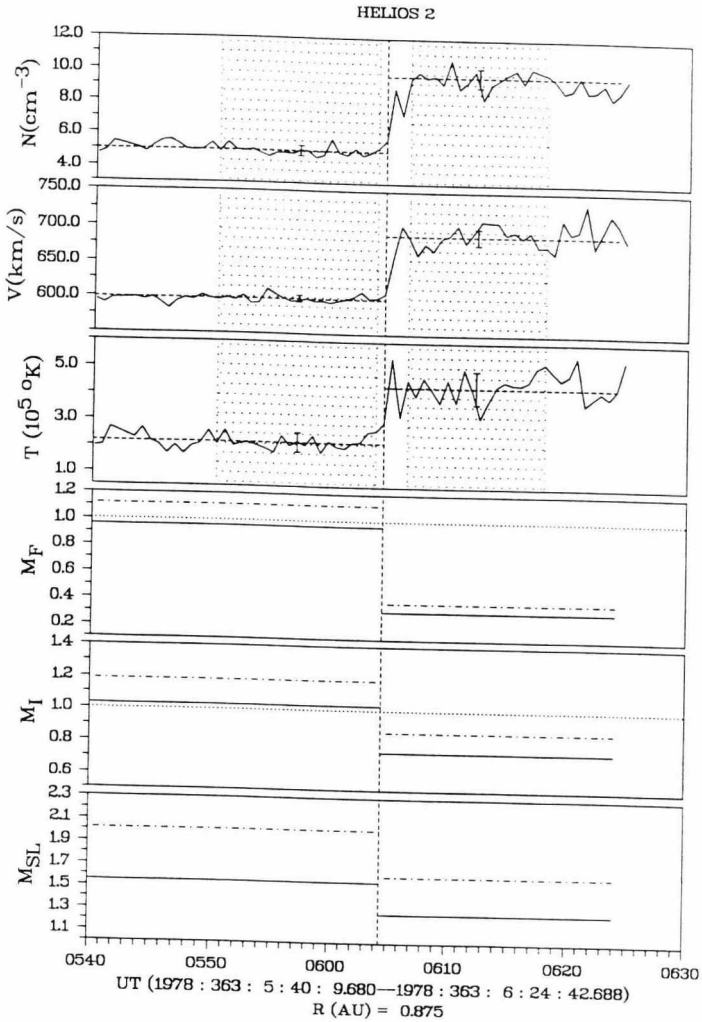


Abbildung 3.17: (analog zu Abb. 3.16) Der schattierte Bereich kennzeichnet die Zeitintervalle, über die die Daten des Sonnenwindes gemittelt wurden. In den drei unteren Bildern sind die Ergebnisse unter Einbeziehung der Protonen und α -Teilchen zusammen (durchgezogene Linie), und nur unter Berücksichtigung der Protonen (strich-punktierter Linie) dargestellt, wobei die gepunkteten Linien die Machzahl eins anzeigen.

Tabelle 3.3: Der Einfluß von α -Teilchen auf Plasma β , charakteristische MHD Geschwindigkeiten und Machzahlen der Stoßwelle A.

Parameter	Protonen & α -Teilchen	Protonen	$ \psi_{p\alpha} - \psi_p /\psi_p$
β_1	0.205	0.186	10.559 %
β_2	0.473	0.431	9.713 %
C_{F1} (km·s ⁻¹)	175.312	182.517	3.948 %
C_{I1} (km·s ⁻¹)	175.223	182.427	3.949 %
C_{S1} (km·s ⁻¹)	72.488	71.774	0.995 %
C_{SL1} (km·s ⁻¹)	72.452	71.738	0.994 %
C_{F2} (km·s ⁻¹)	228.798	237.264	3.568 %
C_{I2} (km·s ⁻¹)	126.935	133.025	4.578 %
C_{S2} (km·s ⁻¹)	127.355	127.420	0.051 %
C_{SL2} (km·s ⁻¹)	70.655	71.440	1.098 %
M_{F1}	2.121	2.077	2.150 %
M_{I1}	2.122	2.078	2.151 %
M_{SL1}	5.133	5.284	2.848 %
M_{F2}	0.853	0.849	0.419 %
M_{I2}	1.538	1.515	1.482 %
M_{SL2}	2.762	2.821	2.089 %

wobei $\gamma = 5/3$ ist [Marsch and Richter, 1984].

Mit diesen Formeln berechnen wir entsprechend das Plasma- β , die MHD-Phasen-Geschwindigkeiten und die Machzahlen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 3.3, (für Schock A) und Tabelle 3.4, (für Schock B) zusammengestellt. In den Tabellen bedeutet die Spalte „Protonen & α -Teilchen“, daß wir einen beliebigen physikalischen Parameter ψ mit Protonen und α -Teilchen berechnen, d.h. $\psi_{p\alpha}$. In der Spalte „Protonen“ wird der physikalische Parameter ψ nur mit Protonen berechnet. Die Spalte $|\psi_{p\alpha} - \psi_p|/\psi_p$ demonstriert schließlich den relativen Einfluß der α -Teilchen in Prozent angegeben.

Aus den Tabellen 3.1 und 3.2 erkennen wir, daß das Verhältnis der α -Teilchen zu den Protonen für Schock B größer als für Schock A ist. Wir können damit bestätigen, daß der Einfluß der α -Teilchen auf Schock B größer ist als auf Schock A. Dies wird in der dritten Spalte der

Tabelle 3.4: Der Einfluß von α -Teilchen auf Plasma β , MHD charakteristische Geschwindigkeiten und Machzahlen der Stoßwelle B.

Parameter	Protonen & α -Teilchen	Protonen	$ \psi_{p\alpha} - \psi_p /\psi_p$
β_1	0.562	0.432	30.089 %
β_2	0.577	0.462	24.863 %
C_{F1} (km·s ⁻¹)	110.001	117.594	6.457 %
C_{I1} (km·s ⁻¹)	102.543	110.685	7.356 %
C_{S1} (km·s ⁻¹)	73.096	69.176	5.666 %
C_{SL1} (km·s ⁻¹)	68.140	65.112	4.650 %
C_{F2} (km·s ⁻¹)	173.889	184.509	5.756 %
C_{I2} (km·s ⁻¹)	73.871	80.821	8.599 %
C_{S2} (km·s ⁻¹)	102.113	99.981	2.133 %
C_{SL2} (km·s ⁻¹)	43.380	43.795	0.948 %
M_{F1}	0.959	1.117	14.134 %
M_{I1}	1.028	1.186	13.301 %
M_{SL1}	1.548	2.017	23.248 %
M_{F2}	0.315	0.379	17.044 %
M_{I2}	0.741	0.866	14.464 %
M_{SL2}	1.262	1.599	21.071 %

Tabellen 3.3 und 3.4 sehr klar gezeigt.

Von allen physikalischen Parametern ist das Plasma- β am leichtesten durch α -Teilchen zu beeinflussen. Für Schock A ist der Beitrag der α -Teilchen etwa 10% und für Schock B bis zu 30%.

Die MHD-Phasen-Geschwindigkeiten und Machzahlen des Schocks A werden nicht in starkem Maße von α -Teilchen beeinflusst (der Einfluß der α -Teilchen liegt bei wenigen Prozent) (Tabelle 3.3). Die α -Teilchen spielen so gut wie keine Rolle für die Klassifizierung des Schocks A, deswegen können wir wie üblich nur die Protonen benutzen, um die Charakteristiken des Schocks zu bestimmen. Da $M_{F1} = 2.1 > 1$, $M_{F2} = 0.85 < 1$ und $M_{I2} = 1.5 > 1$ gilt, ist der Schock A ein typischer schneller Schock.

Bei Schock B ist es jedoch anders (Tabelle 3.4). Wenn α -Teilchen die MHD-Geschwindig-

keiten von Schock B auch nur wenig beeinflussen, so gibt es doch einen stärkeren Einfluß auf die Machzahlen vor und nach der Stoßwelle (bis zu etwa 23%). Es ist besonders interessant, daß die α -Teilchen die schnelle magnetoakustische Machzahl beeinflussen: mit α -Teilchen $M_{F1} = 0.96 < 1$, aber ohne α -Teilchen $M_{F1} = 1.12 > 1$. Daraus ist ersichtlich, daß die α -Teilchen sogar die Klassifizierung von Schock B beeinflussen.

In Abb. 3.16 und 3.17 werden Plasmadichte, Schwerpunktgeschwindigkeit, Temperatur, schnelle magnetoakustische Machzahl, intermediäre Machzahl und langsame magnetoakustische Machzahl, sowie die Durchschnittswerte der Plasmaparameter gezeigt. Der schattierte Bereich zeigt die Zeitintervalle, über die die Daten des Sonnenwindes gemittelt wurden. In den unteren drei Bildern werden die Ergebnisse von Protonen und α -Teilchen zusammen mit den unter Vernachlässigung der α -Teilchen berechneten Daten verglichen.

3.6 Schlußfolgerung

Ob es einen Einfluß von α -Teilchen auf interplanetare Stoßwellen gibt, hängt davon ab, a) wie groß die Beimischung der α -Teilchen im Sonnenwind ist, und b) wie groß die Differenzgeschwindigkeit zwischen Protonen und α -Teilchen ist. Wenn die relative Häufigkeit der α -Teilchen klein ist, z.B. 2% (wie bei Schock A), dann ist der Einfluß von α -Teilchen auf die Stoßwelle gering. Wenn die Differenzgeschwindigkeit sehr klein ist, haben die RH-Bedingungen die gleiche Form wie für Protonen und Elektronen allein, und nur die Dichte hat sich geringfügig verändert. Wenn nicht nur die Dichte der α -Teilchen groß ist, sondern auch die Differenzgeschwindigkeit groß ist (wie bei Schock B), gibt es einen stärkeren Einfluß von α -Teilchen. Im allgemeinen gilt, daß je schneller der Sonnenwind und je näher die Sonde an der Sonne ist, desto größer ist die Differenzgeschwindigkeit zwischen Protonen und α -Teilchen [Marsch *et al.*, 1982a, 1982b]. Deshalb kann es sein, daß der Einfluß von α -Teilchen auf interplanetare Stoßwellen um so größer ist, je schneller der Sonnenwind ist und je näher die Sonde an der Sonne ist. Für solche Stoßwellen, bei denen die Sonnenwindgeschwindigkeit gering ist und/oder die Dichte der α -Teilchen klein ist, können wir jedoch α -Teilchen vernachlässigen.

Es gibt Fälle, in denen der Einfluß von α -Teilchen auf Stoßwellen sehr groß ist, ja sogar die Klassifizierung des Schocks ändert. Wenn $u_\alpha - u_p$ parallel zu \mathbf{B} ist, kann in den Kontinuitätsgleichungen des tangentialen elektrischen Feldes die Schwerpunktgeschwindigkeit statt der Elektronen-Geschwindigkeit benutzt werden. Die RH-Bedingungen mit α -Teilchen sind weit

komplizierter als ohne α -Teilchen, trotzdem ist das Komplanaritatsgesetz gültig. Es ist zwar theoretisch möglich, daß die Kontinuität des Massenflusses von jeder Ionensorte j entsprechend eingehalten wird, aber die Beobachtungen legen nahe, daß Protonen und α -Teilchen verschiedene Schockgeschwindigkeiten bekommen, und daß für jede Ionensorte im Schwerpunkt-Schock-Geschwindigkeits-Koordinatensystem die Kontinuität des Massenflusses nicht mehr erfüllt ist, sondern nur der gesamte Massenfluß kontinuierlich ist.

In den unter Einbeziehung von α -Teilchen abgeleiteten RH-Bedingungen kann man nicht mehr nur eine einheitliche Geschwindigkeit, z.B. die Schwerpunkt-Geschwindigkeit, benutzen, sondern man muß die Geschwindigkeiten jeder Ionensorte verwenden (in der Kontinuitätsgleichung des Energieflusses 3.40).

4 Eine Methode zur Bestimmung der Stoßwellen-Parameter am Beispiel intermediärer Stoßwellen im Sonnenwind

Im letzten Kapitel wurde gezeigt, daß der Aufbau eines Stoßwellen-Koordinatensystems und die Transformation aller Sonnenwindplasma- und Magnetfeld-Parameter ins Stoßwellenbezugssystem nur möglich ist, nachdem Mittelwerte dieser Parameter vor und nach der Stoßwelle bestimmt worden sind. Solche Mittelwerte sind manchmal etwas willkürlich ausgewählt: Gerade vor und nach der Diskontinuität sucht man 5 bis 15 Minuten-Zeitintervalle aus und berechnet die zeitlichen Mittelwerte des Sonnenwindplasmas und des interplanetaren Magnetfelds [Chao, 1970; Lepping and Argentiero, 1971; Abraham-Schrauner, 1972]. Diese so berechneten Mittelwerte variieren sehr stark, da die Fluktuationen, Wellen und Turbulenzen im Sonnenwind in der Nähe der Stoßwelle besonders stark sind. Solche Variationen haben großen Einfluß auf die Mittelwerte. Hsieh and Richter [1986]; Richter et al. [1986] berücksichtigten dieses Problem und zeigten, daß aus diesen unterschiedlichen Zeitintervallen verschiedene Stoßwellen-Parameter folgen. Sie entwickelten eine Methode, wie man die Zeitintervalle aussucht, und wie man daraus die Stoßwellen-Parameter bestimmt.

Wu [1987, 1988] hat eine eindimensionale Simulation für Stoßwellen unter Benutzung dissipativer MHD-Gleichungen durchgeführt und gefunden, daß intermediäre Stoßwellen zulässig und physikalisch sinnvoll sind. Er hat zum ersten Mal die Evolutionstheorie von Stoßwellen in Frage gestellt [Kennel et al., 1989]. Steinolfson and Hundhausen [1990] haben zweidimensionale Simulationen durchgeführt und konnten zeigen, daß intermediäre Stoßwellen im Zusammenhang mit koronalen Massenauswürfen (CME) existieren können: Bei der Bildung einer großskaligen Stoßwelle aus einer schnellen Stoßwelle und einer langsamen Stoßwelle existiert eine intermediäre Stoßwelle als Wechselwirkungszone dazwischen. Zur Zeit untersuchen viele Wissenschaftler dieses Problem theoretisch und numerisch [Kennel et al., 1990; Wu and Hada, 1991; Hau and Sonnerup, 1989]. Chao et al. [1993] konnte eine intermediäre Stoßwelle in den Daten der Raumsonde Voyager 1 in einem Abstand von 9 AE zur Sonne identifizieren.

In diesem Kapitel wird die Methode zur Bestimmung der Parameter, die für schnelle und langsame Stoßwellen entwickelt wurde, auch auf intermediäre Stoßwellen angepaßt. Mit Hilfe dieser Methode kann man sehr einfach die Informationen über den Stoßwellen-Typ erhalten.

Sie ist besonders günstig für die verschiedenen Typen der intermediären Stoßwellen.

Anhand der Helios-Beobachtungen wird im nachfolgenden Abschnitt ein Beispiel betrachtet, bei dem alle Eigenschaften einer intermediären Stoßwelle gefunden wurden.

4.1 Intermediäre Stoßwellen

In einem MHD-Plasma gibt es drei Eigengeschwindigkeiten: die schnelle Magnetoschall-Geschwindigkeit C_F , die Alfvén-Geschwindigkeit C_A und die langsame Magnetoschall-Geschwindigkeit C_{SL} (Gleichungen 3.75, 3.77). Die Stoß-Normale zeichnet eine Raumrichtung aus. Als intermediäre Geschwindigkeit C_I bezeichnet man die Komponente der Alfvén-Geschwindigkeit in Richtung der Stoß-Normalen (Gleichung 3.76). Da die Zustände vor und nach einer Stoßfront unterschiedlich sind, sind die Eigengeschwindigkeiten vor und nach der Stoßwelle i.A. auch nicht gleich. Die Strömungsgeschwindigkeiten U_x^* in Richtung der Normalen vor und nach der Stoßwelle haben eine bestimmte Relation zu den drei MHD-Eigengeschwindigkeiten:

$$\begin{aligned}
 U_x^*(1) &\geq C_F(1) \geq C_I(1) \geq C_{SL}(1) \\
 C_F(2) &\geq U_x^*(2) \geq C_I(2) \geq C_{SL}(2) \\
 C_F(3) &\geq C_I(3) \geq U_x^*(3) \geq C_{SL}(3) \\
 C_F(4) &\geq C_I(4) \geq C_{SL}(4) \geq U_x^*(4)
 \end{aligned}
 \tag{4.1}$$

So haben wir vier mögliche Zustände vor der Stoßwelle und auch vier mögliche Zustände nach der Stoßwelle. Diese Zustände werden durch 1, 2, 3 und 4 in der Reihenfolge der abnehmenden Geschwindigkeit U_x^* markiert. Auf diese Weise sind die spezifischen Entropien

$$s = c_v \ln \frac{p}{\rho^\gamma}$$

der vier Zustände in der Reihenfolge zunehmender Entropie durch

$$s(1) \leq s(2) \leq s(3) \leq s(4) \tag{4.2}$$

geordnet [Lieberman and Velikovich, 1986], wobei c_v die spezifische Wärme bei konstantem Volumen bezeichnet.

Im Prinzip erlauben die Rankine-Hugoniot Bedingungen insgesamt 12 nicht kontinuierliche Übergänge zwischen einem Paar der Zustände 1, 2, 3 und 4. Jedoch vergrößert sich die Entropie nur bei kompressiven Stoßwellen, d.h.

$$p_2 \geq p_1$$

$$\rho_2 \geq \rho_1,$$

so daß sechs Möglichkeiten bestehen bleiben:

$$1 \rightarrow 2, \quad 1 \rightarrow 3, \quad 1 \rightarrow 4$$

$$2 \rightarrow 3, \quad 2 \rightarrow 4, \quad 3 \rightarrow 4$$

Abb. 4.1 zeigt die Beziehungen der verschiedenen Stoßwellen-Typen. Nur in den schattierten Regionen sind die Übergänge erlaubt. Dagegen sind die Übergänge in allen anderen Regionen nicht erlaubt, da die Entropie dort nicht zunimmt. Der Stoßwellen-Übergang $1 \rightarrow 2$ ($U_{x1}^* \geq C_{F1}, C_{F2} \geq U_{x2}^* \geq C_{I2}$, oder $M_{F1} \geq 1, M_{F2} \leq 1$ und $M_{I2} \geq 1$) ist eine schnelle Stoßwelle, der Übergang $3 \rightarrow 4$ ($F_{I1} \geq U_{x1}^* \geq C_{SL1}, C_{SL2} \geq U_{x2}^*$, oder $M_{SL1} \geq 1, M_{I1} \leq 1$ und $M_{SL2} \leq 1$) eine langsame Stoßwelle, und die übrigen 4 Übergänge sind intermediäre Stoßwellen.

Intermediäre Stoßwellen sind wie schnelle und langsame Stoßwellen koplanar: Das Magnetfeld vor und nach der Stoßwelle liegt in der gleichen Ebene, und der Vektor der Differenzgeschwindigkeit $U_2 - U_1$ liegt auch in dieser Ebene. Nach einer intermediären Stoßwelle kann das Magnetfeld entweder größer oder kleiner als vor der Stoßwelle werden, während nach einer schnellen Stoßwelle das Magnetfeld größer werden muß, und nach einer langsamen Stoßwelle das Magnetfeld kleiner werden muß. Die intermediäre Geschwindigkeit C_{I1} vor der intermediären Stoßwelle ist kleiner als die Strömungsgeschwindigkeit U_{x1}^* . Nach der intermediären Stoßwelle ist es gerade umgekehrt ($U_{x2}^* < C_{I2}$). Die Richtung der Tangentialkomponente des Magnetfelds ändert sich bei diesem Übergang um 180° (s. Gleichung 3.66). Aber solche intermediären Übergänge sind in der klassischen Stoßwellen-Theorie nicht möglich, da sie die Forderungen der Evolutionsbedingung nicht erfüllen. Von der Evolutionstheorie der Stoßwelle weiß man, daß eine nicht evolutionäre Stoßwelle auch nicht stabil ist [Akhiezer *et al.*, 1959]. Eine solche Lösung der RH-Bedingungen ist daher physikalisch nicht sinnvoll [Kantrowitz and Petschek, 1966].

Die Evolutionsbedingung wurde von *Jeffrey and Taniuti* [1964] analysiert. Sie stellten fest, daß die von der Stoßwellenfront vorwärts oder rückwärts weglaufenden charakteristischen Wellen linear unabhängig sein müssen. Da die Normalkomponente des Magnetfeldes B_x konstant ist, folgen aus den RH-Bedingungen noch $n=7$ Gleichungen. Nach Spezifizierung der Stoßwellengeschwindigkeit reduzieren sich die RH-Bedingungen auf $n-1=6$ Gleichungen. Es müssen $n-1=6$ charakteristische Wellen von der Stoßwellenfront weglaufen, die durch die RH-Bedingungen bestimmt werden müssen. Zusätzlich kommen noch $n+1=8$ andere charakteristische Wellen hinzu, die durch die Randbedingungen weit entfernt von der Stoßwellenfront bestimmt werden können.

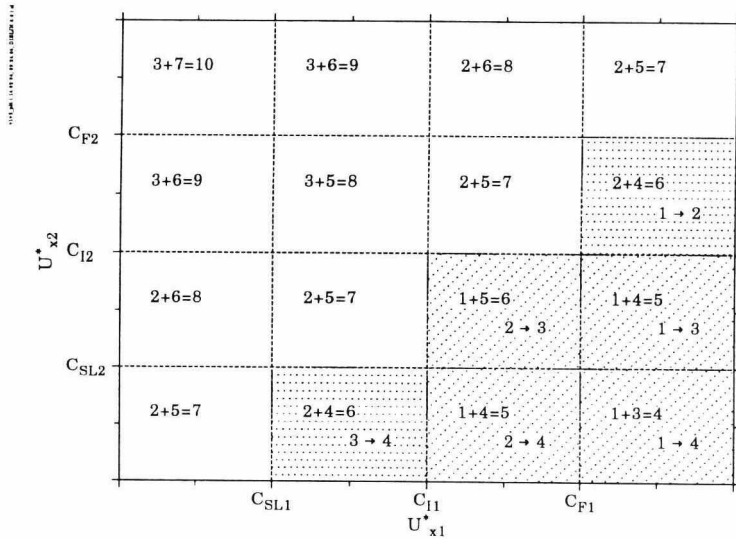


Abbildung 4.1: Die verschiedenen Regionen mit zulässigen Übergängen (schattierte Gebiete) bzw. mit verbotenen Übergängen. Die Gleichungen geben die Zahl der von der Stoßfront weglaufenden Wellen als Summe aus Alfvénwellen und Magnetoschall- bzw. Entropiewellen an [nach *Jeffrey and Taniuti*, 1964].

Nun kann man die von der Stoßwellenfront weglaufenden charakteristischen Wellen direkt zählen. Wir betrachten zum Beispiel eine schnelle Stoßwelle (s. Abb. 3.15) im Stoßwellen-

Bezugssystem. Wenn die Wellen mit Geschwindigkeit u im Stoßwellen-Bezugssystem die Bedingungen erfüllen, daß vor der Stoßfront $u_1 > 0$ oder nach der Stoßfront $u_2 < 0$ gilt, so laufen sie von der Stoßfront weg. Die charakteristischen Wellen sind schnelle und langsame magnetoakustische Wellen und Alfvénwellen, die sich mit den Geschwindigkeiten C_F , C_{SL} und C_I in dem sich mit der Strömung mitbewegenden Koordinatensystem ausbreiten. Weiterhin gibt es die Entropie-Welle, die mit der Strömung konvektiert wird. In dem Gebiet vor der Stoßwelle sieht man im Stoßwellen-Bezugssystem die Wellen, die sich mit Geschwindigkeiten $u_{F1} = \pm C_{F1} - U_{x1}^*$, $u_{I1} = \pm C_{I1} - U_{x1}^*$ und $u_{SL1} = \pm C_{SL1} - U_{x1}^*$ ausbreiten. Wenn $U_{x1}^* \geq C_{F1}$ ist, hat man $u_{F1} \leq 0$, $u_{I1} \leq 0$ und $u_{SL1} \leq 0$, d.h. es breiten sich keine Wellen von der Stoßfront ins Gebiet vor der Stoßwelle aus. Dagegen kann man in dem Gebiet hinter der Stoßwelle leicht erkennen, daß sich eine schnelle Welle ($u_{F2} = -C_{F2} - U_{x2}^* \leq 0$), zwei intermediäre Wellen ($u_{I2} = \pm C_{I2} - U_{x2}^* \leq 0$), zwei langsame Wellen ($u_{SL2} = \pm C_{SL2} - U_{x2}^* \leq 0$) und noch eine mit der Strömung von der Stoßfront nach hinten laufende Entropie-Welle, also insgesamt 6 Wellen, von der Stoßfront ins Gebiet hinter der Stoßwelle ausbreiten. Dies bedeutet, daß die schnellen Stoßwellen evolutionär sind. In Abb. 4.1 ist die erste Zahl links des Gleichheitszeichens die Anzahl der Alfvén-Wellen. Die zweite Zahl gibt die Summe der schnellen und langsamen Wellen plus Entropie-Wellen an. Die Nummer rechts des Gleichheitszeichens ist die Gesamtanzahl der charakteristischen Wellen, die von der Stoßwellenfront wegläufen.

In gleicher Weise kann man auch abzählen, daß in den Gebieten 3→4 und 2→3 ebenfalls 6 Wellen von der Stoßfront wegläufen. In anderen Gebieten in Abb. 4.1 laufen weniger oder mehr als 6 Wellen von der Stoßwellenfront weg.

Definiert man das Stoßwellenkoordinatensystem nach Abb. 3.15, so kann man nach der Störungsentwicklung der RH-Bedingungen mit linearen charakteristischen Wellen finden, daß δU_y^* und δB_y^* unabhängig von den anderen charakteristischen Größen sind [Jeffrey and Taniuti, 1964]. Das bedeutet, daß zwei Alfvén-Wellen unabhängig von den anderen Wellen von der Stoßfront wegläufen müssen. Deswegen ist der Übergang 2→3 in diesem Sinn auch nicht evolutionär. So bleiben nur eine schnelle und eine langsame Stoßwelle bei der klassischen Stoßwellen-Theorie bestehen.

Obwohl die Evolutionstheorie intermediäre Stoßwellen effektiv ausschließt, haben numerische Simulationen dagegen ein anderes Bild ergeben. Führt man in den MHD-Gleichungen eine endliche elektrische Leitfähigkeit [Wu, 1987] oder zusätzlich die Viskosität aus der Navier-

Stokes Gleichung der MHD [Wu, 1988] ein, so kann man intermediäre Stoßwellen eindimensional stabil simulieren. Durch zweidimensionale Simulationen [Steinolfson and Hundhausen, 1990] wurde eine Stoßfront so konstruiert, daß verschiedene Stoßwellen die gleiche Stoßfront formieren. So erhält man also eine langsame Stoßwelle, eine intermediäre Stoßwelle dazwischen und dann eine schnelle Stoßwelle. Zwischen der intermediären Stoßwelle und der schnellen Stoßwelle liegt noch eine sogenannte *switch-on*-Stoßwelle [Boyd and Sanderson, 1969]. Ursprung dieser Stoßwellen-Konfiguration kann z.B. ein CME in der Nähe der Sonnenatmosphäre sein. Die Existenz verschiedener intermediärer Stoßwellen ist nach der reinen Evolutionstheorie nicht möglich. Kennel *et al.* [1989] argumentierten, daß die Evolutionsbedingungen aus der Theorie des streng hyperbolischen Systems [Lax, 1957] entwickelt wurden, was nicht der Realität entspricht. Z.B. wird dieses hyperbolische System unter Berücksichtigung des dissipativen Terms zu einem parabolischen System. Sie argumentieren weiter, daß Evolution und Stoßwellen-Struktur im Falle einer intermediären Stoßwelle zusammen diskutiert werden müssen. Daher haben Kennel *et al.* [1990] eine Stoßwellentheorie für nicht koplanare intermediäre Stoßwellen entwickelt. In der nachfolgenden Analyse berücksichtigen wir nur koplanare Stoßwellen, da man sonst das Stoßwellen-Koordinatensystem an Hand der beobachteten Daten nicht bestimmen kann.

4.2 Eine Methode zur Stoßwellen-Klassifizierung

Ein plötzlicher Sprung der Parameter sowohl des Plasmas als auch des Magnetfeldes wird als möglicher Kandidat einer Stoßwelle betrachtet werden können, wenn der Sprung größer als eine typische Störung ist. Die im folgenden beschriebene Methode zur Stoßwellen-Bestimmung soll zeigen, ob der Sprung wirklich eine Stoßwelle ist, und wenn ja, was für eine Art von Stoßwelle.

Wir nehmen erstens an, daß das Magnetfeld vor einer Stoßwelle und nach einer Stoßwelle in der gleichen Ebene liegt wie die Differenzgeschwindigkeit $U_2 - U_1$. Diese Eigenschaft wird aus den RH-Bedingungen abgeleitet (s. Gleichung 3.67). Zweitens nehmen wir an, daß alle Zeitmittelwerte über verschiedene Zeitintervalle vor und nach der Stoßwelle gleichwertig sind. Aufgrund der ersten Annahme läßt sich die Stoß-Normale durch Gleichung (3.30a oder 3.30b) bestimmen. Die zweite Annahme bedeutet, daß man unter den Paaren von Mittelwerten dasjenige finden muß, welches die RH-Bedingungen am besten erfüllt.

Hsieh and Richter [1986] untersuchten dieses Problem und schlugen vor, k_1 Meßpunkte vor der Stoßwelle und k_2 Meßpunkte nach der Stoßwelle zu benutzen, und die Mittelwerte aus mindestens 2 Meßpunkten oder mehr mit zunehmendem Zeitintervall zu berechnen, so daß sich die Mittelwerte der zeitlichen Parameter $\{t_i, x_i\}$ berechnen als

$$\langle x \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{i_2} x_i, \quad N = i_2 - i_1 + 1 \quad (4.3)$$

Die Zeitintervalle vor und nach der Stoßwelle sind hierbei

$$\{t_{-1}, t_{-2}\}, \quad \{t_{-1}, t_{-2}, t_{-3}\}, \quad \dots \quad \{t_{-1}, t_{-2}, \dots, t_{-k_1}\}$$

$$\{t_1, t_{1+1}\}, \quad \{t_1, t_{1+1}, t_{1+2}\}, \quad \dots \quad \{t_1, t_{1+1}, \dots, t_{k_2}\}$$

wobei t_{-i} bzw. t_i die Meßzeit vor bzw. nach der Stoßwelle bezeichnet.

Dadurch erhält man $(k_1 - 1)$ bzw. $(k_2 - 1)$ Mittelwerte vor bzw. nach der Stoßwelle und $(k_1 - 1)(k_2 - 1)$ mögliche Paare der verschiedenen Kombinationen der Mittelwerte. Alle Paare der Mittelwerte sind gleichwertig. Dann berechnet man die Stoß-Normale n und aus einem Teil der RH-Bedingungen (Erhaltung von Massenfluß, tangenalem Impulsfluß und tangenalem elektrischen Feld) nach der Methode der kleinsten Quadrate die besten Werte vor und nach der Stoßwelle. Um die endgültig beste Lösung zu suchen, benutzt man schließlich die Erhaltung des normalen Impulsflusses (3.37).

Dagegen wurden in früheren Arbeiten ziemlich willkürliche Zeitintervalle vor und nach einer Stoßwelle [*Chao*, 1970; *Lepping and Argentiero*, 1971; *Acuña and Lepping*, 1984] benutzt, um die Mittelwerte zu berechnen. Anschließend wurde ein Optimierungsverfahren benutzt, um die Stoßwellenparameter zu gewinnen. Die so erhaltenen Parameter stellen die Stoßwelle jedoch nicht am besten dar [*Hsieh and Richter*, 1986].

Die Methode von *Hsieh and Richter* [1986] ist auch nicht absolut perfekt. Zumindest sind die Parameter, die man aus anderen Methoden erhält, der Energieflußerhaltung nicht angepaßt. Obwohl man nach dem Optimierungsverfahren einen Satz künstlicher Parameter erhält, liefern verschiedene Paare der berechneten Parameter unterschiedliche Ergebnisse. Das Optimierungsverfahren ändert die Meßdaten, um sie den RH-Bedingungen anzupassen. Für jedes Datenpaar gibt es zwei Möglichkeiten: Die eine ist, nach einem Optimierungsverfahren die Daten den RH-Bedingungen anzupassen, die andere ist dagegen, sie nicht anzupassen. Vom

zweiten Standpunkt aus kann man sich auch vorstellen, ohne das Optimierungsverfahren nur die direkten Mittelwerte auszunutzen. Dann schaut man sich an, was diese relativ originalen Daten liefern: Ist der Sprung eine Stoßwellenlösung und wenn ja, welche Art von Stoßwelle?

Da die Schwankungen vor der Stoßwelle normalerweise wesentlich kleiner sind als die nach der Stoßwelle, konzentrieren wir uns auf die Region nach der Stoßwelle und versuchen, eine andere Methode zu finden, die nicht so kompliziert ist wie die mit Optimierungsverfahren.

Für die Mittelwertbildung (4.3) halten wir die Zeitintervalle vor der Stoßwelle fest, aber nach der Stoßwelle werden die Zeitintervalle variiert. Wenn $m = l_2 - l_1 + 1$ Meßpunkte nach der Stoßwelle vorhanden sind, mit der Zeitreihe $\{t_{l_1}, t_{l_1+1}, \dots, t_{l_2}\}$, und für die Mittelwerte mindestens m_0 Punkte ausgenutzt werden, hat man

$$M = \frac{(m - m_0 + 1)(m - m_0 + 2)}{2} \quad (4.4)$$

Mittelwerte, die als gleichwertig angenommen werden. Wobei die Zeitintervalle so bestimmt werden:

$$\begin{array}{ccccccc} \{t_{l_1}, t_{l_1+1}, \dots, t_{l_1+m_0-1}\}, & \{t_{l_1+1}, t_{l_1+2}, \dots, t_{l_1+m_0}\}, & \dots & \{t_{l_2-m_0}, \dots, t_{l_2-1}, t_{l_2}\}, \\ \{t_{l_1}, t_{l_1+1}, \dots, t_{l_1+m_0-1}, t_{l_1+m_0}\}, & & & \dots & \{t_{l_2-m_0-1}, t_{l_2-m_0}, \dots, t_{l_2}\}, \\ & \dots & & & \\ & & & & \{t_{l_1}, t_{l_1+1}, \dots, t_{l_2}\} \end{array}$$

Nachdem die Mittelwerte berechnet wurden, kann man die Stoß-Normalen bestimmen und Stoßwellenkoordinatensysteme aufbauen. Weil es $M = (m - m_0 + 1)(m - m_0 + 2)/2$ Datensätze gibt, muß man herausfinden, welcher am besten einer Stoßwelle angepaßt ist. Hierzu benutzen wir Gleichung (3.68), d.h. wir fordern

$$\frac{(\mathbf{U}_2 - \mathbf{U}_1) \cdot (\mathbf{B}_1 \times \mathbf{B}_2)}{|\mathbf{U}_2 - \mathbf{U}_1| |\mathbf{B}_1 \times \mathbf{B}_2|} \rightarrow \min \quad (4.5)$$

Dies zeichnet ein Paar von Mittelwerten aus bzw. die weiteren daraus berechneten Parameter. Der Grund, Bedingung (4.5) zu benutzen, ist ihre Gültigkeit für jeden Typ von MHD-Diskontinuitäten. Irgendwelche Abweichungen von Null in (4.5) müssen dem experimentellen Fehler zugeschrieben werden [Hudson, 1970].

Kennel et al. [1989] untersuchten die Beziehungen zwischen den verschiedenen Parametern U_x^* , C_F , C_I und C_{SL} in den Regionen vor und nach einer intermediären Stoßwelle. Sie

zeigten erstens, daß für die Typen 1→3 und 1→4 intermediärer Stoßwellen die Strömungsgeschwindigkeit U_{x1}^* auf eine kleine Region oberhalb C_{F1} begrenzt ist, und daß die Stoßwelle eine fast parallele Stoßwelle ist, und zweitens, daß für die Typen 2→3 und 2→4 intermediärer Stoßwellen die Strömungsgeschwindigkeit U_{x1}^* gerade oberhalb der intermediären Geschwindigkeit C_{I1} liegt.

Ein Paar von Werten (U_{x1}^*, U_{x2}^*) kennzeichnet einen Zustand in Abb. 4.1. Für M Mittelwerte (4.4) kann man M Wertepaare (U_{x1}^*, U_{x2}^*) berechnen, so daß es M Diagramme gibt, die alle ähnlich Abb. 4.1 sind. Da jeder Datensatz seine eigenen C_F, C_I und C_{SL} vor und nach der Stoßwelle hat, und für verschiedene Datensätze die Parameter C_F, C_I und C_{SL} nicht gleich sind, ist es schwierig, die verschiedenen Zustände zu vergleichen. Außerdem kann es vorkommen, daß, wenn $U_{x1}^{*i} > C_I^i$ für einen Zustand i und $U_{x1}^{*j} > C_I^j$ für einen anderen Zustand j gilt, der Vergleich von Zustand i mit Zustand j $U_{x1}^{*j} < C_I^i$ oder $U_{x1}^{*i} < C_I^j$ liefert!

Um verschiedene Zustände in einem Bild deutlich zu vergleichen, und um die verschiedenen Zustände zu sortieren, definieren wir folgende Normierungsgröße

$$V_{1,2} = \begin{cases} \frac{U_{x1,2}^*}{C_{SL1,2}} & U_{x1,2}^* \leq C_{SL1,2} \\ \frac{U_{x1,2}^* - C_{SL1,2}}{C_{I1,2} - C_{SL1,2}} + 1 & C_{SL1,2} < U_{x1,2}^* \leq C_{I1,2} \\ \frac{U_{x1,2}^* - C_{I1,2}}{C_{F1,2} - C_{I1,2}} + 2 & C_{I1,2} < U_{x1,2}^* \leq C_{F1,2} \\ \frac{U_{x1,2}^* - C_{F1,2}}{\max(U_{x1,2}^* - C_{F1,2})} + 3 & C_{F1,2} < U_{x1,2}^* \end{cases} \quad (4.6)$$

wobei der maximale Wert $\max(U_x^* - C_F)$ aus m verschiedenen Werten $U_x^* - C_F$ gewählt ist, so daß $(U_{x1,2}^* - C_{F1,2})/\max(U_{x1,2}^* - C_{F1,2})$ auf das Intervall $(0,1]$ beschränkt wird. Mit dieser Normierungsgröße werden die langsamen, intermediären und schnellen charakteristischen Geschwindigkeiten C_{SL}, C_I und C_F auf die Werte 1, 2 und 3 normiert. Die Strömungsgeschwindigkeit $U_{x1,2}^*$ in den Gebieten $(0,1], (1,2], (2,3]$ und $(3,4]$ wird nach $V_{1,2}$ transformiert, so daß die Zustandslösungen einer Stoßwelle als kontinuierliche Funktion von V_1 und V_2 in Form von Abb. 4.1 dargestellt werden können. Solch ein Bild kann die Stoßwellenlösungen sehr deutlich und offensichtlich symbolisieren. Das ist besonders günstig zur Sortierung der intermediären Stoßwellen, weil nun die Sortierungsgrenzen C_{SL}, C_I und C_F scharf geworden

sind.

4.3 Anwendung auf Helios Beobachtungen

Stoßwellen aus Helios-Beobachtungen wurden in zahlreichen Arbeiten untersucht. Man hat sehr viele vorwärts laufende schnelle Stoßwellen identifiziert [Volkmer and Neubauer, 1985]. Schnelle vorwärts laufende parallele Stoßwellen und langsame vorwärts laufende Stoßwellen wurden ebenfalls indentifiziert und untersucht [Richter et al., 1986, 1985].

Hsieh and Richter [1986] benutzen als Zustimmungseinschätzung (*acceptance rating*) das Verhältnis zwischen den zu den RH-Bedingungen passenden Lösungen zu allen möglichen Mittelwert-Kombinationen als einen Vertrauensparameter. Damit zeigten sie, daß durchschnittlich 60% der Werte positiv zu beurteilen sind, d.h. es gibt noch 40% Lösungen, die nicht die Evolutionsbedingungen erfüllen. Somit haben wir noch eine Chance, anhand der Helios-Beobachtungen intermediäre Stoßwellen zu finden.

Mit der in Kapitel 4.2 gezeigten Methode wird zuerst eine schnelle Stoßwelle und eine langsame Stoßwelle analysiert. Damit wird ein Überblick geliefert, wie die Lösungen im V_1 - V_2 Diagramme variieren. Dann zeigen wir ein Beispiel, das sehr wahrscheinlich eine intermediäre Stoßwelle darstellt.

4.3.1 Schnelle und langsame Stoßwellen

In den Abb. 4.2 und Abb. 4.3 wird eine schnelle Stoßwelle und eine langsame Stoßwelle dargestellt. Die schnelle Stoßwelle wurde von Volkmer and Neubauer [1985] und die langsame von Richter et al. [1985] untersucht. Die schnelle Stoßwelle ist durch Helios 2 um 17:44 UT, am Tag 90 (30. März) im Jahr 1976 beobachtet worden, als Helios 2 sich im Abstand von 0.468 AE zur Sonne befand. Die langsame Stoßwelle ist durch Helios 1 um 14:47 UT, am Tag 147 (26. Mai) im Jahr 1980, beobachtet worden, als Helios 1 sich im Abstand von 0.314 AE zur Sonne (in der Nähe vom Perihel) befand. Beide Stoßwellen zeigen einen plötzlichen Sprung in Dichte, Geschwindigkeit, Temperatur and Magnetfeld. Das Magnetfeld steigt an der schnellen Stoßwelle und fällt an der langsamen Stoßwelle.

Für die schnelle Stoßwelle sind die Parameter vor und nach der Stoßwelle sehr stabil außer der Dichte, die ziemlich große Variationen vorher und nachher zeigt. Daß die Parameter nach

der Stoßwelle so ruhig sind, ist sehr selten beobachtet worden. Man kann auch leicht erkennen, daß die Variationen in der Region vor der langsamen Stoßwelle wesentlich kleiner als nach der Stoßwelle sind.

Tabelle 4.1: Parameter der schnellen Stoßwelle am Tag 90 im Jahr 1976. Zeitintervalle, über die gemittelt wurde: vor der Stoßwelle 17:37-17:43, nach der Stoßwelle 17:46.8-17:49.5. Die Zahl der Spektren vor bzw. nach der Stoßwelle sind 8 bzw. 5.

	R	T	N
B_1 (nT)	-0.721 ± 0.689	-24.718 ± 0.268	-35.811 ± 0.290
B_2 (nT)	10.784 ± 0.311	-32.316 ± 0.177	-43.950 ± 0.259
U_{p1} (km·s ⁻¹)	410.318 ± 3.991	0.013 ± 4.713	1.369 ± 0.013
U_{p2} (km·s ⁻¹)	503.966 ± 3.180	5.592 ± 3.083	12.267 ± 2.104
Normale \mathbf{n}	0.682	0.335	0.650
$\theta_{B1,n}$ (°)	137.473 ± 1.550		
$U_{xp1,2}$ (km·s ⁻¹)	280.556 ± 31.800	335.343 ± 34.675	
$n_{p1,2}$ (cm ⁻³)	6.259 ± 1.300	7.428 ± 1.787	
$T_{p1,2}$ (10 ⁵ K)	0.329 ± 0.081	0.827 ± 0.141	
$T_{e1,2}$ (10 ⁵ K)	2.090 ± 0.168	1.746 ± 0.085	
V_s (km·s ⁻¹)	743.269 ± 88.414		
	X	Y	Z
B_1 (nT)	32.072 ± 2.404	0.0 ± 0.0	29.416 ± 2.858
B_2 (nT)	32.072 ± 2.404	-0.0 ± 0.0	45.427 ± 1.703
U_{p1}^* (km·s ⁻¹)	-462.713 ± 80.083	-55.925 ± 46.209	294.149 ± 15.773
U_{p2}^* (km·s ⁻¹)	-389.926 ± 78.931	-67.252 ± 68.435	353.256 ± 18.105

Die Lösungen für die schnelle Stoßwelle variieren, obwohl die in Abb. 4.2 gezeigten Parameter sehr ruhig sind. Abb. 4.4 zeigt die Lösungen der Stoßwelle im V_1 - V_2 Diagramm. Das Zeitintervall vor der Stoßwelle ist 17:37 bis 17:43 (UT) und das nach der Stoßwelle 17:46 bis 17:55 (UT). Dies wird in Abb. 4.2 durch schattierte Regionen dargestellt.

Die Lösungen treten nicht nur in der Region 1→2 (schnelle Stoßwelle) sondern auch in der „1→1“ Region mit den Bedingungen $U_{x1}^* > C_{F1}$ und $U_{x2}^* > C_{F2}$ und in der „2→2“ Region

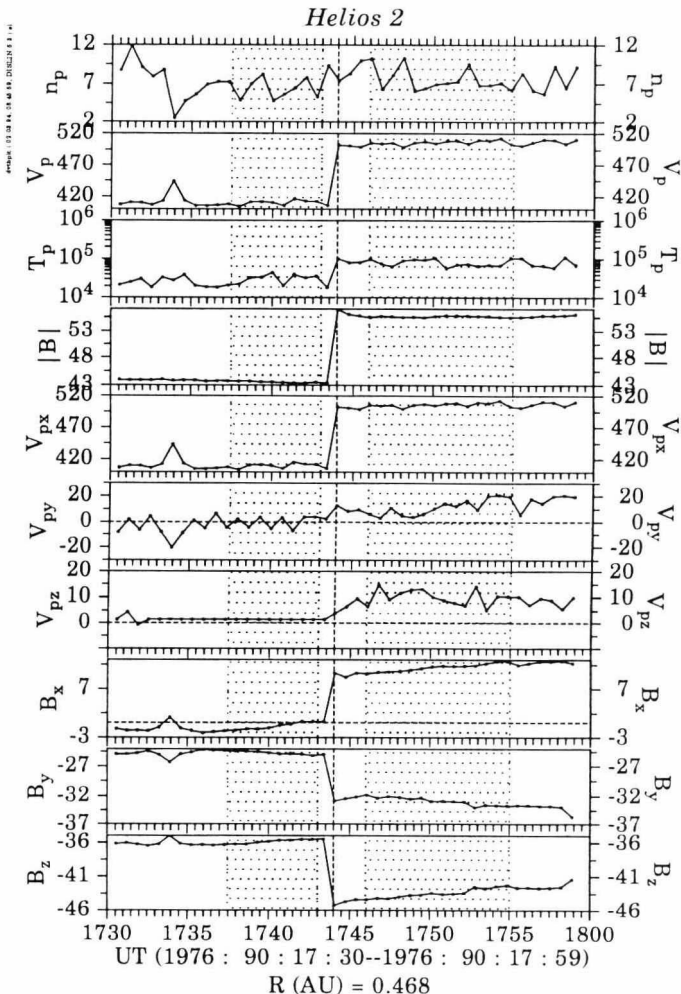


Abbildung 4.2: Zeithistogramme der Dichte n_p , der Geschwindigkeit V_p , der Temperatur T_p , der Sonnenwind-Protonen und des interplanetaren Magnetfelds B , sowie die Komponenten der Geschwindigkeit und des Magnetfelds während 30 Minuten um eine schnelle Stoßwelle beobachtet durch Helios 2 im Abstand 0.468 AE zur Sonne.

1980 14 03 14 23 14 24 14 25 14 26 14 27 14 28 14 29 14 30 14 31 15 01 15 02 15 03 15 04 15 05 15 06 15 07 15 08 15 09 15 10

Helios 1

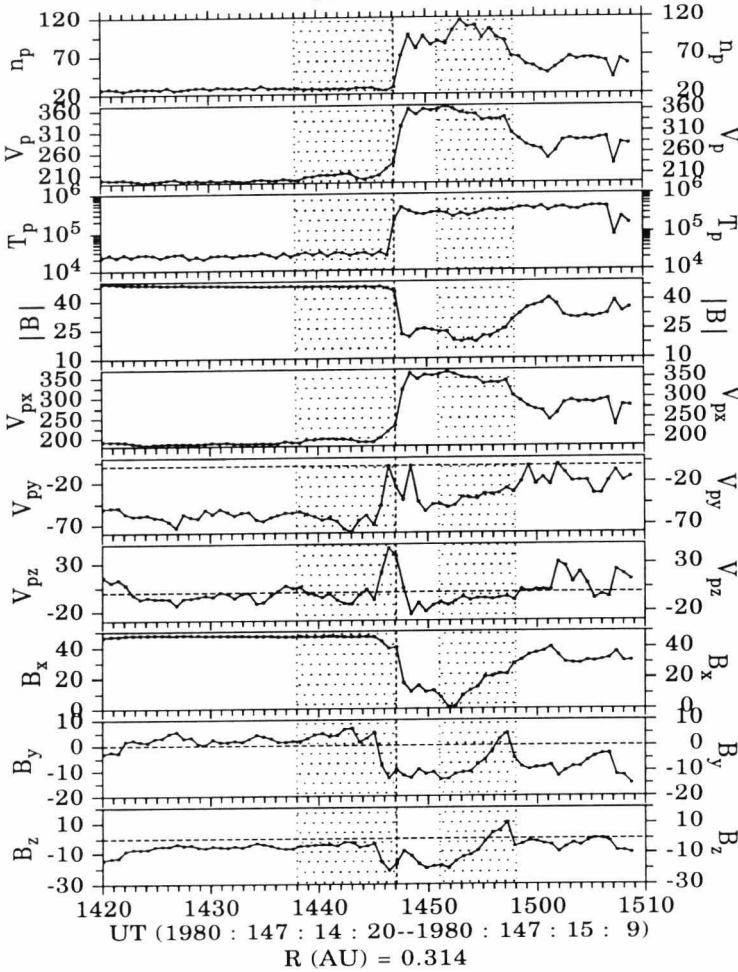


Abbildung 4.3: Zeithistogramme der Dichte n_p , der Geschwindigkeit V_p , der Temperatur T_p der Sonnenwind-Protonen und des interplanetaren Magnetfelds B , sowie die Komponenten der Geschwindigkeit und des Magnetfelds während 50 Minuten um eine langsame Stoßwelle beobachtet durch Helios 1 im Abstand 0.314 AE zur Sonne.

mit den Bedingungen $C_{I1} < U_{z1}^* < C_{F1}$ und $C_{I2} < U_{z1}^* < C_{F1}$ und sogar in der intermediären Region 2→3 auf.

	vor der Stoßwelle	nach der Stoßwelle
β	0.028(±6.388)	0.021(±0.001)
C_F (km·s ⁻¹)	381.448(±0.370)	447.717(±7.373)
C_I (km·s ⁻¹)	279.621(±20.961)	256.688(±21.854)
C_S (km·s ⁻¹)	57.690(±8.264)	59.488 (±1.864)
C_{SL} (km·s ⁻¹)	42.290(±3.215)	34.106 (±2.016)
M_F	1.213(±0.209)	0.871(±0.165)
M_I	1.655(±0.316)	1.519(±0.312)
M_{SL}	10.942(±2.092)	11.433 (±2.460)

Tabelle 4.2: Parameter der schnellen Stoßwelle am Tag 90 im Jahr 1976.

Um was für eine Art von Stoßwelle es sich wirklich handelt, muß eine genauere Untersuchung der Daten ergeben. Aus der Entropie-Bedingung (4.2) weiß man schon, daß die Entropie durch die Stoßwelle zunehmen muß. In den Gebieten „1→1“ und „2→2“ ist Bedingung (4.2) nicht erfüllt, die Lösungen sind dort keine Stoßwellenlösungen. Die Lösungen in der Region 2→3 sind in diesem Fall, da das tangentielle Magnetfeld nicht um 180° rotiert, auch keine richtigen Lösungen für diese Stoßwelle. Für die Lösungen in der Region 1→2 nimmt die Magnetfeldstärke zu und das tangentielle Magnetfeld bleibt in der gleichen Richtung, so daß nur diese Lösungen die Stoßwelle richtig darstellen. Es ist interessant, daß alle Lösungen durch eine stetige Linie verbunden sind.

Bei der Berechnung wurde $m=14$ und $m_0=5$ für die Formel (4.4) benutzt, d.h. es gibt $M=55$ mögliche Lösungen. Davon sind 41 Lösungen für schnelle Stoßwellen und 14 nicht zu Stoßwellen gehörige Lösungen. Die beste Wahl bilden die im Zeitintervall nach der Stoßwelle von 17:46:44.88 bis 17:49:26.90 berechneten Mittelwerte. Tabelle 4.1 zeigt entsprechende Mittelwerte für dieses Intervall. Die Temperatur der Elektronen T_e wird nach der Methode von *Marsch et al.* [1989] berechnet. Da der Winkel zwischen dem Magnetfeld vor der Stoßwelle und der Stoß-Normale $\theta_{B1n}=137.5^\circ$ beträgt, ist die Stoßwelle eine schräge Stoßwelle. Die beste Lösung wurde in Abb. 4.4 mit einem Pluszeichen „+“ gekennzeichnet. Die Kreuzzeichen „×“ bezeichnen weder schnelle noch langsame und auch nicht intermediäre Stoßwellenlösungen. Bei dieser Analyse wurde Magnetfeldkoplanarität (MC) benutzt. Die beste Auswahl liefert $(U_2 - U_1) \cdot (B_1 \times B_2) / (|U_2 - U_1| |B_1 \times B_2|) = 0.34$. In Tabelle 4.2 werden die aus Tabelle

4.1 berechneten Stoßwellenparameter gezeigt.

Tabelle 4.3: Parameter der langsamen Stoßwelle am Tag 147 im Jahr 1980. Zeitintervalle, über die gemittelt wurde: vor der Stoßwelle 14:38-14:47, nach der Stoßwelle 14:54:31-14:57:54. Die Zahl der Spektren vor bzw. nach der Stoßwelle sind 13 bzw. 6.

	R	T	N
B_1 (nT)	46.014± 2.202	1.775±5.704	-6.508±5.541
B_2 (nT)	21.698± 4.726	-2.077±4.896	0.535±6.866
U_{p1} (km·s ⁻¹)	196.487±7.216	-58.741±19.505	1.523±15.831
U_{p2} (km·s ⁻¹)	332.999±14.871	-33.660±3.937	-6.869± 1.253
Normale \mathbf{n}	0.308	-0.612	0.728
$\theta_{B1,n}(^\circ)$		79.666±10.86	
$U_{xp1,2}$ (km·s ⁻¹)	97.571±12.538		118.141±34.349
$n_{p1,s}$ (cm ⁻³)	27.179±1.139		92.672±13.759
$T_{p1,2}$ (10 ⁵ K)	0.267±0.025		3.477±0.298
$T_{e1,2}$ (10 ⁵ K)	2.364±0.060		1.864±0.60
V_s (km·s ⁻¹)	126.678±45.112		
	X	Y	Z
B_1 (nT)	8.342±11.068	0.0± 0.0	-45.751±3.490
B_2 (nT)	8.342±11.068	0.0± 0.0	-20.145±18.945
U_{p1}^* (km·s ⁻¹)	-29.107± 42.804	-33.088±101.941	-177.328± 11.969
U_{p2}^* (km·s ⁻¹)	-8.537± 10.763	-10.853±80.477	-313.039± 14.955

Wir haben bei diesem Beispiel auch Magnetfeld- und Geschwindigkeitskoplanarität (MD) benutzt. Die Lösungen sind sehr ähnlich verteilt wie in Abb. 4.4, d.h. daß das Ergebnis die Stoßwelleneigenschaft nicht ändert, die beste Wahl liefert aber $(U_2 - U_1) \cdot (B_1 \times B_2) / (|U_2 - U_1| |B_1 \times B_2|) = 0.15$, was noch besser ist als für MC. Im Allgemeinen sind die Werte für (4.5) kleiner für MD als die für MC. Aber die Parameter im für MD bestimmten Bezugssystem haben nicht koplanare B_{y1} und B_{y2} . So zeigen wir in dieser Analyse nur das Ergebnis aus MC.

Für die langsame Stoßwelle wird die gleiche Analyse durchgeführt. Diese langsame Stoßwelle wurde von Richter *et al.* [1985] gefunden und sehr genau untersucht. Sie zeigen, daß es

Helios 2 DOY 90, 1976 (17:44 UT)

Upstream time interval : 17:37:58.38--17:42:41.89

Downstream time interval : 17:46: 4.38--17:54:50.90

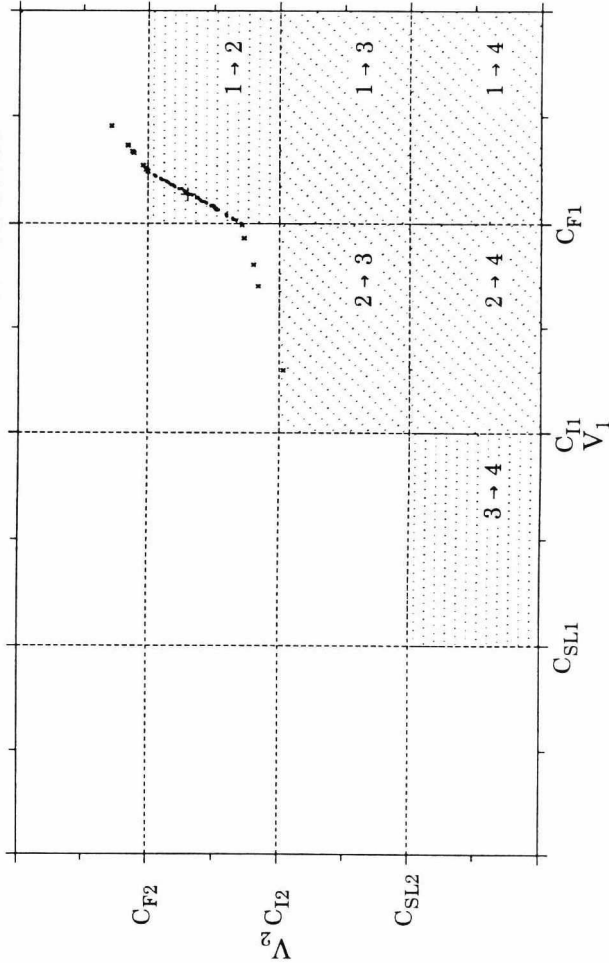


Abbildung 4.4: Die Verteilung der Stoßwellenlösungen im V_1 - V_2 Diagramm für die schnelle Stoßwelle. Das „+“ Zeichen repräsentiert die beste Wahl unter allen möglichen Stoßwellenlösungen.

Helios 1 DOY 147, 1980 (14:48 UT)

Upstream time interval : 14:38:19.15--14:46:25.15

Downstream time interval : 14:51: 8.66--14:57:53.66

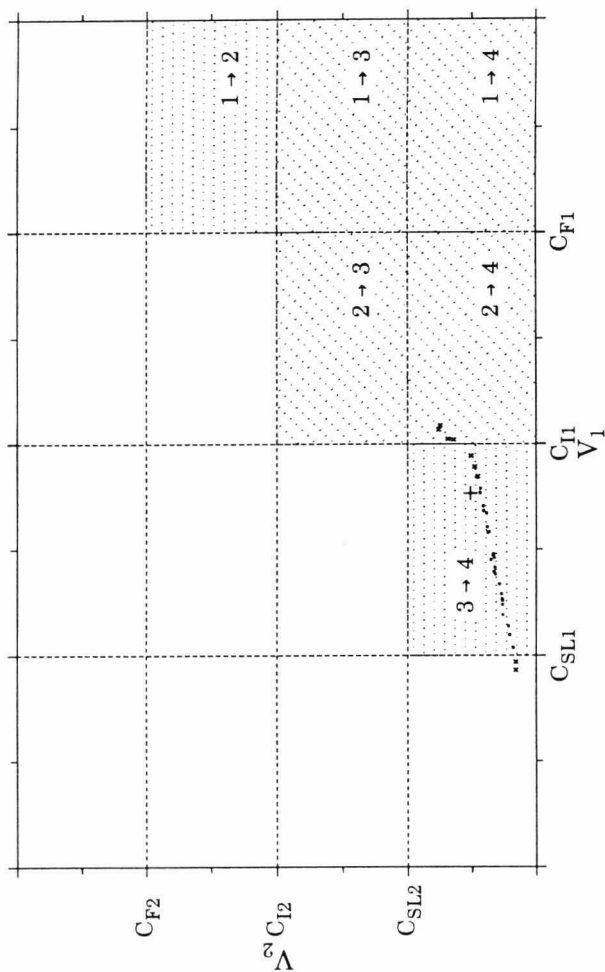


Abbildung 4.5: Die Stoßwellenlösungsverteilung im V_1 - V_2 Diagramm für die langsame Stoßwelle. Das „+“-Zeichen repräsentiert die beste Wahl unter allen möglichen Stoßwellenlösungen.

sich nicht um irgendeine andere MHD-Diskontinuität handelt, sondern nur um eine langsame Stoßwelle. Unsere direkte Stoßwellensortierung weist sie auch klar als langsame Stoßwelle aus. Hier haben wir Magnetfeldkoplanarität (3.30a) (MC) benutzt. In Formel (4.4) sind $m=11$ und $m_0=4$, d.h. es gibt $M=36$ mögliche Lösungen. Davon sind 27 Lösungen langsame Stoßwellen und 9 nicht zu Stoßwellen gehörige Lösungen. Die beste Wahl ist mit dem Zeichen „+“ in Abb. 4.5 gekennzeichnet. Alle langsamen Stoßwellenlösungen sind durch schwarze Punkte dargestellt, und die „x“-Zeichen stellen weder langsame noch intermediäre und auch nicht schnelle Stoßwellen dar.

	vor der Stoßwelle	nach der Stoßwelle
β	0.115(± 0.008)	3.612(± 3.118)
C_F (km·s ⁻¹)	203.407(± 1.176)	97.534(± 16.863)
C_I (km·s ⁻¹)	34.905(± 46.308)	18.903(± 23.170)
C_S (km·s ⁻¹)	60.163(± 1.855)	85.720(± 5.675)
C_{SL} (km·s ⁻¹)	10.324(± 13.837)	16.613(± 25.430)
M_F	0.143(± 0.213)	0.088(± 0.149)
M_I	0.843(± 0.514)	0.452(± 0.286)
M_{SL}	2.819(± 1.736)	0.514(± 0.337)

Tabelle 4.4: Parameter der langsamen Stoßwelle am Tag 147 im Jahr 1980.

Die Lösungen der langsamen Stoßwelle befinden sich nicht nur in der 3→4 Region, sondern auch in den „4→4“ und 2→4 intermediären Regionen. Die mit verschiedenen Zeitintervallen gemittelten Lösungen bilden eine durch drei Regionen laufende Kurve. Aber die in der „4→4“ Region liegenden Lösungen sind keine Stoßwellenlösungen, da sie die Entropie-Bedingung nicht erfüllen, und außerdem sind sie keine tangentialen Diskontinuitäten oder Kontakt-Diskontinuitäten [Richter *et al.*, 1985]. Die in der 2→4 Region liegenden Lösungen sind auch keine Stoßwellenlösungen, da sie die tangentialen Komponenten des Magnetfeldes nicht um 180° drehen. Es gibt noch einige Lösungen, die in der 3→4 Region liegen, die aber die tangentialen Komponenten des Magnetfeldes doch um 180° drehen. Solche Lösungen haben sehr kleine Werte für B_{z2} , wie bei einer *switch-off*-Stoßwelle [Boyd and Sanderson, 1969]. Sie sind durch die Fluktuationen in der geschockten Region verursacht. Für langsame Stoßwellen ist diese Art Lösungen aber nicht zulässig, wir haben sie daher auch mit „x“-Zeichen gekennzeichnet. Obwohl es einige nicht langsame Stoßwellenlösungen gibt, gehören alle zulässigen Lösungen zum langsamen Stoßwellen-Typ. Deshalb ist auch dieses Beispiel

eine langsame Stoßwelle.

Tabelle 4.3 zeigt die Mittelwerte, die für die beste Wahl ermittelt wurden, wobei die Elektronentemperatur aus *Richter et al.* [1985] übernommen wurde. Die Stoßwellenparameter für die langsame Stoßwelle sind in Tabelle 4.4 angegeben.

Benutzt man hier die Magnetfeld- und Geschwindigkeitskoplanarität (MD), erhält man auch hier ein ähnliches Bild wie Abb. 4.5. Aber die Lösungen durchlaufen die 3→4, 2→4 und 2→3 Regionen. Zulässige Lösungen befinden sich nur in der Region 3→4. Das bedeutet, daß auch diese Methode die Stoßwelle als langsam bestimmt.

4.3.2 Intermediäre Stoßwellen

Nach der Untersuchung aller Stoßwellen, die in der Liste von *Volkmer and Neubauer* [1985] und in der Liste von *Schwenn* (nicht veröffentlicht) angegeben sind, finden wir, daß nur eine vorwärts laufende schnelle Stoßwelle den intermediären Stoßwellen zugeordnet werden könnte. Sie wurde von Helios 2 im Jahr 1979 am Tag 58 (27. Feb.) beobachtet, als Helios 2 sich nahe der Erdbahn befand. Abb. 4.6 zeigt die Sonnenwindparameter und das Magnetfeld 30 Minuten vor und nach der Stoßwelle. Die Stoßwelle passierte die Raumsonde um 20:38 (UT), wobei ein deutlicher Sprung aller Parameter durch eine senkrechte gestrichelte Linie gekennzeichnet ist. Wenn man Abb. 4.6 grob betrachtet, meint man eine schnelle Stoßwelle zu erkennen, da $B_2 > B_1$ ist. Eine genauere Untersuchung mit der Methode aus §4.2, ergibt jedoch ein anderes Bild:

Zuerst benutzen wir die Methode der Magnetfeldkoplanarität MC (3.30a), um das Stoßwellenbezugssystem zu definieren und alle Stoßwellenparameter zu berechnen.

Gemittelt wurde über 12 Minuten (20:22:43-20:34:53 UT) vor der Stoßwelle und 6 Minuten (20:40:16-20:51:04 UT) nach der Stoßwelle, also $m=9$, $m_0=3$ in Formel (4.4) und $M=28$ als Anzahl aller möglichen Stoßwellenlösungen. Es gibt 15 Lösungen von 28, die intermediäre Stoßwellen darstellen. Die anderen 13 Lösungen sind weder schnelle Stoßwellen noch langsame Stoßwellen, sie sind in den Regionen „1→1“ und „2→2“, wo die Entropie nicht zunimmt, und auch in der langsamen Stoßwellenregion 3→4, wo aber die tangential Komponente des Magnetfeldes um 180° rotiert. Alle Lösungen sind in Abb. 4.7 dargestellt. Das „+“-Zeichen bezeichnet wieder die beste Wahl unter allen Lösungen nach Bedingung (4.5).

Man kann direkt aus Abb. 4.7 erkennen, wie die Lösungen verteilt sind. Die Lösungen

Helios 2

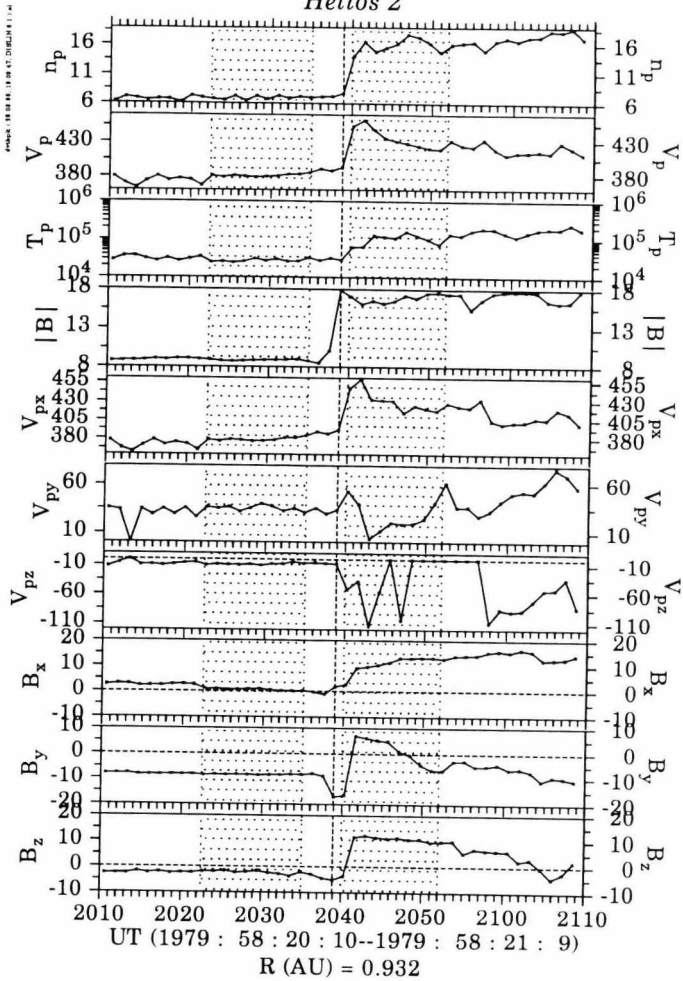


Abbildung 4.6: Zeithistogramme der Dichte n_p , der Geschwindigkeit V_p , der Temperatur T_p der Sonnenwind-Protonen und des interplanetaren Magnetfelds B , sowie die Komponenten der Geschwindigkeit und des Magnetfelds während 60 Minuten um eine intermediäre Stoßwelle beobachtet durch Helios 2 im Abstand 0.9 AE zur Sonne.

Helios 2 DOY 58, 1979 (20:38 UT)

Upstream time interval : 20:22:43.06--20:34:52.06

Downstream time interval : 20:40:16.06--20:51:4.06

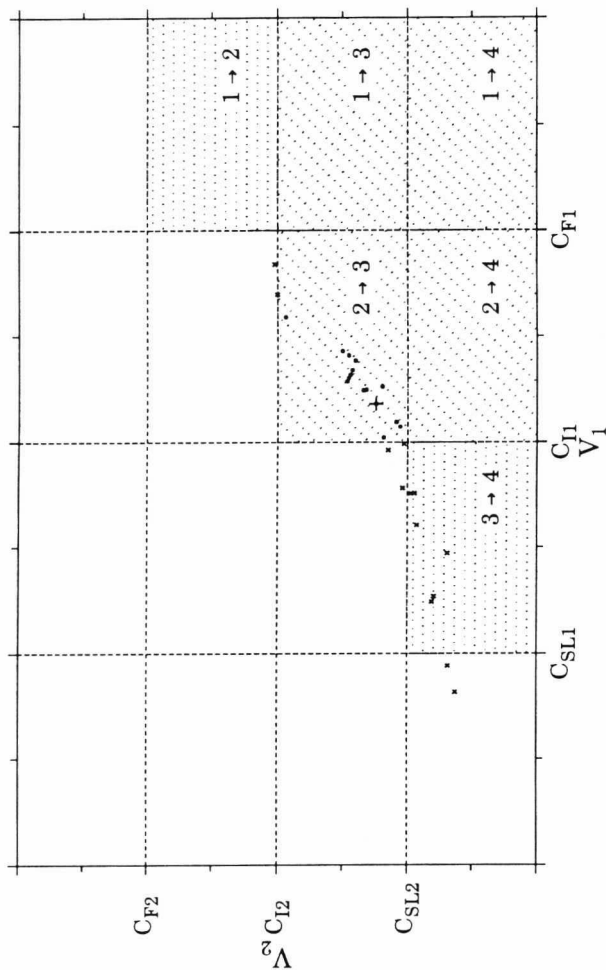


Abbildung 4.7: Die Stoßwellenlösungsverteilung im V_1 - V_2 Diagramm für die intermediären Stoßwellen. Das „+“-Zeichen repräsentiert die beste Wahl unter allen möglichen Stoßwellenlösungen.

laufen von links unten in das intermediäre Gebiet. Die zusätzlich mit $U_{x1}^* < C_{SL1}$ und $U_{x2}^* < C_{SL2}$ in der „4→4“ Region liegenden Lösungen sind keine Stoßwellenlösungen. Wenn es sich um eine Diskontinuität handelt, dann entweder um eine Kontaktdiskontinuität oder um eine tangentielle Diskontinuität. Da die Stoßwelle aber ähnlich einer schnellen Stoßwelle ist, handelt es sich auf keinen Fall um eine Kontaktdiskontinuität, die $[p] = 0$ erfordert, oder um eine tangentielle Diskontinuität, welche $[p + B^2/8\pi] = 0$ erfordert [Lieberman and Velikovich, 1986, siehe z.B.]. Die in der „2→2“ Region liegenden Lösungen, konzentrieren sich am Rand C_{I2} : Sie sind gerade größer als $C_{I2} = B_x/\sqrt{4\pi\rho_2}$. Vielleicht ist dies nur ein Effekt der Fehler der Datenauswertung oder anderer Fluktuationen.

Wenn wir das ganze Zeitintervall nach der Stoßwelle vergrößern, es also bis 20:55 ausdehnen, erhalten wir mehr Lösungen. Die Eigenschaft der Stoßwelle ändert sich aber nicht, es ergeben sich nur zusätzliche Lösungen in der „4→4“ Region und in der 3→4 Region der langsamen Stoßwelle. Dies sind aber keine Stoßwellenlösungen, wie oben bereits gezeigt wurde.

Abb. 4.8 zeigt, wie das Magnetfeld bei dieser intermediären Stoßwelle rotiert. Weiterhin sind alle Komponenten des Magnetfeldes und der Sonnenwindgeschwindigkeit im Stoßwellenbezugssystem dargestellt. Leicht schattierte Regionen vor und nach der Stoßwelle zeigen die Zeitintervalle, in denen Mittelwerte berechnet wurden. Die stark schattierte Region nach der Stoßwelle zeigt die beste Wahl unter den verschiedenen Zeitintervallen. Alle Parameter sind im Stoßwellenkoordinatensystem, das durch die beste Wahl bestimmt wurde, dargestellt. Die y -Komponente des Magnetfeldes vor und nach der Stoßwelle beträgt unverändert $B_y = -6.7\text{nT}$, die z -Komponente vor der Stoßwelle steigt jedoch von $B_{z1} = -3.8\text{nT} < 0$ auf $B_{z2} = +15.2\text{nT} > 0$! Dies bedeutet, das Magnetfeld rotiert um 180° . Diese Drehung erfolgt aber nicht gleichmäßig, sondern schießt zuerst etwas über 180° hinaus und erreicht dann erst das Gleichgewicht. Da diese Diskontinuität $n_2 > n_1$, $T_2 > T_1$ und $B_2 > B_1$ aufweist, handelt es sich nicht um eine Rotationsdiskontinuität (s. z.B. Hudson [1970]; Neugebauer et al. [1984]).

Die Stoßwellenfront bewegt sich mit der Geschwindigkeit $227\text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ in Richtung $n=(0.51, 0.845, 0.16)$, d.h. nach außen, fast parallel zur Ekliptik. Tabelle 4.5 zeigt die Mittelwerte der intermediären Stoßwelle, die durch die beste Wahl unter allen möglichen intermediären Lösungen bestimmt wurden. Hier haben wir die Elektronentemperatur wieder nach dem Model von Marsch et al. [1989] berechnet. In der Tabelle sind auch die Stoß-Normale, Stoßwellengeschwindigkeit sowie das Magnetfeld und die Strömungsgeschwindigkeit im Stoßwellenkoor-

Helios 2

www.bsp.uni-leipzig.de/lehre/physik/4

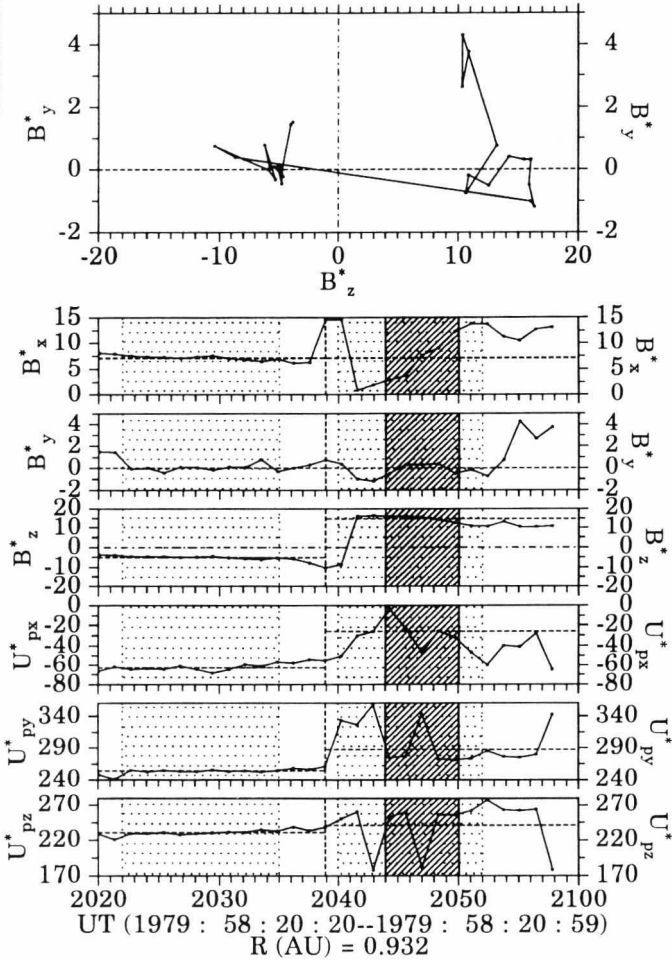


Abbildung 4.8: Oben: Die Zeitentwicklung des tangentialen Magnetfeld B_y^* gegen B_z^* . Unten: Zeitentwicklung der Komponenten des Magnetfeldes und der Komponenten der Geschwindigkeit. Alle Parameter sind im Stoßwellenkoordinatensystem angegeben.

dinatensystem angegeben. In Tabelle 4.6 sind Plasma- β , charakteristische Geschwindigkeiten und Machzahlen angegeben.

Tabelle 4.5: Parameter der intermediären Stoßwelle am Tag 58 im Jahr 1979. Zeitintervalle, über die gemittelt wurde: vor der Stoßwelle 20:22–20:35, nach der Stoßwelle 20:44–20:50. Die Zahl der Spektren vorher bzw. nachher sind 10 bzw. 5.

	R	T	N
B_1 (nT)	0.648 ± 0.344	-8.462 ± 0.119	-2.273 ± 0.593
B_2 (nT)	12.272 ± 1.284	1.138 ± 3.924	10.918 ± 0.341
U_{p1} ($\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$)	379.233 ± 2.428	34.819 ± 2.732	-8.325 ± 1.960
U_{p2} ($\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$)	424.859 ± 8.244	16.926 ± 9.675	-20.793 ± 46.495
Normale n	0.514	-0.843	0.160
$\theta_{B1,n}$ ($^\circ$)		36.095 ± 3.100	
$U_{xp1,2}$ ($\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$)	164.389 ± 37.425		200.937 ± 38.984
$n_{p1,2}$ (cm^{-3})	6.929 ± 0.293		16.591 ± 0.901
$T_{p1,2}$ (10^5K)	0.275 ± 0.029		1.214 ± 0.223
$T_{e1,2}$ (10^5K)	1.505 ± 0.014		1.593 ± 0.011
V_s ($\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$)	227.144 ± 43.204		
	X	Y	Z
B_1 (nT)	7.099 ± 1.431	0.000 ± 0.000	-5.176 ± 1.537
B_2 (nT)	7.099 ± 1.431	0.000 ± 0.000	14.856 ± 5.693
U_{p1}^* ($\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$)	-62.755 ± 6.754	254.152 ± 17.509	231.263 ± 56.418
U_{p2}^* ($\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$)	-26.207 ± 4.220	287.732 ± 50.978	240.953 ± 80.211

Da die Stoßwelle im Abstand von 0.93 AE beobachtet wurde, und die Stoß-Normale eine große radiale Komponente (0.51) und eine noch größere azimutale Komponente (-0.85) hat, kommt die intermediäre Stoßwelle aus einer westlichen Sonnenregionen. Dies weist darauf hin, daß die Stoßwelle vielleicht durch ein CME erzeugt ist. Dagegen ist die von Voyager 1 beobachtete intermediäre Stoßwelle wahrscheinlich lokal erzeugt [Chao *et al.*, 1993]. Diese von Voyager 1 beobachtete intermediäre Stoßwelle ist die erste intermediäre Stoßwelle vom Stoßwellen-Typ 2→4 mit $B_2 < B_1$, die im interplanetaren Raum beobachtet wurde. Unser

Beispiel hat erstmals gezeigt, daß mit Helios eine intermediäre Stoßwelle vom Stoßwellen-Typ 2→3 und $B_2 > B_1$ innerhalb der Erdbahn beobachtet wurde.

Wenn man MD (3.30b) benutzt, findet man ebenfalls, daß alle intermediären Stoßwellenlösungen in der Region 2→3 liegen. Die Lösungen verteilen sich im V_1 - V_2 Diagramm vom Gebiet „3→3“ zum Gebiet „2→2“. Wie bei der Methode MC gezeigt wurde, sind nur die in der Region 2→3 liegenden intermediären Lösungen Stoßwellenlösungen.

Hierbei muß noch erwähnt werden, daß alle gefundenen Stoßwellenlösungen die RH-Bedingungen nicht ganz erfüllen, weil die Beobachtungen viele Störungen und Fluktuationen aufweisen, und die RH-Bedingungen für ein ideales MHD-Plasma abgeleitet sind. Wenn man die Stoßwellenlösungen noch einmal nach einem Optimierungsverfahren berechnet, lassen sich die korrigierten Datensätze besser an RH-Bedingungen anpassen. Das Optimierungsverfahren kann die Lösungen, die zunächst nicht zu Stoßwellen gehören in Stoßwellenlösungen überführen. Solche korrigierten Lösungen ändern aber die Stoßwellensortierung nicht, sie verbessern lediglich die Eigenschaften der Stoßwelle hinsichtlich der RH-Bedingungen.

	vor der Stoßwelle	nach der Stoßwelle
β	0.554 (\pm 0.030)	0.596(\pm 0.471)
C_F (km·s ⁻¹)	80.196 (\pm 3.317)	105.521(\pm 23.765)
C_I (km·s ⁻¹)	58.831 (\pm 11.864)	38.018(\pm 6.723)
C_S (km·s ⁻¹)	49.476 (\pm 1.450)	62.142(\pm 3.388)
C_{SL} (km·s ⁻¹)	36.295 (\pm 8.470)	22.389(\pm 4.768)
M_F	0.783 (\pm 0.098)	0.248(\pm 0.088)
M_I	1.067 (\pm 0.392)	0.689(\pm 0.283)
M_{SL}	1.729 (\pm 0.734)	1.171(\pm 0.556)

Tabelle 4.6: Parameter der intermediären Stoßwelle am Tag 58 im Jahr 1979.

Wir haben also hier gezeigt, wie man aus den originalen Meßdaten direkt eine intermediäre Stoßwelle bestimmen kann. Die beste Wahl weist nicht nur alle Eigenschaften einer intermediären Stoßwelle, wie $U_{x1}^* > C_{I1}, U_{x2}^* < C_{I2}$ und $B_{11}/B_{12} < 0$ auf, sondern auch $M_{I1}=1.067$, d.h. U_{x1}^* ist nur wenig größer als C_{I1} . Bei der theoretischen Untersuchung von *Kennel et al.* [1989] wurden einige Beschränkungen für intermediäre Stoßwellen mit Typ 2→3 und 2→4 abgeleitet. Eine wichtige Bedingung darunter ist, daß die intermediäre Machzahl M_{I1} für intermediäre Stoßwellen von Typ 2→3 und 2→4 nur wenig größer als eins sein darf. Diese Eigenschaft ist aus den RH-Bedingungen abgeleitet. Obwohl bei diesem Beispiel nicht

alle RH-Bedingungen benutzt wurden, erfüllt die intermediäre Machzahl M_{I1} die oben genannte Bedingung. Das bedeutet aber auch, daß diese Stoßwellenlösung alle RH-Bedingungen in guter Näherung erfüllt.

5 SWICS/Ulysses Beobachtungen

Die Weltraumsonde Ulysses soll zur Erforschung des interplanetaren Raumes und insbesondere der solaren Polregionen beitragen (Abb. 5.1). Die Ulysses-Mission liefert erstmals in der Geschichte der Erforschung unseres Sonnensystems direkte Beobachtungen des Sonnenwindes über den Polregionen. Es ist die fünfte Raumsonde nach den Raumsonden Pioneer 10 und 11 in den Jahren 1973 und 1974 und nach den zwei Voyager-Sonden in den Jahren 1977 und 1979, die den interplanetaren Raum zwischen 1 und 5 AE Sonnenabstand durchquert. Am 6.10.1990 wurde Ulysses gestartet und erreichte am 8.2.1992 Jupiter. Dieser Zeitraum liegt in der Post-Maximum-Phase des solaren Zyklus. Im Gegensatz dazu durchquerten Pioneer 10 und 11 diese Region im solaren Minimum (1972-1974). Die Beobachtungen von Voyager 1 und 2 erfolgten in einer Zeit der ansteigenden Phase des solaren Zyklus (1977-1979).

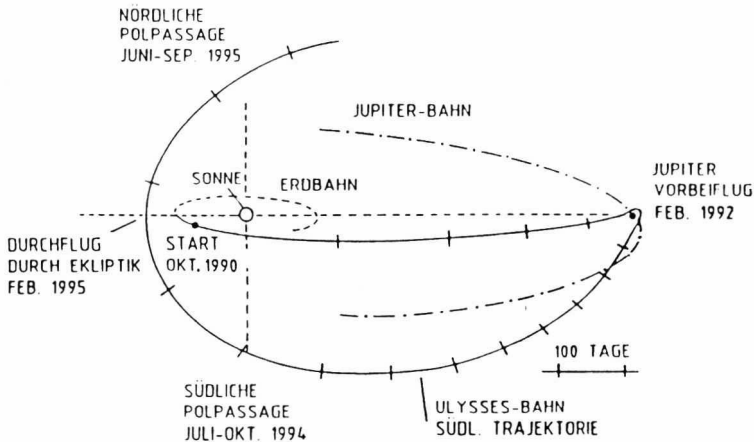


Abbildung 5.1: Die Flugbahn von Ulysses von 15° über der Ekliptik aus gesehen. Der Abstand zwischen zwei Strichen entspricht einem 100-Tage-Intervall (aus *Keppeler* [1992] nach *Wenzel and Smith* [1992]).

Mit Hilfe des Schwerefeldes des Riesenplaneten Jupiters schwenkt Ulysses aus der Ebene der Ekliptik heraus, um als erste Sonde über die Pole der Sonne zu fliegen (Juni-November 1994, April-Juni 1995). Der größte Abstand zur Sonne, den Ulysses erreicht, ist 5.4 AE (bei

Jupiter). Die höchste von Ulysses erreichte heliographische Breite beträgt 80° [Wenzel et al., 1992].

5.1 Das Experiment SWICS auf Ulysses

Das Solar Wind Ion Composition Spectrometer (SWICS) ist eines der Experimente an Bord von Ulysses. Das Instrument SWICS ist eine Kombination von elektrostatischem Analysator, Nachbeschleuniger, Flugzeitsystem (*Time of Flight*, TOF) und Energieanalysator. Es besitzt zwei Kanäle für Sonnenwindionen: den Hauptkanal und den Nebenkanal (Protonenkanal) (Abb. 5.2). Der Energiebereich des Hauptkanales ist $0.49\text{--}66.7\text{ keV/q}$, der des Nebenkanals $0.16\text{--}15.05\text{ keV/q}$. Beide Kanäle haben ihren eigenen Kollimator, elektrostatischen Analysator und Detektor. Für den Hauptkanal gibt es noch ein Flugzeitspektrometer und einen Gold-Siliziumfestkörperdetektor, um die Energie der Ionen zu messen (Abb. 5.3).

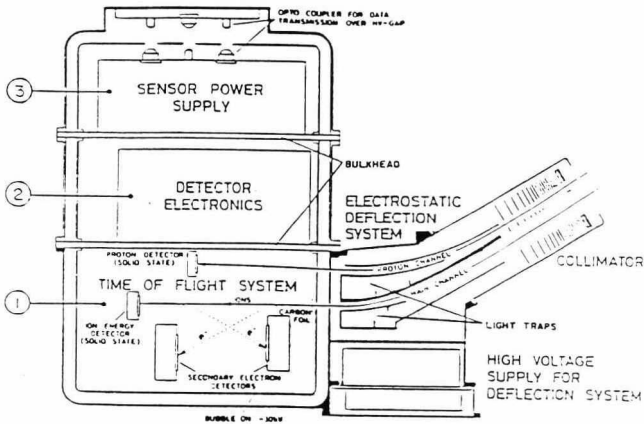


Abbildung 5.2: Querschnitt durch den SWICS-Sensor. Im rechten Teil des Bildes sind der Kollimator, der Deflektor und die Spannungsversorgung zu erkennen. Im linken Teil sind die Hochspannungskammer mit dem Flugzeitspektrometer und der analogen Elektronik, deren Stromversorgung und die Optokoppler dargestellt [nach Gloeckler et al., 1992].

Mit den Bezeichnungen U_a für die Nachbeschleunigungsspannung, E für die Energie der

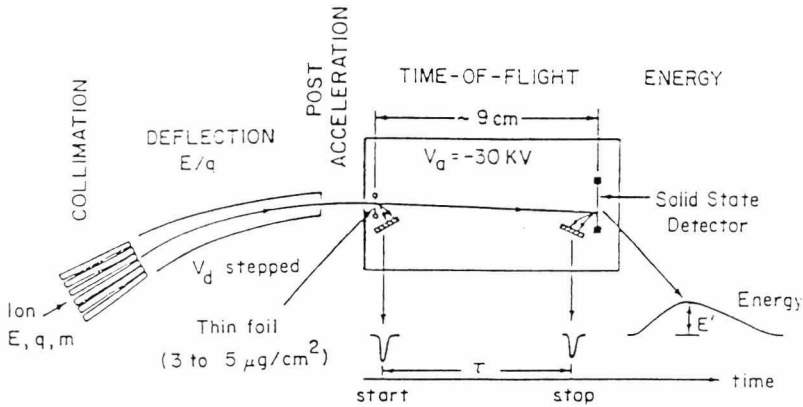


Abbildung 5.3: Technische Darstellung der Funktionen der fünf Teile des SWICS-Experiments [nach Gloeckler et al., 1992].

einfallenden Ionen, E_F für den Energieverlust der Teilchen in der das Startsignal auslösenden Kohlenstoffolie und $\alpha (< 1)$ für den Kerndefekt des Festkörpers erhält man für die mit dem Festkörperdetektor registrierten Energie E_{meas} :

$$E_{meas} = \alpha \cdot (E + qU_a - E_F) \quad (5.1)$$

wobei q die Ladung der Ionen bezeichnet. Unter der Voraussetzung, daß die durch die Nachbeschleunigung vermittelte Energie qU_a gegenüber der Differenz $E - E_F$ dominiert ($|E - E_F| \ll qU_a$), hat man damit näherungsweise:

$$q \simeq \frac{E_{meas}}{\alpha U_a} \quad (5.2)$$

Die gemessene Energie ist die kinetische Energie eines Teilchens

$$E_{meas} = \frac{1}{2}mv^2 \quad \text{mit} \quad v = \frac{d}{\tau} \quad (5.3)$$

wobei m die Masse der Ionen ist, τ die Flugzeit und d die Flugstrecke. Für die Masse der Ionen ergibt sich also

$$m = \frac{2\tau^2 E_{meas}}{\alpha d^2} \quad (5.4)$$

Da E/q vom elektrostatischen Analysator geliefert wird (siehe auch Kapitel 3.2), kann die Energie einfach bestimmt werden:

$$E = q \cdot \left(\frac{E}{q} \right) \quad (5.5)$$

Damit kann man auch die Masse pro Ladung unabhängig von der mit dem Festkörperdetektor gemessenen Energie E_{meas} bestimmen:

$$\frac{m}{q} = 2 \cdot \left(\frac{r^2}{d^2} \right) \left(\frac{E}{q} + U_a - \frac{E_F}{q} \right) \quad (5.6)$$

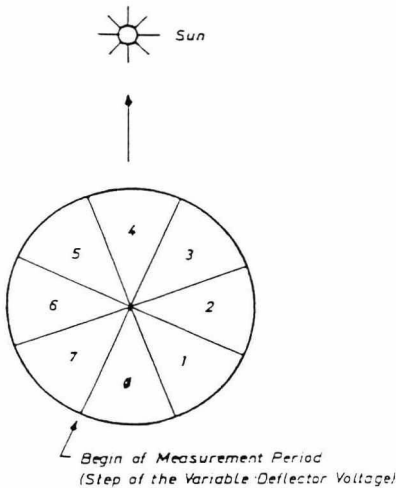


Abbildung 5.4: Sektorierung von SWICS [nach Gliem et al., 1988].

Im Nebenkanal gibt es nur einen „oberen“ Festkörperdetektor (*Upper Solid State Detector* USS), der beim Auftreffen von Ionen ein Signal auslöst. Mit dem Nebenkanal können die Plasmaparameter von Protonen und α -Teilchen gut bestimmt werden. Der Grund für diese Aufteilung in einen Haupt- und einen Hilfskanal ist in der unterschiedlichen relativen Häufigkeit zu sehen, mit denen die Ionen im Sonnenwind vorkommen. Würde alles mit einem einzigen Kanal gemessen, so könnte das Flugzeitspektrometer wegen der bei den Protonen auftretenden hohen Zählraten und den Totzeiten im Flugzeitsystem und im Festkörperdetektor die schweren Ionen nicht mehr wahrnehmen, zudem würde dies ein beschleunigtes Altern der Detektoren bewirken.

Die Energieauflösung des elektrostatischen Analysators wird durch eine schrittweise Änderung der Analysatorplatten erreicht. Das Instrument besitzt normalerweise 64 „Energikanäle“, die logarithmisch gestuft sind:

$$\left(\frac{E}{q}\right) = U_0 R^n \quad (5.7)$$

wobei $R = 1.036547$, $U_0 = 0.4217\text{kV}$ für den Hauptkanal und $U_0 = 0.1032\text{ kV}$ für den Nebkanal ist. Bei verschiedenen Meßmodi, d.h. verschiedenen DPU-Modi (**D**ata **P**rocessing **U**nit mode) bzw. DV-Modi (**D**eflection **V**oltage mode), durchläuft der Index n von Gleichung (5.7) eine unterschiedliche Reihe von 64 Werten aus dem Bereich 1 bis 138.

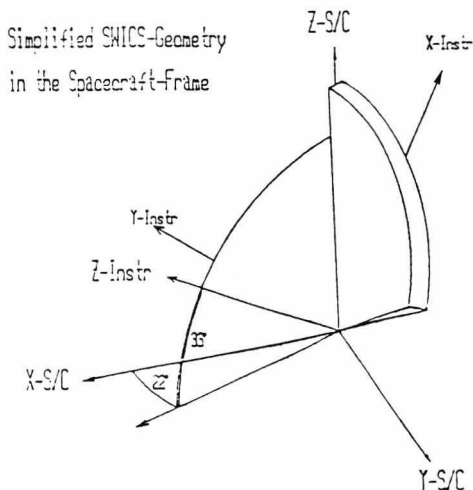


Abbildung 5.5: Vereinfachte Geometrie von SWICS im Koordinatensystem der Raumsonde [nach Joos, 1989].

Die Nachbeschleunigungsspannung U_a beträgt im hier zugrundeliegenden Zeitraum normalerweise 22.6 kV. Sie kann durch Kommandos zwischen 7.5 und 30 kV eingestellt werden. Nach der Beschleunigung bekommen die Ionen die Energie qU_a . Der Nebkanal unterscheidet noch Schwellenenergien von $>45\text{ keV}$ und $20\text{-}45\text{ keV}$, wobei die Ionen, die mit einer Energie über 45 keV registriert werden, hauptsächlich α -Teilchen sind, während die Ionen mit Energien zwischen 20 und 45 keV vor allem Protonen sind. Außerdem hat der Nebkanal eine Richtungsauflösung, wie in Abb. 5.4 gezeigt wird: Sektor 1 liegt innerhalb von 45° zur Sonnenrichtung, und Sektor 2 überdeckt die übrigen Richtungen (135°).

Ulysses rotiert um eine auf die Erde gerichtete Achse, wodurch die Antenne der Raumsonde stets in optimaler Empfangs- und Sendeposition ist. Während der Reise von Ulysses –zuerst zum Jupiter und dann über die Pole der Sonne –wird deshalb der Sonnenwind unter verschiedenen Winkeln auf SWICS einfallen. In diesem Zusammenhang ist der Winkel Sonne-Raumsonde-Erde (*Sun Earth Angle*, SEA) von Bedeutung.

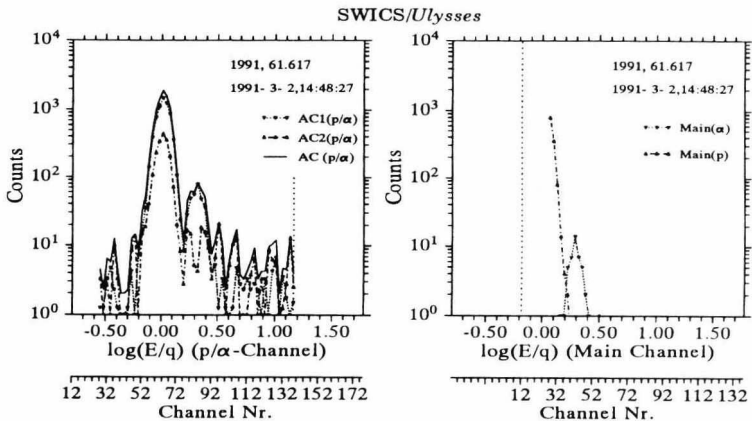


Abbildung 5.6: Energie-pro-Ladungs-Spektrum. Links ist der Nebenkana1 und rechts der Hauptkana1. Deutlich sieht man die Trennung von Protonen und α -Teilchen im Hauptkana1. Der fehlende Teil der Protonenkurve im Hauptkana1 ist durch den sogenannten „step reversal“ verursacht, der die Kurve bei niedrigen E/q abschneidet.

SWICS ist auf der Plattform von Ulysses wie folgt angebracht: Die z-Achse des Instrumentes (Achse der Rotationssymmetrie) nimmt einen Winkel von 57° zur Z-Achse der Raumsonde (Rotationsachse) ein; die Projektion der z-Achse des Instrumentes in der X-Y-Ebene der Raumsonde (Plattform) bildet einen Winkel von 22° mit der X-Achse der Raumsonde. SWICS ist nun so montiert, da1 eine der Kanten des Deflektors/Kollimators genau parallel zur Z-Achse der Raumsonde ist. Diese geometrischen Angaben sind in Abb. 5.5 dargestellt.

SWICS stellt verschiedene Zählraten zur Verfügung, wie z.B. FSR (*Front Secondary Electron Detector Rate*), DCR (*Double Coincidence Rate*), TCR (*Triple Coincidence Rate*) und

ACP (**A**uxiliary Channel **P**roton Rate) bzw. ACA (**A**uxiliary Channel **A**lpha Rate). Die FSR gibt direkt die Anzahl der im Start-MCP (**M**icro Channel **P**lates) erzeugten Signale an. Falls die FSR eine bestimmte Zahl (per Kommando einstellbar) übersteigt, kann man die Deflektorspannung zurückstellen (sogenannter *step reversal*). Die DCR gibt die Zahl der Vorkommnisse an, durch die sowohl beim Start- als auch beim Stop-MCP ein Signal erzeugt wurden. Diese werden vor allem von Protonen verursacht. Die TCR schließlich gibt an, wie viele Ereignisse stattgefunden haben, bei denen sowohl beide Zeitsignale als auch ein Energiesignal registriert wurden. Diese Ereignisse sind vor allem auf schwere Ionen zurückzuführen.

Abb. 5.6 zeigt typische Energie-pro-Ladung-Spektren wie sie im Nebenkanal als ACP + ACA Rate und im Hauptkanal als DCR für Protonen und TCR für α -Teilchen gemessen werden. Der fehlende Teil der Protonenkurve im Hauptkanal ist durch den oben genannten „*step reversal*“ verursacht, der die Kurve bei niedrigen E/q abschneidet.

SWICS liefert die DCR- und TCR-Daten noch als Matrix-Raten (MR), als Matrix-Elementen (ME) und insbesondere als sogenannte PHA-Worte (**P**ulse **H**eight **A**nalysis). Die Aufteilung der MR, ME und PHA-Worte wird in Abb. 5.7 gezeigt.

Ein PHA-Wort enthält die Informationen über Flugzeit τ , im Festkörperdetektor gemessene Energie E_m , Detektor, Sektor, Priorität und E/q -Wert. Mit τ , E_m und E/q klassifiziert die DPU die Ereignisse und gibt sie durch Inkrementierung des entsprechenden Zählers in Form von MR und ME aus. MR liefert eine Auflösung nach Energie pro Ladung, ermöglicht aber eine weniger genaue Auflösung nach Masse M bzw. Masse pro Ladung M/Q . ME hat eine bessere M - und M/Q -Auflösung als MR, jedoch keine E/q Information. Die PHA-Worte enthalten alle Grundinformationen, aber ihre Übertragung wird durch die begrenzte Telemetrie eingeschränkt: im besten Fall können 30 PHA-Worte in einem E/q -Schritt übertragen werden, bei niedriger Telemetrierate können nur 8 PHA-Worte in einem E/q -Schritt übertragen werden.

Da es diese Übertragungsbeschränkung gibt und man sich eher für schwere Ionen interessiert, wird die M - M/Q Matrix in 3 Prioritätsbereiche unterteilt. Abb. 5.7 zeigt die Aufteilung der M - M/Q Matrix: In Range 0, entsprechend der niedrigsten Priorität, werden Ereignisse mit einer Masse von weniger als 8.7 AMU klassifiziert. Das sind Ereignisse, die durch die Protonen und α -Teilchen des Sonnenwindes verursacht werden. Im Range 1, entsprechend der mittleren Priorität, werden Ereignisse mit einer Masse von mehr als 8.7 AMU gezählt,

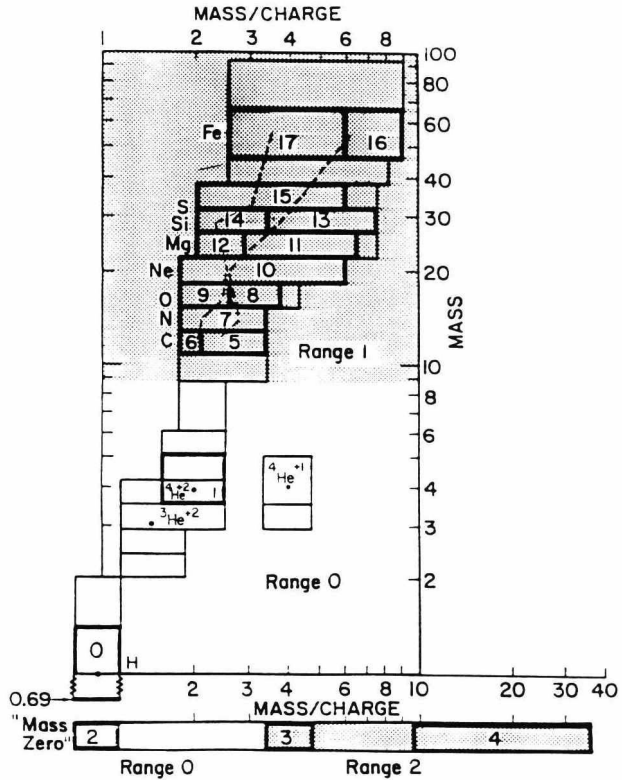


Abbildung 5.7: Die Aufteilung der M - M/Q Ebene. Dick umrandete Rechtecke zeigen die Position der 18 Matrix-Raten (MR). Der als „Mass Zero“ gekennzeichnete Balken entspricht den Ionen, die nicht genügend Energie haben, im Festkörperdetektor ein Energiesignal auszulösen. Die drei Prioritäten entsprechen: $M < 8.7$ oder Masse Null mit $M/Q < 3.3$ (Range 0); $M \geq 8.7$ (Range 1, schattiert), Masse Null mit $M/Q \geq 3.3$ (Range 2, schattiert). Die gestrichelte Kurve zeigt den Verlauf der vorherrschenden Ionisationszustände für koronale Temperaturen von $2 \cdot 10^6$ K (linke Kurve) und 10^6 K (rechte Kurve). Jedes Rechteck (dick oder dünn umrandet) ist weiterhin in logarithmisch gleichmäßigen Abständen in M/Q von 3% im Range 1 und 6% im übrigen Teil aufgespalten. Diese Bins bilden den größten Teil der 512 Matrix-Elemente (ME) [nach Gloeckler et al., 1992].

d.h. die schweren Ionen des Sonnenwindes. In Range 2, entsprechend höchsten Priorität, fallen schließlich jene Ereignisse, für die die Masse 0 berechnet wurde. Solche Ereignisse werden von Ionen mit niedrigem Ladungszustand ($M/Q > 3.3$) verursacht, da sie nach Durchlaufen der Beschleunigungsspannung noch nicht genug Energie erhalten, um ein Energiesignal im Festkörperdetektor zu erzeugen.

Zuerst werden die 30 für PHA-Worte zur Verfügung stehenden Speicherplätze mit Ereignissen beliebiger Priorität gefüllt. Danach werden diese Plätze mit Ereignissen höherer Priorität überschrieben. Schließlich werden diese Plätze nochmals überschrieben: nun ausschließlich mit Ereignissen höchster Priorität.

5.2 Auswertungsmethode

Von SWICS bekommt man eindimensionale Daten (Abb. 5.6), d.h. Zählraten gegen Energiepro-Ladung. Die entsprechende Auswertungsmethode ist etwa ähnlich wie bei den eindimensionalen Daten von I1a oder I1b auf Helios. Zuerst berechnet man die Verteilungsfunktion für eine bestimmte Ionensorte, z.B. Protonen. Nun nehmen wir an, daß f die Verteilungsfunktion des Sonnenwindes, Z_i die Zählrate der Energiestufe i ist:

$$Z_i = \int d^3v \cdot \Delta t \cdot \mathbf{v} \cdot \mathbf{A} \cdot f \cdot g\left(\frac{E}{q}, \alpha, \beta, \dots\right) \quad (5.8)$$

wobei α und β die Winkel sind, die das einfallende Ion im Instrumentensystem hat, und zwar $55^\circ \leq \alpha \leq 59^\circ$, $0^\circ \leq \beta \leq 69^\circ$, Δt ist die Meßzeit, g die Instrumentenfunktion von SWICS, und \mathbf{A} der Flächenvektor der Querschnittsfläche des Sensors. In erster Näherung kann man schreiben

$$g = \begin{cases} 1 & \left\{ \begin{array}{l} 55^\circ \leq \alpha \leq 59^\circ, 0^\circ \leq \beta \leq 69^\circ, \\ (\frac{E}{q})_i - \Delta(\frac{E}{q})_i \leq (\frac{E}{q}) \leq (\frac{E}{q})_i + \Delta(\frac{E}{q})_i \end{array} \right. \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (5.9)$$

$$Z_i = \cos \Theta \Delta t \cdot \int_{v_i} \frac{dv}{v} A v^4 \int_{(\alpha, \beta)_i} f \cdot \sin \alpha \, d\alpha \, d\beta \quad (5.10)$$

wobei Θ der Winkel zwischen der Sonnenwindrichtung und der Fläche der Eintrittsöffnung ist, dabei ist $\Theta \sim 0^\circ$. Das Instrument SWICS macht eine Winkelintegration, d.h.

$$F_i = \int_{(\alpha, \beta)} f \cdot \sin \alpha \, d\alpha \, d\beta \quad (5.11)$$

und

$$\frac{dv}{v} \simeq \frac{\Delta v}{v} = \frac{1}{2} \frac{\Delta E}{E} = \frac{1}{2} C_E \quad (5.12)$$

wobei C_E eine Konstante ist (Auflösungsvermögen des Energie-pro-Ladung-Analysators). Die Zählrate Z_i läßt sich mit Hilfe von Gleichung (5.11) und (5.12) als

$$Z_i = \Delta t \cdot v_i^4 A_i F_i \frac{1}{2} C_E \quad (5.13)$$

schreiben. Dann erhält man für F_i :

$$F_i = \frac{1}{\frac{1}{2} \cdot \Delta t C_E} \cdot \frac{Z_i}{A_i v_i^4} \quad (5.14)$$

Für die Dichte, die Geschwindigkeit und die Temperatur des Sonnenwindes ergibt sich

$$n = \int f d^3 v = \int_{v_1}^{v_2} F v^2 dv = \frac{C}{\frac{1}{2} \cdot \Delta t C_E} \sum \frac{Z_i}{A_i v_i^2} \Delta v_i \quad (5.15)$$

$$u = \int v f d^3 v / \int f d^3 v = \frac{\sum \frac{Z_i}{A_i v_i} \Delta v_i}{\sum \frac{Z_i}{A_i v_i^2} \Delta v_i} \quad (5.16)$$

$$T = \frac{m}{k_B} \int (v - u)^2 f d^3 v / \int f d^3 v = \frac{m}{k_B} \sum \frac{Z_i}{A_i v_i^2} (v_i - u)^2 \Delta v_i / \sum \frac{Z_i}{A_i v_i^2} \Delta v_i \quad (5.17)$$

mit $C_E = 2.6\%$ für den Hauptkanal und $C_E = 1.4\%$ für den Nebkanal (Joos [1989], s.69). A_i ist die sogenannte effektive gerichtete Fläche, die eine Funktion der Ionenart, der Ionenenergie, des MCP-Niveaus, der Kanäle und der Methode der Signal-Registrierung ist (z.B. USS, DCR oder TCR) (Joos [1989], Kapitel 3.7). C ist die Korrektur-Konstante.

Schließlich müssen wir die Meßzeit Δt erläutern. SWICS hat eine bestimmte Zeiteinheit, in dem die DPU die Ereignisse registriert. Dies ist eine Periode, in der die Energiestufe (E/q) konstant bleibt. Während einer Periode kann sich Ulysses 1, 2 oder 4 mal drehen, dies hängt

vom Datenübertragungsmodus ab. Aber die Meßzeit überdeckt nicht die gesamte Periode, weil die Sonnenwind-Teilchen nicht aus allen Richtungen in den SWICS-Sensor kommen, sondern nur mit einer gewissen Winkelverteilung um eine bestimmte Richtung (wegen der thermischen Bewegung des Sonnenwindes). Der "duty cycle" [von Steiger, 1992] berücksichtigt diesen Effekt. Der *duty cycle* ist der Teil einer Rotation der Raumsonde, in dem der Sonnenwind durch den Kollimator die SWICS-Sensoren erreichen kann. Er ist eine Funktion des Winkels zwischen der Sonne und der Spinachse von Ulysses, die immer zur Erde orientiert ist (SEA, Sun Earth Angle), und des thermischen Winkels des Sonnenwindes, $\Delta\psi = \arctan(v_{th}/u)$ mit $v_{th}^2 = (k_B/m)T$:

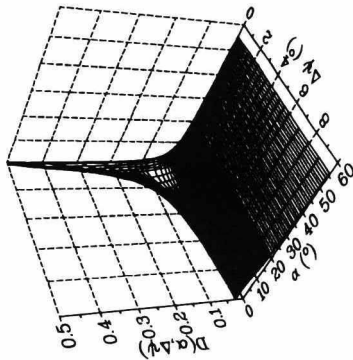
$$D(SEA, \Delta\psi) = \frac{1}{(2\pi\Delta\psi)^2} \int_0^{2\pi} d\chi \int_0^{69^\circ} d\beta \int_{\alpha_-}^{\alpha_+} d\alpha \sin \alpha e^{-\frac{\psi^2}{2\Delta\psi^2}} \quad (5.18)$$

mit $\alpha_{-/+} = 55^\circ/59^\circ$ für den Hauptkanal und $\alpha_{-/+} = 59^\circ/60.2^\circ$ für den Nebkanal. Bei Gleichung (5.18) hat man bereits angenommen, daß die Winkelverteilung eine Gaußverteilung ist und die Mittelwerte über χ wegen der Rotation der Sonde auf einem Kreis ausgerechnet werden. Abb. 5.7 zeigt den *duty cycle* Effekt. Es ergibt sich $\Delta t = \tau \cdot D(SEA, \Delta\psi)$, wobei τ die Meßperiode von SWICS ist.

Anhand der Gleichungen (5.15)–(5.17) können aus den Meßdaten vom Haupt- bzw. vom Nebkanal Dichte, Geschwindigkeiten und Temperatur der Protonen und α -Teilchen des Sonnenwindes berechnet werden. Die so bestimmte Sonnenwindgeschwindigkeit stimmt überein mit der von anderen Instrumenten an Bord von Ulysses bestimmten Sonnenwindgeschwindigkeit, wie z.B. SWOOPS (Solar Wind Observation Over the Poles of the Sun) [Bame et al., 1992]. Die Dichte der Protonen stimmt jedoch nicht so gut überein: Während die von SWICS und SWOOPS bestimmte Dichte bei großen Winkeln SEA gleich ist, ist bei kleinem SEA die von SWICS bestimmte Dichte größer als die von SWOOPS bestimmte. Um für beide Beobachtungen die gleichen Ergebnisse zu erhalten, haben wir für den Hauptkanal $\Delta t = 10 \cdot \tau \cdot D^{2/3}$ und für den Nebkanal $\Delta t = 10 \cdot \tau \cdot D^{1/2}$ gesetzt. Mit diesen Werten bekommen wir eine erstaunlich gute Übereinstimmung zwischen den beiden Beobachtungen.

Abb. 5.9 vergleicht die aus unterschiedlichen Datensätzen gewonnene Dichte als Funktion des SEA. Die Übereinstimmung ist sehr gut. Sowohl das Verhältnis der Protonendichte des Hauptkanals zur Protonendichte des Nebkanals als auch das Verhältnis der Protonendichte von Haupt- und Nebkanal zur Protonendichte von SWOOPS liegt um den Wert eins. Das

Duty Cycle for p/α Channel



Duty Cycle for Main Channel

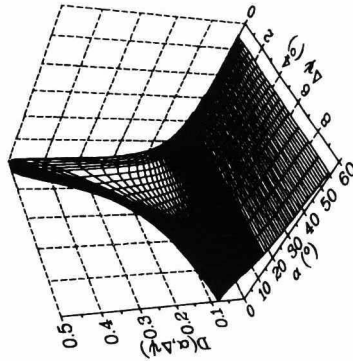


Abbildung 5.8: Duty cycle von SWICS/Ulysses als Funktion des Winkels SEA (α) und des thermischen Winkels des Sonnenwindes $\Delta\psi$; links für den Nebenkanal und rechts für den Hauptkanal.

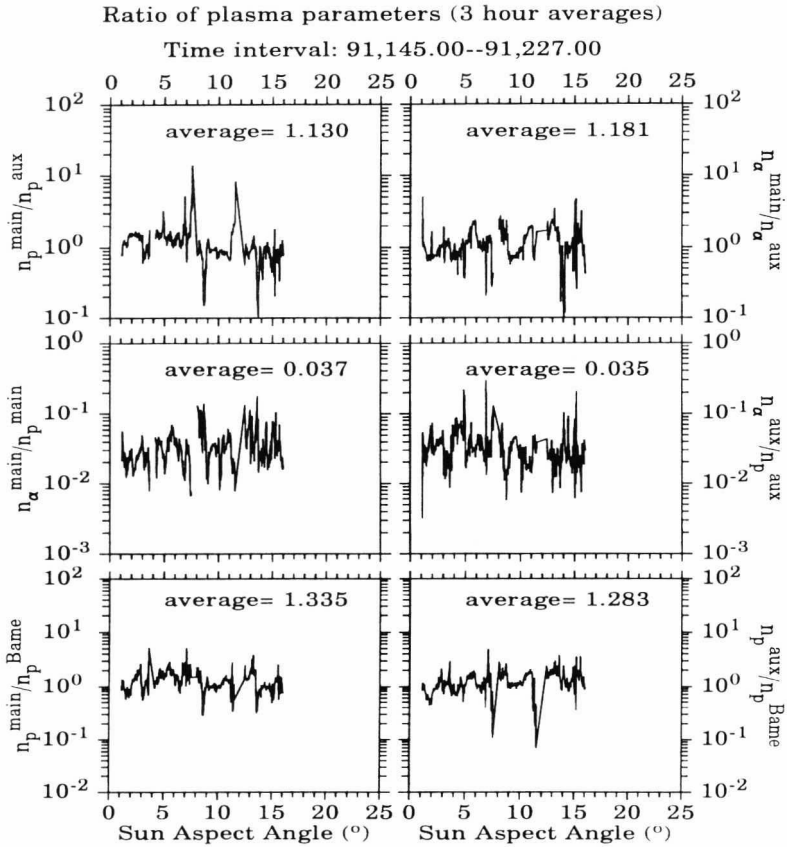


Abbildung 5.9: Die Verhältnisse von Drei-Stunden-Mittelwerten der Dichte des Sonnenwindplasmas. Von oben nach unten: Die Verhältnisse von Protonen- (links), bzw. α -Teilchendichte (rechts) vom Hauptkanal zu Protonen- bzw. α -Teilchendichte vom Nebkanal; die Verhältnisse von α -Teilchen- zur Protonendichte vom Hauptkanal (links) und Nebkanal (rechts), und die Verhältnisse von Protonendichte aus Hauptkanal (links) und Nebkanal (rechts) zur Protonendichte von SWOOPS.

bedeutet, daß sowohl der Hauptkanal als auch der Nebkanal benutzt werden können, um die Dichte der Protonen zu bestimmen, obwohl der Winkel SEA zwischen Sonne und Erde sehr stark variiert. Weiterhin zeigt die Abbildung die Verhältnisse der α -Teilchendichte von Haupt- und Nebkanal, die ebenfalls nahe eins liegen. Das Verhältnis n_α/n_p für Haupt- und Nebkanal liegt im Durchschnitt bei 3%. Das ist ein typisches Sonnenwindverhältnis. So läßt sich sagen, daß vom SWICS Haupt- und Nebkanal n_p und auch n_α sehr gut bestimmt werden.

Hierbei muß erwähnt werden, daß für Gleichung (5.15) vier Korrektur-Konstanten für C benutzt werden. Es ist $C_p^m = 0.875$ für die Hauptkanal-Protonen und $C_\alpha^{aux} = 0.16$ für die Nebkanal- α -Teilchen, während $C_\alpha^m = 1$ ist für die Hauptkanal- α -Teilchen und $C_p^{aux} = 1$ für die Nebkanal-Protonen. C_α^{aux} und C_α^m können noch einen geringeren Faktor (~ 1) haben, um das absolute n_α zu korrigieren. Wir wissen noch nicht, warum Gleichung (5.15) genau mit diesen Konstanten, C_p^m und C_α^{aux} , korrigiert werden muß. Wir vermuten, sie hängen noch von C_E (der Energieauflösung) und A_i (der effektiven Fläche) ab. Bei der Meßzeit Δt wissen wir ebenfalls nicht genau, warum Δt nicht direkt proportional zum *duty cycle* D ist, sondern proportional zu $D^{2/3}$ bzw. $D^{1/2}$. Vielleicht muß man noch andere Effekte berücksichtigen: Wenn SEA groß genug ist, so daß die Rotationsachse der Sonde außerhalb des thermischen Winkels des Sonnenwindes steht, und damit der SWICS-Sensor jede Richtung (innerhalb des thermischen Winkels des Sonnenwindes) nur einmalig tangiert, mißt SWICS die „richtige“ Sonnenwind-Verteilung. Wenn SEA dagegen so klein ist, daß die Rotationsachse innerhalb des thermischen Winkels des Sonnenwindes liegt, registriert die innere Kante des SWICS-Sensors über die gesamte Rotation Teilchen (siehe auch Abb. 5.5). Dies bedeutet eine Überschätzung des Sonnenwindes. Die Sonnenwindverteilung ist dann verfälscht, und man bekommt zu große Werte für die Dichte.

5.3 Beobachtungen mit SWICS/Ulysses

Die Beobachtungen von SWICS geben uns sehr viele Informationen über die chemische Zusammensetzung des Sonnenwindes und liefern gleichzeitig die Sonnenwindparameter Dichte, Geschwindigkeit und Temperatur. In Kapitel 5.2 haben wir gezeigt, daß die Ergebnisse von SWICS und dem Plasmainstrument SWOOPS hinsichtlich Plasmadichte, -geschwindigkeit, und -temperatur übereinstimmen. Daher kann man die Daten von SWICS benutzen, um die Eigenschaften, die Struktur und die Variationen des Sonnenwindes zu erforschen.

5.3.1 Überblick über die Ereignisse zwischen Erde und Jupiter

Während des letzten solaren Aktivitätsmaximums in der Zeit von etwa Juli 1989 bis Ende 1990 hat das Magnetfeld der Sonne seine Polarität gewechselt. Die solare Aktivität blieb aber bis Mitte 1991 auf einem hohen Niveau und fing erst dann an abzunehmen.

Nach ihrem Start im Oktober 1990 beobachtete die Raumsonde Ulysses den Sonnenwind während des solaren Maximums bis in die abnehmende Phase. Ulysses durchquerte dabei den Bereich von 1 bis 5 AE. Ein Überblick der Sonnenwindparameter für die ersten acht Rotationen der Sonne wird in Abb. 5.10 gezeigt. Es sind Stundenmittelwerte der von SWICS gemessenen Dichte, Geschwindigkeit und Temperatur von Protonen bzw. α -Teilchen fortlaufend aufgetragen. Zum besseren Vergleich der Sonnenrotationen hat jedes Fenster der Abbildung am Anfang (360°) und am Ende (0°) jeder Rotation einen Überlapp von $\pm 60^\circ$ heliographischer Länge. Oben ist die heliographische Länge und unten die entsprechende Zeit (*Day of Year*, DOY) und der Abstand von Ulysses zur Sonne (in AE) angegeben. Links oben ist die Anfangszeit für jede Periode und rechts oben die Kanal-Information enthalten. Die durchgezogenen Kurven zeigen n_p , v_p und T_p bzw. das Verhältnis n_α/n_p , die gepunkteten Kurven zeigen n_α , v_α und T_α bzw. das Verhältnis T_α/T_p .

Die Kurven der Geschwindigkeiten zeigen, daß die Geschwindigkeit der Protonen und die Geschwindigkeit der α -Teilchen fast identisch sind, d.h. außerhalb von 1 AE ist die Differenzgeschwindigkeit der Protonen und α -Teilchen ungefähr gleich null.

Ende 1990 bis Anfang 1991 ist die Sonnenwindgeschwindigkeit niedriger als $500 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, was einem langsamen Sonnenwind entspricht. Dieser Zeitraum folgt gerade dem Aktivitätsmaximum [Hoeksema, 1992], und in der Sonnenatmosphäre war der Anteil der Koronalöcher noch sehr gering [Wang and Sheeley, Jr., 1992]. Daher geht der von SWICS gemessene Sonnenwind nicht von Koronalöchern aus. Zur gleichen Zeit gab es eine Anzahl von Flareereignissen und CMEs, und als Folge davon hat Ulysses zahlreiche interplanetare Stoßwellen beobachtet [Burton et al., 1992]. Während der erhöhten Sonnenaktivität im März 1991 kann man sogar 9 fortlaufende Stoßwellen bestimmen [Burton et al., 1992]. Von Tag 84 zum Tag 87 ist SWICS in einem Meßmodus, der nicht besonders geeignet zur Messung von α -Teilchen und schweren Ionen ist. In dieser Zeit hat Ulysses die erste auf eine CME zurückzuführende Störung gemessen [Balogh et al., 1993]. Diese sieht man im zweiten Fenster von Abb. 5.10b. Nach dem Ereignis vom März begann SWICS, schnelle Ströme zu messen. Von hier an hat

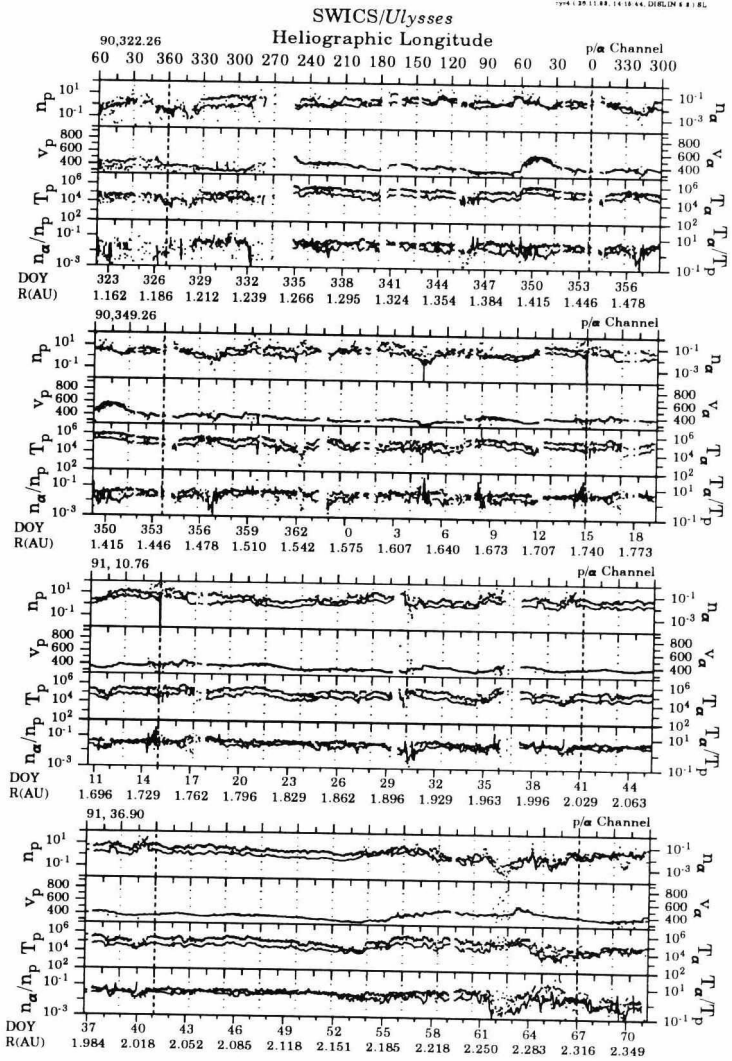


Abbildung 5.10a: Stunden-Mittelwerte für Protonen (durchgezogene Kurven) und α -Teilchen (gepunktete Kurven): Dichte, Geschwindigkeit und Temperatur sowie für die Verhältnisse von n_α/n_p (durchgezogene Kurven) und T_α/T_p (gepunktete Kurven).

SWICS fast bei jeder Sonnenrotation einen schnellen Strom gemessen. Diese Beobachtungen spiegeln sich auch in Messungen des *Interplanetaren Magnetischen Feldes* (IMF) wider [Smith, 1993; Balogh et al., 1993].

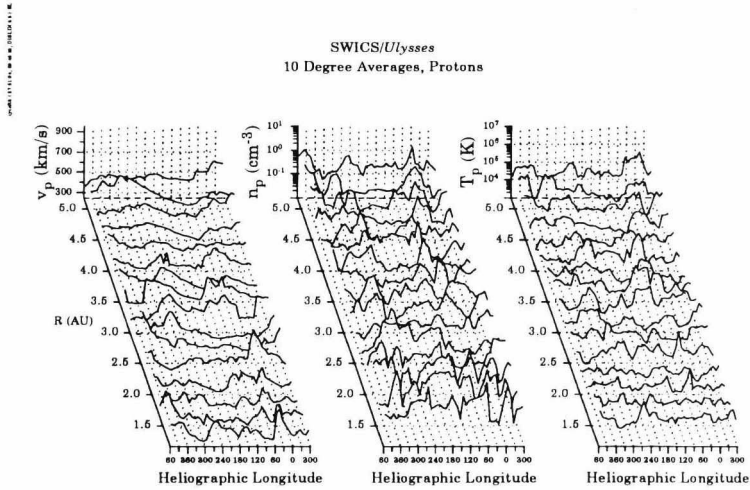


Abbildung 5.11a: Mittelwerte über 10° heliographischer Länge für Geschwindigkeit, Dichte und Temperatur der Protonen gezeigt für 16 Sonnenrotationen. Der Abstand Ulysses-Sonne liegt im Bereich von 1.16 AE bis 5.18 AE.

Abb. 5.11 gibt einen Überblick über den von Ulysses beobachteten Sonnenwind vom Jahr 1990, Tag 322 bis zum Jahr 1992 Tag 13, also von 1.16 AE bis zu 5.18 AE. Die Werte sind über 10 Grad heliographischer Länge gemittelt. Die wiederkehrenden schnellen Ströme zeigen sich deutlich in den Geschwindigkeitskurven. Die Kurven von Dichte und Temperatur sind komplizierter als die der Geschwindigkeit, da sich außerhalb von 2 AE die CIRs bereits gut ausbilden. In den CIRs ist das Plasma verdichtet und aufgeheizt. Diese Struktur vermischt sich mit den Strukturen, die durch die inhomogene Sonnenatmosphäre verursacht werden, so daß sich komplizierte Variationen der Dichte und Temperatur ergeben.

Die Tendenz in den Variationen der Dichte von Protonen und von α -Teilchen sind großskalig gesehen gleich. Im Prinzip ist $n_\alpha/n_p \sim 3\%$ (siehe auch Abb 5.9). Aber es gibt auch

SWICS/Ulysses
10 Degree Averages, Alphas

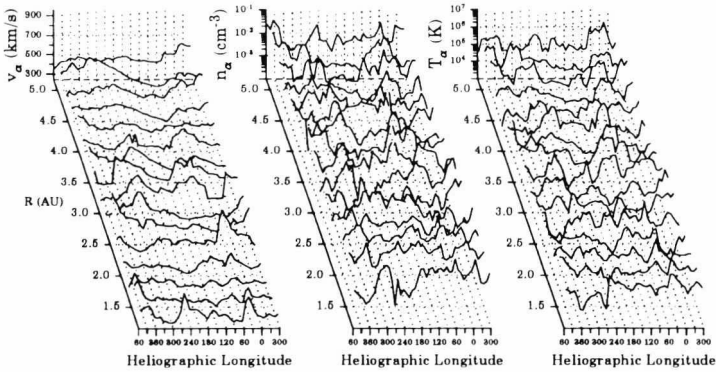


Abbildung 5.11b: Wie Abb. 5.10a, jedoch für α -Teilchen.

Fälle mit $n_\alpha/n_p \sim 20\%$, und auch Fälle wo n_α/n_p sehr klein ist, ja sogar praktisch gleich Null (siehe auch Abb. 5.10 für Tage 69 und 93). Diese Probleme werden in Kapitel 6 untersucht.

Die Temperatur der Protonen und α -Teilchen zeigt eine gute Korrelation mit der Sonnenwindgeschwindigkeit (siehe auch Abb. 5.10). Dieses Verhalten ist schon aus Messungen der inneren Heliosphäre bekannt [Marsch et al., 1982a, 1982b]. Die Beobachtungen von SWICS zeigen aber auch solche Fälle, in denen die Geschwindigkeit hoch ist, die Temperatur jedoch sehr niedrig (siehe Abb. 5.10b für die Tage 150 bis 152). Solch ein Verhalten erwartet man in magnetischen Wolken.

5.3.2 Radiale Abhängigkeit des Sonnenwindes

Beobachtungen von Pioneer 10 [Gazis et al., 1989] und von Voyager 2 [Belcher et al., 1993] haben gezeigt, daß innerhalb eines großen Bereiches (1-40 AE) die Protonengeschwindigkeit des Sonnenwindes unabhängig vom radialen Abstand R ist, die Protonendichte im Mittel mit R^{-2} abfällt und die Protonentemperatur ebenfalls abfällt, jedoch geringer als $R^{-1.33}$, was einer adiabatischen Abkühlung entspräche.

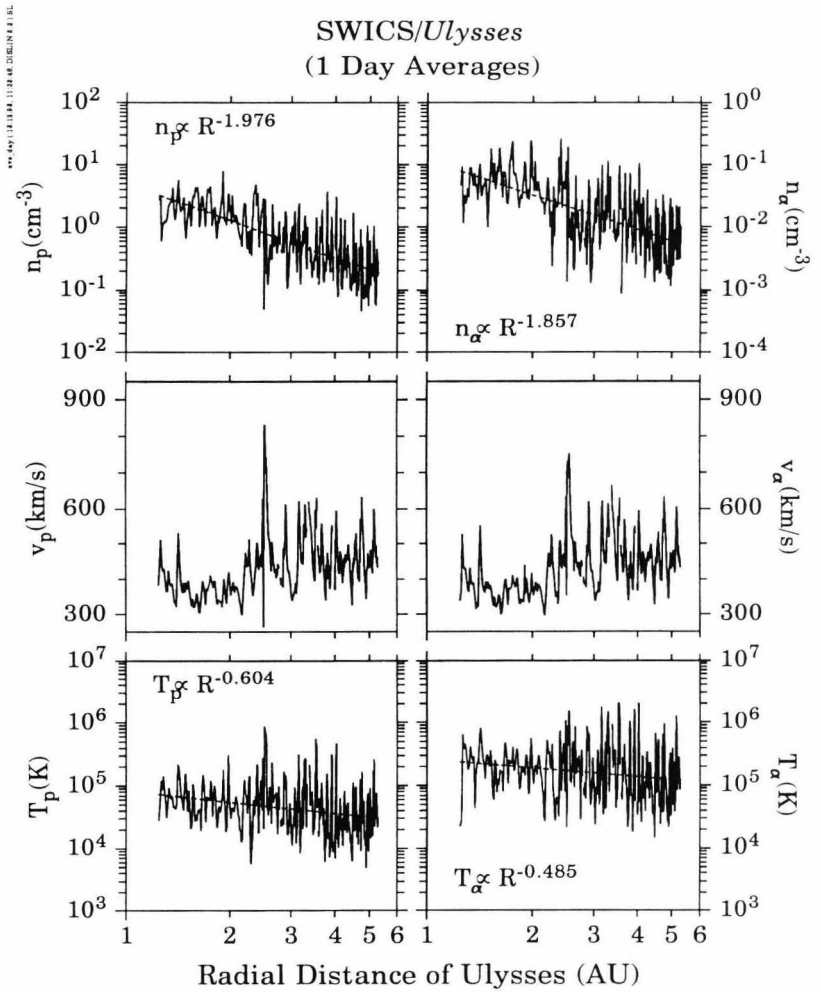


Abbildung 5.12: Tagesmittelwerte der Dichte, Geschwindigkeit und Temperatur für Protonen (links) und α -Teilchen (rechts).

SWICS liefert Daten von 1 AE bis zu 5.4 AE in der Ekliptik, jedoch nicht nur Protonenmessungen sondern auch sehr gute α -Teilchen-Messungen. Abb. 5.12 zeigt die Tagesmittelwerte der Dichte (oben), Geschwindigkeit (Mitte) und Temperatur (unten) für Protonen (links) und α -Teilchen (rechts). Die Dichte von Protonen und α -Teilchen fällt wie erwartet mit zunehmendem Abstand von der Sonne ab, und zwar mit $n \sim R^{-2}$. Die Geschwindigkeiten der Protonen und der α -Teilchen zeigen große Variationen, aber diese sind temporär. Wenn wir Ereignisse, wie z.B. CIRs, Stoßwellen und CMEs vernachlässigen, ist die Geschwindigkeit offenbar unabhängig vom Abstand. Um 2.3 AE zeigt sich ein deutliches Maximum im Geschwindigkeitsprofil, das auf das März-Ereignis zurückzuführen ist. Von da ab bis zum Jupiter hat der Mittelwert der Geschwindigkeit zugenommen, was der schwächer werdenden Sonnenaktivität entspricht. Die Protonentemperatur T_p zeigt eine Abkühlung nach außen, mit einer radialen Abhängigkeit von $R^{-0.6}$. Dies entspricht etwa den Beobachtungen von Pioneer 10/11 [Kayser et al., 1984], ist jedoch etwas geringer als die aus den Helios-Beobachtungen abgeleitete Abnahme [Schwenn et al., 1981; Marsch et al., 1982b; Thieme et al., 1989].

Abb. 5.13 zeigt die Variationen von n_α/n_p und T_α/T_p in Abhängigkeit vom Abstand. Obwohl n_α/n_p sehr viele Variationen zeigt, ergibt sich keine radiale Abhängigkeit. n_α/n_p bleibt ungefähr gleich 3%. Das Verhältnis T_α/T_p ist etwa 4 und bleibt konstant. Es scheint, daß 5 die obere Grenze für das T_α/T_p -Verhältnis ist. Wenn T_α/T_p variiert, dann hin zu kleinen Werten von T_α/T_p . Normalerweise ist die Temperatur der α -Teilchen 4 \sim 5 mal so groß wie die der Protonen. Bei einer Fluktuation in der Temperatur, solche Fluktuationen können entweder durch Temperaturvariationen in der Sonnenatmosphäre oder durch dynamische Prozesse im interplanetaren Raum verursacht werden, verändert sich die Temperatur der α -Teilchen zu einem geringeren Wert hin oder die Temperatur der Protonen zu einem größeren Wert hin, so daß T_α nur 3 mal oder 2 mal so groß ist wie T_p .

In der inneren Heliosphäre hat man anhand von Helios-Daten die radialen Gradienten der Protonentemperatur und α -Teilchen-Temperatur eingehend untersucht. Schwenn et al. [1981] bestimmten den radialen Gradienten der Protonentemperatur T_p mit Hilfe der sogenannten Line-up-Konstellationen zwischen Helios 1 und Helios 2. Bei einer Line-up passiert dasselbe Plasma, das von der weiter innen fliegenden Sonde beobachtet wurde, wenig später die weiter außen fliegende Sonde. Für Protonengeschwindigkeiten kleiner als $400 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ erhielten sie $T_p \sim R^{-1.21}$, d.h. die Protonen im langsamen Sonnenwind kühlen sich nahezu adiabatisch ab. Im schnellen Sonnenwind kühlen die Protonen mit $T_p \sim R^{-0.69}$ ab, also viel langsamer als

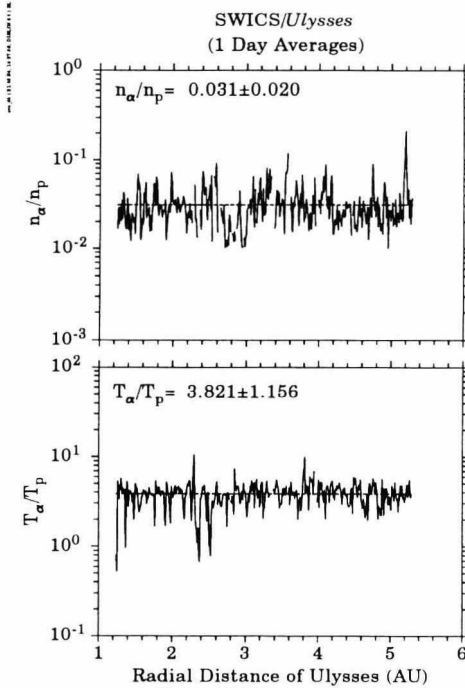


Abbildung 5.13: Verhältnisse der Dichte n_{α}/n_p und der Temperatur T_{α}/T_p . Die Mittelwerte des Gesamtintervalles sind auch dargestellt.

adiabatisch.

Die *Line-up*-Konstellationen sind sehr selten, bei Helios 1 und 2 gab es insgesamt nur acht solche Fälle. *Burlaga and Ogilvie* [1973] leiteten anhand von Beobachtung nahe der Erdbahn die Beziehung zwischen Geschwindigkeit und Temperatur ab. Viele Wissenschaftler benutzen die Protonengeschwindigkeit als einen Ordnungsparameter, anhand dessen die Temperatur in verschiedene Geschwindigkeitsintervalle sortiert und über bestimmte Abstandsintervalle oder über bestimmte Zeitintervalle gemittelt wird, um die radialen Gradienten der Temperatur zu bestimmen.

Marsch et al. [1982b] untersuchten anhand von Helios-Beobachtungen den radialen Gradienten der Protonentemperatur parallel und senkrecht zum lokalen Magnetfeld in verschiedenen Geschwindigkeitsintervallen. Sie fanden, daß die Abhängigkeit der Temperatur parallel

zum Feld vom radialen Abstand für höhere Protonengeschwindigkeiten immer geringer wird: von $T_{p\parallel} \sim R^{-1.03}$ für 300-400 km·s⁻¹ bis $T_{p\parallel} \sim R^{-0.69}$ für 700-800 km·s⁻¹. Die Ergebnisse sind vergleichbar mit den Ergebnissen aus den *Line-up* Beobachtungen. Dagegen ist die Abhängigkeit der Temperatur senkrecht zum Feld vom radialen Abstand für verschiedene Geschwindigkeitsintervalle gleich: $T_{p\perp} \sim R^{-1.07}$.

Anhand von Stundenmittelwerten der Helios-Daten untersuchten *Freeman and Lopez* [1985] und *Freeman* [1988] den radialen Gradienten der Protonentemperatur und fanden ähnliche Ergebnisse: $T_p \sim R^{-1.33}$ also adiabatische Abkühlung für $v_p < 300$ km·s⁻¹ und $T_p \sim R^{-0.81}$ für 700-800 km·s⁻¹.

Nicht nur die Abhängigkeit der Protonentemperatur sondern auch die der α -Teilchen-Temperatur wurde basierend auf Helios-Daten analysiert [*Marsch et al.*, 1982a; *Schwenn*, 1983a; *Thieme et al.*, 1989]. *Thieme et al.* [1989] fanden, daß der Abkühlungsgradient γ ($T \sim R^{-\gamma}$) der α -Teilchen bei 600 km·s⁻¹ $< v_\alpha < 800$ km·s⁻¹ ein Maximum mit einem Wert von 1.05 hat. Für α -Teilchen-Geschwindigkeiten zwischen 300 und 400 km·s⁻¹ ist $T_\alpha \sim R^{-0.96}$ und für Geschwindigkeiten zwischen 800 und 900 km·s⁻¹ gilt $T_\alpha \sim R^{-0.92}$.

Außerhalb der Erdbahn untersuchte man den radialen Gradienten der Protonentemperatur mit Hilfe von Daten von Pioneer 10/11 [*Mihalov and Wolfe*, 1978; *Kayser et al.*, 1984] und Voyager 2 [*Gazis and Lazarus*, 1983]. Die typische Methode bei der Bestimmung der radialen Gradienten ist, die Parameter im Durchschnitt über drei Sonnenrotationen zu mitteln, so daß der Einfluß von verschiedenen Sonnenwindströmen und kurzen Änderungen in der Sonnenaktivität unterdrückt wird. *Kayser et al.* [1984] fanden $T_p \sim R^{-0.48}$ für Pioneer 10 und $T_p \sim R^{-0.63}$ für Pioneer 11 zwischen 1 und 20.5 AE. Diese Ergebnisse sind im Prinzip in Übereinstimmung mit der früheren Untersuchung von *Mihalov and Wolfe* [1978] ($T_p \sim R^{-0.52}$ zwischen 1 und 12 AE für Pioneer 10) und von *Gazis and Lazarus* [1983] ($T_p \sim R^{-0.7}$ zwischen 1 und 9 AE für Voyager 2). *Gazis et al.* [1989] wiesen darauf hin, daß diese Tendenz bis zu 40 AE beibehalten wird.

Um einen weiteren Vergleich mit Helios-Beobachtungen durchzuführen, wurden Tagesmittelwerte der Protonentemperatur und der α -Teilchen-Temperatur berechnet und die mittlere Temperatur T_p und T_α in drei Geschwindigkeitsintervallen (< 400 km·s⁻¹, 400-500 km·s⁻¹, > 500 km·s⁻¹) sortiert, wobei für T_p die Protonengeschwindigkeit und für T_α die α -Teilchen-Geschwindigkeit als Sortierparameter genommen wird [*Thieme et al.*, 1989]. Da bei den SWICS

Beobachtungen die Tagesmittelwerte der Geschwindigkeit in der Ekliptik sehr selten größer als $600 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ ist, benutzen wir in dieser Analyse nur drei Geschwindigkeitsintervalle. Mittels der Methode der kleinsten Quadrate wurde die Funktion $T \sim R^{-\gamma}$ ermittelt.

Abb. 5.14 zeigt die Abhängigkeit der Temperatur vom radialen Abstand. Wie die Beobachtungen in der inneren Heliosphäre nehmen die Koeffizienten γ für Protonen mit zunehmender Geschwindigkeit ab. Wenn $v_p < 400 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ ist, kühlt die Protonentemperatur adiabatisch ab. Im schnellen Sonnenwind kühlen die Protonen viel langsamer als adiabatisch ab. Hier gilt $\gamma=0.73$. Diese Ergebnisse entsprechen im Prinzip denen von *Schwenn et al.* [1981], *Marsch et al.* [1982b] und *Freeman and Lopez* [1985]. Es scheint also, daß die Abkühlungstendenz der Sonnenwindprotonen von 0.3 AE bis zum Jupiter gleich bleibt.

Interessant ist, daß die Abkühlungstendenz der Sonnenwind- α -Teilchen sehr ähnlich wie bei den Protonen ist: Für langsame α -Teilchen-Geschwindigkeit gilt $T_\alpha \sim R^{-1.3}$, also auch hier eine adiabatische Abkühlung, für schnelle α -Teilchen-Geschwindigkeit gilt $T_\alpha \sim R^{-0.43}$. Die Abkühlung ist also deutlich geringer als bei langsamen α -Teilchen und auch geringer als bei Protonen mit gleicher Geschwindigkeit.

Thieme et al. [1989] erhielten anhand von Helios-Daten die Koeffizienten γ für α -Teilchen: Für $300\text{-}400 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ ist $\gamma = 0.96$, für $400\text{-}500 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ ist $\gamma = 0.79$ und für $500\text{-}600 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ ist $\gamma = 0.77$. Sie erhielten wieder größere Werte für γ wenn v_α weiter zunahm. Die SWICS-Beobachtungen, lassen keine sinnvolle Bestimmung des Gradienten zu, wenn $v_\alpha > 600 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ ist, da es dann zu wenig Daten gibt. Daher kann man die Beobachtungen von SWICS mit denen von Helios nur für die Geschwindigkeiten kleiner als $600 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ vergleichen. Die Unterschiede sind deutlich. Für den langsamen Sonnenwind ist $\gamma_{SWICS} = 1.3 > \gamma_{Helios} = 0.96$ und für den schnellen Sonnenwind ist $\gamma_{SWICS} = 0.43 < \gamma_{Helios} = 0.77$. Im langsamen Sonnenwind kühlen nicht nur die Protonen sondern auch die α -Teilchen mit gleichem Gradient im Bereich zwischen 1 und 5.4 AE adiabatisch ab. Im schnellen Sonnenwind kühlen die Protonen und die α -Teilchen langsamer als adiabatisch ab, wobei die α -Teilchen noch langsamer abkühlen als die Protonen.

Abb. 5.15 zeigt die Verhältnisse T_α/T_p und n_α/n_p für die drei Geschwindigkeitsintervalle. Hier benutzen wir für T_α/T_p eine lineare Abhängigkeit vom radialen Abstand. Die Verhältnisse T_α/T_p sind mit zunehmenden Abstand fast konstant. Die Mittelwerte von T_α/T_p haben ein Maximum von 4.5 für Geschwindigkeit zwischen $400 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ und $500 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Für Ge-

SWICS/Ulysses
(1 Day Averages)

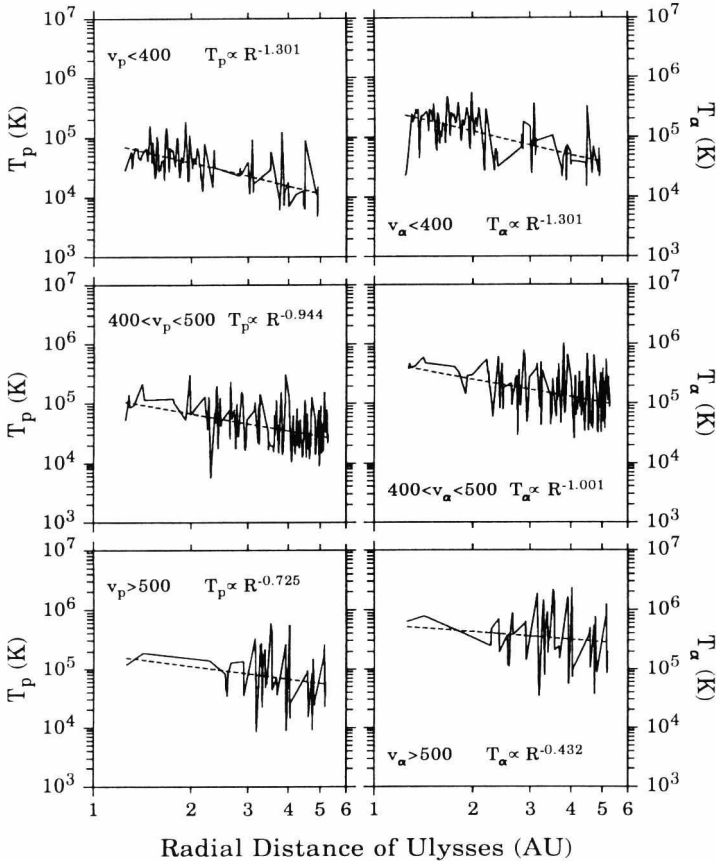


Abbildung 5.14: Abhängigkeit der Temperatur vom radialen Abstand für drei Geschwindigkeitsintervalle: für Protonen links und für α -Teilchen rechts. Intervalle mit Stoßwellen-Ereignissen wurden nicht verwendet. Die Daten wurden unter Annahme einer $R^{-\gamma}$ Abhängigkeit mit der Methode der kleinsten Quadrate angepaßt.

SWICS/*Ulysses* (1 Day Averages)

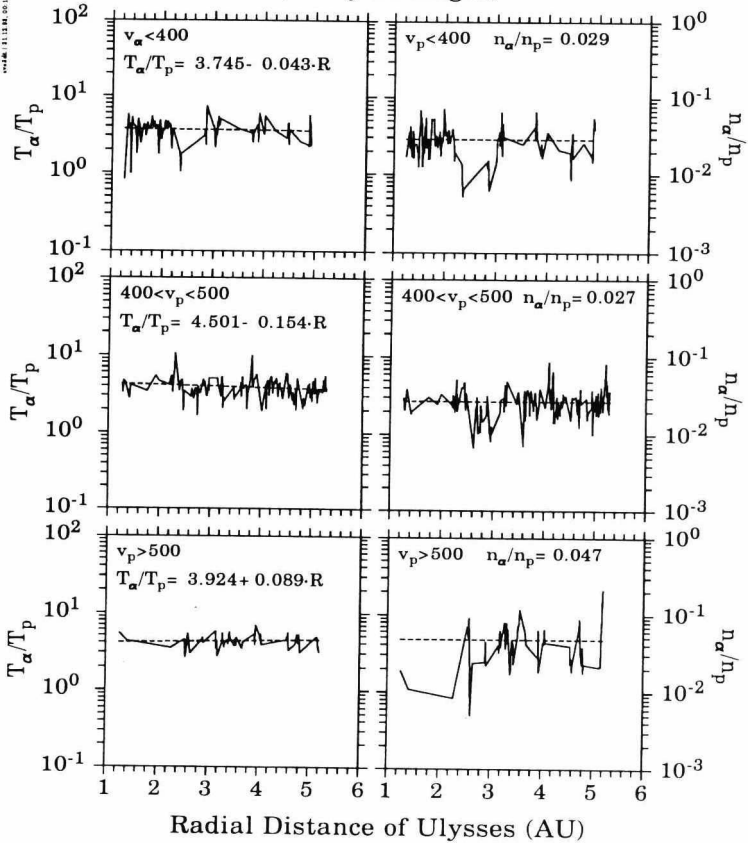


Abbildung 5.15: Radiale Abhängigkeit von T_α/T_p (links) und n_α/n_p (rechts) für drei Geschwindigkeitsintervalle. Es wurden die Tagesmittelwerte der Parameter T_p, T_α, n_p und n_α benutzt. Für T_α/T_p ist die Anpassung unter der Annahme $T_\alpha/T_p = A + B \cdot R$ gemacht worden, und für n_α/n_p ist der Mittelwert angegeben. Alle Daten sind unter Ausschluß von Stoßwellen-Ereignissen ermittelt worden.

schwindigkeiten kleiner als $400 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ ist $T_\alpha/T_p=3.7$ und für Geschwindigkeiten größer als $500 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ ist $T_\alpha/T_p=3.9$. Diese Ergebnisse sind ähnlich wie die von *Marsch et al.* [1982a]. Für einen Abstand zur Sonne größer als 0.6 AE fanden sie, daß keine radiale Abhängigkeit von T_α/T_p für $V_p \leq 500 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ besteht (T_α/T_p im Bereich nur 2-3.5). SWICS-Messungen zeigen aber etwas größere Werte als die von Helios und auch keine radiale Abhängigkeit. Dieser Unterschied ist wahrscheinlich ein zeitlicher Effekt, der auf unterschiedliche Sonnenaktivitätsphasen zurückführbar ist.

Abb. 5.15 (rechts) zeigt die Verhältnisse von n_α zu n_p für verschiedene Geschwindigkeitsintervalle. Wenn die Geschwindigkeit größer als $500 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ ist, gilt $n_\alpha/n_p = 4.7\%$. Das Verhältnis wird für kleinere Geschwindigkeiten geringer. Es gilt $n_\alpha/n_p = 2.7\%$ für Geschwindigkeiten von 400 bis $500 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ und $n_\alpha/n_p = 2.9\%$ für Geschwindigkeiten kleiner als $400 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$.

Das Dichteverhältnis n_α/n_p hat sehr große Schwankungen in allen drei Geschwindigkeitsintervallen (siehe auch Abb. 5.10a,b). Ursachen hierfür können sein: Erstens, in unterschiedlichen Gebieten der Sonnenkorona gibt es schon verschiedene n_α/n_p Verhältnisse; zweitens, Protonen und α -Teilchen haben verschiedene Kompressions- und Verdünnungsprozesse.

Mit der gleichen Methode wie für die Bestimmung der Abhängigkeit der Temperatur vom radialen Abstand und von der Geschwindigkeit der Teilchen untersuchen wir die radiale Abhängigkeit der Dichte. Abb. 5.16 zeigt die Ergebnisse. Die Gradienten γ für verschiedene Protonen- und α -Teilchen-Geschwindigkeiten sind unterschiedlich. Für Protonengeschwindigkeiten kleiner als $400 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ geht γ gegen 2, wie es bei einem Modell, das konstante Geschwindigkeit und konstanten Massenfluß annimmt, zu erwarten ist [Axford, 1972]. Mit zunehmender Protonengeschwindigkeit werden die Unterschiede zwischen den beobachteten Werten und dem theoretischen Wert (R^{-2}) größer: Für Geschwindigkeiten über $500 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ ist der Gradient $\gamma=1.5$. Dieser Effekt ist wahrscheinlich auf die Kompressionen von Hochgeschwindigkeitsströmen zurückzuführen, die auf langsamere Ströme treffen. In den CIRs werden die Teilchen mit hoher Geschwindigkeit abgebremst und die Teilchen mit niedriger Geschwindigkeit beschleunigt [Siscoe, 1972]. Nach unserer Untersuchung scheint das Abbremsen der schnellen Protonen effektiver zu sein als die Beschleunigung der langsamen.

Für die α -Teilchen sind die Gradienten der drei Geschwindigkeitsintervalle nicht gleich den Gradienten der Protonen: Es ist $\gamma=2.3$, 1.7 und 1.2 für die Geschwindigkeitsintervalle

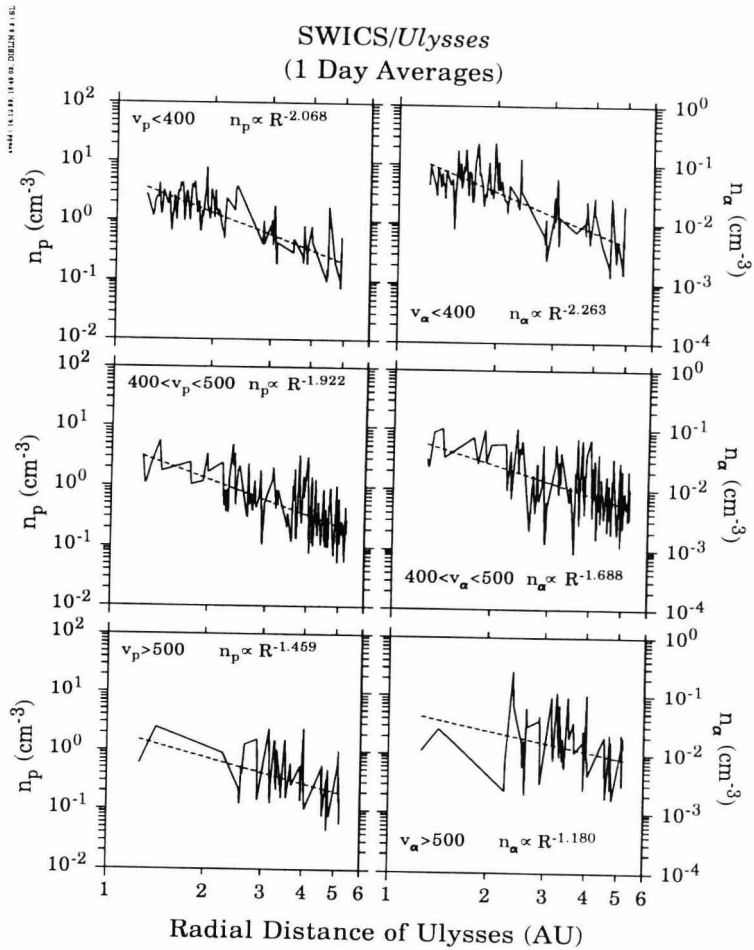


Abbildung 5.16: Beobachtete Teilchendichte der Protonen (links) und der α -Teilchen (rechts) für drei Geschwindigkeitsintervalle in Abhängigkeit vom Abstand zur Sonne. Die Tagesmittelwerte wurden unter Ausschluß der Stoßwellenereignisse berechnet.

$v_\alpha < 400 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, $400 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1} < v_\alpha < 500 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ und $v_\alpha > 500 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Für langsamere Geschwindigkeiten der α -Teilchen gibt es bereits einen geringen Verdünnungseffekt, d.h. die α -Teilchen wurden durch schnelle Ströme beschleunigt. Für hohe Geschwindigkeiten wird dagegen der Kompressionseffekt signifikant, d.h. die α -Teilchen werden abgebremst. Im allgemeinen sind die Dichtegradienten der α -Teilchen empfindlicher von der Geschwindigkeit abhängig als die der Protonen.

Es sei hier noch erwähnt, daß der Teilchenfluß der Protonen ($F_p = n_p v_p$) und der der α -Teilchen ($F_\alpha = n_\alpha v_\alpha$) fast linear mit der Teilchendichte variiert. Daher erübrigt sich eine Diskussion der radialen Abhängigkeit des Teilchenflusses.

6 Anomale Häufigkeiten von α -Teilchen und schweren Ionen im Sonnenwind

In-situ Messungen des Sonnenwindes bestätigten Parkers Sonnenwindmodell, in dem sich der Sonnenwind im interplanetaren Raum stetig von der Sonne nach außen ausbreitet. Das Magnetfeld ist im Sonnenwind eingefroren, d.h. es bewegt sich mit dem Sonnenwindplasma. Im Sonnenwind gibt es verschiedene Ionensorten, der Hauptteil im Mittel (etwa 95%) besteht aus Protonen, 4% sind α -Teilchen, der Rest sind schwere Ionen.

Der α -Teilchen Anteil von 4% des Sonnenwindes ist ein Mittelwert über lange Zeit. Die Häufigkeit von α -Teilchen variiert zeitlich und räumlich. Die meisten Beobachtungen der α -Teilchen sind mit elektrostatischen Analysatoren vorgenommen worden. Diese sind jedoch im Hinblick auf die Beobachtbarkeit von α -Teilchen beschränkt. Probleme treten besonders dann auf, wenn die Temperatur des Sonnenwindes sehr hoch ist. Das Maximum der α -Teilchen ist dann eventuell nicht mehr in den E/q -Spektren erkennbar. Dies kann an der dann stark verbreiterten Protonenverteilung liegen, die sich mit der α -Teilchen Verteilung überlappt. Ein anderes Problem entsteht, wenn die Dichte der α -Teilchen sehr gering ist ($n_\alpha/n_p < 2\%$). Dann wird es schwierig, die Verteilung von α -Teilchen genau zu bestimmen [Marsch et al., 1982a]. Solche Probleme wurden schon in Kapitel 3 angesprochen. SWICS hat den Vorteil, α -Teilchen von Protonen und schweren Ionen eindeutig trennen zu können, ganz gleich welche Temperatur der Sonnenwind hat und wie gering die α -Teilchendichte verglichen mit der der Protonen ist. In diesem Kapitel wird die Variation der α -Teilchen anhand der SWICS Beobachtungen untersucht. Dabei wurde ein „ α -Teilchen Loch“ gefunden. Dies wird in Kapitel 6.2 näher beschrieben. Beziehungen zwischen dem „ α -Teilchen Loch“ und den Quellgebieten in der Sonnenkorona werden untersucht.

6.1 Allgemeine Bemerkungen über den anomalen Sonnenwind

Im Sonnenwind gibt es große Variationen auf verschiedenen Zeitskalen. Ein äußerst seltenes Ereignis ist es, wann der Sonnenwind im interplanetaren Raum praktisch nicht mehr nachweisbar ist. Schwenn [1983a] fand ein Zeitintervall, in dem die die Zahl der Protonen im Sonnenwind so gering war, daß die Dichte der Protonen nicht mehr bestimmt werden konnte. Dies Ereignis wurde von Helios 1 am Tag 158 bis zum Tag 160 im Jahr 1980 in 0.37 AE Entfernung

von der Sonne beobachtet. Die Dichte der Protonen lag z.T. unter 1 cm^{-3} , während die Geschwindigkeit etwa $300 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ und das Magnetfeld ca. 35 nT betragen. Die Geschwindigkeit und das Magnetfeld waren dabei normal, aber die Dichte war sehr niedrig, vor allem wenn man den geringen Abstand von 0.37 AE berücksichtigt. Die wichtigere Eigenschaft des Ereignisses ist jedoch, daß die Form der Verteilungsfunktion stark deformiert ist. Sie ist sehr flach und hat 3 oder 4 Maxima. Weil die Dichte so gering ist, ist die Alfvén-Geschwindigkeit größer als die Sonnenwindgeschwindigkeit. Manchmal sind die α -Teilchen gar nicht erkennbar, da die Differenzgeschwindigkeit zu klein ist und/oder die Verteilungen der Protonen und der α -Teilchen zu breit sind. Manchmal jedoch liegen die Maxima der Protonen und der α -Teilchen sehr weit auseinander, d.h. Protonen und α -Teilchen bewegen sich unabhängig voneinander wie zwei getrennte Strömungen. Bei diesem zweitägigen Ereignis gab es auch Zeitintervalle, wo keine α -Teilchen nachgewiesen wurden. Schwenn [1983a] nennt das Ereignis „Dichte-Loch“.

Das Verhältnis der Dichten von α -Teilchen zu Protonen n_α/n_p ist stark veränderlich. Die beobachteten Werte von n_α/n_p streuen von kleiner als 0.001 [Robbins et al., 1970] bis über 0.25 [Hirshberg et al., 1972b] in der Umlaufbahn der Erde. Die Mittelwerte des Verhältnisses n_α/n_p über lange Zeit variieren von 0.03 bis 0.05 und zeigen einen Zusammenhang mit der Anzahl der Sonnenflecken [Neugebauer, 1981b]. In dem aus koronalen Löchern strömenden schnellen Sonnenwind wurde ein bemerkenswert konstantes Verhältnis n_α/n_p von 0.05 von Bame et al. [1977] bestimmt. Dagegen ist n_α/n_p im langsamen Sonnenwind unbeständiger. Das Verhältnis n_α/n_p zeigt dort eine Variationen von weniger als 0.1% bis hin zu mehr als 35% [Feldman et al., 1977].

Während man Erhöhungen des Verhältnisses n_α/n_p im allgemeinen erklären kann – es sind im wesentlichen Ereignisse, die mit Flares bzw. CMEs zusammenhängen [Hirshberg et al., 1972a; Gosling et al., 1974; Fenimore, 1980; Schwenn et al., 1980; Gosling et al., 1980], hat man lediglich eine mögliche Erklärung für kleine Verhältnisse n_α/n_p gefunden. Diese sind mit den „coronal streamer“ verwandte Ereignisse [Borrini et al., 1981; Gosling et al., 1981; Feldman et al., 1981]. Letztere haben folgende Eigenschaften: kleiner n_α/n_p Wert; Änderung der Richtung des interplanetaren Magnetfeldes; hohe Dichte der Protonen; niedrige und fast identische Geschwindigkeiten der Protonen und α -Teilchen. Diese mit kleinem Verhältnis n_α/n_p verbundenen Ereignisse bilden einen wichtigen Anteil des langsamen Sonnenwindes. Es gibt jedoch noch viele andere Ereignisse mit geringem Verhältnis n_α/n_p , die jedoch nicht mit koronalen Streamern in Zusammenhang stehen. Für diese gibt es noch keine guten Erklärungen.

gen. Wir zeigen hier ein äußerst seltenes Ereignis, das keine geordnete E/q -Verteilung der α -Teilchen zeigt, während die Protonen normal verteilt sind.

6.2 α -Teilchen Loch

Als Ulysses während der Tage 61 und 62 im Jahr 1991 2.26 AE von der Sonne entfernt war, hat SWICS im Sonnenwind fast nur Protonen gemessen. α -Teilchen sind nur äußerst selten im E/q -Spektrum zu finden und ebenso die schweren Ionen. Abb. 6.1 zeigt die Zeitreihe der E/q -Spektren von Protonen, α -Teilchen und TCR (Triple Coincidence Rate, siehe Kapitel 5) und Abb. 6.2 zeigt die Daten des Magnetfeldes. Über insgesamt 1.1 Tage konnten keine normale α -Teilchen-Verteilungen (d.h. Verteilungen mit wohldefiniertem Maximum) nachgewiesen werden. Die Dichte der Protonen liegt bei etwa 0.2 cm^{-3} , die Sonnenwindgeschwindigkeit bei $\sim 420 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ und die Temperatur bei $\sim 1.1 \cdot 10^5 \text{ K}$. Das Magnetfeld ist ruhig mit Betrag $B \sim 2.8 \text{ nT}$, Elevationswinkel $\delta \sim 0^\circ$ und Azimutwinkel $\lambda \sim 90^\circ$ (senkrecht zur Radialen und in der Ekliptik). Entsprechend beträgt die Alfvén-Geschwindigkeit $V_A \sim 131 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Ein Tag vor (Tag 60.8) und drei Tage nach (Tag 65.6) diesem Ereignis zeigen die Magnetfelddaten jeweils eine Sektorgrenze (vgl. Abbildung 6.2). Bei Annahme einer konstanten Sonnenwindgeschwindigkeit kann das Ereignis, das bei 64° heliographischer Länge beobachtet wurde, auf ein Quellgebiet auf der Sonne zurückgeführt werden, das sich in 190° heliographischer Länge befindet.

Das Sonnenwindplasma ist sehr ruhig. Es gibt keine Strom-Grenzflächen (*stream interface*) [Gosling et al., 1978b], die als Diskontinuitäten identifiziert werden können, an denen die Dichte plötzlich fällt, die Temperatur der Protonen plötzlich steigt und die Geschwindigkeit zunimmt. Obwohl das Verhältnis n_α/n_p praktisch null ist, kann man das Ereignis nicht als *coronal streamer* klassifizieren, da die Sektorgrenze oder Stromschicht nicht an das n_α/n_p Minimum angepaßt ist [Borrini et al., 1981; Gosling et al., 1981; Feldman et al., 1981]. Dieses Ereignis ist auch kein sogenanntes NCDE (*noncompressive density enhancement*) [Gosling et al., 1978a], da n_p kein lokales Maximum besitzt. Wegen fehlender α -Teilchen und fehlender schweren Ionen ist es nicht mit einem Flare verbunden [Hirshberg et al., 1972a; Bame et al., 1979]. In den Magnetfelddaten kann man auch keine Signatur einer magnetischen Wolke finden. Wir können uns keinen Prozeß vorstellen, durch den α -Teilchen und auch schwere Ionen im interplanetaren Raum verschwinden. Es scheint, daß es eine neue Erscheinung im Sonnen-

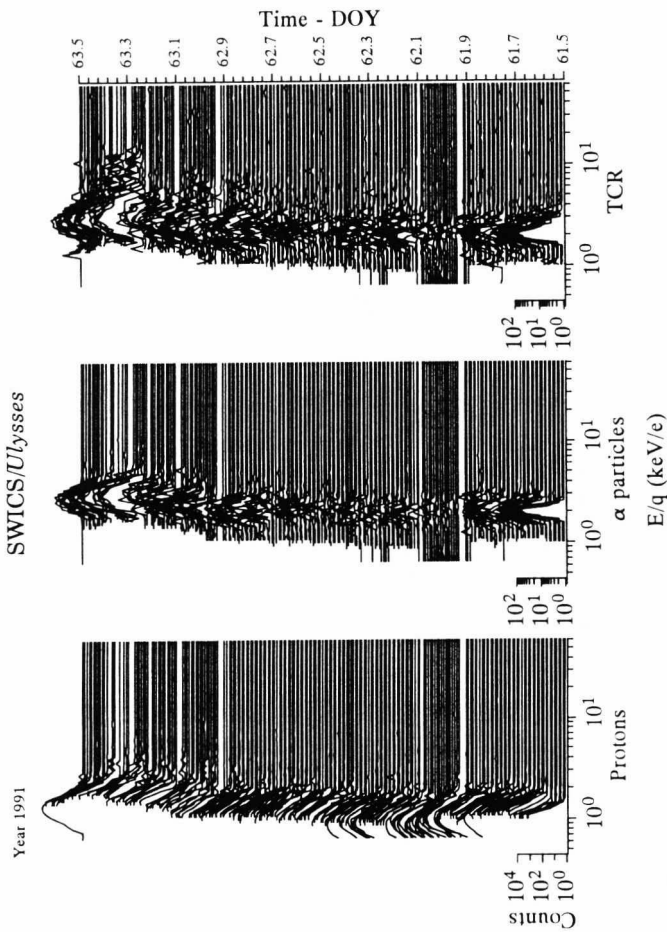


Abbildung 6.1: Zeitreihe der E/q -Spektren von Protonen (links), α -Teilchen (Mitte) und allen schweren Ionen mit α -Teilchen (TCR, rechts). Die Spektren der Protonen sind auf Grund des *step reversals* im niedrigem E/q -Bereich nicht vollständig.

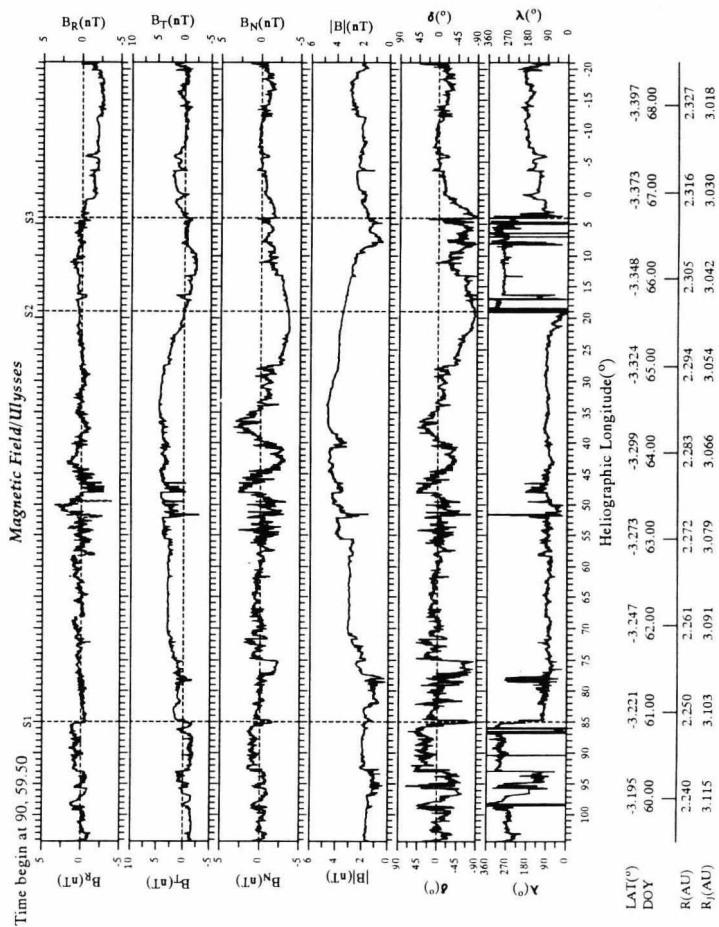


Abbildung 6.2: Komponenten und Betrag bzw. Elevation- und Azimutwinkel des Magnetfeldes.

wind ist: nennen wir es „ α -Teilchen Loch“ und „schwere Ionen Loch“. Wir vermuten, daß die Ursache in der Sonnenatmosphäre selbst liegen muß und die Eigenschaften im Quellgebiet das Ereignis bestimmen.

Um die Variationen im Quellgebiet zu untersuchen, überprüfen wir die Sonnenwindparameter nach einer Sonnenrotation. Im März-April 1991 traten starke Flares auf, bei denen drei CMEs mit zwei oder drei Stoßwellen beobachtet wurden [Phillips *et al.*, 1992]. SWICS wurde in einer Meßmode mit hoher Energieauflösung aber beschränkt auf einen niedrigen Energiebereich betrieben, so daß die Messungen von α -Teilchen und schweren Ionen nicht möglich waren, wenn die Sonnenwindgeschwindigkeit sehr hoch war (siehe auch Kapitel 7). Trotzdem kann man noch einige Ereignisse unter günstigen Sonnenwindbedingungen untersuchen.

Vom Tag 84.1 bis zum Tag 84.2, d.h. 23 Tage nach dem ersten Ereignis (hier ist die Sonnenrotationsperiode von 25 Tagen zu beachten), als Ulysses sich im Abstand 2.5 AE von der Sonne befand, hat SWICS wiederum Sonnenwind fast ohne α -Teilchen und schwere Ionen gemessen. Dieses Mal dauerte das Ereignis nur wenig mehr als eine Stunde und die Spektren, sowohl von Protonen als auch von α -Teilchen, sind sehr stark variabel: es treten einige Maxima in den Protonen- und α -Teilchenspektren auf. Kurz vorher hat eine Strömungsdiskontinuität (*stream interface*) das Meßinstrument passiert und eine Stoßwelle wurde nach dem Ereignis am Tag 84.24 beobachtet [Burton *et al.*, 1992]. Die Sonnenwindgeschwindigkeit der Protonen sprang von $610 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ auf $670 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ an der Strömungsdiskontinuität. Die Dichte fällt von 0.82 cm^{-3} auf 0.38 cm^{-3} und die Temperatur steigt von $4.4\cdot 10^4 \text{ K}$ auf $17.4\cdot 10^4 \text{ K}$. Unter Annahme einer konstanten Geschwindigkeit von $654 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ kann das Quellgebiet in 213° heliographischer Länge lokalisiert werden. Es ist 23° entfernt vom Quellgebiet des ersten Loches.

Phillips *et al.* [1992] fanden, daß ein Ereignis mit bi-direktional strömenden Elektronen vom Tag 83.19 bis zum Tag 85.49 stattfand, d.h. ein CME auf Ulysses traf [Gosling *et al.*, 1987]. Dieser CME hat eine Stoßwelle, die am Tag 82.78 beobachtet wurde, angetrieben. Die Stoßwelle am Tag 84.24 wurde durch einen weiteren CME (am Tag 86.39) erzeugt. Das Loch-Ereignis der α -Teilchen am Tag 84.15 liegt innerhalb des ersten CME. Im Allgemeinen sind der Anteil der α -Teilchen und der schweren Ionen im CME größer als die im übrigen Sonnenwind [Gosling, 1990]. Die Beobachtungen von SWICS zeigen dagegen, daß hier ein Zeitintervall innerhalb eines CME auftritt, in dem fast keine α -Teilchen und keine schwere Ionen anzutreffen sind. Die Ursache hierfür ist noch nicht geklärt.

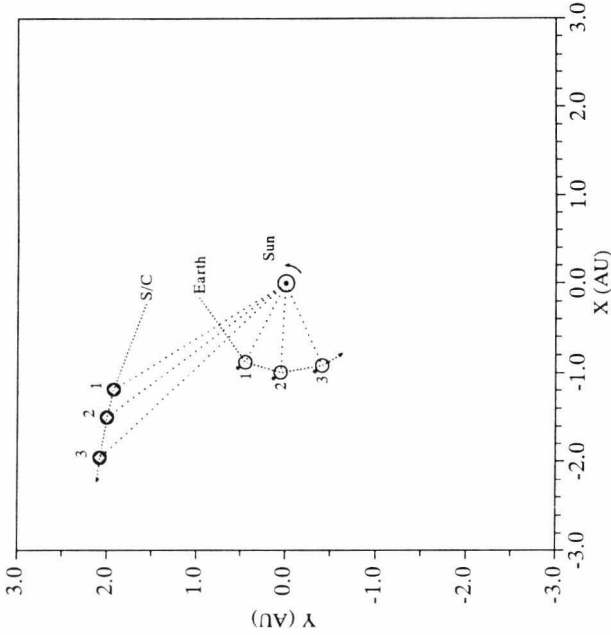
Es gibt 4 Tage später noch ein Ereignis, vom Tag 88.0 bis zum Tag 88.3, in welchem fast keine α -Teilchen zu finden sind und auch fast keine schweren Ionen. Dieses Ereignis war von etwas längerer Dauer als das am Tag 84. Die Sonnenwindgeschwindigkeit betrug $686.2 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Mit dieser Geschwindigkeit kann man die Quelle auf der Sonne in 154.4° heliographischer Länge lokalisieren, also 36° vom ersten Ereignis entfernt. Das Magnetfeld ähnelt mehr dem vom Tag 62, als dem vom Tag 84. Dieses Ereignis liegt innerhalb des zweiten CME [Philips *et al.*, 1992], das vom Tag 86.39 bis zum Tag 88.5 andauerte.

Ungefähr eine Sonnenrotation später, von Tag 117.7 bis Tag 118.25, mißt SWICS wieder nur eine geringe Zahl α -Teilchen und fast keine schweren Ionen. Zu diesem Zeitpunkt betrug der Abstand von Ulysses zur Sonne 2.86 AE. Dieses Ereignis dauerte über 12 Stunden. Die Protonendichte beträgt etwa 0.33 cm^{-3} , die Sonnenwindgeschwindigkeit $376 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ und die Protonentemperatur $2.4\cdot 10^4 \text{ K}$. Das Magnetfeld beträgt etwa 1.6 nT, mit $\delta \sim 0^\circ$ und $\lambda \sim 90^\circ$. Die Struktur des Sonnenwindes und des Magnetfeldes ist der vom Tag 62 sehr ähnlich, aber es fehlt die Sektorgrenze wie sie am Tag 65.7 auftrat (drei Tage nach dem ersten Ereignis). Mit einer konstanten Geschwindigkeit von $375.5 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ findet man das Quellgebiet bei einer heliographischen Länge von 190° , also in der Nähe vom Quellgebiet des ersten Ereignisses. Abb. 6.3 zeigt die Lage von Ulysses, zu den Zeitpunkten, an denen SWICS oben genannte Ereignisse gemessen hat, und die Lage der Erde, zu dem Zeitpunkt als der von Ulysses gemessene Sonnenwind sich von der Sonne ablöste. Die XY-Ebene ist die heliographische ekliptische Ebene.

Die rechte Seite der Abb. 6.3 zeigt folgende Parameter: 1, 2 und 3 symbolisieren die drei Ereignisse mit den Zeiten, an denen das jeweilige Ereignis gemessen wurde; $r^{s/c}$ die Abstände zur Sonne; V_i die Sonnenwindgeschwindigkeit; $\varphi_i^{s/c}$ und $\varepsilon_i^{s/c}$ die heliographische Länge und Breite, an denen Ulysses die Ereignisse beobachtete. 1^* , 2^* und 3^* sind durch Zurückprojizieren mit konstanter Geschwindigkeit gefundene Zeiten, zu denen das Plasma von der Sonne abströmte; φ_i^* die Position des ausströmenden Plasmas und $(\varphi_i^{E^*}, \varepsilon_i^{E^*})$ die Lage der Erde. $\Delta\varphi_i$ und $\Delta\varepsilon_i$ sind $\varphi_i^{E^*} - \varphi_i^*$ und $\varepsilon_i^{E^*} - \varepsilon_i^{s/c}$. Man sieht, daß das erste und das dritte Ereignis bei gleicher heliographischer Länge auftraten, d.h. am gleichen Ort auf der Sonne, obwohl die die Sonne inzwischen zwei volle Rotationen durchführte.

Diese drei (bzw. vier) Ereignisse könnten darauf hindeuten, daß es manchmal keine α -Teilchen im Sonnenwind gibt und dann gleichzeitig auch keine anderen schweren Ionen. Die Alfvén-Geschwindigkeiten für alle vier Löcher sind kleiner als die Sonnenwindgeschwindig-

Positions of Ulysses and the Earth



1 : 91, 62.3 (Mar. 3), $r^{S/C} = 2.27 \text{ AU}$
 2 : 91, 84.1 (Mar. 25), $r^{S/C} = 2.50 \text{ AU}$
 3 : 91, 118.0 (Apr. 28), $r^{S/C} = 2.86 \text{ AU}$

$V_1 = 441.71 \text{ km/s}$
 $V_2 = 654.20 \text{ km/s}$
 $V_3 = 378.16 \text{ km/s}$

$\varphi_1^{S/C} = 64.25^\circ$, $\epsilon_1^{S/C} = -3.26^\circ$
 $\varphi_2^{S/C} = 119.16^\circ$, $\epsilon_2^{S/C} = -3.75^\circ$
 $\varphi_3^{S/C} = 5.05^\circ$, $\epsilon_3^{S/C} = -4.32^\circ$

1 : 91, 53.4 (Feb. 22)
 2 : 91, 77.5 (Mar. 18)
 3 : 91, 104.9 (Apr. 14)

$\varphi_1^* = 190.21^\circ$
 $\varphi_2^* = 213.12^\circ$
 $\varphi_3^* = 190.71^\circ$

$\varphi_1^E = 221.25^\circ$, $\epsilon_1^E = -6.97^\circ$
 $\varphi_2^E = 263.39^\circ$, $\epsilon_2^E = -7.01^\circ$
 $\varphi_3^E = 262.24^\circ$, $\epsilon_3^E = -5.60^\circ$

$\Delta\varphi_1 = 31.0^\circ$ $\Delta\epsilon_1 = -3.71^\circ$
 $\Delta\varphi_2 = 50.3^\circ$ $\Delta\epsilon_2 = -3.25^\circ$
 $\Delta\varphi_3 = 71.5^\circ$ $\Delta\epsilon_3 = -1.28^\circ$

$r_{C, \text{Sun}} (07.04.94, 11.09.91, \text{DBLIN 6.0}) \text{ SL}$

Abbildung 6.3: Positionen von Ulysses, an denen SWICS die α -Teilchen-Loch Ereignisse gemessen hat, und die Lage der Erde, zu dem Zeitpunkt als die von Ulysses gemessene Sonnenwind sich von der Sonne ablöst. Die XY-Ebene ist die heliographische ekliptische Ebene.

keit. In dieser Hinsicht gleichen die hier beobachteten Löcher nicht den von *Schwenn* [1983a] und *Gosling et al.* [1982] untersuchten Dichtelöchern.

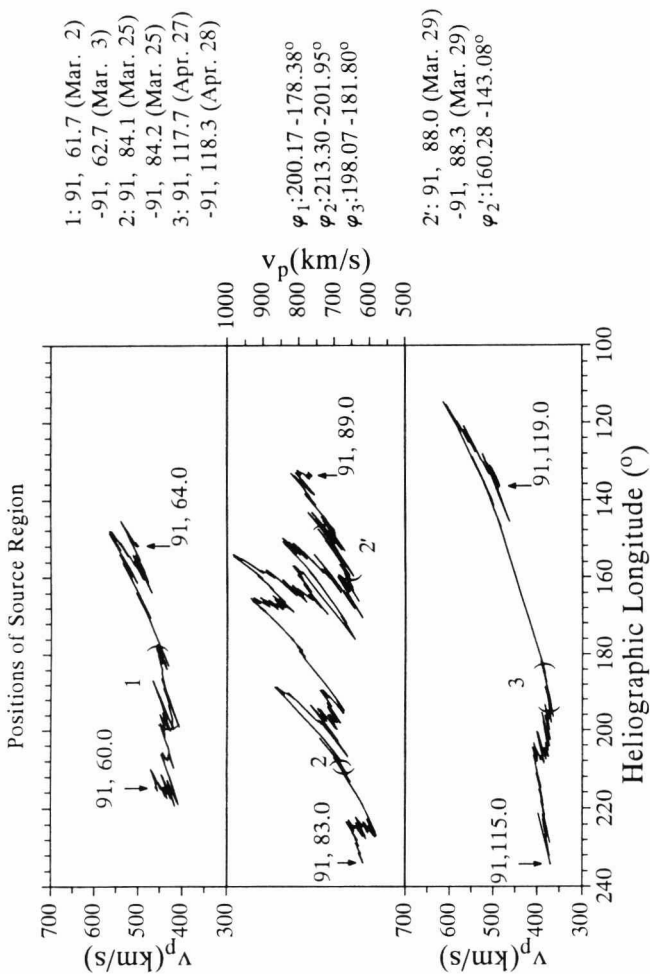
Um den Zusammenhang der drei (oder vier) Ereignisse besser darzustellen, haben wir in Abb. 6.4 für längere Zeitintervalle die Protonengeschwindigkeit des Sonnenwindes über den zurückprojizierten Quellen der Ereignisse aufgetragen. Die Zeitintervalle sind neben dem Bild rechts oben angegeben und auch im Bild mit Zahlen symbolisiert und mit Klammern begrenzt. Weiterhin sind die Intervalle der heliographischen Länge φ gegeben. Mit dieser Abbildung kann man sich vorstellen, daß die Ereignisse 1 und 3 im gleichen Gebiet in der Sonnenatmosphäre entstanden sind, und daß die Ereignisse 2 und 2' nicht mit 1 und 3 überlappen. Ob das Gebiet zwischen 2 und 2' als α -Teilchen-Loch identifiziert werden kann, ist aufgrund der SWICS Meßmode nicht zu klären.

Wenn man die Lage der heliographischen Breite (3.25° , 3.75° und 4.31°) beachtet, kann man sich vorstellen, daß die Gebiete 1, 2 und 3 eine zusammengehörige Region bilden. Diese Region umfaßt auch noch das Gebiet 2'. Zwischen den Gebieten 2 und 2' geschahen die großen Flare-Ereignisse, wo die Sonnenwindgeschwindigkeit sehr hoch war (etwa $1000 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$). Einige CMEs werden dazwischen beobachtet [*Phillips et al.*, 1992]. Diskutiert man die Verbindung zu den großen Flare-Ereignissen, gingen Aktivitäten in den Gebieten 1 und 2 möglicherweise den großen Flares voraus und in 2' und 3 entstanden Nachwirkungen. Eine weitere Vermutung ist, daß die vier Gebiete zusammen die Randgebiete der großen Flare-Ereignisse sind. Mit Hilfe der Magnetfelddaten kann man sehen, daß diese vier Ereignisse nicht mit koronalen Streamern direkt verbunden sind, weil die Ereignisse nicht an Sektorgrenzen liegen [*Borrini et al.*, 1981; *Gosling et al.*, 1981; *Feldman et al.*, 1981], obwohl das Verhältnis n_α/n_p minimal ist.

In allen diesen vier Fällen sind die Zeitintervalle der Löcher in den schweren Ionen länger als die der α -Teilchen-Löcher.

Zum einen bestimmt die Temperatur der Sonnenatmosphäre die Ionisation und Rekombination der Ionen, zum anderen sind die Ionisationszustände der verschiedenen Elemente im Sonnenwind eingefroren. Messungen der Ionenhäufigkeiten und der Ionisationszustände im interplanetaren Raum representieren somit die Situation und die Variationen in der Sonnenatmosphäre.

So kommen z.B. die Teilchen aus der Umgebung der Stromschicht des Sonnenwindes aus



www.kit.edu

Abbildung 6.4: Die Geschwindigkeiten des Sonnenwindes an der Sonnenkorona.

den höheren Schichten der Korona. Da dort niedrigere n_α -Teilchendichten herrschen als in tieferen Regionen, kann man verstehen, daß bei Ereignissen nahe einer Sektorgrenze niedrige Werte von n_α/n_p gemessen werden. Die unterschiedliche Häufigkeit von Helium in der Korona kann z.B. durch eine Gravitationsschichtung erklärt werden [Borrini *et al.*, 1981]. Ein anderes Beispiel sind Beobachtungen von einfach ionisiertem Helium He^+ . Schwenn *et al.* [1980] schlagen vor, daß dieses Material im Sonnenwind aus kälteren Protuberanzen kommt.

Die Ereignisse 2 und 2' sind tatsächlich He^+ -reiche Ereignissen. Eine genauere Analyse zeigt jedoch, daß dies nicht solares He^+ ist, sondern sogenanntes „pick-up“ He^+ [Vasyliunas and Siscoe, 1976; Möbius *et al.*, 1985], das aus dem interstellaren Raum stammt. Somit kommen die Teilchen nicht aus Gebieten der kälteren Protuberanzen, obwohl sie offenbar mit CMEs in Zusammenhang stehen.

Für die Ereignisse 1 und 3 scheint die Situation anders: wir können hier nicht CMEs oder magnetische Wolken identifizieren. Die Ereignisse rühren aber auch nicht von Streamern her. Die von Borrini *et al.* [1981] und Gosling *et al.* [1981] gezeigten Modelle geben uns einen Hinweis. In Abb. 6.5a sind zwei symmetrische Streamer gezeigt, dazwischen gibt es eine geschlossene Struktur in der Sonnenatmosphäre. Die Sonnenatmosphäre ist aufgrund der Gravitation geschichtet, d.h. das Verhältnis n_α/n_p nimmt mit zunehmender Höhe in der Sonnenatmosphäre ab. In einer Streamerregion wird das Verhältnis n_α/n_p in vergleichsweise großer Höhe festgesetzt (oberhalb des Bereichs mit den geschlossenen Magnetfeldlinien). Somit hat n_α/n_p in koronalen Streamern ein Minimum. Die wirklichen koronalen Streamer sind nicht notwendigerweise wie in Abb. 6.5a symmetrisch. Die unsymmetrischen Streamer zeigen wir in Abb. 6.5b.

Die Bewegungen in der Photosphäre bilden die Grundlage für diese Modellvorstellung. Bei der Bewegung eines Fußpunktes ergibt sich eine unsymmetrische Konfiguration im Gebiet I (Abb. 6.5b). Oben (I) sind α -Teilchen wesentlich weniger häufig als im Gebiet II oder III. Dieser Effekt ist nicht nur wegen der radial geschichteten Sonnenatmosphäre, sondern auch aufgrund unterschiedlicher Flußröhren möglich [Bürgi, 1992b; Marsch, 1994]. Wenn der Sonnenwind aus diesem Gebiet I ausströmt, beobachtet man kleine n_α/n_p oder sogar keine α -Teilchen [Bürgi, 1992a, 1992b]. Die Streamer S1 und S2 symbolisieren die beobachteten Sektorgrenzen am Tag 60.8 und am Tag 65.6 (siehe auch Abb. 6.2).

Die nicht symmetrischen Konfigurationen sollten nicht lange bestehen, da sie zusätzliche

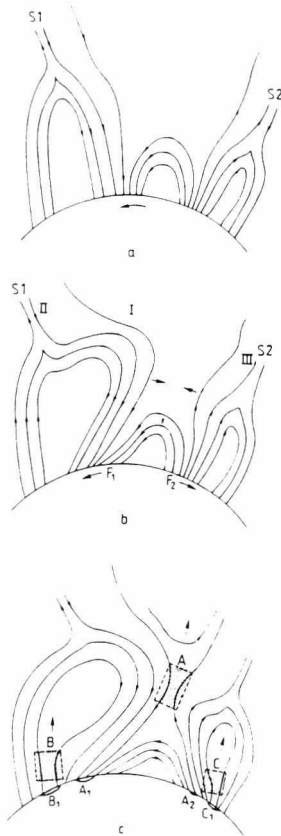


Abbildung 6.5: Eine möglicher Prozesse in der Sonnenkorona zur Erklärung der α -Teilchen Löcher. a) Zwei symmetrische Streamer mit einem geschlossenen Gebiet [nach Gosling *et al.*, 1981]; b) Durch die Bewegungen der Fußpunkte F_1 und F_2 hervorgerufene unsymmetrische Konfigurationen; aus dem Gebiet I konnte Sonnenwind mit geringem α -Teilchen Anteil abströmen; c) Weitere Bewegungen der Fußpunkte können im Gebiet A Feldlinienverschmelzung verursachen [nach Heyvaerts *et al.*, 1977] und über A einen CME abströmen lassen. Daraus ergibt sich ein Nichtgleichgewicht oberhalb von B und C, so daß es in den Gebieten B und C ebenfalls zur Feldlinienverschmelzung kommt [nach Priest, 1988] und sich zwei CMEs über B und C ablösen können.

potentielle Energie besitzen und so nicht stabil sind. Leben sie lange, haben sie auch mehr Energie gespeichert. Wenn sich der Fußpunkt F1 nach links und Fußpunkt F2 nach rechts bewegen, können die Konfigurationen oben nicht mehr stabil sein und bilden eine Konfiguration wie in Abb. 6.5c gezeigt.

Die in der Abb. 6.5c dargestellte Struktur kann eine Stromschicht im schattierten Gebiet A erzeugen, wo die Linien der Magnetfelder verschmelzen. Dieser Prozeß kann einen CME im Gebiet I verursachen und zwei Flares (*two ribbon flares*) in den Gebieten A₁ und A₂ erzeugen [Heyvaerts et al., 1977]. Weiterhin sind durch diesen gewaltigen Prozeß die beiden geschlossenen Gebiete (B und C) nicht mehr im Gleichgewicht, und es können sich zwei CME-Fronten oberhalb B und C bilden [Priest, 1988]. Folglich findet in den Gebieten B und C auch eine Verschmelzung der Magnetfelder statt [Priest, 1988]. Sie haben in den Gebieten B₁ und C₁ zwei Flares erzeugt, sind aber voneinander unabhängig. Auf diese Weise werden insgesamt drei CMEs erzeugt. Diese hat man auch beobachtet [Phillips et al., 1992].

Die geschlossene Struktur C ist durch diesen Prozeß völlig zerstört, so daß Ulysses später diese Sektorgrenze im interplanetaren Raum nicht mehr beobachten kann. Diese verschwindende Struktur kann weithin die unsymmetrische Konfiguration im Gebiet I verursachen. So wird auch ein Ereignis mit niedrigem n_{α} am Tag 118 beobachtet. Diese Struktur speichert Energie, um die nächste Eruption vorzubereiten.

7 Ionisationszustände des Sonnenwindes und die Temperatur der Sonnenatmosphäre

In optischen Beobachtungen der Sonne findet man viele Fraunhofersche Absorptionslinien, die sich im Sonnenspektrum dem in tieferen Schichten gebildeten Kontinuum überlagern. Im Bereich von UV und EUV werden vielen Emissionslinien beobachtet. Es ist bereits bekannt, daß die Fraunhoferschen Linien aus der Photosphäre und der Chromosphäre stammen, während die Emissionslinien ihren Ursprung in der Übergangszone und der Korona haben.

Jede Linie des solaren Spektrums entspricht einer bestimmten Atomart bzw. Ionenart. Aus dem solaren Spektrum hat man die meisten Elemente zwischen Wasserstoff und Uran [Grevesse and Anders, 1991] in der Sonnenphotosphäre nachgewiesen. Tatsächlich ist Helium zuerst in der Sonnenchromosphäre beobachtet und bestimmt worden.

Der Sonnenwind ist das von der Sonnenkorona ausströmende Plasma. Während Sonnenwinddichte, Geschwindigkeit und Temperatur durch verschiedene Prozesse im interplanetaren Raum verändert werden, bleiben die Ionisationszustände der unterschiedlichen Ionenarten praktisch unverändert. Man sagt die Ionisationszustände sind eingefroren. Durch Bestimmung der Verhältnisse der Ionisationszustände einer Ionenart im Sonnenwind lassen sich die Ionisationszustände in der Korona erforschen.

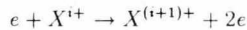
Die Ionisationszustände einer Ionenart in der unteren Korona, aus der der Sonnenwind stammt, hängen von der lokalen Temperatur der Elektronen ab [Jordan, 1969, 1970; Arnaud and Rothenflug, 1985] (siehe auch Abb. 2.3). Ionisationszustände im Sonnenwind reflektieren also das Temperaturprofil in der Sonnenkorona.

In diesem Kapitel werden zuerst kurz das Gleichgewicht von Ionisation und Rekombination in einem dünnen Plasma beschrieben [nach Mariska, 1992]. Dann wenden wir diese Ergebnisse auf SWICS-Beobachtungen an, um die Temperatur und die Variationen der Temperatur des Quellgebietes in der Korona zu berechnen.

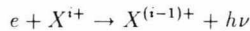
7.1 Das Gleichgewicht von Ionisation und Rekombination

Für ein dünnes Plasma, wie in der Übergangsregion und der Korona der Sonne, wird die Teilchendichte einer Ionenart X^{i+} mit $i+$ Ladungen bestimmt durch eine Bilanz zwischen Ionisa-

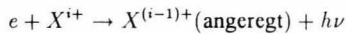
tion durch Elektronenstoß



Strahlungsrekombination



sowie dielektrische Rekombination



Die Photoionisation, als umgekehrter Prozeß der Strahlungsrekombination, ist in der ruhigen Sonnenatmosphäre nicht wichtig. Dieser Prozeß ist jedoch vielleicht in den aktiven Regionen und insbesondere in Flares von Bedeutung [Nussbauer and Storey, 1975].

Die Dichte n_i des Ionisationszustandes X^{i+} verändert sich zeitlich, da ein Ion mit Ionisationszustand $i - 1$ ($i + 1$) durch Elektronenstoß (Rekombination) ein Ion mit Zustand i hervorbringt und ein Ion mit Zustand i (zu $i + 1$) ionisieren oder (zu $i - 1$) rekombinieren kann. Dieser Prozeß läßt sich beschreiben durch die Bilanzgleichung

$$\frac{dn(X^i)}{dt} = n_e (n(X^{i-1})q_{i-1} + n(X^{i+1})\alpha_{i+1}) - n_e n(X^i)(q_i + \alpha_i) \quad (7.1)$$

wobei q_i die totalen Koeffizienten der Ionisationsrate für den Zustand i und α_i die totalen Koeffizienten der Rekombinationsrate für den Zustand i sind. Um die tatsächliche Teilchendichte der Ionenart zu berechnen, summiert man über die Teilchendichte jedes Ionisationszustandes dieser Ionenart

$$n_{el} = \sum_{i=0}^Z n_i \quad (7.2)$$

wobei Z die Kernladung des Elementes ist.

Die Zeitskalen für Ionisation und Rekombination in der Übergangszone und Korona liegen im Bereich von zehn bis zu einigen hundert Sekunden. Damit sind diese Prozesse langsam genug, daß ein Abweichen vom Gleichgewicht möglich ist. In solchen Fällen muß die Gleichung

(7.1) mit einem atmosphärischen Modell gelöst werden, das die Dichte, die Geschwindigkeit und die Temperatur als eine Funktion der Zeit und des Ortes bereitstellt. Jedoch muß man vereinfachende Annahmen über die Ionisationsbilanz machen, um die beobachteten Spektrallinien zu verstehen. Die allgemeinste Näherung ist, daß das Plasma im Ionisationsgleichgewicht ist, d.h. $dn_i/dt = 0$ gilt. Diese Annahme benutzt man auch, um die aus den Beobachtungen abgeleiteten Parameter der schweren Ionen im Sonnenwind zu interpretieren.

Wenn $dn_i/dt = 0$ ist, (man beachte, daß $n_1\alpha_1 = n_0\alpha_0$, für $i = 0$), kann man für jedes Ion schreiben

$$n_i q_i = n_{i+1} \alpha_{i+1}, \quad \text{für } i = 0, 1, \dots, Z \quad (7.3)$$

Das bedeutet, daß die Ionisationsbilanz über die Koeffizienten nur von der Temperatur abhängt, wenn der Einfluß der Elektronendichte auf die Koeffizienten der Ionisations- und Rekombinationsrate vernachlässigt werden kann. Somit kann man die Bilanz berechnen und das Verhältnis n_i/n_{e1} in Tabellenform bringen, um die Beobachtungen zu interpretieren.

Ionisation kann entweder direkt durch Elektronenstoß oder durch angeregte Selbstionisation stattfinden, während Rekombination entweder Strahlungsrekombination oder dielektrische Rekombination sein kann. Die totalen Koeffizienten der Ionisation und Rekombination hängen noch von den unterschiedlichen Atom- oder Ionenniveaus ab, was die Koeffizienten noch komplizierter macht. Dieses Problem wurde eingehend untersucht [Jordan, 1969, 1970; Shull and van Steenberg, 1982b, 1982a; Arnaud and Rothenflug, 1985]. Hier benutzen wir nur die aus dem Ionisationsgleichgewicht abgeleiteten Ergebnisse, insbesondere die Tabelle aus Arnaud and Rothenflug [1985]. Andere veröffentlichte Tabellen weichen geringfügig von dieser ab [Bame et al., 1979; Ipavich et al., 1986; Galvin et al., 1987].

Abb. 7.1 zeigt die relativen Häufigkeiten der Ionisationszustände des Kohlenstoffes, des Sauerstoffes und des Eisens als eine Funktion der Temperatur. Beispielhaft soll am Kohlenstoff erklärt werden, wie sich die Ionisationszustände mit der Temperatur ändern. Bei den niedrigsten Temperaturen liegt fast der gesamte Kohlenstoff in neutraler Form vor. Bei steigender Temperatur erzeugt die Stoßionisation mehr C^{1+} . Wird die Temperatur so hoch, daß die Ionisationsrate zu C^{1+} wesentlich größer als die Rekombinationsrate zurück zu C ist, überwiegt C^{1+} . Die Wechselwirkung zwischen Ionisation zu C^{2+} und Rekombination zurück zu C^{1+} wird dann bei weiter zunehmender Temperatur wichtig. Dieser Prozeß setzt sich von ei-

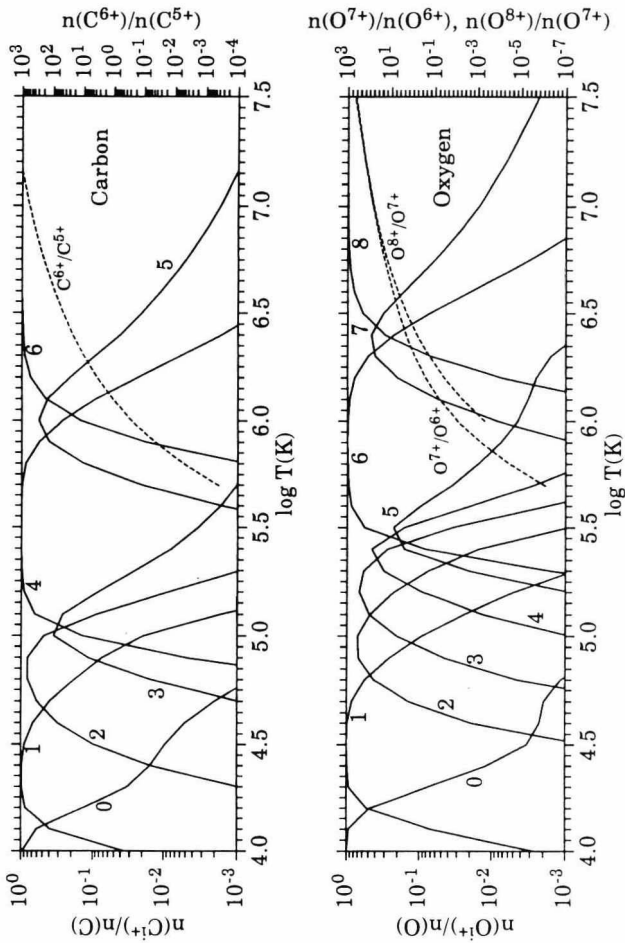


Abbildung 7.1a: Abhängigkeit der Ionisationszustände des Kohlenstoffes (oben) und des Sauerstoffes (unten) von der Temperatur. Auch die Verhältnisse von C^{6+}/C^{5+} sowie von O^{8+}/O^{7+} und O^{7+}/O^{6+} sind gezeigt (durchbrochene Linien) [nach Arnaud and Rothenflug, 1985].

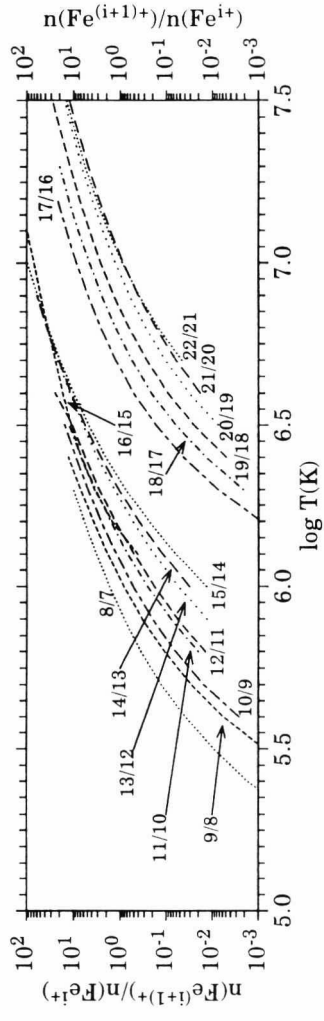
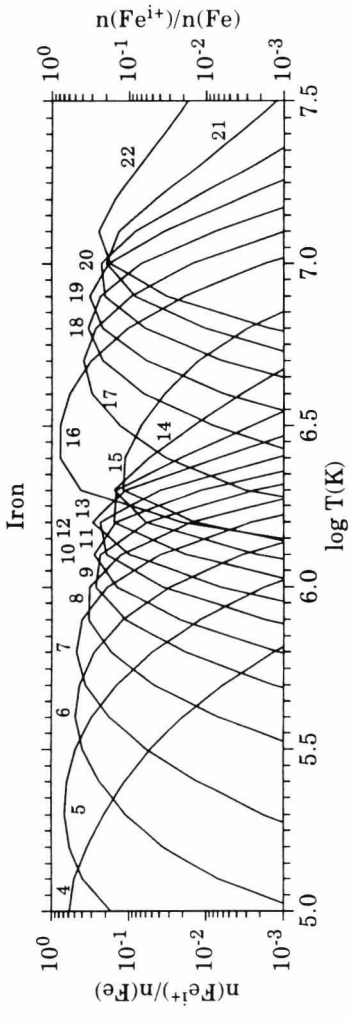


Abbildung 7.1b: wie Abb. 7.1a jedoch für Eisen [nach Arnaud and Rothenflug, 1985].

nem Ionisationszustand zum nächst höheren Ionisationszustand mit steigender Temperatur fort, bis schließlich bei Temperaturen von über 10^7 K nur noch völlig ionisierte Kohlenstoffatome C^{6+} präsent ist.

Der Wert des Häufigkeitsmaximums für jeden Ionisationszustand hängt in hohem Maße davon ab, wie einfach es zu dem folgenden Ionisationszustand ionisiert wird. Ionen mit abgeschlossener Schale, wie He-ähnliches C^{4+} , haben ein breites Maximum mit einem Wert nahe eins. Der Grund dafür ist, daß die nötige zusätzliche Energie, die zum Erreichen des nächsten Ionisationszustandes benötigt wird, sehr groß ist und es eine große Temperaturzunahme erfordert, bevor der nächste Ionisationszustand erreicht wird. Andererseits haben Ionen mit nur einem verbliebenen Elektron in einer Schale, wie H-ähnliches C^{5+} und Li-ähnliches C^{3+} , deutlich kleinere Maxima, da die zusätzlich benötigte Energie, um die Ionen weiter zu ionisieren, klein ist.

In Abb. 7.1 sind auch einige Verhältnisse von Ladungszuständen $X^{(i+1)+}/X^{i+}$ für Kohlenstoff, Sauerstoff und Eisen gezeigt. Diese Kurven sind die monoton steigenden Funktionen der Temperatur. Durch Bestimmung des Verhältnisses von $X^{(i+1)+}/X^{i+}$, kann die Ionisationstemperatur aus der entsprechenden Kurve abgelesen werden. Dies bedeutet, daß die Ionisationstemperatur bestimmt werden kann, ohne die Teilchendichte (7.2) zu kennen.

7.2 Direkte Ereignisse von PHA-Worte

Wenn man alle Ereignisse von PHA-Worten in der M - M/Q Ebene zeigt, findet man eine Spur, die nicht geeignet von der DPU (data processing unit) klassifiziert werden kann. Sie wird vor allem durch Protonen verursacht. Da die Protonen manchmal auch ein Energiesignal am Festkörperdetektor erzeugen können und ihre am Detektor gelieferte Energie sehr niedrig ist, und da sie zwischen Start- und Stoppsignal eine längere Flugzeit haben (normalerweise durch verschiedene Ereignisse erzeugt), interpretiert die DPU solche Ereignisse als Ereignisse mit hohem M/Q -Wert und speichert sie mit höherer Priorität in PHA-Worte. Sie haben die M/Q Matrix kontaminiert.

Abb. 7.2 zeigt Protonen-, α -Teilchen- und TCR-Spektren (Triple Coincidence Rate) aus dem Hauptkanal vom Tag 303 bis zum Tag 305 im Jahr 1991. Man kann direkt erkennen, daß es im TCR-Spektrum ein Maximum außerhalb von α -Teilchen und schweren Ionen im niedrigen E/q Bereich gibt (~ 1 keV/c). Dieses Maximum steht genau im Protonen-Maximum

(verglichen mit der Protonen-Spalte), d.h. diese Protonen werden von der DPU als TCR registriert. Solche Protonen-TCR können die Kontamination verursachen.

Die Kontamination durch Protonen läßt sich relativ einfach vermeiden. Dazu wird im folgenden der E/q -Wert bestimmt, an dem die TCR zwischen dem Maximum der Protonen (durch MR-Protonen (Matrix-Raten-Protonen) bestimmt) und dem Maximum der α -Teilchen (durch MR- α -Teilchen bestimmt) ihr Minimum hat. Es werden dann nur die Ereignisse mit einem E/q -Wert größer als dieses Minimum akzeptiert. So erhält man wesentlich „reinere“ M - M/Q Matrizen.

In geringerem Umfang führen α -Teilchen zu ähnlicher Kontamination. Erzeugen zwei unabhängige α -Teilchen ein scheinbar koinzidentes Start- und Stoppsignal, werden diese Ereignisse ebenfalls falsch von der DPU interpretiert. Da 6-fach ionisierter Kohlenstoff und 8-fach ionisierter Sauerstoff gleiches E/Q wie die α -Teilchen besitzen, läßt sich diese Kontamination nicht in ähnlich einfacher Weise wie für die Protonen vermeiden.

Wenn alle Teilchen mit gleicher Geschwindigkeit fliegen, und es keine thermische Bewegung gibt, gilt für einen von der DPU richtig ausgewerteten Wert M/Q für ein bestimmtes Teilchen

$$\left(\frac{E}{q}\right) / \left(\frac{M}{Q}\right) = \left(\frac{E}{q}\right)_p$$

Hier ist $\left(\frac{E}{q}\right)_p$ der E/q -Wert für Protonen. Für die von der DPU aufgrund von scheinbarer Koinzidenz nicht richtig interpretierten Ereignisse weiß man, daß die DPU in der Regel größere M/Q -Werte liefert, d.h.

$$\left(\frac{M}{Q}\right) > \left(\frac{M}{Q}\right)_0$$

wobei $\left(\frac{M}{Q}\right)_0$ den wahren Wert bezeichnet. Damit erhält man

$$\left(\frac{E}{q}\right) / \left[\left(\frac{M}{Q}\right) \cdot \left(\frac{E}{q}\right)_p\right] < 1 \quad (7.4)$$

Weil die Teilchen aufgrund der thermischen Bewegung eine Verteilung im Geschwindigkeitsraum haben, kann man nicht einfach davon ausgehen, daß Teilchen die die Ungleichung (7.4)

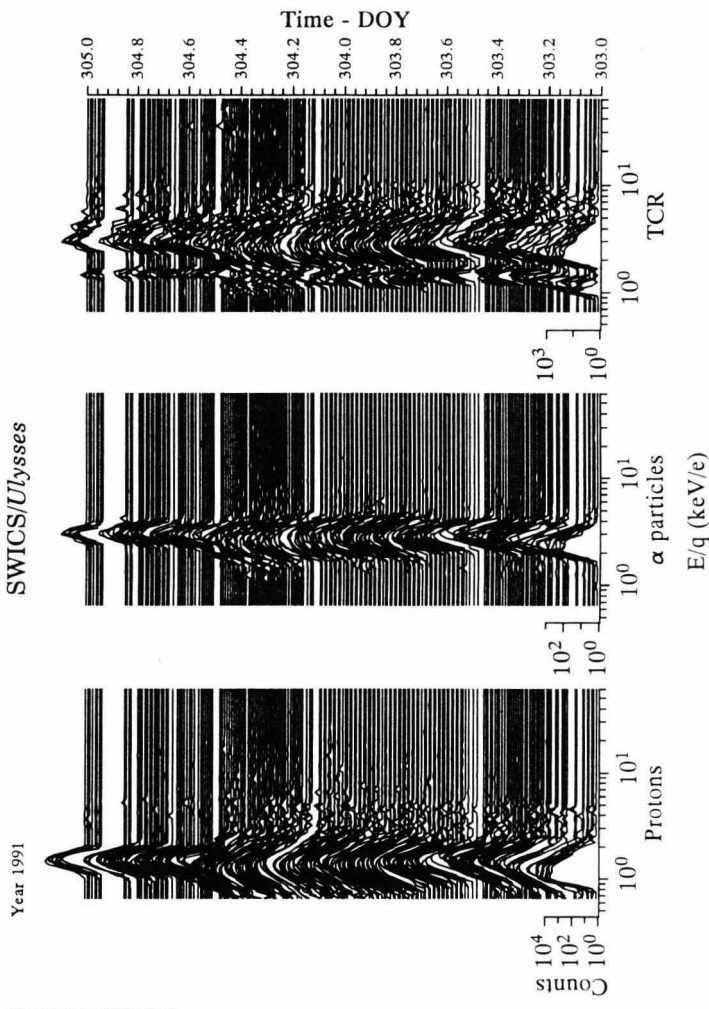


Abbildung 7.2: E/q -Spektren der Protonen (links), α -Teilchen (Mitte) und Ereignisse mit dreifach Koinzidenzen (TCR, rechts).

erfüllen, nicht richtig klassifizierte Ereignisse sind. Hier wurde als guter Erfahrungswert 0.6 gesetzt, d.h. nur die Ereignisse, die mit dem berechneten M/Q die Bedingung

$$\left(\frac{E}{q}\right) / \left[\left(\frac{M}{Q}\right) \cdot \left(\frac{E}{q}\right)_p\right] \geq 0.6 \quad (7.5)$$

erfüllen, werden als richtige Teilchen interpretiert. Die Bedingung (7.5) beinhaltet auch, im Fall $M = 0$, die sogenannten Masse-Null Ereignisse.

Eine typische M - M/Q Matrix ist in Abb. 7.3 gezeigt. Für diese Abbildung wurden die PHA-Worte über 4.3 Tage summiert. Man kann sehr klar erkennen, daß die unterschiedlichen Ionenarten bzw. Ionisationszustände in der M - M/Q Matrix gut getrennt werden. Um auf die koronale Temperatur zurückschließen zu können, müssen die Verhältnisse unterschiedlicher Ionisationszustände, z.B. C^{6+}/C^{5+} , O^{8+}/O^{7+} , bestimmt werden. Dies erfordert, daß die Dichte aller Ionisationszustände bestimmt werden müssen. Diese Bestimmung der absoluten Dichte der Ionisationszustände ist sehr schwierig. Für die Berechnung der koronalen Temperatur ist es ausreichend, die elliptischen Regionen in der M - M/Q Matrix zu verwenden [von Steiger *et al.*, 1992]. Die elliptischen Regionen in der M - M/Q Ebene sind durch die Auflösung der Ionenart C, O und Fe bestimmt. Diese basieren auf den von [Gloeckler *et al.*, 1992] angegebenen m/q und m Auflösungen $\Delta\left(\frac{m}{q}\right) / \left(\frac{m}{q}\right)$ und $\Delta m/m$ für die verschiedenen Ionenarten und Ionisationszustände (Abb. 7.3).

Für 6-fach ionisierten Kohlenstoff und 8-fach ionisierten Sauerstoff werden jeweils nur die untere bzw. obere Hälfte der elliptischen Region verwendet, um Fehler durch die teilweise Überlagerung der beiden Ionenarten zu minimieren. Die Gesamtzahl der Ereignisse von 6-fach ionisiertem Kohlenstoff und 8-fach ionisiertem Sauerstoff erhält man durch Verdopplung der Ereignisse in diesen Teilellipsen. Hier haben wir den Einfluß von Stickstoff vernachlässigt, weil er sehr viel seltener als Kohlenstoff und Sauerstoff ist.

Weil hoch ionisierte Eisenionen, wie Fe^{15+} , Fe^{16+} und Fe^{17+} , kleinere M/Q Werte haben und sie sehr nah beieinander liegen, ist es nicht mehr möglich mit dieser Methode die hohen Ladungszustände des Eisens zu trennen. In Abb. 7.3 wird auch die Trennungsmöglichkeit für die verschiedenen Ionisationszustände von Eisen verdeutlicht. Dazu haben wir die Ereignisse mit Massen M von 51.72 bis 72.91 summiert und gegen M/Q aufgetragen. Die Lage der Ionisationszustände und die Grenze für entsprechende Ionisationszustände sind markiert. Der Grund dafür, daß die untere Grenze für Eisen so hoch ist (51.72, beachte $M_{Fe} = 56$), ist der

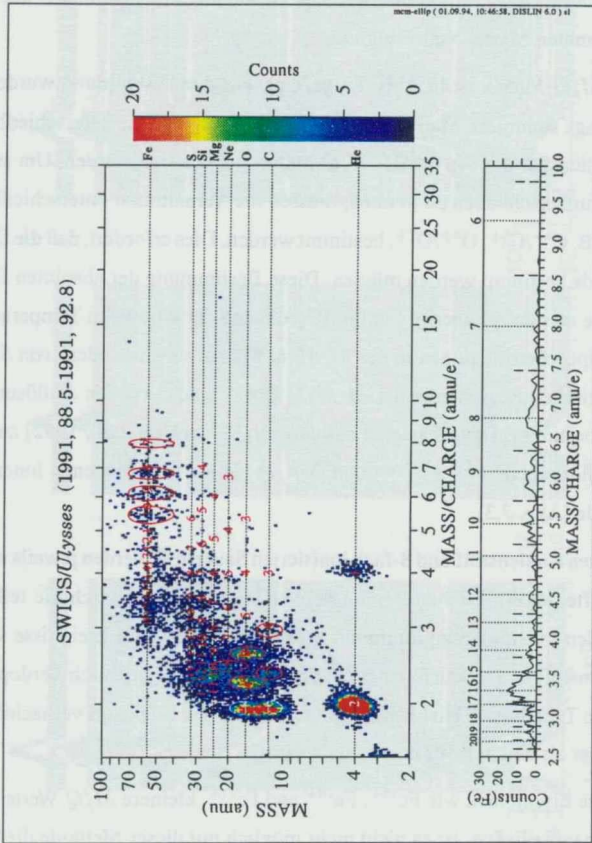


Abbildung 7.3: oben: Eine typische M - M/Q Matrix. Summiert wurden PHA-Werte des Zeitintervalles von Tag 88.5 bis Tag 92.8, 1991. Die verschiedenen elliptischen und halb-elliptischen Regionen werden in der Datenauswertung benutzt, um Häufigkeitsverhältnisse von verschiedenen Ionensorten zu bestimmen. unten: Die Anzahl der Ergebnisse mit $M = 51.72$ bis $M = 72.91$, die von Eisen-Ionen stammen. Die unterschiedlichen Ionisationszustände des Eisens (von 6 bis 20) sind markiert.

gleiche Grund, wie für die Regionen der C^{6+} und der O^{8+} , da die Ereignisse von Ionen des Schwefels, des Siliziums und sogar des Calciums teilweise auch mit größer M -Werte erzeugen kann.

In der folgenden Analyse werden die Daten über 3 oder 6 Stunden für Kohlenstoff und Sauerstoff bzw. über 12 Stunden für Eisen integriert, um eine bessere Statistik zu erhalten. Dann wird das Verhältnis der Zählraten gebildet und daraus die koronale Temperatur (eingefrorene Ionisationstemperatur) für Kohlenstoff, Sauerstoff und Eisen bestimmt [Galvin *et al.*, 1992; Ipavich *et al.*, 1992]. Wir diskutieren einige Ereignisse, die mit hoher bzw. niedriger koronaler Temperatur zusammenhängen, und solche, die mit CMEs in Verbindung stehen.

7.3 Beziehungen zwischen den Ionisationszuständen im Sonnenwind und der Ionisationstemperatur in der Korona

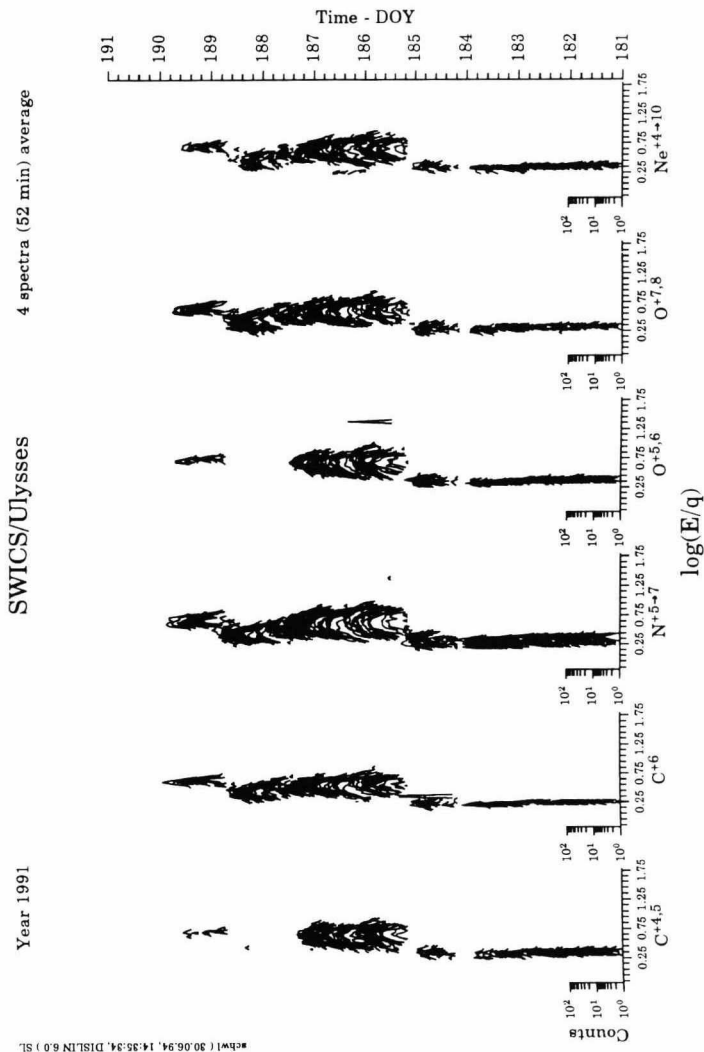
Die Koronatemperatur ist höher als 10^6 K. Bei dieser Temperatur sind Kohlenstoff 4-, 5- und 6-fach ionisiert, und Sauerstoff 6-, 7, und 8-fach ionisiert (siehe auch Abb. 7.1a). Da die Koronatemperatur mit der Koronastruktur, vor allem aber auch in Koronalöchern, Flares und CMEs variiert, ändern sich auch die Ionisationszustände der Sonnenwindionen. Steigt die Koronatemperatur auf 10^7 K, ist beispielsweise Kohlenstoff praktisch nur noch 6-fach ionisiert und Sauerstoff nur noch 8- und 7-fach ionisiert vorhanden.

Eisen ist bei einer Koronatemperatur von 10^6 K vorwiegend 6- bis 12-fach ionisiert (siehe Abb. 7.1b). Bei einer Koronatemperatur von 10^7 K findet man vorwiegend 15- bis 24-fach ionisiertes Eisen.

Im folgenden sollen einige Zeiträume mit auffallenden Ionisationszuständen untersucht und mögliche Ursachen dafür diskutiert werden.

7.3.1 Ereignis mit hoch ionisierten Ionen

Zwischen Tag 186.9 und Tag 188.6 im Jahr 1991 wurde mit SWICS eine starke Zunahme des 8-fach ionisierten Sauerstoffes im Sonnenwind beobachtet. Gleichzeitig wurde nahezu kein 4-fach ionisierter Kohlenstoff registriert. Abb. 7.4 zeigt anhand der MR-Daten, daß sowohl niedrig ionisierter Kohlenstoff als auch niedrig ionisierter Sauerstoff verschwinden, während die hoch ionisierten Ionen von Kohlenstoff und Sauerstoff weiterhin beobachtet werden. Da



#BHW1 (30.06.94, 14:35:34, DISLIN 6.0) SL

Abbildung 7.4: E/q -Spektren für verschiedene Ionensorten gebildet aus MR. Mittelwerte von 52 Minuten für das Zeitintervall vom Tag 181 bis zum Tag 191, 1991, sind gezeigt.

die M/Q - und M -Auflösung der MR nicht für eine genaue Untersuchung der Ereignisse ausreicht, muß auf die PHA-Worte zurückgegriffen werden. Abb. 7.5 zeigt die auf PHA basierende M - M/Q Matrix für drei aufeinanderfolgende Zeitintervalle. Es wurde über die Zeitintervalle 185.4-187, 187.1-188.7 und 188.7-189.4, also jeweils 1.6 Tage, summiert.

Im ersten Zeitintervall ist der Kohlenstoff vor allem 6-fach ionisiert, aber es gibt noch 4-fach ionisierten Kohlenstoff. Im zweiten Intervall ist C^{4+} kaum vorhanden, während im dritten Intervall C^{4+} wieder auftaucht. Beim Sauerstoff überwiegt zuerst O^{6+} . Danach überwiegt eindeutig O^{8+} . Im letzten Intervall sind die Intensitäten von O^{8+} , O^{7+} und O^{6+} schließlich fast gleich. Eisen zeigt eine ähnliche Tendenz. Zuerst herrscht relativ niedrig ionisiertes Eisen, wie Fe^{7+} bis Fe^{11+} vor. Dann tauchen hoch ionisierte Eisenionen wie Fe^{16+} und Fe^{17+} auf. Danach verschwindet fast alles Eisen. Für andere Ionenarten, wie Mg, Si und S beobachtet man ein ähnliches Verhalten.

Diese Änderungen des vorherrschenden Ionisationszustandes spiegeln die zeitlichen oder räumlichen Variationen in der Sonnenkorona wieder, da die Ionisationszustände im Sonnenwind als eingefroren betrachtet werden können. Dagegen verändern sich andere Parameter des Sonnenwindes im interplanetaren Raum durch dynamische Vorgänge.

Mit der im letzten Unterkapitel beschriebenen Methode wird die Ionisationstemperatur berechnet. Wir finden, daß die über C^{i+1}/C^i und über C^i/C (vgl. Abb. 7.1a) berechneten Ionisationstemperaturen fast identisch sind. Für Sauerstoff sind die Ionisationstemperaturen berechnet aus den Verhältnissen O^{i+1}/O^i und O^i/O wenig unterschiedlich. Im Fall von Eisen wurden nur die relativen Verhältnisse Fe^{i+1}/Fe^i benutzt um die Ionisationstemperatur zu bestimmen. Die Ionisationstemperaturen bei niedrigen Ionisationszuständen zeigen keine großen Unterschiede. Für die Ionisationszustände größer als 16 werden die Unterschiede in den Ionisationstemperaturen mit größer werdenden Ionisationszuständen größer. Diese Tendenz haben Galvin *et al.* [1992] auch für das Element Silizium gezeigt.

Abb. 7.6 zeigt die Dichte, Geschwindigkeit und Temperatur von Protonen und α -Teilchen, bzw. das Verhältnis der Dichte n_α/n_p und der Temperatur T_α/T_p . Ferner sind die Ionisationstemperatur des Kohlenstoffes, des Sauerstoffes und des Eisens gezeigt. Alle Ionisationstemperaturen sind über X^{i+1}/X^i gewonnen. Für die Plasmaparameter ist ein Wert pro ~ 13 Minuten (entsprechend eines SWICS Beobachtungszyklusses) gezeigt. Die Ionisationstemperaturen wurden aus über 3 Stunden summierten PHA-Worte für Kohlenstoff und Sauerstoff berechnet.

aber über 12 (Abb. 7.6) bzw. 24 (Abb. 7.7) Stunden summierten PHA-Werte für Eisen. Durchgezogene vertikale Linien markieren zwei Schockereignisse, ein vorwärts laufender (FS) und ein rückwärts laufender (RS) Schock [Burton *et al.*, 1992]. Die zwei gestrichelten vertikalen Linien (A1 und A2) kennzeichnen die Region mit hoher Ionisationstemperatur.

Zwischen den vorwärts und rückwärts laufenden Schocks liegt eine typische korotierende Wechselwirkungsregion CIR (siehe auch Kapitel 2.2.3). Die Dichte und die Temperatur in dieser Region sind deutlich erhöht. Die Geschwindigkeit steigt an den Schocks sprunghaft an. Die Geschwindigkeit der α -Teilchen nach dem FS ist niedriger als die der Protonen, während das Dichteverhältnis n_α/n_p hoch und veränderlich ist. Dies ist wahrscheinlich durch dynamische Prozesse, wie z.B. Alfvén-Wellen, verursacht. Auffallend ist, daß die zwei Schockereignisse jedoch keinen Einfluß auf die Ionisationstemperatur haben.

Im Gebiet mit hoher Ionisationstemperatur zeigen Dichte, Geschwindigkeit und Temperatur keine auffallende Signatur; das Verhältnis n_α/n_p steigt jedoch an.

Die Ionisationstemperaturen von Kohlenstoff und Sauerstoff zeigen einen sehr ähnlichen Verlauf, mit dem lokalen Maximum am Tag 187.7. Die Ionisationstemperatur steigt für Kohlenstoff von ca. $1.5 \cdot 10^6$ K auf ca. $2.5 \cdot 10^6$ K und für Sauerstoff von ca. $2 \cdot 10^6$ K auf ca. $4 \cdot 10^6$ K an. Die Unterschiede der Ionisationstemperaturen zwischen verschiedenen Ionensorten weisen auf einen Temperaturgradienten in der Korona hin (siehe auch Abb. 2.3), z.B. beim langsamen Sonnenwind werden die Sauerstoffionen bei etwa 1.5 Sonnenradien eingefroren, die Eisenionen bei etwa 3 Sonnenradien [Bame *et al.*, 1974]. Wir finden, daß sich die Unterschiede in den Temperaturen des Kohlenstoffes und des Sauerstoffes vergrößern, wenn die Ionisationstemperatur groß geworden ist. Die Ionisationstemperaturen des Sauerstoffes T_{O87} ist meistens größer als T_{O76} . Es kann aber manchmal auch sein, daß $T_{O87} \leq T_{O76}$. Dagegen zeigen von Steiger *et al.* [1992], daß T_{O76} immer größer ist als T_{O65} .

Für Eisen ist das lokale Maximum fast unkenntlich. Zwischen den Temperaturen verschiedener Ionisationszustände gibt es Unterschiede. Wenn die Ionisationszustände kleiner als 16 sind, sind die Ionisationstemperaturen ca. $1.5 \cdot 10^6$ K. Wenn die Ionisationszustände größer als 16 sind, steigen die Ionisationstemperaturen an. Dieser Unterschied ist vermutlich eine Eigenschaft des Eisens selbst, wenn man den leeren Streifen zwischen 16/15 und 17/16 in Abb. 7.1b beachtet. Die Unterschiede der Ionisationstemperatur zwischen verschiedenen Ionenpaaren sind größer bei hoher Temperatur. Die durch verschiedene Ionenpaare berechneten

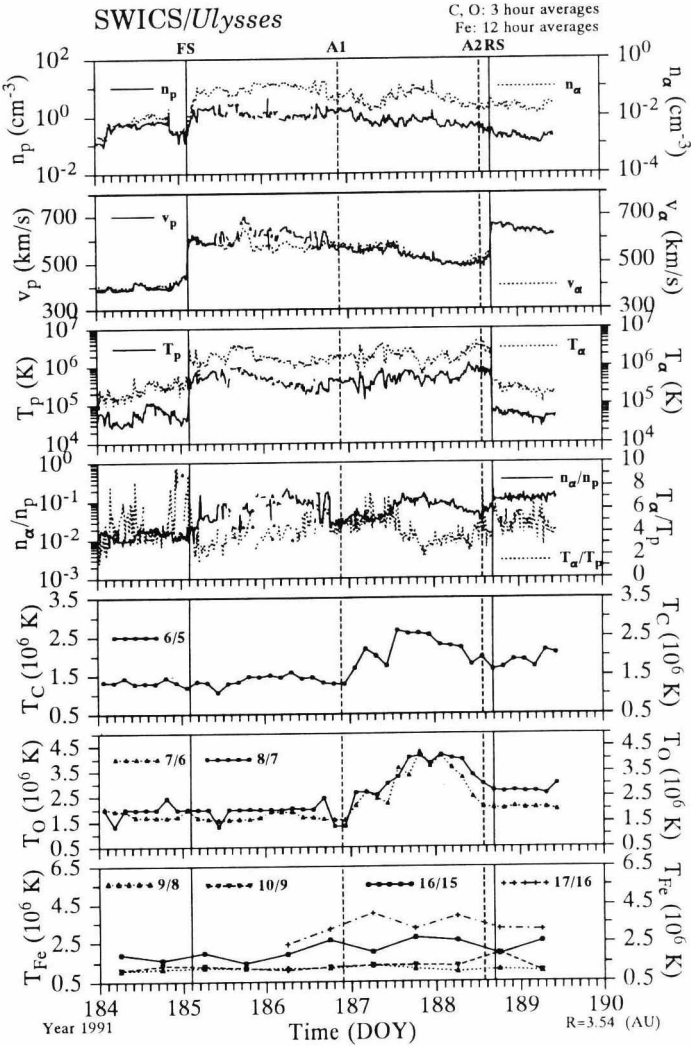


Abbildung 7.6: Parameter des Sonnenwindplasmas und die Ionisationstemperaturen in den Zeitraum vom Tag 184 bis zum Tag 190, 1991. (Nähere Erläuterung im Text.)

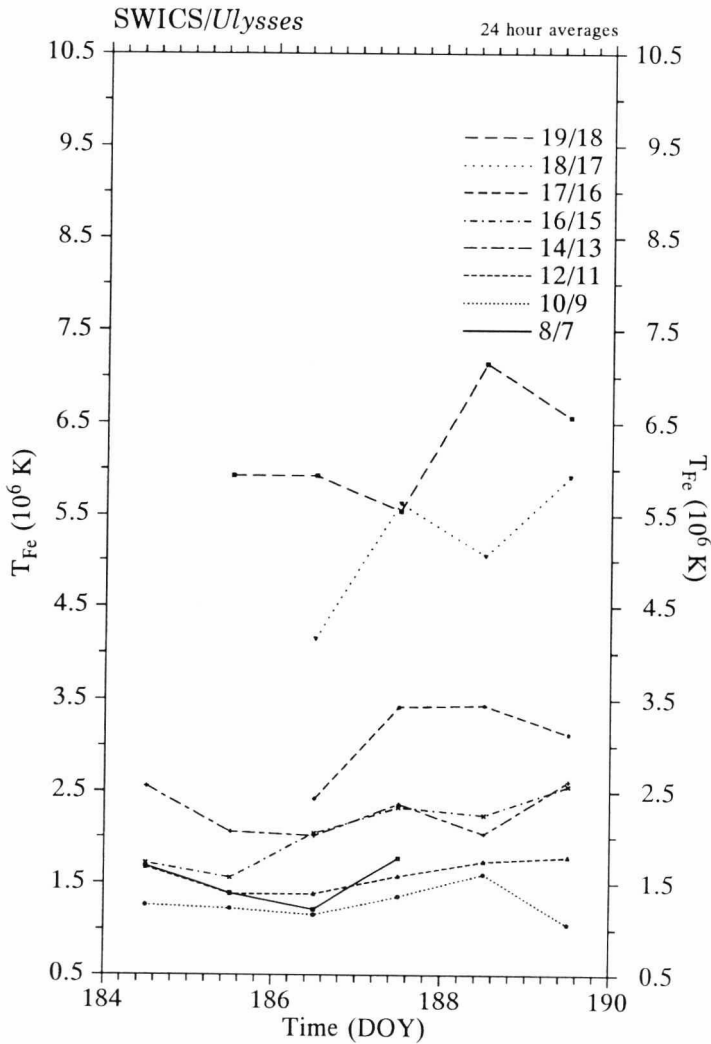


Abbildung 7.7: Die Ionisationstemperatur des Eisens für einige Eisenionenpaare im Zeitraum vom Tag 184 bis zum Tag 190, 1991.

Ionisationstemperaturen des Eisens zeigen keine so deutliche Änderung wie die Temperatur des Kohlenstoffs und des Sauerstoffs. Bei hoher Ionisationstemperatur des Kohlenstoffs und des Sauerstoffs hat Eisen vor allem ein wenig mehr hoch ionisierte Ionen.

Um die oben beschriebene Erscheinung zu bestätigen, werden die Zeitintervalle, über die die Ionisationstemperatur berechnet wird, auf bis zu zwei Tage vergrößert (verbessert die Statistik) und auch um eine Stunde verschoben (vermindert die Zufälligkeit). Wir finden, daß die Tendenz gleich bleibt.

In Abb. 7.7 wird die Ionisationstemperatur des Eisens gezeigt, in denen die Daten über 1 Tag summiert wurden. Damit werden die Temperaturen berechnet.

Das Paar aus vorwärts und rückwärts laufendem Schock wurde wahrscheinlich durch Sonnenwind verursacht, der von einem heißen Koronagebiet (aktive Region) ausgeströmt ist. Daß die Ionisationstemperatur des Sauerstoffes in Koronalöchern niedrig ist, wurde von *von Steiger and Geiss* [1993] und *Shafer et al.* [1993] untersucht. Da bei diesem Ereignis die Ionisationstemperatur des Sauerstoffes hoch ist, kann man schließen, daß das Schockpaar nicht durch einen aus einem Koronaloche stammenden schnellen Strom, sondern durch ein sogenanntes transientes Ereignis, wie Flare, CME, erzeugt wurde.

Das lokale Maximum von n_{α}/n_p ist die bekannte Signatur für ein Treibergas (*driver gas*), das die Schocks im interplanetaren Raum vor sich hertreibt. Im Treibergas sind alle Ionenarten vergleichsweise hoch ionisiert. Dies wird darauf zurückgeführt, daß das Material aus einem erhitzten Koronagebiet strömt. Ob dieses Ereignis durch ein CME erzeugt wurde, läßt sich aus den vorliegenden Daten nicht eindeutig sagen. Aber es läßt sich folgern, daß die hohen Ionisationstemperaturen auf ein transientes Ereignis oder Treibergas zurückzuführen sind.

Der vorwärts laufende Schock (FS) ist bereits sehr früh durch den transienten Strom erzeugt worden. Er läuft schneller als der Sonnenwind, so daß man ihn etwa zwei Tage vor dem Anstieg der Ionisationstemperatur beobachtet. Durch die Entwicklung der CIR wird der rückwärts laufende Schock RS sehr spät erzeugt, so daß man ihn nur 0.2 Tage nach dem Gebiet mit hoher Ionisationstemperatur beobachtet.

7.3.2 Ereignisse mit niedriger Ionisationstemperatur

Am Tag 299.92 im Jahr 1991 hat SWICS einen vorwärts laufenden Schock (FS1) gemessen (Abb. 7.8a). Etwa vier Tage später, am Tag 304.44, beobachtete SWICS einen rückwärts lau-

fenden Schock (RS). Zwischen FS1 und RS ist eine CIR. Die Geschwindigkeit des schnellen Sonnenwindstroms geht gegen $500 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Das Verhältnis n_α/n_p bleibt bei 3%, obwohl die Dichte der Protonen und der α -Teilchen sehr stark variiert. Nach der CIR sinkt die Sonnenwindgeschwindigkeit langsam. Am Tag 313.34 wird dann ein weiterer vorwärts laufender Schock (FS2) beobachtet.

Am Tag 303.6 (A1), etwa 0.8 Tage früher als der RS, verringern sich die Ionisationstemperaturen des Kohlenstoffes und Sauerstoffes von $1.5 \cdot 10^6 \text{ K}$ auf unter $1 \cdot 10^6 \text{ K}$. Von hier ab bis zum Tag 311 (A2) bleibt die Ionisationstemperatur des Kohlenstoffes relativ niedrig, ebenso die Ionisationstemperatur des Sauerstoffes. Auffallend ist, daß der 8-fach ionisierte Sauerstoff O^{8+} praktisch ganz verschwindet. Das Verhältnis $\text{O}^{8+}/\text{O}^{7+}$ läßt sich nur für wenige Punkte berechnen.

Die Variation der Ionisationstemperatur des Eisens scheint nicht gleichzeitig mit der des Kohlenstoffes und des Sauerstoffes zu erfolgen. Die Ionisationstemperaturen des Eisens mit Ionisationszuständen kleiner als 16 bleiben ca. $1.5 \cdot 10^6 \text{ K}$. Falls hoch ionisierte Eisenionen (größer als 16) auftauchen, sind die berechneten Ionisationstemperaturen auch höher (ca. $3.5 \cdot 10^6 \text{ K}$). Die Variationen scheinen um zwei Tage nach hinten verschoben. Vom Tag 304 bis zum Tag 308. und vom Tag 309 bis zum Tag 312.8 werden fast überhaupt keine Eisenionen nachgewiesen. Dazwischen sind, falls Eisenionen auftauchen, sie vor allem 8- bis 11-fach ionisiert.

In dem Zeitintervall mit niedriger Ionisationstemperatur sinkt die Geschwindigkeit des Sonnenwindplasmas. Die Dichte der Protonen und der α -Teilchen ist am Anfang hoch (wegen des rückwärts laufenden Schocks) wird dann jedoch niedrig. Ebenso verhält sich die kinetische Temperatur der Protonen und der α -Teilchen. Das Verhältnis n_α/n_p zeigt nur geringe Variationen und bleibt zwischen 2% und 4%.

Ein sehr ähnliches Ereignis sieht man in Abb. 7.8b. Am Tag 121.31 trifft Ulysses auf einen rückwärts laufenden Schock (RS), der mit dem einige Tage früher (Tag 118.26) [Burton *et al.*, 1992] beobachteten vorwärts laufenden Schock (nicht in Abb. 7.8b gezeigt) eine CIR bildet. Die Sonnenwindgeschwindigkeit nimmt nach dem RS zuerst weiter zu und erst nach Tag 123 fällt sie langsam ab. Am Tag 128.43 taucht ein weiterer vorwärts laufender Schock (FS) auf.

Zwischen Tag 121.9 (A1) und Tag 127.9 (A2) ist eine Region, in der die Ionisationstemperaturen des Kohlenstoffes und des Sauerstoffes sehr niedrig ($1 \cdot 10^6$ bis $1.5 \cdot 10^6 \text{ K}$) sind.

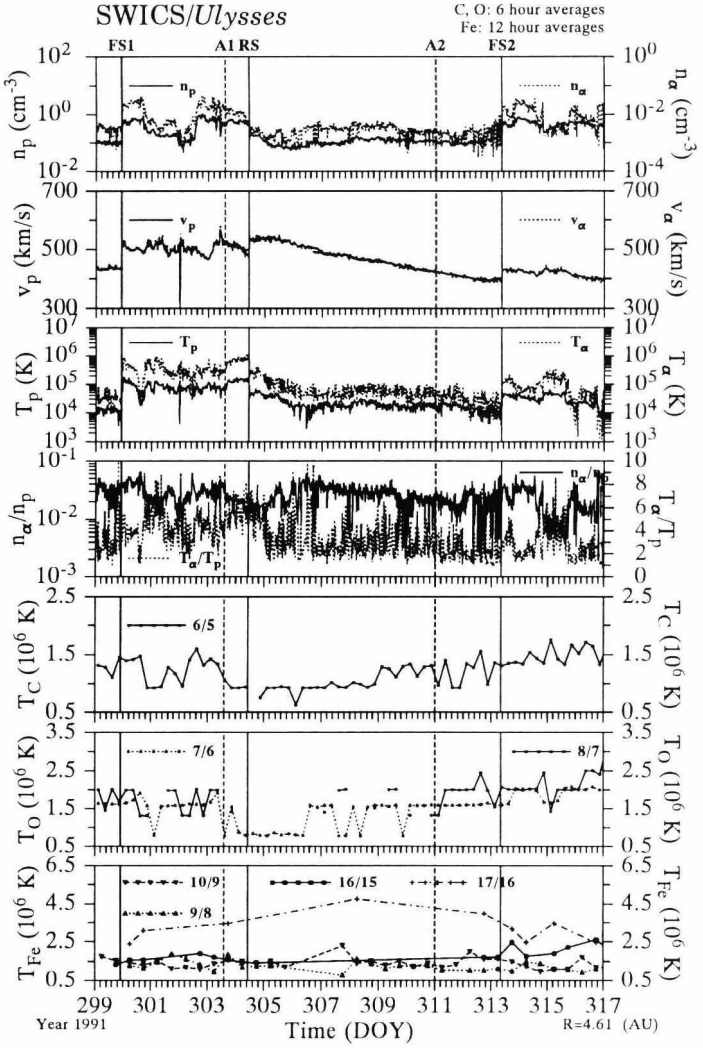


Abbildung 7.8a: wie Abb. 7.6 für den Zeitraum Zeitraum vom Tag 299 bis zum Tag 317, 1991.

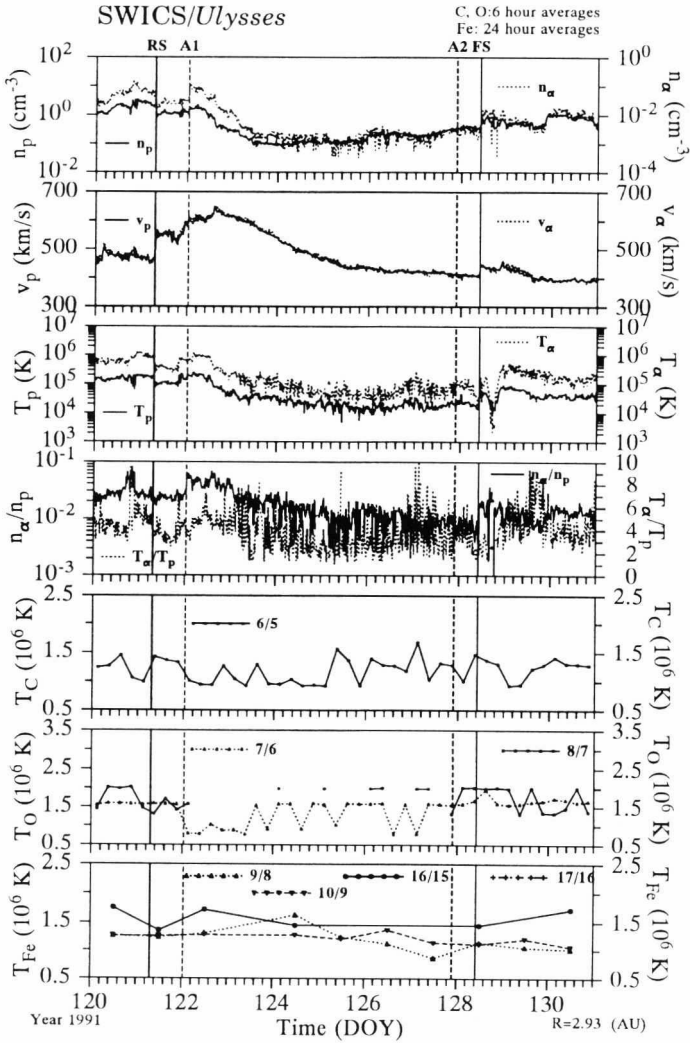


Abbildung 7.8b: wie Abb. 7.6 für den Zeitraum Zeitraum vom Tag 120 bis zum Tag 131, 1991.

8-fach ionisierter Sauerstoff O^{8+} wird kaum gesehen. Ungefähr ein Tag nach dem Abfall der Ionisationstemperatur ist die Zahl der Eisenionen wieder sehr gering, wenn Eisen nachgewiesen wird, ist es nur 8- bis 10-fach ionisiert. Das Verhältnis n_{α}/n_p variiert von etwa 5% auf unter 1%.

Aus Abb. 7.8 kann man sehen, daß die Ionisationstemperaturen des Kohlenstoffes, des Sauerstoffes und des Eisens niedriger als 10^6 K sein können. Bei solch niedrigen Ionisationstemperaturen treten Intervalle auf, in denen Eisenionen mit SWICS nicht mehr beobachtet werden.

Die aus dem vorwärts und dem rückwärts laufenden Schockpaar gebildete Region unterscheidet sich von der Sonnenwindregion nach dem RS, da sie eine sehr geringe Ionisationstemperatur zeigt.

Vergleicht man die beiden Ereignisse, findet man, daß der rückwärts laufende Schock am Tag 304.4 (Abb. 7.8a) erst nach dem Abfall der Ionisationstemperatur beobachtet wird, während der andere RS am Tag 121.8 (Abb. 7.8b) vor dem Abfall liegt. Hierbei muß berücksichtigt werden, daß der RS am Tag 304.4 bei 4.6 AE beobachtet wird, der RS am Tag 121.8 jedoch bei 2.9 AU. Ein rückwärts laufender Schock entwickelt sich normalerweise erst nach 2 AE [Pizzo, 1983]. Somit kann man folgern, daß sich der RS bei 2.9 AE noch nicht weit ausgebreitet hat, so daß die RS-Front A1 noch nicht erreichen konnte. Der RS bei 4.6 AE hat sich dagegen schon sehr weit ausgebreitet, soweit, daß die RS-Front in das Gebiet mit niedriger Ionisationstemperatur hineingelaufen ist.

Die Ionisationstemperaturen des Kohlenstoffes und Sauerstoffes in Abb. 7.8 werden mit den über 6 Stunden integrierten PHA-Werten berechnet. Sie werden auch mit den über 3, 12, 24 Stunden integrierten PHA-Werten berechnet. Die Ionisationstemperaturen des Eisens werden mit den über 24 Stunden integrierten PHA-Werten berechnet. Alle Ergebnisse zeigen die gleiche Tendenz.

7.3.3 Ereignisse mit koronalem Massenauswurf (CME)

In März 1991 wurden drei CMEs beobachtet. Phillips *et al.* [1992] haben die Eigenschaften dieser Ereignisse anhand von Beobachtungen des Plasmainstrumentes SWOOPS auf Ulysses [Bame *et al.*, 1992] diskutiert. Diese Ereignisse wurden im letzten Kapitel mit Ereignissen von „ α -Teilchen Löcher“ untersucht. Aus dem Auftreten sogenannter bi-direktionaler Elektronen

[Bame et al., 1981; Gosling, 1990] und aus Plasma- und Magnetfeldparametern bestimmten Phillips et al. [1992] die Dauer der CMEs. Danach wurde der erste CME vom Tag 83.3 bis zum Tag 85.5 beobachtet, vom Tag 86.4 bis zum Tag 88.5 der zweite CME und schließlich der dritte vom Tag 88.5 bis zum Tag 92.8.

Anhand der mit SWICS beobachteten Daten hat man diese Ereignisse ebenfalls untersucht. Galvin et al. [1993] fanden, daß die Ionisationstemperatur aus O^{7+}/O^{6+} erhöht ($> 2 \cdot 10^6$ K) ist und die aus verschiedenen Ionisationszuständen des Siliziums abgeleitete Ionisationstemperatur im allgemeinen kleiner ist als die aus den Sauerstoffionisationszuständen abgeleitete. Trotzdem ist sie in den CMEs noch deutlich erhöht. Die aus verschiedenen Ionisationszuständen des Siliziums abgeleiteten Ionisationstemperaturen sind unterschiedlich, ebenso sind die Ionisationstemperaturen des Eisens unterschiedlich. Nach den CMEs variieren die Ionisationstemperatur von verschiedenen Ionisationszuständen des Siliziums weniger als in den CMEs. Außerdem fanden von Steiger and Geiss [1993], daß das Verhältnis des Magnesiums zu Sauerstoff Mg/O im CME höher als der durchschnittliche Wert ist.

Hier erweitern wir die beschreibende Untersuchung der SWICS-Daten. Wir konzentrieren uns wieder auf die Ionisationstemperaturen des Kohlenstoffs, des Sauerstoffs und des Eisens und setzen sie in Beziehung zu den Sonnenwindparametern. Weil der Beobachtungsmodus von SWICS vor dem Tag 87.7 noch nicht geeignet für die Beobachtung von α -Teilchen und schweren Ionen war, konzentrieren wir uns auf Teile des zweiten CMEs und auf das dritte CME-Ereignis.

Abb. 7.9 zeigt zwei von drei CMEs. Sie sind mit C2 (Tag 86.4, 0915 UT am 27. März) und C3 (Tag 88.5, 1200 UT am 29. März) für den CME-Anfang und E2 (Tag 92.8, 1845 UT am 2. April) für das Ende der CMEs markiert [nach Phillips et al., 1992]. Vor Tag 88.2 ist die Dichte der α -Teilchen sehr niedrig. Sie liegt etwa bei 10^{-3} cm^{-3} , das Verhältnis n_α/n_p liegt bei 1% und die Geschwindigkeit der α -Teilchen ist manchmal größer als die Protonengeschwindigkeit. Nach 88.2 bis 92.8 (E2) variiert n_α/n_p zwischen 2% und 20%. Das Verhältnis der Temperaturen der α -Teilchen und der Protonen T_α/T_p variiert sehr stark. Die Ionisationstemperaturen des Kohlenstoffs und des Sauerstoffs scheinen aber nicht ganz mit der Identifizierung der CMEs anhand von Plasma- und Magnetfeldparametern übereinzustimmen. Am Tag 88.0 (B1) gibt es ein Ereignis mit einem α -Teilchen-Loch (siehe Kapitel 6.2). Gleichzeitig erreichen die Ionisationstemperaturen des Kohlenstoffs C^{6+}/C^{5+} und des Sauerstoffs O^{8+}/O^{7+} ein Minimum. Dann steigen die beiden Ionisationstemperaturen wieder an. Am Tag 88.9 (B2)

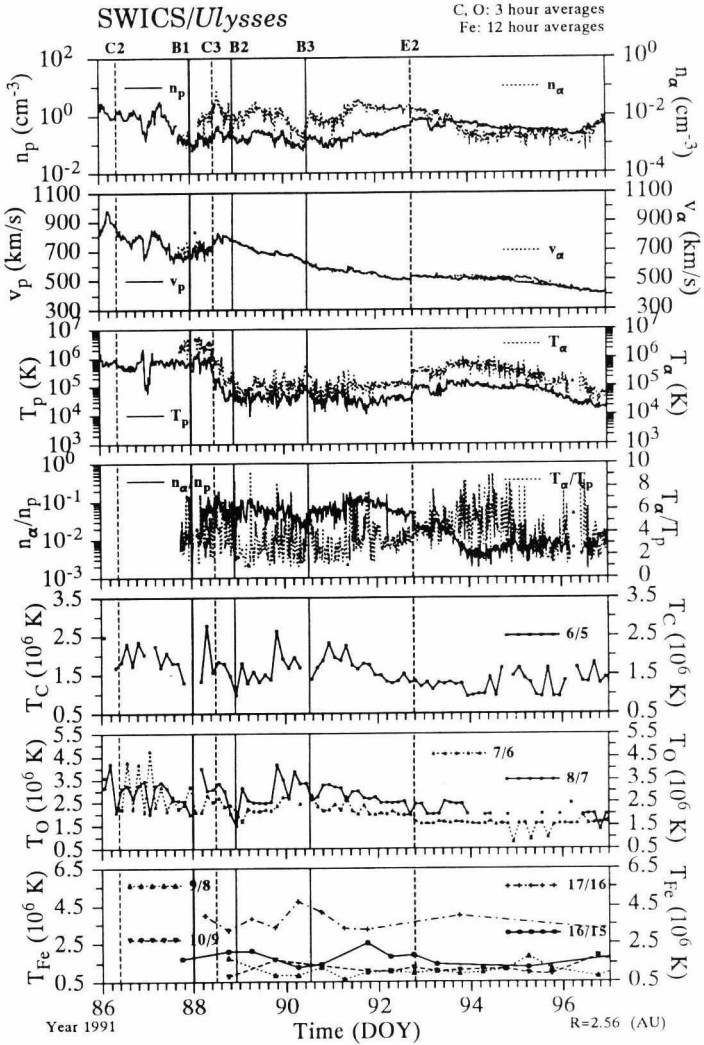


Abbildung 7.9: wie Abb. 7.6 für den Zeitraum vom Tag 86 bis zum Tag 97, 1991.
(Nähere Erläuterung im Text.)

fallen sie erneut auf ein Minimum. Inzwischen haben die Geschwindigkeiten und n_α/n_p ein lokales Maximum erreicht und die kinetische Temperatur ist gefallen. Nach B2 bleibt die kinetische Temperatur der Protonen und α -Teilchen niedrig, ebenso T_α/T_p . Die Ionisationstemperaturen des Kohlenstoffs und des Sauerstoffs erhöhen sich auf Werte von $1.5 \cdot 10^6$ K und $2.5 \cdot 10^6$ K. Am Tag 89.9 (B2) zeigt sich auch ein lokales Minimum in n_α/n_p und das Verhältnis T_α/T_p fällt plötzlich ab. Am Tag 90.5 (B3) beobachtet man wieder ein lokales n_α/n_p -Minimum, für das Verhältnis T_α/T_p aber ein lokales Maximum. Zu diesem Zeitpunkt sind die Ionisationstemperaturen von C^{6+}/C^{5+} und O^{8+}/O^{7+} auf ein Minimum gesunken. Im letzten Teil des dritten CMEs (B3 bis E2) steigt die Ionisationstemperatur des Kohlenstoffs und des Sauerstoffs wieder ein wenig an, ebenfalls das Verhältnis n_α/n_p . Es scheint, daß wenn die Ionisationstemperaturen T_{C65} , T_{O87} und T_{O76} in CMEs Minima haben, hat das Verhältnis n_α/n_p ebenfalls lokale Minima.

Die Ionisationstemperatur des Kohlenstoffs und Sauerstoffs werden noch mit den über 6 und 12 Stunden integrierten PHA-Werten berechnet, damit man eine bessere Statistik gewinnt. Sie werden auch mit den um eine Stunde verschobenen Zeitintervallen analysiert, so daß zufällige Erscheinungen vermindert werden. Die Ergebnisse zeigen gleiche Tendenz.

Die Ionisationstemperatur des Eisens verhält sich jedoch anders. Vor dem Tag 87.7 konnten von SWICS praktisch keine Eisenionen nachgewiesen werden, da die E/q -Obergrenze wegen der Meßmode zu niedrig war. Nach Änderung der Meßmode ließen sich Eisenionen mit verschiedenen Ionisationszuständen beobachten. Die Ionisationstemperatur des Eisens mit Ionisationszuständen < 16 geht gegen $2 \cdot 10^6$ K. Es treten keine großen Abweichungen zwischen den verschiedenen Paaren von Ionisationszuständen auf. Mit dem Auftreten von hochionisiertem Eisen (größer als 16), treten jedoch starke Schwankungen zwischen den Ionisationstemperaturen der unterschiedlichen Ionisationspaare auf.

In Abb. 7.3 haben wir schon die ganzen Ionisationszustände des Eisens im Zeitintervall C3 bis E2 gezeigt. Man kann sofort erkennen, daß Ionisationszustände des Eisens von 7 bis 20 auftreten. Es bilden sich zwei Gruppen, eine mit vor allem 8-, 9- und 10-fach ionisiertem Eisen, die andere überwiegend mit 15-, 16- und 17-fach ionisiertem Eisen.

Das Verhalten von Eisen scheint in den Zeitintervallen von C3 bis B3 und von B3 bis E2 unterschiedlich zu sein. Von C3 bis B3 tritt Fe^{7+} bis Fe^{20+} auf. Die Ionisationstemperaturen sind von Fe^{19+}/Fe^{18+} und Fe^{20+}/Fe^{19+} von ca. $5.5 \cdot 10^6$ K auf ca. $9 \cdot 10^6$ K, also fast um einen

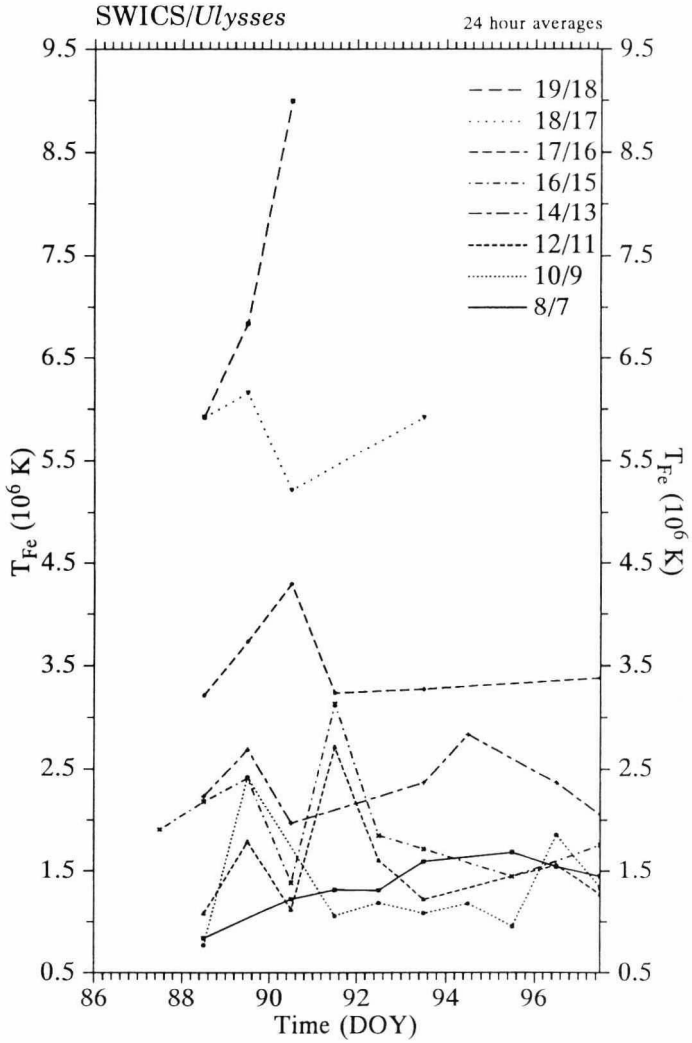


Abbildung 7.10: Ionisationstemperaturen des Eisens in den Zeitraum vom Tag 86 bis zum Tag 97, 1991.

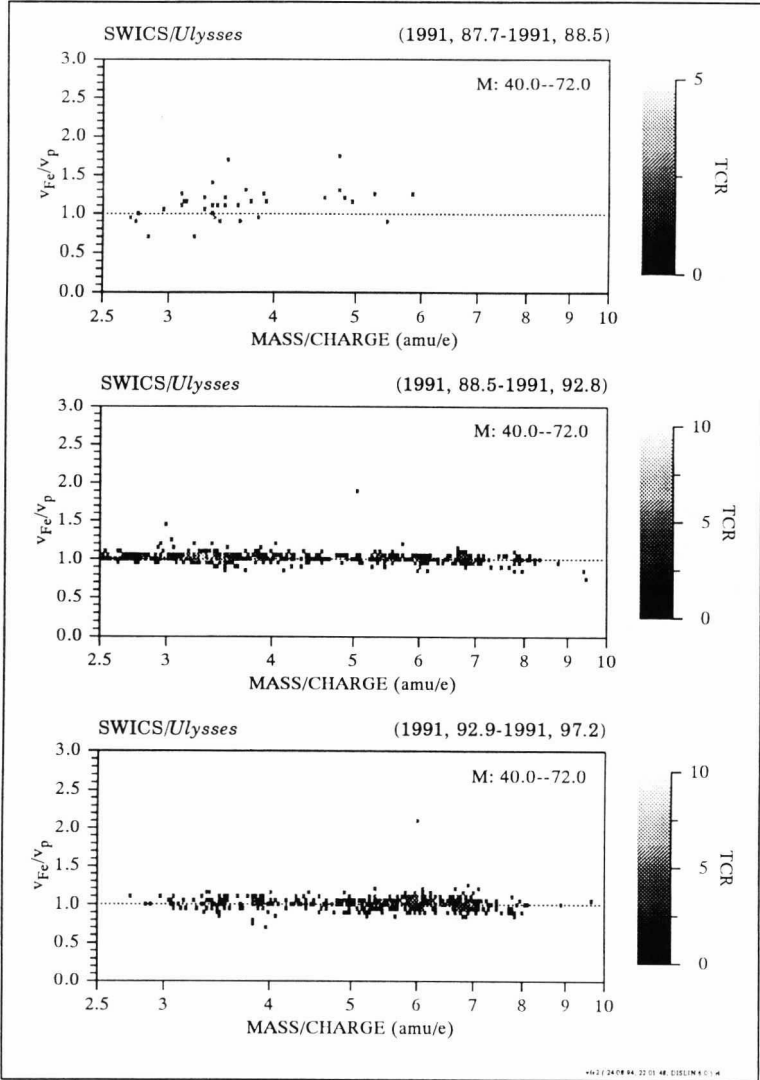


Abbildung 7.11: Das Verhältnis der Geschwindigkeit der Eisenionen zu der Geschwindigkeit der Protonen in drei Zeitintervallen vom Tag 87.7 bis zum Tag 88.5, vom Tag 88.5 bis zum Tag 92.78 und vom Tag 92.9 bis zum Tag 97.18, 1991.

Faktor 2 ansteigen, während die von $\text{Fe}^{16+}/\text{Fe}^{15+}$ bei $2 \cdot 10^6$ K bleibt (Abb. 7.10). Nach B3 beobachtet man keine hoch ionisierten Eisenionen und auch keine so hohe Ionisationstemperatur mehr. Der höchste Ionisationszustand des Eisens ist Fe^{17+} . Außerdem gibt es um B3 (Tag 90.5), wenn n_α/n_p ein lokales Minimum hat, sehr wenig Eisenionen. Es scheint, daß die Ionisationstemperaturen T_{C65} , T_{O76} und T_{O87} in CMEs eine positive Korrelation mit dem Verhältnis n_α/n_p besitzen.

Für solch hohe Ionisationstemperaturen des Eisens, wie sie zwischen C3 und B3 abgeleitet werden, kann man nicht mehr die Gleichgewichtstheorie benutzen. Dies folgt auch daraus, daß man keine einheitlichen Ionisationstemperaturen, also keine eindeutigen koronalen Temperaturen, aus der Kurve in Abb. 7.1b bestimmen kann. Die Korona scheint inhomogen zu sein mit Plasma von verschiedenen Temperaturen. *Galvin et al.* [1987] und *Mullan and Waldron* [1986] schlugen vor, daß die Röntgenstrahlung aus Sonnenflares die sich nicht im Gleichgewicht befindlichen Ionisationszustände erzeugen kann. In Gleichung (7.1) hat man Photoionisation vernachlässigt, aber die Intensität der Röntgenstrahlung kann bei Flares so hoch sein, daß die Photoionisationsrate vergleichbar der Elektronenstoßrate oder sogar größer als die Elektronenstoßrate wird. Das bedeutet, daß die Gleichung (7.1) für Flares nicht mehr gültig ist. Um die richtige Ionisationstemperatur des Eisens zu erhalten, muß man die Ionisationszustände des Eisens unter Berücksichtigung der Photoionisation untersuchen.

Eine andere Möglichkeit für die hohen Ionisationszustände des Eisens sind vielleicht die sogenannten koronalen Stoßwellen [*Owocki et al.*, 1983; *Galvin et al.*, 1987], da die koronalen Stoßwellen die Koronaelektronen erhitzen können. Hier ist dann in Gleichung (7.1) $dn/dt \neq 0$, man muß dann mit zeitabhängigen Modellen die Koronatemperatur untersuchen.

Zum Schluß haben wir auch die Geschwindigkeit des Eisens untersucht (Abb.7.11). Das Ergebnis zeigt, daß die Geschwindigkeit des Eisen V_{Fe} vor C3 ein wenig größer als V_p ist und nach C3 fast identisch mit der Protonengeschwindigkeit ist. Das heißt, daß die Eisenionen im Zeitintervall von C3 bis E2 mit gleicher Geschwindigkeit wie die Protonen laufen und sehr wahrscheinlich aus dem gleichen Quellgebiet in der Sonnenkorona stammen. Vor C3 wurden die Eisenionen vielleicht durch Wellen beschleunigt. Hier sind die auch Geschwindigkeiten der α -Teilchen ein wenig größer als V_p .

8 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden die Plasmadaten von Helios 1/2 und Ulysses untersucht. Bei den von Helios gemessenen Daten werden die α -Teilchen von der Protonen abgezogen und mit den Daten Stoßwellen studiert. Eine Methode der Stoßwellenklassifizierung wurde entwickelt und erstmals wurde eine intermediäre Stoßwelle in den Helios-Beobachtungen bei 0.9 AE gefunden. Mit Hilfe der von Ulysses gemessenen Protonen und α -Teilchen wurden die radialen Abhängigkeiten der Dichte, Geschwindigkeit und Temperatur der Protonen und der α -Teilchen von 1 AE bis 5.4 AE dargestellt. Dabei wurde auch das seltene Ereignis eines Dichte-Lochs der α -Teilchen gefunden. Die Quelle der Dichte-Löcher in der Korona wurde mit beobachteten CMEs spekulativ in Verbindung gebracht. Für verschiedene Zustände des Sonnenwindes wurden die Ionisationszustände der schweren Ionen untersucht und daraus die Koronatemperaturen bestimmt.

Der Einfluß von α -Teilchen auf interplanetare Stoßwellen

Durch die getrennte Behandlung der α -Teilchen im Sonnenwind läßt sich der Einfluß der α -Teilchen auf Stoßwellen untersuchen. Diese Trennung der α -Teilchen von den anderen Sonnenwindkomponenten wurde unter der Annahme vorgenommen, daß jede Sonnenwindkomponente eine Maxwellsche Verteilung im Geschwindigkeitsraum hat. Die aus den α -Teilchen und Protonen bzw. Elektronen abgeleiteten RH-Bedingungen sind weit komplizierter als ohne α -Teilchen, vor allem weil die Differenzgeschwindigkeit zwischen Protonen und α -Teilchen im Sonnenwind und die nicht vernachlässigbare Dichte der α -Teilchen im Sonnenwind nun berücksichtigt werden. Das bedeutet, wenn das Verhältnis n_α/n_p klein und die Differenzgeschwindigkeit $|u_\alpha - u_p|$ gering ist, kann man den Einfluß der α -Teilchen auf Stoßwellen vernachlässigen. Ist dagegen, nicht nur n_α/n_p groß, sondern auch $|u_\alpha - u_p|$ groß, dann muß man den Einfluß von α -Teilchen auf Stoßwellen berücksichtigen. In Grenzfällen könnte sich sogar die Klassifizierung der Stoßwelle ändern.

Eine Methode zur Bestimmung der Schockparameter und ein von Helios beobachteter intermediärer Schock

Aufgrund von numerischen Simulationen von Wu [1988] und theoretischen Untersuchungen von Kennel *et al.* [1989] wurde die Schocktheorie erweitert, da auch intermediäre Schocks physikalisch sinnvoll sind und im interplanetaren Raum beobachtet werden können [Chao *et al.*, 1993]. Eine Methode zur Bestimmung der Schockparameter wurde entwickelt, um die

Schocklösungen anschaulich darzustellen und zu klassifizieren. Diese Methode wurde unter Vorgabe von bekannten schnellen bzw. langsamen Stoßwellen erfolgreich geprüft. Bei der Auswertung der Helios-Beobachtungen wurde erstmals ein intermediärer Schock gefunden. Dieser intermediäre Schock entspricht dem Typ 2→3 mit $B_2 > B_1$. Seine intermediäre Machzahl erfüllt die von *Kennel et al.* [1989] abgeleiteten theoretischen Einschränkungen.

SWICS/Ulysses-Beobachtungen

SWICS ist ein Experiment auf Ulysses. Die Beobachtungen von SWICS liefern verschiedene Daten des Sonnenwindes, vor allem handelt es sich um Daten von Protonen, α -Teilchen und schweren Ionen. Im ersten Schritt der Datenanalyse werden Dichte, Geschwindigkeit und Temperatur der Protonen und α -Teilchen berechnet. Dies wurde für alle Messungen in der Ekliptik vorgenommen und mit anderen Beobachtungen erfolgreich verglichen.

Nach der Bestimmung der Dichte, Geschwindigkeit und Temperatur der Protonen und α -Teilchen wurden die radialen Abhängigkeiten der verschiedenen Sonnenwindparameter untersucht. Grundsätzlich ist $n_p \propto R^{-2}$ und $n_\alpha \propto R^{-1.9}$, wie bei Massenflußerhaltung zu erwarten ist; $T_p \propto R^{-0.6}$, in Übereinstimmung mit Voyager 2 und Pioneer 10/11 Beobachtungen [*Gazis et al.*, 1989; *Belcher et al.*, 1993]. In der vorliegenden Arbeit zeigt sich, daß der Temperaturverlauf der α -Teilchen zwischen 1 AE und 5.4 AE dem der Protonen sehr ähnlich ist ($T_\alpha \propto R^{-0.5}$).

Um die Ulysses-Beobachtungen mit den Helios-Beobachtungen zu vergleichen, wurden die Parameter von n_p , n_α , T_p und T_α in drei Geschwindigkeitsintervalle ($< 400 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, $400\text{--}500 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ und $> 500 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$) geordnet und Tagesmittelwerte der n_p , n_α , T_p und T_α bzw. der Verhältnisse n_α/n_p und T_α/T_p berechnet. Dadurch zeigt sich, daß T_p zwischen 1 AE und 5.4 AE eine ähnliche radiale Abhängigkeit wie zwischen 0.3 AE und 1 AE (Helios-Beobachtungen) aufweist [*Marsch et al.*, 1982b; *Schwenn et al.*, 1981], und daß T_α zwischen 1 AE und 5.4 AE sich von dem Verhalten zwischen 0.3 AE und 1 AE (Helios-Beobachtungen) unterscheidet [*Marsch et al.*, 1982a; *Thieme et al.*, 1989], aber beide T_p und T_α zwischen 1 AE und 5.4 AE eine ähnliche radiale Abhängigkeit haben, nämlich daß T_p und T_α sich hier im langsamen Sonnenwind nahezu adiabatisch abkühlen und bei schnellem Sonnenwind eine viel langsamere als adiabatische Abkühlung haben. Das Verhältnis T_α/T_p im Intervall $400\text{--}500 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ hat ein Maximum bei 4.5, während für $< 400 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ $T_\alpha/T_p=3.7$ und für $\geq 500 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ $T_\alpha/T_p=3.9$. Bei schnellem Sonnenwind ist $n_\alpha/n_p=4.7\%$ und sonst bei 3%. Die Dichten n_p und n_α ver-

halten sich bei langsamen Sonnenwind mit R^{-2} und bei schnellem Sonnenwind langsamer abfallend, und zwar $n_p(> 500 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}) \propto R^{-1.5}$ und $n_\alpha(>500 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}) \propto R^{-1.2}$, was auf Kompressionseffekte, wie sie beim Auftreffen von Hochgeschwindigkeitsströmen auf langsamere Ströme erwartet werden, zurückführbar ist.

„ α -Teilchen-Loch“ Ereignisse

Das Verhältnis n_α/n_p variiert zeitlich und räumlich. Mit den Beobachtungen von SWICS wurde ein äußerst seltenes Ereignis gefunden, bei dem nur Protonen aber fast keine α -Teilchen gemessen wurden. Dieses Ereignis kann nicht in bekannte Erscheinungen eingeordnet werden, und wir nennen es hier „ α -Teilchen-Loch“. Wenn es keine α -Teilchen im Sonnenwind gibt, findet man auch, daß keine schweren Ionen vorhanden sind. Solche Ereignisse haben wir noch zwei bis drei weitere Male gefunden, jeweils nach 2 Sonnenumdrehungen. Eine spekulative Erklärung geht davon aus, daß durch asymmetrische Streamer in der Korona asymmetrische Konfigurationen erzeugt werden, und dadurch die Löcher-Ereignisse verursacht werden. Diese asymmetrische Konfigurationen lassen die CMEs abströmen und erzeugen dann die Flares. Diese CMEs und Flares sind wahrscheinlich die von Ulysses im März bis April im Jahr 1991 dreimal gemessenen CMEs.

Schwere Ionen und Temperatur der Sonnenkorona

Da die Ionisationszustände eines Elementes in der Sonnenkorona festgelegt werden, und die Ionisationszustände von der Koronatemperatur abhängen, kann man die Ionisationszustände verwenden, um die Ionisationstemperatur, d.h. die Koronatemperatur zu bestimmen. Die Ionisationstemperaturen von Kohlenstoff, Sauerstoff und Eisen wurden durch die Bestimmung der Ionisationszustände und mit Hilfe der Tabellen von *Arnaud and Rothenflug* [1985] berechnet. Wir finden, daß sich die Ionisationstemperaturen des Eisens nicht gleich wie die von Kohlenstoff und von Sauerstoff ändern, während die Ionisationstemperaturen des Kohlenstoffs und Sauerstoffs einer sehr ähnlichen Verlauf haben. Die Unterschiede sind vor allem: wenn die durch C^{6+}/C^{5+} und O^{7+}/O^{6+} bzw. O^{8+}/O^{7+} berechneten Temperaturen lokale Maxima haben, gibt es keine deutlichen Maxima in den Verläufen der aus verschiedenen $Fe^{i+}/Fe^{(i-1)+}$ Verhältnissen berechneten Temperaturen, jedoch gibt es mehr hoch ionisiertes Eisen.

Die Ionisationstemperatur wurde mit Sonnenwind-Ereignissen analysiert. Wir haben bestimmt, daß ein Paar von vorwärts und rückwärts laufenden Stoßwellen durch Sonnenwind verursacht wurde, der von einem heißen Koronagebiet (aktive Region) ausgeströmt ist. In den

koronalen Gebieten mit niedriger Temperatur gibt es sehr wenig 8-fach ionisierten Sauerstoff O^{8+} und wenig hoch ionisiertes Eisen im Sonnenwind. In CMEs variieren die Ionisationstemperaturen sehr stark. Die Verläufe von T_C und T_O in CMEs korrelieren mit dem Verhältnis n_α/n_p .

Literatur

- Abraham-Schrauner, B., Determination of magnetohydrodynamic shock normals, *J. Geophys. Res.*, 77, 736, 1972.
- Abraham-Schrauner, B., and S. H. Yun, Interplanetary shocks seen by Ames plasma probe on Pioneer 6 und 7, *J. Geophys. Res.*, 81, 2097, 1976.
- Acuña, M. H., and R. P. Lepping, Modification to shock fitting program, NASA Tech. Memo. 86097, Goddard Space Flight Center, 1984.
- Akhiezer, A. I., G. I. Liubarskii, and Z. R. V. Polovin, The stability of shock waves in magnetohydrodynamics, *Soviet Phys., JEPT* 8, 507, 1959.
- Arnaud, M., and R. Rothenflug, An updated evaluation of recombination and ionization rates, *Astron. Astrophys., Suppl. Ser.*, 60, 425–475, 1985.
- Athay, R. G., *The Solar Chromosphere and Corona: Quiet Sun*. D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, 1976.
- Axford, W. I., The interaction of the solar wind with the interstellar medium, in *Solar Wind Two*, edited by C. P. Sonett, P. J. Coleman, Jr., and J. M. Wilcox, p. 609. NASA SP-308, 1972.
- Axford, W. I., and G. C. Reid, Polar cap absorption and the magnetic storm of February 11, 1958, *J. Geophys. Res.*, 67, 1692, 1962.
- Balogh, A., R. J. Forsyth, A. Ahuja, D. J. Southwood, E. J. Smith, and B. T. Tsurutani, The interplanetary magnetic field from 1 to 5 AU: Ulysses observation, *Adv. Space Res.*, 13, 15–24, 1993.
- Bame, S. J., Solar wind minor ions - recent observations, in *Solar Wind Five*, edited by M. Neugebauer, pp. 573–589. NASA Conf. Publ. CP-2280, 1983.
- Bame, S. J., J. R. Asbridge, W. C. Feldman, and P. D. Kearney, The quiet corona: Temperature and temperature gradient, *Sol. Phys.*, 35, 137, 1974.
- Bame, S. J., J. R. Asbridge, W. C. Feldman, and J. T. Gosling, Evidence for a structure-free state at high solar wind speeds, *J. Geophys. Res.*, 82, 1478–1492, 1977.

- Bame, S. J., J. R. Asbridge, W. C. Feldman, E. E. Fenimore, and J. T. Gosling, Solar wind heavy ions from flare-heated coronal plasma, *Sol. Phys.*, *62*, 179–201, 1979.
- Bame, S. J., J. R. Asbridge, W. C. Feldman, J. T. Gosling, and R. D. Zwickl, Bi-directional streaming of solar wind electrons > 80 eV: ISEE evidence for a closed-field structure within the driver gas of an interplanetary shock, *Geophys. Res. Lett.*, *8*, 173, 1981.
- Bame, S. J., K. K. Sofaly, J. C. Chavez, B. E. Goldstein, and R. K. Sakurai, The Ulysses solar wind plasma experiment, *Astron. Astrophys., Suppl. Ser.*, *92*, 237–265, 1992.
- Bartels, J., Terrestrial-magnetic activity and its relations to solar phenomena, *Terr. Magn. Atmosph. Electr.*, *54*, 1–52, 1932.
- Behannon, K. W., Heliocentric distance dependence of the interplanetary magnetic field, *Rev. Geophys. Space Phys.*, *16*, 125, 1978.
- Belcher, J. W., A. J. Lazarus, R. L. McNutt, Jr, and G. S. Gordon, Jr., Large-scale density structure in the outer heliosphere, *Adv. Space Res.*, *13*, 41–46, 1993.
- Biermann, E., Kometenschweife und solare Korpuskularstrahlung, *Z. Astrophys.*, *29*, 274, 1951.
- Bochsler, P., J. Geiss, and R. Joos, Kinetic temperatures of heavy ions in the solar wind, *J. Geophys. Res.*, *90*, 10779–10789, 1985.
- Bohlin, J. D., and N. R. Sheeley Jr., Extreme ultraviolet observations of coronal holes: II. Association of holes with solar magnetic fields and a model for their formation during the solar cycle, *Sol. Phys.*, *56*, 125–151, 1978.
- Bonetti, A., H. S. Brige, A. J. Lazarus, F. E. Lyon, R. Rossi, and F. Scherb, Explorer 10 plasma measurements., *J. Geophys. Res.*, *68*, 4017–4063, 1963.
- Borrini, G., J. T. Gosling, S. J. Bame, W. C. Feldman, and J. M. Wilcox, Solar wind helium and hydrogen structure near the heliospheric current sheet: A signal of coronal streamers at 1 AU, *J. Geophys. Res.*, *86*, 4565–4573, 1981.
- Borrini, G., J. T. Gosling, S. J. Bame, and W. C. Feldman, Helium abundance enhancements in the solar wind, *J. Geophys. Res.*, *87*, 7370, 1982.

- Boyd, T. J. M., and J. J. Sanderson, *Plasma Dynamics*. Nelsen, London, 1969.
- Bruno, R., U. Villante, B. Bavassano, R. Schwenn, and F. Mariani, In-situ observations of the latitudinal gradients of solar wind parameters during 1976 and 1977, *Sol. Phys.*, *104*, 431–445, 1986.
- Bürgi, A., Dynamics of plasma particles in coronal streamer type geometries, in *Solar Wind Seven*, edited by E. Marsch, and R. Schwenn, pp. 333–336. COSPAR Colloquia Series, 1992a.
- Bürgi, A., Proton and Alpha particle fluxes in the solar wind: Results of a three-fluid model, *J. Geophys. Res.*, *97*, 3137–3150, 1992b.
- Burlaga, L. F., Magnetic clouds, in *Physics of the Inner Heliosphere II*, edited by R. Schwenn, and E. Marsch. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1991.
- Burlaga, L. F., and J. H. King, Intense interplanetary magnetic fields observed by geocentric spacecraft during 1963-1975, *J. Geophys. Res.*, *84*, 6633, 1979.
- Burlaga, L. F., and K. W. Ogilvie, Solar wind temperature und speed, *J. Geophys. Res.*, *79*, 2028, 1973.
- Burlaga, L. F., E. S. F. Mariani, and R. Schwenn, Magnetic loop behind an interplanetary shock: Voyager, Helios, and IMP 8 observations, *J. Geophys. Res.*, *86*, 6673, 1981.
- Burton, M. E., E. J. Smith, B. E. Goldstein, A. Balogh, R. J. Forsyth, and S. J. Bame, Ulysses: Interplanetary shocks between 1 and 4 AU, *Geophys. Res. Lett.*, *19*, 1287–1289, 1992.
- Chao, J. K., Interplanetary collisionless shock waves, MIT Tech. Rep. CSR TR-70-3, Mass. Inst. of Technol., Cent. for Space Res., Cambridge, Mass., 1970.
- Chao, J. K., Steepening of nonlinear waves in the solar wind, *J. Geophys. Res.*, *78*, 5411, 1973.
- Chao, J. K., and B. Goldstein, Modification of the Rankine-Hugoniot relation for shocks in space, *J. Geophys. Res.*, *77*, 5455, 1972.
- Chao, J. K., L. H. Lyu, B. H. Wu, A. J. Lazarus, T. S. Chang, and R. P. Lepping, Observations of an intermediate shock in interplanetary space, *J. Geophys. Res.*, *98*, 17443–17450, 1993.

- Chapman, S., An outline of a theory of magnetic storms, *Proc. Roy. Soc. (London)*, 95(Ser. A), 61–83, 1929.
- Chapman, S., Notes on the solar corona and terrestrial ionosphere, *Smithsonian Contrib. Astrophys.*, 2, 1–11, 1957.
- Colburn, D. S., and C. P. Sonett, Discontinuities in the solar wind, *Space Sci. Rev.*, 5, 439, 1966.
- Coplan, M. A., K. W. Ogilvie, P. Bochsler, and J. Geiss, Ion composition experiment, *IEEE Trans. Geosci. Electron.*, GE-16, 185–191, 1978.
- Deinzer, W., Die Sonne, in *Plasmaphysik im Sonnensystem*, edited by K.-H. Glassmeier, and M. Scholer. B.I. Wissenschaftsverlag, Mannheim, 1991.
- Delcroix, J. L., *Plasma Physics*. John Wiley & Sons Ltd., London, 1965.
- Eddy, J. A., A new sun - the solar results from skylab, *NASA SP-402*, 1979.
- Feldman, W. C., J. R. Asbridge, S. J. Bame, and M. D. Montgomery, Interpenetrating solar wind stream, *Rev. Geophys. Space Phys.*, 4, 715, 1974.
- Feldman, W. C., J. R. Asbridge, S. J. Bame, and J. T. Gosling, Plasma and magnetic fields from the sun, in *The solar output and its variation*, edited by O. R. White, p. 351. Colorado Associated University Press, Boulder, Colo., 1977.
- Feldman, W. C., J. R. Asbridge, S. J. Bame, E. Fenimore, and J. T. Gosling, The solar origins of solar wind interstream flows: near-equatorial coronal streamers, *J. Geophys. Res.*, 86, 5408–5416, 1981.
- Fenimore, E., Solar wind flows associated with hot heavy ions, *Astrophys. J.*, 235, 245–257, 1980.
- Freeman, J. W., Estimates of solar wind heating inside 0.3 AU, *Geophys. Res. Lett.*, 15, 88–91, 1988.
- Freeman, J. W., and R. E. Lopez, The cold solar wind, *J. Geophys. Res.*, 90, 9885–9887, 1985.

- Galvin, A. B., F. M. Ipavich, G. Gloeckler, D. Hovestadt, S. J. Bame, B. Klecker, M. Scholer, and B. T. Tsurutani, Solar wind iron charge states preceding a driver plasma, *J. Geophys. Res.*, *92*, 12069–12081, 1987.
- Galvin, A. B., F. M. Ipavich, G. Gloeckler, R. von Steiger, and B. Wilken, Silicon and oxygen charge state distributions and relative abundances in the solar wind measured by SWICS on Ulysses, in *Solar Wind Seven*, edited by E. Marsch, and R. Schwenn, pp. 337–340. COSPAR Colloquia Series, 1992.
- Galvin, A. B., F. M. Ipavich, G. Gloeckler, D. Hovestadt, S. J. Bame, B. Klecker, M. Scholer, and B. T. Tsurutani, Solar wind composition measurements by the Ulysses SWICS experiment during transient solar wind flows, *Adv. Space Res.*, *13*, 75–78, 1993.
- Gazis, P. R., and A. J. Lazarus, The radial evolution of the solar wind, 1-10 AU, in *Solar Wind Five*, edited by M. Neugebauer, pp. 509–519. NASA Conf. Publ. CP-2280, 1983.
- Gazis, P. R., J. D. Mihalov, A. Barnes, A. J. Lazarus, and E. J. Smith, Pioneer and voyager observations of solar wind at large heliocentric distances and latitudes, *Geophys. Res. Lett.*, *16*, 223–226, 1989.
- Geiss, J., Diagnostic of corona by in-situ composition measurements at 1 AU, in *Proceedings of an ESA workshop on "Future Mission in Solar, Heliosphere and Space Plasma Physics"*, pp. 37–50. ESA SP-235, 1985.
- Gliem, F., W. Rieck, and H. Dinse, SWICS-DPU, Tech. rep., Institut für Datenverarbeitungsanlagen, TU-Braunschweig, 1988.
- Gloeckler, G., and J. Geiss, The abundance of elements and isotopes in the solar wind, in *Cosmic Abundances of Matter*, edited by C. J. Waddington, p. 49. AIP Conference Proceedings, 183, 1989.
- Gloeckler, G., et al., The Charge-Energy-Mass spectrometer for 0.3-300 keV/e ions on the AMPTE CCE, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, *GE-23*, 234, 1985.
- Gloeckler, G., et al., The solar wind ion composition spectrometer, *Astron. Astrophys., Suppl. Ser.*, *92*, 267, 1992.

- Gold, T., *Gas Dynamics of Cosmic Clouds*. Northholland Publishing Company, Amsterdam, 1955.
- Gosling, J. T., Coronal mass ejections and magnetic flux ropes in interplanetary space, in *Physics of Magnetic Flux Ropes*, edited by C. T. Russell, E. R. Priest, and L. C. Lee, pp. 343–364. Geophysical Monograph 58, 1990.
- Gosling, J. T., V. Pizzo, and S. J. Bame, Anomalous low proton temperatures in the solar wind following interplanetary shock waves: Evidence for magnetic bottles?, *J. Geophys. Res.*, *78*, 2001, 1973.
- Gosling, J. T., E. Hildner, R. M. MacQueen, R. H. Munro, A. I. Poland, and C. L. Ross, Mass ejection from the sun: a view from skylab, *J. Geophys. Res.*, *79*, 4581, 1974.
- Gosling, J. T., E. Hildner, J. R. Asbridge, S. J. Bame, and W. C. Feldman, Noncompressive density enhancements in the solar wind, *Geophys. Res. Lett.*, *82*, 5005, 1978a.
- Gosling, J. T., J. R. Asbridge, S. J. Bame, and W. C. Feldman, Solar wind stream interfaces, *Geophys. Res. Lett.*, *83*, 1401–1412, 1978b.
- Gosling, J. T., J. R. Asbridge, S. J. Bame, W. C. Feldman, and R. D. Zwickl, Observations of large fluxes of He⁺ in the solar wind following an interplanetary shock, *J. Geophys. Res.*, *85*, 3431, 1980.
- Gosling, J. T., G. Borrini, J. R. Asbridge, S. J. Bame, W. C. Feldman, and R. T. Hansen, Coronal streamers in the solar wind at 1 AU, *J. Geophys. Res.*, *86*, 5438–5448, 1981.
- Gosling, J. T., J. R. Asbridge, S. J. Bame, W. C. Feldman, R. D. Zwickl, G. Paschmann, N. Sckopke, and C. T. Russel, A sub-Alfvénic solar wind: Interplanetary and magnetosheath observations, *Geophys. Res. Lett.*, *87*, 239–245, 1982.
- Gosling, J. T., D. N. Baker, S. J. Bame, W. C. Feldman, R. D. Zwickl, and E. J. Smith, Bidirectional solar wind electron heat flux events, *J. Geophys. Res.*, *92*, 8519, 1987.
- Grevesse, N., and E. Anders, Solar element abundances, in *Solar interior and atmosphere*, edited by A. N. Cox, W. C. Livingston, and M. S. Matthews, pp. 1227–1234. The University of Arizona Press, Tucson, 1991.

- Gringauz, K. I., Some results of experiments in interplanetary space by means of charged particle traps on Soviet space probes, *Space Res.*, 2, 539–553, 1961.
- Hau, L. N., and B. U. O. Sonnerup, On the structure of resistive MHD intermediate shocks, *J. Geophys. Res.*, 94, 6539, 1989.
- Hernández, R., Analyse- und Syntheseverfahren für eindimensionale Energiespektren von Ionen im Sonnenwind, MPAE-W-100-84-31, MPAE, 1984.
- Hernández, R., Eine methode zur auswertung der energiespektren von ionen des sonnenwindes und eine theoretische untersuchung der stoßeffekte in einem plasma, Ph.D. thesis, Georg-August-Universität zu Göttingen, 1987.
- Hernández, R., S. Livi, and E. Marsch, A procedure to fit ion E/q spectra measured in space plasma, MPAE-W-100-86-35, MPAE, 1986.
- Heyvaerts, J., E. R. Priest, and D. M. Rust, An emerging flux model for the solar flare phenomenon, *Astrophys. J.*, 216, 123–137, 1977.
- Hirshberg, J., and D. S. Colburn, Interplanetary field and geomagnetic variations: A unified view, *Planet. Space Sci.*, 17, 1183, 1969.
- Hirshberg, J., S. J. Bame, and D. E. Robbins, Solar flares and solar wind helium enrichments: July 1965 - July 1967, *Sol. Phys.*, 23, 467–485, 1972a.
- Hirshberg, J., J. R. Asbridge, and D. E. Robbins, Velocity and flux dependence of solar-wind helium abundance, *J. Geophys. Res.*, 77, 3583–3588, 1972b.
- Hoeksema, J. T., Large-scale structure of the heliospheric magnetic field: 1976-1991, in *Solar Wind Seven*, edited by E. Marsch, and R. Schwenn, pp. 191–196. COSPAR Colloquia Series, 1992.
- Holzer, T. E., and W. I. Axford, Solar wind ion composition, *J. Geophys. Res.*, 75, 6354, 1970.
- Hsieh, K. C., and A. K. Richter, The importance of being earnest about shock fitting, *J. Geophys. Res.*, 91, 4157–4162, 1986.

- Huber, M. C. E., P. V. Forkal, R. W. Noyes, E. M. Reeves, E. J. Schmahl, J. G. Timothy, J. E. Vernazza, and G. L. Withbroe, Extreme-ultraviolet observations of coronal holes: Initial results from skylab, *Astrophys. J.*, 194, L115-L118, 1974.
- Hudson, P. D., Discontinuities in an anisotropic plasma and their identification in the solar wind, *Planet. Space Sci.*, 18, 1661-1622, 1970.
- Hundhausen, A., An interplanetary view of coronal holes, in *Coronal Holes and High Speed Wind Streams*, edited by J. Zirker, pp. 225-329. 1977.
- Hundhausen, A. J., *Coronal Expansion and Solar Wind*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York, 1972.
- Hundhausen, A. J., H. E. Gilbert, and S. J. Bame, Ionization state of the interplanetary plasma, *J. Geophys. Res.*, 73, 5485, 1968.
- Ipavich, F. M., A. B. Galvin, G. Gloeckler, D. Hovestadt, S. J. Bame, B. Klecker, M. Scholer, L. A. Fisk, and C. Y. Fan, Solar wind Fe and CNO measurements in high-speed flows, *J. Geophys. Res.*, 91, 4133-4141, 1986.
- Ipavich, F. M., A. B. Galvin, J. Geiss, K. W. Ogilvie, and F. Gliem, Solar wind iron and oxygen charge states and relative abundances measured by SWICS on Ulysses, in *Solar Wind Seven*, edited by E. Marsch, and R. Schwenn, pp. 369-373. COSPAR Colloquia Series, 1992.
- Jeffrey, A., and T. Taniuti, *Non-linear Wave Propagation*. Academic, Orlando, Fla., 1964.
- Joos, R., Zusammensetzung des Sonnenwindplasmas, Eichung des Sonnenwindmassenspektrometers SWICS zur Ionisation der Elemente im Übergangsbereich der Sonnenatmosphäre, Ph.D. thesis, Phi.-Nat. Fak., Univ. Bern, 1989.
- Jordan, C., The ionization equilibrium of elements between carbon and nickel, *Mon. Not. R. astron. Soc.*, 142, 501-521, 1969.
- Jordan, C., Ionization equilibria for high ions of Fe and Ni, *Mon. Not. R. astron. Soc.*, 148, 17, 1970.
- Kantrowitz, A. R., and H. E. Petschek, MHD characteristics and shock waves, in *Plasma Physics in Theory and Application*, edited by W. B. Kunkel, chap. 6. McGraw-Hill, New York, 1966.

- Kayser, S. E., A. Barnes, and J. D. Mihalov, The far reaches of the solar wind: Pioneer 10 and Pioneer 11 plasma results, *Astrophys. J.*, 285, 339–346, 1984.
- Kennel, C. F., R. D. Blandford, and P. Coppi, MHD intermediate shock discontinuities. Part 1. Rankine-Hugoniot conditions, *J. Plasma Phys.*, 42, 299–319, 1989.
- Kennel, C. F., R. D. Blandford, and C. C. Wu, Structure and evolution of small-amplitude intermediate shock waves, *Phys. Fluids*, B2, 253–269, 1990.
- Kepler, E., Ulysses, eine Raumsonde, die über die Pole der Sonne fliegt, *Z. Flugwiss. Weltraumforsch.*, 16, 133–142, 1992.
- Kojima, M., and T. Kakinuma, Solar cycle evolution of solar wind speed structure between 1973 and 1985 observed with the interplanetary scintillation, *J. Geophys. Res.*, 92, 7269–7279, 1987.
- Krieger, A. S., A. F. Timothy, and E. C. Roelof, A coronal hole and its identification as the source of a high velocity solar wind stream, *Sol. Phys.*, 23, 123, 1973.
- Lax, P. D., Hyperbolic system of conservation laws II, *Commun. Pure Appl. Math.*, 10, 537–566, 1957.
- Lepping, R. P., and P. D. Argentiero, Single spacecraft method of estimating shock normals, *J. Geophys. Res.*, 76, 4349, 1971.
- Lieberman, M. A., and A. L. Velikovich, *Physics of Shock Waves in Gas and Plasma*. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1986.
- Mariska, J. T., *The Solar Transition Region*. Cambridge University Press, Cambridge, 1992.
- Marsch, E., Kinetic physics of the solar wind plasma, in *Physics of the inner Heliosphere*, edited by R. Schwenn, and E. Marsch, vol. 2, chap. 8. Springer-Verlag, 1991a.
- Marsch, E., MHD turbulence in the solar wind, in *Physics of the inner Heliosphere*, edited by R. Schwenn, and E. Marsch, vol. 2, chap. 10. Springer-Verlag, 1991b.
- Marsch, E., Theoretical models for the solar wind, *Adv. Space Res.*, 14(4), 103–121, 1994.
- Marsch, E., and A. K. Richter, Helios observational constraints on solar wind expansion, *J. Geophys. Res.*, 89, 6599–6612, 1984.

- Marsch, E., K.-H. Mühlhäuser, R. Schwenn, H. Rosenbauer, W. Pilipp, and F. M. Neubauer, Solar wind helium ions: Observations of the Helios solar probes between 0.3 and 1 AU, *J. Geophys. Res.*, 87(A1), 35–51, 1982a.
- Marsch, E., K.-H. Mühlhäuser, R. Schwenn, H. Rosenbauer, W. Pilipp, and F. M. Neubauer, Solar wind protons: Three-dimensional velocity distributions and derived plasma parameters measured between 0.3 and 1 AU, *J. Geophys. Res.*, 87(A1), 52–72, 1982b.
- Marsch, E., W. G. Pilipp, K. M. Thieme, and H. Rosenbauer, Cooling of solar wind electrons inside 0.3 AU, *J. Geophys. Res.*, 94(A6), 6893–6898, 1989.
- McKenzie, J. F., W.-H. Ip, and W. I. Axford, The acceleration of minor ion species in the solar wind, *Astrophys. Space Sci.*, 64, 183, 1979.
- Mihalov, J. D., and J. H. Wolfe, Pioneer-10 observations of the solar wind proton temperature heliocentric gradient, *Sol. Phys.*, 60, 399, 1978.
- Möbius, E., D. Hovestadt, B. Klecker, M. Scholer, G. Gloeckler, and F. M. Ipavich, Direct observation of He⁺ pick-up ions of interstellar origin in the solar wind, *Nature*, 318, 426–429, 1985.
- Montgomery, M. D., J. R. Asbridge, S. J. Bame, and W. C. Feldman, Solar wind electron temperature depressions following some interplanetary shock waves: Evidence for magnetic merging?, *J. Geophys. Res.*, 79, 6907, 1974.
- Mullan, D. J., and W. L. Waldron, Ionic charge states of solar energetic particles: Effects of flare X-rays, *Astrophys. J.*, L21, 308, 1986.
- Musmann, G., F. M. Neubauer, A. Maier, and E. Lammers, Das Förstersonden-Magnetfeldexperiment (E2), *Raumfahrtforschung*, 19, Heft 5, 232, 1975.
- Ness, N. F., C. S. Scarce, and J. B. Seek, Initial results of IMP 1 magnetic field experiment, *J. Geophys. Res.*, 69, 3531–3569, 1964.
- Ness, N. F., C. S. Scarce, and S. Cantarano, Preliminary results from the Pioneer 6 magnetic field experiment, *J. Geophys. Res.*, 71, 3305, 1966.

- Neubauer, F. M., *Tangentialdiskontinuitäten in interplanetaren Plasma und ihre nichtlineare Wechselwirkung mit schnellen magnetogasdynamischen Stoßwellen*, Institut für Geophysik und Meteorologie der Technischen Universität Braunschweig, Braunschweig, Habilitationssarbeit, November, 1973.
- Neugebauer, M., Initial deceleration of solar wind positive ions in the Earth's bow shock, *J. Geophys. Res.*, 75, 717, 1970.
- Neugebauer, M., Observation of solar wind helium, *Fundam. Cosmic Phys.*, 7, 131, 1981a.
- Neugebauer, M., Observation of solar-wind helium, in *Solar Wind Four*, edited by H. Rosenbauer, pp. 425–433. MPAE-W-100-81-31, 1981b.
- Neugebauer, M., and C. W. Snyder, Mariner 2 observations of the solar wind, 1, average properties, *J. Geophys. Res.*, 71, 4469–4484, 1966.
- Neugebauer, M., D. R. Clay, B. E. Goldstein, B. T. Tsurutani, and R. D. Zwickl, A reexamination of rotational and tangential discontinuities in the solar wind, *J. Geophys. Res.*, 89, 5395–5408, 1984.
- Nussbauer, H., and P. J. Storey, The ionisation balance of C^0 to C^4 , *Astron. Astrophys.*, 44, 321–427, 1975.
- Ogilvie, K. W., P. Bochsler, J. Geiss, and M. A. Coplan, Observations of the velocity distribution of solar wind ions, *J. Geophys. Res.*, 85, 6069–6074, 1980.
- Ogilvie, K. W., M. A. Coplan, and R. D. Zwickl, Helium, hydrogen, and oxygen velocities observed on ISEE-3, *J. Geophys. Res.*, 87, 7363, 1982.
- Ogilvie, K. W., J. Geiss, G. Gloeckler, D. Berdichevsky, and B. Wilken, High-Velocity tails on the velocity distribution of solar wind ions, *J. Geophys. Res.*, 98, 3605–3611, 1993.
- Owocki, S. P., T. E. Holzer, and A. J. Hundhausen, The solar wind ionization state as a coronal temperature diagnostic, *Astrophys. J.*, 275, 354–3366, 1983.
- Parker, E. N., Dynamics of interplanetary gas and magnetic fields, *Astrophys. J.*, 128, 664–675, 1958.

- Phillips, J. L., S. J. Bame, J. T. Gosling, D. J. McComas, B. E. Goldstein, E. J. Smith, A. Balogh, and R. J. Forsyth, Ulysses plasma observations of coronal mass ejection near 2.5 AU, *Geophys. Res. Lett.*, 19, 1239–1242, 1992.
- Pizzo, V., A three-dimensional model of corotating streams in the solar wind. 1. Theoretical Foundations, *Geophys. Res. Lett.*, 83, 5563–5572, 1978.
- Pizzo, V., Quasi-steady solar wind dynamics, in *Solar Wind Five*, edited by M. Neugebauer, pp. 675–691. NASA Conf. Publ. CP-2280, 1983.
- Priest, E. R., *Solar Magnetohydrodynamics*. D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, 1982.
- Priest, E. R., The initiation of the solar coronal mass ejection by magnetic nonequilibrium, *Astrophys. J.*, 328, 848–855, 1988.
- Reeves, E. M., M. C. E. Huber, and J. G. Timothy, Extreme UV spectroheliometer on the Apollo Telescope Mount, *Appl. Opt.*, 16, 837–848, 1977.
- Richter, A. K., H. Rosenbauer, F. M. Neubauer, and N. G. Ptitsyna, Solar wind observation associated with a slow forward shock wave at 0.31 AU, *J. Geophys. Res.*, 90, 7581–7586, 1985.
- Richter, A. K., K. C. Hsieh, H. Rosenbauer, and F. M. Neubauer, Parallel fast-forward shock waves within 1 AU: Helios-1 and 2 observations, *Ann. Geophys.*, 4, 3, 1986.
- Robbins, D. E., A. J. Hundhausen, and S. J. Bame, Helium in the solar wind, *J. Geophys. Res.*, 75, 1178–1187, 1970.
- Rosenbauer, H., et al., A survey on initial results of the Helios plasma experiment, *J. Geophys.*, 42, 561, 1977.
- Rosenbauer, H., R. Schwenn, H. Miggenrieder, B. Meyer, H. Grünwaldt, K.-H. Mühlhäuser, H. Pellkofer, and J. H. Wolfe, Die Instrumente des Plasmaexperimentes auf den HELIOS-Sonnensonden, BMFT Forschungsbericht W81-015, Luft- und Raumfahrt-Weltraumforschung/Weltraumtechnologie, 1981.
- Schmidt, W. K. H., H. Rosenbauer, E. G. Shelley, and J. Geiss, On temperature and speed of He⁺⁺ and O⁶⁺ ions in the solar wind, *Geophys. Res. Lett.*, 7, 697–700, 1980.

- Schwenn, R., Direct correlations between coronal transients and interplanetary disturbances, *Space Sci. Rev.*, *34*, 85–89, 1983a.
- Schwenn, R., The “average” solar wind in the inner heliosphere: Structures and slow variations, in *Solar Wind Five*, edited by M. Neugebauer, pp. 485–507. NASA Conf. Publ. CP-2280, 1983b.
- Schwenn, R., Large-Scale structure of the interplanetary medium, in *Physics of Inner Heliosphere I*, edited by R. Schwenn, and E. Marsch. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1990.
- Schwenn, R., and H. Rosenbauer, Aufbereitung und Auswertung der Daten des Plasmaexperimentes auf den HELIOS-Sonnensonden, BMFT Forschungsbericht W82-002, Luft- und Raumfahrt-Weltraumforschung/Weltraumtechnologie, 1982.
- Schwenn, R., H. Rosenbauer, and K.-H. Mühlhäuser, Singly ionized helium in the driver gas of an interplanetary shock wave, *Geophys. Res. Lett.*, *7*, 201, 1980.
- Schwenn, R., K.-H. Mühlhäuser, E. Marsch, and H. Rosenbauer, Two states of solar wind at the time of solar activity minimum. II. radial gradients of plasma parameters in fast and slow streams, in *Solar Wind Four*, edited by H. Rosenbauer, pp. 126–130. MPAE-W-100-81-31, 1981.
- Shafer, C. M., G. Gloeckler, A. B. Galvin, F. M. Ipavich, J. Geiss, R. von Steiger, and K. Ogilvie, Sulfur abundances in the solar wind measured by SWICS on Ulysses, *Adv. Space Res.*, *13*, 79–82, 1993.
- Sheeley, Jr., N. R., R. A. Howard, M. J. Koomen, D. J. Michels, R. Schwenn, K.-H. Mühlhäuser, and H. Rosenbauer, Associations between coronal mass ejections and interplanetary shocks, in *Solar Wind Five*, edited by M. Neugebauer, pp. 693–702. NASA Conf. Publ., NASA CP-2280, 1983.
- Shull, J. M., and M. van Steenberg, The ionization equilibrium of astrophysically abundant elements, *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, *48*, 95, 1982a.
- Shull, J. M., and M. van Steenberg, Erratum of the ionization equilibrium of astrophysically abundant elements, *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, *49*, 351, 1982b.

- Siscoe, G. L., Structure and orientations of solar wind interaction fronts: Pioneer 6, *J. Geophys. Res.*, 77, 27, 1972.
- Smith, E. J., Magnetic field throughout the heliosphere, *Adv. Space Res.*, 13, 5–14, 1993.
- Smith, E. J., and J. H. Wolfe, Observations of interaction regions and corotating shocks between one and five AU: Pioneer 10 and 11, *Geophys. Res. Lett.*, 3, 137–140, 1976.
- Smith, E. J., and J. H. Wolfe, Pioneer 10 and 11 observations of evolving solar wind streams and shocks beyond 1 AU, in *Study of Travelling Interplanetary Phenomena 1977*, edited by M. A. Shea, D. F. Smart, and S. T. Wu, pp. 227–258, Dordrecht. D. Reidel Publishing Company, 1977.
- Snyder, C. W., and M. Neugebauer, Interplanetary solar wind measurements by Mariner 2, *Space Res.*, 4, 89–113, 1964.
- Sonett, C. P., D. S. Colburn, L. Davis, Jr., E. J. Smith, and P. J. Coleman, Jr., Evidence for a collision-free magnetohydrodynamic shock in the interplanetary space, *Phys. Rev. Lett.*, 13, 153, 1964.
- Steinolfson, R. S., and A. D. Hundhausen, MHD intermediate shocks in coronal mass ejections, *J. Geophys. Res.*, 95, 6386, 1990.
- Tan, L. C., G. M. Mason, G. Gloeckler, and F. M. Ipavich, Downstream energetic proton and alpha particles during quasi-parallel interplanetary shock events, *J. Geophys. Res.*, 93, 7225, 1988.
- Thieme, K. M., Zusammenhänge zwischen raum-zeitlichen Strukturen im Sonnenwind und seinen Quellgebieten in der Korona, Ph.D. thesis, Georg-August-Universität zu Göttingen, 1990.
- Thieme, K. M., E. Marsch, and H. Rosenbauer, Estimates of alpha particle heating in the solar wind inside 0.3 AU, *J. Geophys. Res.*, 94, 2673–2676, 1989.
- Vasyliunas, V. M., and G. L. Siscoe, On the flux and the energy spectrum of interstellar ions in the solar system, *J. Geophys. Res.*, 81, 1247–1252, 1976.

- Volkmer, P. M., and F. M. Neubauer, Statistical properties of fast magnetoacoustic shock waves in the solar wind between 0.3 AU and 1 AU: Helios-1, 2 observations, *Ann. Geophys.*, 3, 1, 1985.
- von Steiger, R., *SWICS/Ulysses duty cycle*, Univ. Bern, Schweiz, 1992.
- von Steiger, R., and J. Geiss, Solar wind composition and experiments for high solar latitudes, *Adv. Space Res.*, 13, 63–74, 1993.
- von Steiger, R., J. Geiss, G. Gloeckler, H. Balsiger, A. B. Galvin, U. Mall, and B. Wilken, Magnesium, Carbon, and Oxygen abundances in different solar wind flow types, as measured by SWICS on Ulysses, in *Solar Wind Seven*, edited by E. Marsch, and R. Schwenn, pp. 399–403. COSPAR Colloquia Series, 1992.
- Waldmeier, M., *Die Sonnenkorona II*. Birkhäuser, Basel, 1957.
- Wang, Y., and N. R. Sheeley, Jr., On potential field models of the solar corona, *Astrophys. J.*, 392, 310–319, 1992.
- Wenzel, K. P., and E. J. Smith, The Ulysses mission: in-ecliptic phase, *Geophys. Res. Lett.*, 19, 1235–1237, 1992.
- Wenzel, K. P., R. Marsden, D. Page, and E. J. Smith, The Ulysses mission, *Astron. Astrophys., Suppl. Ser.*, 92, 207–219, 1992.
- Whang, Y. C., X. Zhao, and K. W. Ogilvie, Heating of minor ions by the coronal slow shock, *J. Geophys. Res.*, 95, 18781–18790, 1990.
- Withbroe, G. L., and R. W. Noyes, Mass and energy flow in the solar chromosphere and corona, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 15, 363–387, 1977.
- Wu, C. C., On MHD intermediate shock, *Geophys. Res. Lett.*, 14, 668–671, 1987.
- Wu, C. C., The MHD intermediate shock interaction with an intermediate wave: are intermediate shocks physical?, *J. Geophys. Res.*, 93, 987–990, 1988.
- Wu, C. C., and T. Hada, Formation of intermediate shocks in both two-fluid and hybrid models, *J. Geophys. Res.*, 96, 3769–3778, 1991.

Zhao, X. P., and A. J. Hundhausen, Organization of solar wind plasma properties in a tilted, heliomagnetic coordinate system, *J. Geophys. Res.*, 86, 5423–5430, 1981.

Zirker, J., *Coronal holes and high speed streams*. Colorado Associated University Press, Boulder, 1977.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde am Max-Planck-Institut für Aeronomie in Katlenburg-Lindau angefertigt. Den Direktoren Herrn Prof. Dr. Axford, Herrn Prof. Dr. Hagfors, Herrn Dr. Rosenbauer und Herrn Prof. Dr. Vasyliunas, danke ich für die Bereitstellung des Arbeitsplatzes und der Max-Planck-Gesellschaft für die Gewährung eines Stipendiums. Außerdem danke ich der Hanns-Seidel-Stiftung für die finanzielle Unterstützung in der Anfangsphase der Arbeit am Max-Planck-Institut für Aeronomie.

Herrn Prof. Dr. M. Siebert danke ich für seine freundliche Unterstützung und seine Bereitschaft, meine Doktorarbeit zu betreuen.

Ganz besonderer Dank gebührt meinem Betreuer Herrn Priv. Doz. Dr. E. Marsch für die vielen Anregungen und Diskussionen, welche die Entstehung der Arbeit gefördert haben, sowie für seine stete Hilfsbereitschaft und Einsatzfreude in allen sonstigen Fragen.

Besonders danke ich Herrn Dr. S. Livi für wertvolle Hilfen, nützliche Hinweise und das Zurverfügungstellen von experimentellen Daten, sowohl von Helios als auch von Ulysses.

Weiterhin danke ich Herrn Dr. Rosenbauer und Herrn Priv. Doz. Dr. Schwenn für die Überlassung der Helios-Daten und für ihre Diskussionsbereitschaft. Herrn Prof. Dr. F. M. Neubauer danke ich für die Erlaubnis, die Helios-Magnetfelddaten verwenden zu dürfen.

Herrn Prof. Dr. G. Gloeckler und Herrn Prof. Dr. J. Geiss danke ich für die Zurverfügungstellung der SWICS/Ulysses-Daten. Herrn Prof. Dr. A. Balogh und Herrn Dr. E. Smith danke ich für die Magnetfeld/Ulysses-Daten, und Herrn Dr. S. Bame danke ich für die SWOOPS/Ulysses-Daten.

Herrn Dr. J. Woch danke ich für die sorgfältige Durchsicht des Manuskripts, die kritische Prüfung und wertvolle Hinweise.

Weiterhin bedanke ich mich bei den Herren Dr. M. Fränz, Dr. K. Hocke, Dr. N. Krupp, Dipl.-Phys. Andreas Lagg, Dipl.-Phys. M. Küppers und Dipl.-Phys. H. Peter für die Durchsicht des Manuskripts und für die sprachliche Verbesserung der Arbeit. Den Mitarbeitern des Rechenzentrums in Lindau und besonders Herrn Dipl.-Math. H. Michels und Herrn T. Ho gilt mein Dank für die Hilfe bei der Verwendung der Graphikprogramme DISLIN und GKSLIN und bei der Beratung in Spezialfragen. Herrn Dr. P. W. Daly und Herrn Dipl.-Phys. H. Kopka danke ich für zahlreiche Hilfen bei der Textverarbeitung. Für die schnelle und sorgfältige

Erstellung der Zeichnungen und Photos möchte ich mich bei Frau M. Krause bedanken.

Weiterer Dank gebührt Herrn Dr. R. Hernández, Frau Dr. K. Thieme und Herrn Dr. H.-P. Mauelshagen für ihre Hilfsbereitschaft in der Anfangsphase der Arbeit.

Besonderen Dank verdient auch meine Frau, Qing Zhu, für die geduldige Unterstützung während der Arbeit.

Die numerischen Rechnungen erfolgten auf der VAX 8550 und den DEC- α -Workstations des Max-Planck-Instituts für Aeronomie sowie auf einer VAX 9000 der Gesellschaft für wissenschaftliche Datenverarbeitung Göttingen. Die Reinschrift der Arbeit erfolgte mit *L^AT_EX*.

Das Helios-Plasmaexperiment und die Rohdatenauswertung wurden vom Bundesministerium für Forschung und Technologie unter den Bewilligungen WRS 10/7 und WRS 0180 unterstützt. Das SWICS-Experiment auf Ulysses wurde von der DARA unter Kontraktnummer 0N8902-500N89020 gefördert.

Lebenslauf

Am 23. März 1958 wurde ich als Sohn des Ingenieurs Peilong Liu und seiner Ehefrau Shuying Dong in Beijing (China) geboren.

Von 1965 bis 1972 besuchte ich die Grundschulen in Beijing, Nanjing und Zhengzhou und ging dann von 1972 bis 1976 auf die Mittel- und Oberschulen in Zhengzhou und Nanjing.

Von 1978 bis 1982 studierte ich Physik an der *University of Science and Technology of China*, Hefei/Anhui (China) und von 1983 bis 1986 studierte ich an der *Graduate School of University of Science and Technology of China*, Beijing (China).

Von 1982 bis 1988 habe ich im *Institute of Space Physics* bzw. *Center for Space Science and Applied Research, Academia Sinica* in Beijing (China) gearbeitet.

Seit 1988 bin ich zuerst mit einem Hanns-Seidel-Stipendium und dann mit einem Max-Planck-Doktoranden-Stipendium am Max-Planck-Institut für Aeronomie in Katlenburg-Lindau beschäftigt.

Am 2. Januar 1992 habe ich Qing Zhu geheiratet, und am 16. März 1993 wurde unsere Tochter Shining Liu geboren.

