

MPAE-W-79-90-02

**Zusammenhänge zwischen raum-zeitlichen Strukturen
im Sonnenwind
und seinen Quellgebieten in der Korona**

Kirsten Marina Thieme



MPAE-W-79-90-02

**Zusammenhänge zwischen raum-zeitlichen Strukturen
im Sonnenwind
und seinen Quellgebieten in der Korona**

Kirsten Marina Thieme

*Vielen Dank für die
gute Betreuung
Kirsten M. Thieme*

Zusammenfassung

In den Koronalöchern der Sonnenatmosphäre kann man bis zu einem heliozentrischen Abstand von drei Sonnenradien Strukturen beobachten, die sich entlang der Magnetfeldlinien orientieren. Sie sind mit dem Netzwerk in der darunterliegenden Chromosphäre verknüpft und haben einen Winkeldurchmesser von 1.8° bis 2.1° . In der vorliegenden Arbeit soll untersucht werden, ob sich diese Strukturen in den interplanetaren Raum in, bisher als strukturlos angesehenen, schnellen Sonnenwindströmen fortsetzen können, und ob sie dort beobachtet werden. Um dies zu prüfen, werden die Plasma- und Magnetfelddaten benutzt, die die Weltraumsonden Helios 1 und Helios 2 von Ende 1974 bis Ende 1977 zwischen 0.3 AE und 1 AE gemessen haben.

Da das Magnetfeld und die Geschwindigkeit der Protonen in schnellen Sonnenwindströmen stark von Alfvénischen Fluktuationen, die den Alfvénwellen ähnlich sind, beeinflußt werden, wird die Suche nach den räumlichen Strukturen erschwert. Deshalb wird zunächst eine Methode entwickelt, die den Einfluß der Alfvénwellen auf die Protonengeschwindigkeit entfernt.

Für den zu untersuchenden Zeitraum stehen nicht immer die vollständigen Daten der Protonen, Heliumionen und Elektronen zur Verfügung. Darum wird eine statistische Analyse der radialen Gradienten der Temperatur der drei Teilchensorten durchgeführt. Bei fehlenden Daten werden diese durch die Werte aus den empirisch ermittelten Gradienten ersetzt.

Mit den so vervollständigten Daten werden der Gasdruck, der magnetische Druck und der Gesamtdruck des Sonnenwindplasmas berechnet. Zwischen dem Gasdruck und dem magnetischen Druck besteht bei gleichzeitig konstantem Gesamtdruck eine auffällige Antikorrelation in vielen schnellen Sonnenwindströmen. Sie wird näher untersucht und als Signatur von räumlich stationären Strukturen gedeutet. Die Auswertung eines Plasma-*Line-up*, bei dem die zwei Sonden im März 1976 nacheinander das gleiche Plasmavolumen beobachteten, unterstützt diese Interpretation: Von 0.5 AE bis 0.7 AE blieben die räumlichen Strukturen erhalten.

Die Begrenzungen der einzelnen räumlichen Strukturen werden dort vermutet, wo sich lokale Minima im Gasdruck und lokale Maxima im magnetischen Druck sowie lokale Minima in den Geschwindigkeiten von Protonen und α -Teilchen befinden. Es wird gezeigt, daß sich diese Grenzen nicht — wie früher von Parker (1963) vermutet wurde — durch Tangentialdiskontinuitäten auszeichnen.

In einem einfachen Modell wird ein von Flußröhren (*flow tubes*) strukturierter Teil-

chenstrom simuliert, der sich von der Sonne zum Beobachter im interplanetaren Raum bewegt. Es wird dargestellt, wie sich das Geschwindigkeitsprofil eines solchen Teilchenstroms mit dem radialen Abstand verändert, und daß die räumlichen Strukturen bis mindestens 1 AE erkennbar bleiben. Es zeigt sich außerdem, daß beim simulierten Flug durch eine Anzahl von 300 Flußröhren schon auf deren mittleren Durchmesser geschlossen werden kann. Dabei wird angenommen, daß die kreisförmigen Durchmesser mittels der Gaußschen Normalverteilung variieren, und daß die Abstände der Flußröhrenmittelpunkte von der Flugbahn der Sonde gleichverteilt sind.

Den Abschluß der Arbeit bildet eine statistische Analyse über den mittleren Durchmesser der tatsächlich in schnellen Sonnenwindströmen gemessenen räumlichen Strukturen. Es ergibt sich ein mittlerer Durchmesser von 1° bis 2° bei einem radialen Abstand von 0.3 AE bis 0.5 AE. Bei größeren radialen Abständen verschiebt sich der mittlere Durchmesser bis zu Werten von 4° . Diese radiale Abstandsabhängigkeit der mittleren Durchmesser wird auf zwei Ursachen zurückgeführt: Erstens nichtradiale Aufweitung der räumlichen Strukturen vor allem im östlichen Teil der Sonnenwindströme, und zweitens Zerstörung der Grenzen der Strukturen durch Reibungseffekte, wodurch die Strukturen zu größeren Einheiten verschmelzen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Die Helios-Mission	5
3	Strukturierung der Sonnenatmosphäre und des Sonnenwindes	9
3.1	Die großräumige Strukturierung der Sonnenatmosphäre und des Sonnenwindes	9
3.2	Strukturen in Koronalöchern und schnellen Sonnenwindströmen	15
4	Alfvénische Fluktuationen im Sonnenwind	22
4.1	Eigenschaften von Alfvénwellen und Beobachtung von Alfvénischen Fluktuationen im Sonnenwind	23
4.2	Eliminierung des Einflusses der Alfvénwellen auf die Protonengeschwindigkeit	27
4.2.1	Spektrale Dichten der Geschwindigkeiten	34
4.3	Die Differenzgeschwindigkeit zwischen Protonen und α -Teilchen . .	37
4.3.1	Radiale Abstandsabhängigkeit der Differenzgeschwindigkeit . .	41
4.3.2	Die unterschiedliche Beschleunigung von Protonen und α -Teilchen in Sonnennähe	46
5	Temperatur und Dichte des Plasmas im Sonnenwind	48
5.1	Allgemeine Bemerkungen über die Plasmatemperatur im Sonnenwind	48
5.1.1	Radiale Gradienten der Protonentemperatur	49
5.1.2	Radiale Gradienten der α -Teilchen-Temperatur	52
5.1.3	Radiale Gradienten der Elektronentemperatur	56
5.2	Die Benutzung der Plasmatemperatur für die weitere Auswertung . . .	58
5.2.1	Die mittlere Protonentemperatur	58
5.2.2	Der radiale Gradient von T_α/T_p	60
5.2.3	Die Elektronentemperatur	61

5.3	Die Dichte des Plasmas im Sonnenwind	62
6	Untersuchung der Strukturen im schnellen Sonnenwind	64
6.1	Antikorrelation zwischen Gasdruck und magnetischem Druck im langsamen und im schnellen Sonnenwind	65
6.1.1	Spektrale Dichten des Gasdrucks, des magnetischen Drucks, des Gesamtdrucks und des Plasma- β	73
6.1.2	Interpretation der beobachteten Antikorrelation im langsamen und im schnellen Sonnenwind	76
6.2	Auswertung eines Plasma-Line-up	78
6.2.1	Mathematische Beschreibung der Projektionstechnik	80
6.2.2	Auswertung des Plasma-Line-up	81
6.3	Richtungsdiskontinuitäten des Magnetfeldes im Sonnenwind	88
6.3.1	Beschreibung der Richtungsdiskontinuitäten	89
6.3.2	Analysekriterien für Tangential- und Rotationsdiskontinuitäten	90
6.3.3	Analyse der schnellen Sonnenwindströme in Bezug auf Richtungsdiskontinuitäten	94
6.4	Entwicklung eines einfachen Flußröhrenmodells	97
6.4.1	Mathematische Beschreibung der Bewegung eines Plasmateilchens von der Sonne zur Sondenbahn	98
6.4.2	Theoretische Überlegungen zur Geometrie der Flußröhren	100
6.4.3	Kinematische Betrachtungen	104
6.4.4	Dynamische Betrachtungen	107
6.4.5	Schlußfolgerung	108
6.5	Bestimmung des mittleren Durchmessers der räumlichen Strukturen im schnellen Sonnenwind	109
7	Zusammenstellung der Ergebnisse	116
	Anhang	127
	Liste der wichtigsten verwendeten Symbole und Abkürzungen	127
	Literaturverzeichnis	130

1 Einleitung

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 die Sonne und für den von ihr ausgehenden Sonnenwind vertieft. Die ersten Messungen im Sonnenwind Anfang der 60er Jahre bestätigten Parkers Modell (1958) von der kontinuierlichen Expansion der Korona mit Expansionsgeschwindigkeiten von einigen hundert Kilometern pro Sekunde. So prägte sich die Vorstellung vom „ruhigen“ langsamen Sonnenwind mit Plasmageschwindigkeiten um $300 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ und eingebetteten „Störungen“, bei denen das Plasma mit Geschwindigkeiten bis zu $800 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ strömt. Erst Feldman *et al.* (1976) zeigten, daß die eingebetteten „Störungen“, die schnellen Sonnenwindströme, den eigentlichen ruhigen Sonnenwind ausmachen, während die langsamen Sonnenwindströme eher durch Inhomogenitäten im Sonnenwindplasma gekennzeichnet sind.

In den 60er und 70er Jahren hielten sich die meisten Weltraumsonden in Erdnähe auf, also bei 1 AE (1 Astronomische Einheit = mittlere Entfernung Erde-Sonne = $1.496 \cdot 10^8 \text{ km}$). Nur die Missionen zur Venus (0.7 AE) und zum Merkur (0.45 AE) gaben Auskunft über die Verhältnisse im Sonnenwind innerhalb der Erdbahn. Mit den beiden nahezu identischen Sonden Helios 1 und Helios 2 gelang der Vorstoß bis 0.3 AE, also innerhalb der Merkurbahn, so daß ganz neue Erkenntnisse über den Sonnenwind in größerer Sonnennähe und seine Ausbreitung bis zur Erdbahn gewonnen wurden. Durch die Wahl der Starttermine Ende 1974 und Anfang 1976 war es möglich, die großräumige Strukturierung des Sonnenwindes vor dem Aktivitätsminimum der Sonne im Jahre 1976 zu erforschen und das zeitliche und räumliche Aufeinanderfolgen von langsamen und schnellen Sonnenwindströmen zu studieren. Zudem überdauerte die Helios-Mission einen elfjährigen Sonnenaktivitätszyklus, was auch die Messungen langzeitlicher Variationen des Sonnenwindes ermöglichte. Während der Helios-Mission konnte das Ergebnis von Feldman *et al.* (1976) bestätigt werden, daß der langsame Sonnenwind nicht, wie früher angenommen, den ruhigen Sonnenwind darstellt, sondern der sehr homogen erscheinende schnelle Sonnenwind. Daraus ergaben sich ganz neue Ansichten über den Sonnenwind und seine Quellgebiete in der oberen Sonnenatmosphäre.

Das Magnetfeld der Sonne bestimmt die Strukturierung der Sonnenatmosphäre und des Sonnenwindes auf einem räumlich und zeitlich breiten Skalenbereich (Kapitel 3). Die Gebiete großer magnetischer Aktivität in der Sonnenatmosphäre, die aktiven Regionen, können Durchmesser von 40° bis 80° im heliographischen Koordi-

natensystem besitzen. Ihre Magnetfelder sind großskalig geschlossen und dehnen sich bis weit in die obere Korona bis 10 Sonnenradien (R_{\odot}) und mehr aus. Über diesen aktiven Regionen wird der Ursprung des langsamen Sonnenwindes vermutet. Die Geschwindigkeit der Plasmateilchen liegt dabei zwischen $250 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ und $400 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. In der Ekliptik in Erdnähe und innerhalb der Erdbahn wird der langsame Sonnenwind über einen Zeitraum von mehreren Tagen beobachtet, was einer Raumwinkel- ausdehnung von mindestens 30° entspricht. Aus den Koronalöchern dagegen, deren Magnetfeldlinien in den interplanetaren Raum geöffnet sind, entweicht der schnelle Sonnenwind mit Plasmageschwindigkeiten bis zu $800 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Die Größe von Koronalöchern schwankt mit dem Aktivitätszyklus der Sonne, aber ihre Ausdehnung beträgt mindestens 30° im heliographischen Koordinatensystem (Bohlin und Sheeley, 1978). Entsprechend werden die schnellen Sonnenwindströme in der Ekliptik in Erdnähe und innerhalb der Erdbahn über einen Zeitraum von mindestens zwei Tagen beobachtet. Im mittleren räumlichen Skalenbereich von ungefähr 1° bis 10° gibt es zahlreiche Strukturen in aktiven Regionen und in Koronalöchern. Auf die Strukturierung in Koronalöchern soll in Kapitel 3.2 ausführlicher eingegangen werden. Der langsame Sonnenwind ist im mittleren räumlichen Skalenbereich von 1° bis 10° bzw. im mittleren zeitlichen Skalenbereich von mehreren Stunden bis zu einem Tag durch Inhomogenitäten des Plasmas strukturiert. Dagegen scheint der schnelle Sonnenwind in diesem Bereich verhältnismäßig homogen. Auf kleinen Zeitskalen im Bereich von Sekunden bis einigen Stunden herrschen sowohl im langsamen als auch im schnellen Sonnenwind magneto hydrodynamische Wellen und Fluktuationen vor, die u. a. in der Sonnenatmosphäre durch die Konvektion angeregt und mit dem Sonnenwind in den interplanetaren Raum getragen werden. Die meisten der beobachteten Fluktuationen können mit Hilfe der Theorie der Magneto hydrodynamik (MHD) beschrieben werden (Barnes, 1979).

Zu Beginn der Erkundung des interplanetaren Raumes in den 60er Jahren wurde von Parker (1963) die Hypothese aufgestellt, das Magnetfeld des Sonnenwindes sei auf mittleren Zeitskalen im Bereich mehrerer Stunden bis zu einem Tag räumlich strukturiert, und zwar in Form von Flußröhren, die nebeneinander liegen und unterschiedliche Plasmaeigenschaften besitzen. Hierbei wird der Begriff „Flußröhre“ im Sinne des englischen Begriffs „*flow tube*“ verwendet und nicht im Sinne des in der Sonnenphysik im Zusammenhang mit dem Magnetfeld gebräuchlichen Ausdrucks „*flux tube*“. Es wurde häufig, besonders im langsamen Sonnenwind, eine abrupte Zu- oder Abnahme der Magnetfeldstärke und zum Teil gegenläufige Änderungen in der Plasmadichte beobachtet. Anfang der 70er Jahre begann sich jedoch die Ansicht durchzusetzen, daß das Magnetfeld des Sonnenwindes nicht durch Flußröhren strukturiert sei (Burlaga, 1972). Vielmehr rühre der sprunghafte Verlauf der Ma-

gnetfeldstärke vor allem im langsamen Sonnenwind von Diskontinuitäten her sowie von Fluktuationen und Turbulenz im Sinne der MHD-Theorie. Dagegen zeigte sich der schnelle Sonnenwind in Bezug auf Magnetfeldstärke und Plasmadichte als vergleichsweise homogen und strukturlos.

Tatsächlich ist die Sonnenatmosphäre bis in die untere Korona auf mittleren räumlichen Skalen von einigen Grad strukturiert, wie in Kapitel 3.2 näher ausgeführt wird. Hoch aufgelöste Bilder von Sonnenfinsternissen, wie jenes von Koutchmy (1977) aufgenommene (S. 17), zeigen strahlenförmige Strukturen, sogenannte *Plumes*, in Koronalöchern, die sich an den Magnetfeldlinien in den Koronalöchern orientieren und mit dem Netzwerk in der darunterliegenden Chromosphäre in Verbindung stehen. Hier stellt sich die Frage, ob diese Strukturen in der höheren Korona, wo sie von der Erde aus nicht mehr sichtbar sind, durch Homogenisierung des Plasmas zerstört werden, oder ob sie sich in den interplanetaren Raum in schnellen Sonnenwindströmen fortsetzen, so daß sie mit Hilfe von Sonden gemessen werden können.

Die Hauptintention dieser Arbeit ist es zu prüfen, ob entsprechende räumliche Plasmastrukturen von der Größenordnung einiger Grad im schnellen, bisher als strukturlos angesehenen Sonnenwind existieren. Dazu werden die Plasma- und Magnetfelddaten der beiden Helios-Sonden benutzt (Kapitel 2). Die Auswertung der Daten wird dadurch erschwert, daß vor allem in schnellen Sonnenwindströmen den Alfvénwellen ähnliche Alfvénische Fluktuationen das Magnetfeld und die Protonen erheblich beeinflussen können. Um diesen Einfluß zu beschränken, wird eine Methode entwickelt, die die Alfvénwellen aus der gemessenen Protonengeschwindigkeit entfernt (Kapitel 4).

Da nicht für den ganzen zu untersuchenden Zeitraum von Ende 1974 bis Ende 1977 vollständige Daten der hauptsächlich im Sonnenwind vorkommenden Teilchensorten (Protonen, Heliumionen und Elektronen) zur Verfügung stehen, wird eine statistische Untersuchung der radialen, geschwindigkeitsabhängigen Gradienten der Temperatur der drei Teilchensorten durchgeführt (Kapitel 5). Bei fehlenden Daten sollen diese durch die Werte aus den empirisch ermittelten Gradienten ersetzt werden.

Durch die so vervollständigten Daten können der Gasdruck des Plasmas und der magnetische Druck sowie der Gesamtdruck und das Verhältnis von Gasdruck zu magnetischem Druck, das Plasma- β , auf Besonderheiten untersucht werden, die auf räumliche Strukturen in schnellen Sonnenwindströmen hinweisen (Kapitel 6). Zunächst wird die auffällige Antikorrelation zwischen Gasdruck und magnetischem Druck bei gleichzeitig konstantem Gesamtdruck in schnellen Sonnenwindströmen ausgewertet und als Signatur der gesuchten räumlichen Strukturen gedeutet. Um diese Interpretation zu untermauern, wird ein sogenannter *Line-up* untersucht, bei dem

die beiden Helios-Sonden nacheinander das gleiche Plasmavolumen beobachteten. Die Begrenzungen der einzelnen räumlichen Strukturen werden dort vermutet, wo sich lokale Minima im Gasdruck und lokale Maxima im magnetischen Druck sowie lokale Minima in den Geschwindigkeiten von Protonen und Heliumionen befinden. Da schon Parker (1963) in seiner „Flußröhren“-Hypothese beschrieb, daß die Flußröhren wahrscheinlich durch Tangentialdiskontinuitäten voneinander getrennt seien, soll diese Vermutung überprüft werden. Schließlich wird ein einfaches Modell entwickelt, in dem ein durch Flußröhren strukturierter Teilchenstrom simuliert wird, der sich von der Sonne zur Sondenbahn bewegt. Es wird untersucht, wie sich das Geschwindigkeitsprofil eines solchen Teilchenstroms mit dem radialen Abstand zur Sonne verändert, und ob es möglich ist, beim Flug einer Sonde durch eine bestimmte Anzahl von Flußröhren auf deren mittleren Durchmesser zu schließen. Am Ende des Kapitels 6 wird eine statistische Analyse über den mittleren Durchmesser der tatsächlich in schnellen Sonnenwindströmen gemessenen räumlichen Strukturen durchgeführt.

Eine Liste der wichtigsten verwendeten Symbole und Abkürzungen befindet sich im Anhang.

2 Die Helios-Mission

Die Weltraumsonde Helios 1 wurde am 10. Dezember 1974 kurz vor dem Aktivitätsminimum im Jahre 1976 gestartet. Der Start von Helios 2 erfolgte ein Jahr später am 15. Januar 1976. Die stark exzentrischen Bahnen der Sonden und die relativ kurzen Umlaufzeiten von 190.1 bzw. 185.7 Tagen führten dazu, daß die Sonden in relativ kurzer Zeit einen weiten radialen und azimutalen Bereich im interplanetaren Raum durchfliegen konnten. Tabelle 2.1 faßt einige Einzelheiten der Helios-Mission zusammen.

Tabelle 2.1: Einige Daten der Helios-Mission.

	Helios 1	Helios 2
Start	10. Dez. 1974	15. Jan. 1976
Missionsende	Februar 1986	März 1980
Perihel (AE)	0.3095	0.2900
Aphel (AE)	0.9847	0.9840
Umlaufzeit (Tage)	190.1	185.7
Sondengeschwindigkeit (km·s ⁻¹)		
Perihel	66.0	68.7
Aphel	20.8	20.3
Winkelgeschw. (10 ⁻⁷ rad·s ⁻¹)		
Perihel	14.26	15.84
Aphel	1.41	1.38

Um die Messungen der Sonden im interplanetaren Raum in Beziehung zu Vorgängen in der Sonnenatmosphäre setzen zu können, werden die Raumkoordinaten der Sonden in heliographischen Koordinaten ausgedrückt. Die Sonnenoberfläche wird durch ein Gitter mit Breite und Länge in sogenannten Carrington-Koordinaten definiert. Dabei ist die Carrington-Breite auf dem heliographischen Äquator 0°, positiv auf der nördlichen Hemisphäre und negativ auf der südlichen. Die Carrington-Länge nimmt in Rotationsrichtung von Osten nach Westen auf der Sonne zu. Da sich sowohl die Erde als auch die Weltraumsonden langsamer um die Sonne bewegen, als die Sonne rotiert, nimmt die Carrington-Länge für den Beobachter ab. Wegen der exzentrischen Bahnen der Helios-Sonden und der damit höheren Sondengeschwindigkeiten im Perihel durchlaufen die Sonden in Sonnennähe in gleichen Zeiteinheiten kleinere heliographische Winkelbereiche als in Erdbahnnähe. Da die Rotationsachse der Sonne um 7.25° zur Ekliptik geneigt ist, die Bahnen der Helios-Sonden aber in

der Ekliptik liegen, bewegen sich die Sonden zwischen -7.25° und $+7.25^\circ$ Carrington-Breite.

Auf jeder Sonde waren 10 Experimente untergebracht. Die Plasmadaten, die in der vorliegenden Arbeit ausgewertet wurden, stammen vom Plasmaexperiment E1, das am Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik in Garching gebaut wurde. Es umfaßte vier Instrumente, die *in-situ*-Messungen des umgebenden Sonnenwindplasmas durchführten. Drei Instrumente haben die Energie-pro-Ladungs-Spektren der Protonen und schwereren Ionen gemessen. Zwei dieser Instrumente konnten auch die Einfallsrichtung der Teilchen in Azimut (Winkel in der Ebene der Ekliptik) und in Elevation (Winkel senkrecht zur Ekliptik) bestimmen. Das vierte Instrument hat Elektronen mit azimutaler Richtungsauflösung gemessen, wobei in Elevation über $\pm 9^\circ$ integriert wurde. Eine detaillierte Beschreibung der Instrumente des Plasmaexperimentes findet sich bei Schwenn *et al.* (1975) und Rosenbauer *et al.* (1977; 1981).

Die Magnetfelddaten wurden mit dem Förstersonden-Magnetfeldexperiment E2 der TU Braunschweig gewonnen. Das Experiment bestand aus einem Magnetometer, das das Magnetfeld des Sonnenwindes vektoriell in einem dreiachsigen Koordinatensystem mißt. Die Genauigkeit der Meßwerte lag bei ± 0.2 nT. Maximal konnten vier Vektoren pro Sekunde gemessen werden. Musmann *et al.* (1975) und Neubauer *et al.* (1977) geben ausführliche Beschreibungen des Experimentes.

Da die Dichte des Sonnenwindplasmas gering ist, konnten die einfallenden Teilchen ihren Energien und Einfallsrichtungen entsprechend sortiert und einzeln gezählt werden. Die Messung eines vollständigen Energie-pro-Ladungs-Spektrums dauerte 40.5 s. Aus diesen Spektren wurden die Plasmaparameter Dichte, Geschwindigkeit, Temperatur und Wärmestrom der Teilchen bestimmt. Um einen Kompromiß zwischen Rechenzeitaufwand und Genauigkeit der Berechnung der Plasmadaten zu finden, existieren zwei Auswerteverfahren für die Rohdaten:

Erstens die eindimensionale (1D-)Datenauswertung: Schon an Bord der Sonden wurden die über alle Einfallswinkel integrierten Energie-pro-Ladungs-Spektren aufgenommen. Diese Spektren wurden durch geeignete Polynome zweiten Grades angepaßt, aus denen dann die Plasmaparameter berechnet werden konnten. Hierbei können in bestimmten Fällen Probleme auftreten, die vor allem die Daten der Heliumionen betreffen (Schwenn und Rosenbauer, 1982):

Normalerweise erscheinen zwei Hauptmaxima im Energie-pro-Ladungs-Spektrum, die zu Protonen und Heliumionen (α -Teilchen) gehören. Um die Plasmaparameter für beide Ionensorten zu erhalten, wird das Spektrum im relativen Minimum zwischen den beiden Hauptmaxima geteilt, und die Parameter werden aus den nun getrennten Verteilungen berechnet. Dies ist im Aphel, in Erdbahnnähe, wo das Plasma

verhältnismäßig kalt ist, nicht problematisch, auch wenn die α -Teilchen-Dichte n_α nur 2 % bis 5 % der Protonendichte n_p beträgt. Nahe dem Perihel allerdings ist die Temperatur des Plasmas hoch, so daß die Verteilungen der Protonen und α -Teilchen stark verbreitert sind und sich darum überlappen. Dann können die Parameter der α -Teilchen mit Fehlern behaftet sein. Wenn die Dichte der α -Teilchen sehr gering ist ($n_\alpha = 2\% n_p$), wird es ebenfalls schwierig, die Verteilung von α -Teilchen genau zu bestimmen (Marsch *et al.*, 1982a). Ein weiteres Problem können Anisotropien und Verteilungen mit doppeltem Maximum darstellen sowohl in der Protonenverteilung als auch in der α -Teilchen-Verteilung. Dadurch wird die Berechnung der Plasmamaparameter ebenfalls fehlerhaft (Marsch *et al.*, 1982b).

Das zweite Auswerteverfahren ist die dreidimensionale (3D-)Datenauswertung: Die Rohdaten der Ionen enthalten auch Informationen über die Einfallswinkel der Teilchen in Elevation und Azimut. Diese dreidimensionalen Spektren dienen zum einen der Berechnung der Winkelverteilung und der Flußrichtung der Protonen für die 1D-Auswertung, zum anderen der Berechnung der dreidimensionalen Geschwindigkeitsverteilungsfunktionen der Teilchen, aus deren Momenten dann die Parameter Dichte, Geschwindigkeit, Temperatur und Wärmestrom des Sonnenwindplasmas ermittelt werden (Boyd und Sanderson, 1969). Dies führt zwar zu genaueren Ergebnissen, erfordert aber auch weitaus mehr Rechenzeit und wurde darum nur mit 10-minütigem Zeitabstand zwischen zwei Auswertungen vorgenommen.

Ähnliches gilt für die Auswertung der Elektronen-Spektren. Hierbei muß erwähnt werden, daß die Bestimmung der Momente aus den Verteilungsfunktionen der Elektronen viel schwieriger ist als im Fall der Ionen (Pilipp *et al.*, 1987a). Bei der Messung der Elektronen kann es zu Störungen durch Photoelektronen kommen, die durch die Sonneneinstrahlung auf der Sondenoberfläche entstanden sind. Einerseits sind sie, wenn sie ins Meßinstrument gelangen, nur schwer von den Sonnenwindelektronen zu unterscheiden, zum anderen beeinflussen sie das elektrostatische Sondenpotential, das die Elektronen beschleunigt oder abbremst, bevor sie ins Meßinstrument gelangen. Die Bestimmung der Momente der Elektronenverteilung ist sehr vom Sondenpotential abhängig, das im Voraus aber nicht bekannt ist. Das Sondenpotential wird in der Weise ermittelt, daß die Elektronendichte n_e und die Elektronengeschwindigkeit v_e ungefähr mit der Protonendichte n_p und der Protonengeschwindigkeit v_p übereinstimmen, wobei angenommen wird, daß auf der Sondenoberfläche keine elektrischen Ströme fließen, und daß das Plasma neutral ist — allerdings ohne Berücksichtigung der α -Teilchen und schwereren Ionen ($n_e = n_p$).

Daten der genaueren 3D-Auswertung existieren nur für die Zeit der Primärmissionen der beiden Sonden, d. h. vom 10. Dezember 1974 bis zum 5. April 1975 bzw. vom 15. Januar bis zum 29. April 1976. Sie sind zusammengefaßt auf dem

sogenannten Supermischband, das Dichte, Geschwindigkeit, Temperatur und Wärmestrom von Protonen, α -Teilchen und Elektronen enthält sowie Magnetfelddaten. Mit diesem Supermischband wurde ein kleiner Teil der Datenauswertung bearbeitet (siehe Kapitel 5).

Der größte Teil der Datenanalyse wurde mit den sogenannten Mischbändern vorgenommen, auf denen die Plasmadaten aus der 1D-Auswertung stehen, also Dichte, Geschwindigkeit und Temperatur der Protonen und, wenn ausgewertet, der α -Teilchen sowie der auf die jeweilige Meßdauer von E1 gemittelten Magnetfelddaten. Die Plasma- und Magnetfelddaten sind, sofern sie komponentenweise vorhanden sind, im solar-ekliptischen Koordinatensystem definiert. Hierbei zeigt die x-Komponente radial von der Sonne weg und liegt in der Ekliptik; die z-Komponente zeigt zum Nordpol der Ekliptik, und die y-Komponente ergibt sich entsprechend dem rechtshändigen rechtwinkligen Koordinatensystem.

3 Strukturierung der Sonnenatmosphäre und des Sonnenwindes

Das Magnetfeld der Sonne bestimmt die Strukturierung der Sonnenatmosphäre und des Sonnenwindes auf einem breiten Skalenbereich.

Im ersten Teil des Kapitels wird die großräumige Strukturierung der Sonnenatmosphäre und des Sonnenwindes erläutert. Es wird kurz auf die aktiven Regionen und die ruhigen Gebiete in der Sonnenatmosphäre eingegangen. Die dritte Gruppe, die Koronalöcher, die erst in der oberen Chromosphäre zu beobachten sind, werden näher bzgl. ihrer Eigenschaften und ihrer Variationen im Laufe des elfjährigen Aktivitätszyklus der Sonne beschrieben. Über den aktiven Regionen liegt vermutlich der Ursprung des langsamen Sonnenwindes, während aus den geöffneten Magnetfeldlinien der Koronalöcher der schnelle Sonnenwind entweichen kann. Unterschiede zwischen dem langsamen und dem schnellen Sonnenwind und seine Schwankungen während des Sonnenaktivitätszyklus werden dargelegt.

Im zweiten Teil des Kapitels sollen räumliche Strukturen, die sich an den Magnetfeldlinien in den Koronalöchern orientieren, untersucht werden. Da die Magnetfeldlinien der Koronalöcher in den interplanetaren Raum geöffnet sind, besteht die Möglichkeit, daß diese Strukturen sich in den interplanetaren Raum fortsetzen können. Es wird kurz über die zu erwartende Größenordnung der Strukturen in den schnellen Sonnenwindströmen diskutiert.

3.1 Die großräumige Strukturierung der Sonnenatmosphäre und des Sonnenwindes

Die Sonnenatmosphäre und der von ihr ausgehende Sonnenwind werden durch das solare Magnetfeld geprägt. Beobachtet man die Sonne im integralen Weißlicht oder in den zahlreichen einzelnen Spektrallinien vom Erdboden aus, kann man die verschiedenen Phänomene in der Sonnenatmosphäre in zwei Gruppen einteilen.

Zum einen die aktiven Regionen, die sich durch starke magnetische Aktivitäten auszeichnen: Kühlere Sonnenflecken in der Photosphäre, deren Magnetfeldstärken bis zu 4000 Gauß ($1 \text{ Gauß} = 10^5 \text{ nT}$) betragen, darüber überhitzte Fackeln und *Plages* in der Chromosphäre sowie Protuberanzen bzw. Filamente mit Magnetfeldstärken um 100 Gauß in der unteren Korona (Zirin, 1988). Die aktiven Regionen setzen sich in Form von großen hellen Bögen und strahlenförmigen Gebilden (*streamers*) in die

Korona fort, wo sie während Sonnenfinsternissen oder mit Hilfe von Koronagraphen sichtbar werden. Sie können sich bis zu mehr als $10 R_{\odot}$ ausdehnen und sind durch geschlossene, starke Magnetfelder gekennzeichnet.

Neben den aktiven Regionen existieren die ruhigen Gebiete mit schwachen Magnetfeldern, deren Feldlinien ebenfalls großräumig geschlossen sind. Die in der Photosphäre gemessenen mittleren Magnetfeldstärken liegen hier zwischen 5 und 10 Gauß. Die Intensitäten der Spektrallinien aus der Chromosphäre sind in ruhigen Gebieten drei bis fünf mal schwächer als in den aktiven Regionen (Withbroe und Noyes, 1977).

Spätestens seit der Skylab-Mission 1973 bis 1974, in deren Rahmen Aufnahmen von der Sonne im UV-, EUV- und Röntgenbereich gemacht wurden, weiß man, daß es noch eine dritte Gruppe gibt, die sogenannten Koronalöcher (Bohlin und Rubenstein, 1975). Sie sind erst in der oberen Chromosphäre zu beobachten und zeichnen sich durch schwächere Emissionen im Radio-, nahen IR- und UV-Bereich aus sowie durch sehr stark reduzierte Emissionen im EUV- und Röntgenbereich (Bohlin, 1977). Dadurch erscheinen sie dunkel gegenüber der hohen Strahlungsintensität der aktiven Regionen im gleichen Wellenlängenbereich. Koronalöcher sind unipolar und mit Magnetfeldern verknüpft, die sich nach außen öffnen. Ihre Magnetfeldstärke in der unteren Korona beträgt nur 0.5 bis 7 Gauß (Bohlin und Sheeley, 1978), was in der gleichen Größenordnung liegt wie die Magnetfeldstärken in den ruhigen Gebieten. Das Plasma ist mit einer Temperatur von $1 - 2 \cdot 10^6$ K kühler als die Umgebung, und seine Dichte ist um einen Faktor zwei bis drei niedriger als in ruhigen Gebieten (Withbroe und 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 Koronalöchern weniger steil als in ruhigen Gebieten (Huber *et al.*, 1974), was Auswirkungen auf die Heizung der darüberliegenden Korona hat.

Koronalöcher in niedrigen heliographischen Breiten sind häufig schmal und liegen dicht neben den aktiven Regionen. Sie haben eine höhere Dichte als die Koronalöcher an den Polen (Saito *et al.*, 1977) und emittieren mehr Strahlung im EUV- und Röntgenbereich, wodurch ihre Identifikation erschwert wird (Kahler *et al.*, 1983).

Der Flächenanteil der Koronalöcher auf der Sonnenscheibe schwankt zwischen 5 % und 20 % mit dem elfjährigen Aktivitätszyklus der Sonne. Im ersten Drittel des Zyklus und im Aktivitätsmaximum erscheinen kleine Koronalöcher am Äquator und zwischen 30° und 70° heliographischer Breite (Broussard *et al.*, 1978). Während dieser Zeit werden die polaren Koronalöcher immer kleiner, bis sie im Aktivitätsmaximum ganz verschwinden. Nach dem Aktivitätsmaximum — nach der Umkehrung

der Polaritäten des solaren Magnetfeldes — bilden sich neue polare Koronalöcher. Die Anzahl der aktiven Regionen und deren Flächenanteil vermindern sich. Es bilden sich in allen heliographischen Breiten ausgedehnte, langlebige Koronalöcher, die im Aktivitätsminimum wieder verschwinden.

Es gibt zahlreiche weitere Schwankungen im Laufe eines Aktivitätszyklus. Der auslaufende 20. Zyklus (Beginn: 1964, Ende: 1976) und der folgende 21. Zyklus (Beginn: 1976, Ende: 1986) konnten durch die neuen Möglichkeiten der Koronabeobachtung genauer als früher untersucht werden. 1973 und 1974, nahe dem Aktivitätsminimum im Jahre 1976, war die Dichte in den Koronalöchern um einen Faktor vier kleiner als im Aktivitätsmaximum 1980 (Withbroe *et al.*, 1986). Der Gasdruck war um einen Faktor zehn kleiner, und die Emission im weichen Röntgenlicht war ebenfalls reduziert (Webb und Davis, 1985). Zwischen 1973 und 1978 war die mittlere Magnetfeldstärke in Koronalöchern niedriger als zwischen 1979 und 1980 (Harvey *et al.*, 1982). Vor dem Aktivitätsminimum konnten große Koronalöcher beobachtet werden, deren Lebensdauer bis zu zehn Sonnenrotationen betrug (≈ 270 Tage). Während dieser Zeit veränderten sie sich nicht sehr schnell und erschienen ziemlich stabil. Nur auf kleineren Skalen traten sowohl räumlich als auch zeitlich Änderungen auf. Mit ansteigender Aktivität verringerte sich die Fläche der einzelnen Koronalöcher zunehmend und damit auch ihre Lebensdauer (Krieger, 1977). Bei der Untersuchung der wiederkehrenden Koronalöcher stellte sich auch heraus, daß die Korona weitgehend starr rotiert, im Gegensatz zur differentiellen Rotation der Photosphäre und Chromosphäre (Timothy *et al.*, 1975).

Da die Magnetfeldlinien in den Koronalöchern in den interplanetaren Raum geöffnet sind, kann hier das Plasma die Korona verlassen und in den interplanetaren Raum entweichen. In der Tat sind die Spektrallinien in Koronalöchern blauverschoben, was auf einen Massenfluß von der Sonne weg deutet (Rottman *et al.*, 1982). Interplanetare Szintillationsmessungen der Elektronendichte und der Flußgeschwindigkeit des Plasmas in der Korona bestätigen ebenfalls eine Beschleunigung des Plasmas in Koronalöchern zwischen $2 R_{\odot}$ und $10 R_{\odot}$ (Bird, 1982). Krieger *et al.* (1973) fanden eine klare Korrelation zwischen den Koronalöchern und wiederkehrenden Sonnenwindströmen mit hohen Plasmageschwindigkeiten.

Seither hat sich mehr und mehr die Ansicht durchgesetzt, daß es mindestens zwei Sorten von Sonnenwind gibt: Zum einen den schnellen Sonnenwind, der aus den Koronalöchern strömt, und zum anderen den langsamen Sonnenwind, der, wenn man ihn auf die Sonne zurückprojiziert, von koronalen Gebieten über den aktiven Regionen stammt (Rosenbauer *et al.*, 1977). Abb. 3.1 soll dies veranschaulichen.

Abgesehen vom Betrag der Magnetfeldstärke B gibt es viele Unterschiede zwi-

schen dem langsamen und dem schnellen Sonnenwind. Tabelle 3.1 listet die mittleren Werte für die Parameter bei 1 AE auf, wie sie sich aus zwei typischen, von den Heliosonden bei 1 AE gemessenen Datensätzen ergeben. Der langsame Sonnenwind ist durch Geschwindigkeiten zwischen $250 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ und $400 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ gekennzeichnet, wobei die Geschwindigkeiten v_p und v_α von Protonen und α -Teilchen ungefähr gleich sind. Die Protonentemperatur T_p und die α -Teilchen-Temperatur 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. Wenn man eine radiale, gravitationsabhängige Schichtung des Helium in der Sonnenatmosphäre annimmt, so daß der relative Anteil von Helium im Vergleich zum Wasserstoff mit zunehmender Höhe in der Korona abnimmt, dann deutet der geringere α -Teilchen-Anteil darauf hin, daß der langsame Sonnenwind aus größeren Höhen in der Korona startet.

Die schnellen Sonnenwindströme sind zeitlich, räumlich und in ihrer chemischen Zusammensetzung viel konstanter als die langsamen Sonnenwindströme (Geiss, 1985).

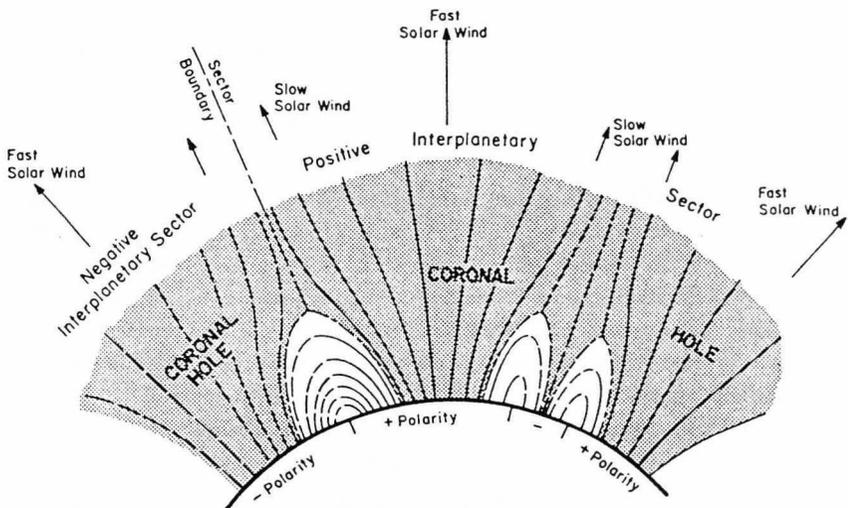


Abb. 3.1: Ein phänomenologisches Modell, um die großräumige koronale Magnetfeldstruktur darzustellen. Zu erkennen sind die unipolaren Sektoren, die Koronalöcher, aus denen der schnelle Sonnenwind entweicht, und die aktiven Regionen mit ihren geschlossenen Magnetfeldern, über denen sich der langsame Sonnenwind ablöst (Hundhausen, 1977).

Tabelle 3.1: Mittlere Parameter des langsamen und schnellen Sonnenwindes bei 1 AE (aus zwei typischen, von den Helios-Sonden bei 1 AE gemessenen Datensätzen).

Parameter	langsamer Sonnenwind	schneller Sonnenwind
B (nT)	5.3	5.9
v_p (km·s ⁻¹)	356	641
v_α (km·s ⁻¹)	346	680
T_p (K)	$0.5 \cdot 10^5$	$2.3 \cdot 10^5$
T_α (K)	$1.4 \cdot 10^5$	$7.6 \cdot 10^5$
T_e (K)	$1.6 \cdot 10^5$	$1.3 \cdot 10^5$
n_p (cm ⁻³)	9.50	3.20
n_α (cm ⁻³)	0.21	0.13
mittlerer He-Anteil (%)	2.21	4.06
Alfvénischer Radius (R_\odot)	34 – 49	14 – 17

Die typischen schnellen Sonnenwindströme vor dem Aktivitätsminimum zeigen hohe Geschwindigkeiten bis $800 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ (wobei die α -Teilchen schneller fliegen als die Protonen) und überspannen einen weiten Raumwinkelbereich — entsprechend den ausgedehnten Koronalöchern am heliographischen Äquator. Mit dem ansteigenden Aktivitätszyklus nimmt die mittlere Geschwindigkeit und die Raumwinkelausdehnung der schnellen Ströme ab. Es treten nur noch selten kurze, nicht mehr so schnelle ($500 - 600 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$) Ströme auf, die mit eher kleinen und kurzlebigen Koronalöchern am Äquator assoziiert sind (Kojima und Kakinuma, 1987).

Mit anwachsender Aktivität der Sonne und besonders im Aktivitätsmaximum häufen sich eruptive Vorgänge in den aktiven Regionen. Mit chromosphärischen *Flares* und eruptiven Protuberanzen gehen Strahlungsausbrüche im Radio-, UV-, EUV- und harten Röntgenbereich einher sowie auch koronale Massenauswürfe (*coronal mass ejections*), 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, in dem interplanetare Stoßwellen, sogenannte Schocks, am häufigsten beobachtet werden (Sheeley *et al.*, 1982; 1985; Schwenn, 1983a; 1986).

Innerhalb der aktiven bipolaren Regionen am heliographischen Äquator liegt die Neutrallinie (*neutral line*), die die beiden Magnetfeldpolaritäten der Nord- und Südhemisphäre voneinander trennt. Sie liegt nicht genau auf dem heliographischen Äquator, sondern ist meist mehr oder weniger gewunden (Hoeksema und Scherrer, 1986).

Im Aktivitätsminimum ist sie durch das Fehlen der äquatornahen Koronalöcher nur leicht gewellt. Mit zunehmender Sonnenaktivität nehmen die Verwerfungen der Neutrallinie zu, bis diese im Aktivitätsmaximum aufbrechen und sich die Neutrallinie wegen der Umkehr der Polaritäten des solaren Magnetfeldes neu bildet. Vor dem Aktivitätsminimum ist die Neutrallinie durch die auf dem heliographischen Äquator liegenden Koronalöcher stark gewunden. Die Neutrallinie wird vom langsamen Sonnenwind in den interplanetaren Raum mitgenommen. Dort wird sie Sektorgrenze (*current sheet*) genannt. Sie zeichnet sich durch einen Polaritätswechsel des Magnetfeldes und ein Minimum in der Temperatur von Protonen, α -Teilchen und Elektronen aus sowie durch ein Minimum in der α -Teilchen-Dichte und ein Maximum in der Protonendichte (Borrini *et al.*, 1981; Gosling *et al.*, 1981; Pilipp *et al.*, 1981). Sondenmessungen von mehrmaligen Polaritätswechseln innerhalb weniger Stunden deuten daraufhin, daß die Sektorgrenze durch solare und interplanetare dynamische Vorgänge mehr oder weniger stark gewellt ist (Behannon *et al.*, 1981; Suess und Hildner, 1985).

Im interplanetaren Raum sind langsamer und schneller Sonnenwind durch eine Grenzschicht von wenigen Grad Breite voneinander getrennt. Die Gradienten beim Übergang vom langsamen zum schnellen Sonnenwind bzw. vom schnellen zum langsamen Sonnenwind werden mit abnehmender Entfernung von der Sonne immer steiler (Rosenbauer *et al.*, 1977; Schwenn *et al.*, 1981a). Dies unterstützt die Modellvorstellung, daß die schnellen Sonnenwindströme von den Koronalöchern aus mit einem rechteckigen Geschwindigkeitsprofil starten (Gosling *et al.*, 1978). Durch die Rotation der Sonne wird eine asymmetrische Entwicklung der Ränder der schnellen Ströme erzeugt, die mit wachsendem Abstand von der Sonne zunimmt. Die nachfolgenden Ränder der schnellen Ströme flachen mit zunehmendem Abstand von der Sonne mehr und mehr ab, weil hinter ihnen nur langsames Plasma strömt, das mit dem schnelleren Plasma nicht mehr wechselwirken kann. Die führenden Ränder dagegen können nicht so stark abflachen, da dort das schnelle Plasma auf langsames Plasma stößt, was zu Kompression, Turbulenz und Schocks führt. In diesem Kompressionsgebiet erreichen Dichte und Magnetfeldstärke ein Maximum. Die scharfen Grenzen zwischen dem langsamen und dem schnellen Sonnenwind besonders nahe der Sonne deuten auf zwei verschiedene Beschleunigungsmechanismen und auf unterschiedliche Entstehungsorte der Ströme in der Korona hin.

Einen weiteren Hinweis darauf ergibt die Berechnung des Gesamtdrehimpulses im Sonnenwind (Pizzo *et al.*, 1983; Marsch und Richter, 1984a). Sie zeigt, daß der Wert für den Drehimpuls im langsamen Sonnenwind fast gleich dem Wert für den Gesamtdrehimpuls ist, den die Sonne dem Sonnenwind insgesamt mitgibt. Das bedeutet, daß das langsame Plasma einen größeren Alfvénischen Radius besitzt als

das schnelle Plasma, das aus den Koronalöchern stammt (siehe Tabelle 3.1). Der Alfvénische kritische Radius ist der heliozentrische Abstand, bei dem die Energie des Plasmaflusses gleich der Energie des Magnetfeldes ist. Die Übertragung des Drehimpulses der Sonne durch das Magnetfeld an das Plasma endet hier. Das Plasma kann den Einfluß des Magnetfeldes kompensieren und frei radial abströmen, wobei es das nun eingefrorene Magnetfeld mitnimmt.

3.2 Strukturen in Koronalöchern und schnellen Sonnenwindströmen

Der Ursprung des langsamen Sonnenwindes wird über den aktiven Regionen vermutet (Feldman *et al.*, 1981). Wie er sich aus Gebieten mit geschlossenen Magnetfeldlinien ablösen kann, und wie dies geschehen muß, damit ein ununterbrochener Strom von Plasmateilchen entsteht, wie er beobachtet wird, ist noch weitgehend unklar. Zudem ist das Plasma des langsamen Sonnenwindes so dicht, daß dynamische Prozesse die meisten Parameter des Plasmas auf seinem Weg durch den interplanetaren Raum verändern. Deshalb ist es bei Messungen im langsamen Sonnenwind nur schwer möglich, Rückschlüsse auf mittelskalige Strukturen von der Größenordnung einiger Grad in der Korona zu ziehen.

Anders ist die Situation im schnellen Sonnenwind. Zwar sind die Beschleunigungsmechanismen noch nicht eindeutig geklärt (Pneuman, 1986), jedoch ist u. strittig, daß das Plasma aus der geöffneten Magnetfeldkonfiguration der Koronalöcher frei abströmen kann. Sollten sich innerhalb von schnellen Sonnenwindströmen räumliche Strukturen zeigen, könnten diese Überreste von Strukturen in Koronalöchern sein. Es erhebt sich die Frage, mit welcher Art von Strukturen man rechnen kann, und welche Größenordnung diese haben könnten.

In den ruhigen Gebieten ist die Sonnenatmosphäre auf mittleren Skalen regelmäßig strukturiert. Als erstes wären die Supergranulen zu nennen. Sie bilden ein System von Geschwindigkeitszellen in der Chromosphäre und der Übergangszone mit einer Lebensdauer von 24 bis 36 Stunden und typischen Durchmessern zwischen 20000 km und 30000 km (Worden und Simon, 1976). In ihren Zellen strömt Plasma von der Mitte der Zellen nach außen und drängt damit das Magnetfeld an die Ränder, so daß dort erhöhte Magnetfeldstärken gemessen werden. Die Ränder der Supergranulen mit einer durchschnittlichen Breite von $10''$ ($1''$ entspricht 725 km) (Reeves, 1976) stimmen mit dem chromosphärischen Netzwerk überein, das man in Spektroheliogrammen von Spektrallinien aus der Chromosphäre und der Übergangszone beobachten kann. Es erscheint als eine helle Struktur in den H- und K-Linien von

Ca II, in den Linien des Infrarot, im Kern der H_{α} -Linie und in UV- und EUV-Linien.

In den Supergranulen, die die Zwischenräume des Netzwerks bilden, ist die Intensität geringer als im Netzwerk (Zirin, 1988). In der Chromosphäre in Höhen mit Temperaturen zwischen $T = 10^4$ K (Ly_{α}) und $T = 2 \cdot 10^5$ K (O IV) bleibt die Struktur ziemlich unverändert, und das Netzwerk trägt 60 % bis 75 % zur Intensität bei. In größeren Höhen und damit bei höheren Temperaturen nimmt der Kontrast wieder ab. In einer Höhe mit der Temperatur $T = 7 \cdot 10^5$ K (Ne VIII) ist das Netzwerk nicht mehr gut zu sehen. Oberhalb davon verändert sich das Netzwerk abrupt: In den Koronalinien von Mg X und Si XII ist es nur noch sehr schwach zu erkennen (Reeves, 1976). Huber *et al.* (1974) fanden ab der oberen Chromosphäre einen Unterschied in der Intensität zwischen dem Netzwerk in ruhigen Gebieten und dem in Koronalöchern. Innerhalb von Koronalöchern scheint das Netzwerk schwächer zu sein und die Intensität insgesamt gleichmäßiger als außerhalb der Koronalöcher. Diese Unterschiede ergeben sich durch die unterschiedliche Strukturierung des Netzwerks in ruhigen Gebieten und in Koronalöchern.

Im Netzwerk der ruhigen Gebiete erscheinen kurzlebige, $1''$ bis $2''$ dünne Gasjets, die Spiculae, die von der Chromosphäre in die Korona hinaufschießen. Sie werden normalerweise im Licht der H_{α} -Linie in Höhen von 6000 km bis 10000 km beobachtet, aber auch in EUV-Linien in der Übergangszone. Hier tragen sie circa 20 % zur totalen Intensität der ruhigen Sonne bei (Withbroe und Mariska, 1976). Die Spiculae sind mit einer Temperatur von ungefähr 10^4 K kühler als ihre Umgebung und bewegen sich mit $25 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ bis $30 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ aufwärts. Der größte Teil des aufwärts schießenden Spiculaematerials muß theoretisch wieder in die Chromosphäre zurückkehren, um eine Übereinstimmung mit dem im Sonnenwind beobachteten Massenfluß zu erreichen. Tatsächlich wurden auch Abwärtsbewegungen an den Rändern der Supergranulen gemessen (Worden und Simon, 1976; Pneuman und Kopp, 1978). Spruit und Roberts (1983) und Spruit (1983) vermuteten, daß die Spiculae mit magnetischen Flußröhren (hier: *flux tubes*) verknüpft sind und nichtlineare Wellenbewegungen in der Flußröhre darstellen: Die Wellen müssen in der Photosphäre, dem Fußpunkt der Flußröhren, nur stark und schnell genug angeregt werden. Dann kann die Amplitude der Wellen rasch anwachsen, während sich die Wellen in der Röhre aufwärts bewegen, und, bei Erreichen der Schallgeschwindigkeit, können sie in nichtlineare longitudinale Bewegungen übergehen. Giovanelli und Beckers (1983) haben auch tatsächlich Wellen, vermutlich Alfvénwellen, nahe des Netzwerks in ruhigen Regionen beobachtet.

In den Koronalöchern, sowohl an den Polen als auch nahe des Äquators, werden in der Linie des He II bei $\lambda = 304 \text{ \AA}$ Makrospiculae beobachtet, die den H_{α} -Spiculae ähnlich sind (Bohlin *et al.*, 1975). Sie sind $5''$ bis $30''$ breit, schießen bis in Höhen von 40000 km und leben 5 bis 40 Minuten. Während H_{α} -Spiculae bei Temperaturen um

10^4 K entstehen, stammen die Makrospiculae aus größeren Höhen mit Temperaturen zwischen $5 \cdot 10^4$ K und $1.2 \cdot 10^5$ K, d. h. aus der obersten Chromosphäre bis hinauf in die unterste Übergangszone. Die Makrospiculae steigen mit Geschwindigkeiten bis zu $150 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ auf, wobei ein Aufweiten der Makrospiculae gemäß der Divergenz des Magnetfeldes beobachtet wird, und fallen danach entlang der gleichen magnetischen Achse wieder ab.

Eine weitere Besonderheit in den Koronalöchern sind die Polarstrahlen, im Englischen *Plumes* genannt. Sie sind im Aktivitätsminimum im Weißlicht die beherrschenden Strukturen an den Polen und scheinen sich ebenso wie H_{α} -Spiculae und Makrospiculae entlang der magnetischen Kraftlinien zu orientieren. Die von Koutchmy (1977) aufbereitete Aufnahme der Sonnenfinsternis vom 30. Juni 1973 zeigt diese

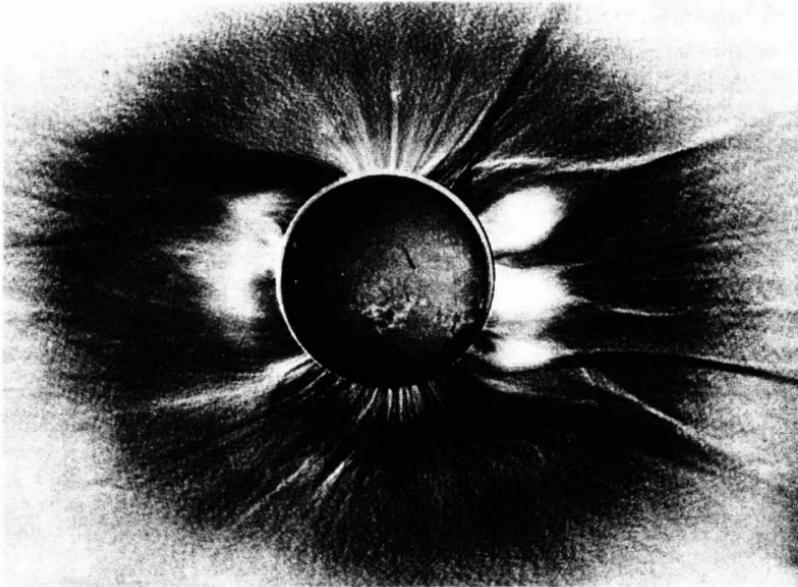


Abb. 3.2: Die von Koutchmy (1977) aufbereitete Aufnahme der Sonnenfinsternis vom 30. Juni 1973 zeigt neben den hellen Gebieten der aktiven Regionen, die sich in einem breiten Gürtel um den heliographischen Äquator herum befinden, die Polarstrahlen in den polaren Koronalöchern. Auf die die Sonne bedeckende dunkle Mondscheibe wurde später ein Bild der Sonne kopiert, das am gleichen Tag im Licht der H_{α} -Linie aufgenommen wurde. (Mit freundlicher Genehmigung von S. Koutchmy.)

besonders eindrucksvoll (Abb. 3.2). Sie sind mit magnetischen Strukturen im chromosphärischen Netzwerk verknüpft (Newkirk und Harvey, 1968). Im Weißlicht beobachtet, bilden die Polarstrahlen einen Kranz um das polare Koronaloach. Dagegen sind die im EUV- und weichen Röntgenlicht beobachteten Polarstrahlen im Koronaloach verteilt und mit bipolaren, stark magnetischen hellen Punkten (*bright points*) verbunden (Ahmad und Webb, 1978; Sornette *et al.*, 1980). Die Dichteverteilung in den *Plumes* entspricht einer Gaußverteilung. Ihre Breite nimmt mit der Höhe zu und liegt bei $R = 1.1 R_{\odot}$ bei etwa $2.35 - 2.75 \cdot 10^4$ km, was 1.8° bis 2.1° im heliographischen Koordinatensystem entspricht. Die Temperatur des Plasmas in den *Plumes* beträgt ungefähr 10^6 K (Ahmad und Webb, 1978). Einige Autoren vermuten, daß die *Plumes* die Quelle für den Sonnenwind in allen Koronaloachern sein könnten (Ahmad und Webb, 1978; Sornette *et al.*, 1980; Pneuman, 1986).

Mit zunehmender Höhe in der Korona ($1 - 3 R_{\odot}$) divergieren die Magnetfeldlinien, und entsprechend weiten sich die magnetischen Strukturen im Netzwerk auf. Der Gasdruck des Plasmas fällt stärker als der magnetische Druck, so daß der Kontrast zwischen dem Netzwerk und seinen Zwischenräumen kleiner wird und die Strukturen an Sichtbarkeit verlieren. In einem Modell von Gabriel (1976) für die Aufweitung der Magnetfeldlinien der Netzwerkstruktur von der Chromosphäre bis hinauf zur Korona wird das Plasma in der höheren Korona homogen, da sich das Magnetfeld gleichmäßig in der Korona ausbreiten kann. Eine vollständige Homogenisierung muß jedoch nicht der Fall sein, denn eine Diffusion des Plasmas quer zu den Magnetfeldlinien ist wegen der extrem hohen elektrischen Leitfähigkeit des Plasmas parallel zum Magnetfeld nahezu unwirksam. Unterschiede zwischen den einzelnen mittelskaligen magnetischen Strukturen könnten erhalten bleiben und den Beschleunigungsprozeß im Koronaloach überstehen, so daß sie sich in den interplanetaren Raum fortpflanzen und selbst im schnellen Sonnenwind erkennbar bleiben könnten.

Die Idee, daß auch das interplanetare Magnetfeld strukturiert ist, geht auf die 60er Jahre zurück (Parker, 1963; McCracken und Ness, 1966; Ness *et al.*, 1966; Burlaga und Ness, 1968; Siscoe *et al.*, 1968). Danach sollten Flußröhren (*flow tubes*) mit kleinen Unterschieden im Plasma im interplanetaren Raum nebeneinander liegen und durch Diskontinuitäten im Magnetfeld voneinander getrennt sein. Sie sollten vom radial abströmenden Sonnenwind mitgenommen werden, aber entsprechend der Rotation der Sonne der Form von Archimedischen Spiralen folgen. Dieses Szenario wurde anschaulich mit dem Begriff „Spaghetti-Modell“ beschrieben, in dem die Spaghetti-Nudeln den Flußröhren entsprechen sollten. Zu Beginn der 70er Jahre begann sich jedoch die Vorstellung durchzusetzen, der Sonnenwind und das mitgenommene Magnetfeld seien zwar diskontinuierlich, also von Diskontinuitäten durchsetzt, aber nicht durch Flußröhren strukturiert (Burlaga, 1972). Die Betrachtung von Fluk-

tuationen und Turbulenz im Sonnenwind im Sinne der MHD-Theorie trat mehr in den Vordergrund.

In der vorliegenden Arbeit soll die Idee der im interplanetaren Raum nebeneinander liegenden Flußröhren wieder aufgegriffen und überprüft werden. Die Flußröhren mögen in ihren charakteristischen Plasmeeigenschaften, entsprechend den unterschiedlichen Quellen in der unteren Sonnenatmosphäre, leicht variieren. An ihren Rändern können sich Dichte, Geschwindigkeit und Temperatur des Plasmas sowie die Magnetfeldstärke abrupt ändern. Aus Stabilitätsgründen sollte aber der Gesamtdruck von Flußröhre zu Flußröhre konstant bleiben. Das bedeutet, daß Änderungen im Gasdruck durch entgegengesetzte Änderungen im magnetischen Druck ausgeglichen werden müssen. Wäre dies nicht der Fall, würden die Flußröhren zu größeren Einheiten verschmelzen.

Bei der Untersuchung der Plasmeeigenschaften des Sonnenwindes kommt der Dichte der Ionen eine besondere Bedeutung zu, da die relativen Häufigkeiten der Ionen schon in der oberen Chromosphäre und Korona eingefroren werden und im interplanetaren Raum nicht mehr beeinflusst werden können (Geiss, 1985). Dagegen werden andere Parameter wie die lokale Magnetfeldkonfiguration oder die Verteilungsfunktionen der Ionen durch dynamische Prozesse durchaus verändert und zwar um so mehr, je größer der Abstand zur Sonne wird.

Die zu erwartenden räumlichen Strukturen, die sich durch Modulationen in der Dichte, Geschwindigkeit und Temperatur des Sonnenwindplasmas und im Magnetfeld auszeichnen können, werden unterschiedliche räumliche Ausdehnungen haben, wenn man sie bei verschiedenen Abständen von der Sonne sucht, da die Strukturen sich mit zunehmendem radialen Abstand gemäß der sphärischen Geometrie aufweiten. Ein abstandsunabhängiges Maß ist die Raumwinkelausdehnung. Entsprechend der Ausdehnung der oben erwähnten magnetischen Strukturen in der Korona bei $1.1 R_{\odot}$ werden Modulationen in der Größenordnung von 1.8° bis 2.1° in schnellen Sonnenwindströmen erwartet unter der Voraussetzung, daß sich die Koronalöcher wie im sphärisch-symmetrischen Fall aufweiten.

Auf Bildern von Sonnenfinsternissen wie auf jenem vom 30. Juni 1973 in Abb. 3.2 wird jedoch deutlich, daß sich Koronalöcher an den Polen in einem bestimmten Abstandsbereich in der unteren Korona stärker aufweiten als im sphärisch-symmetrischen Fall. Der geometrische Querschnitt einer gegebenen Flußröhre nimmt in diesem Gebiet stärker als mit R^2 zu. Munro und Jackson (1977) bestimmten die Geometrie des nördlichen polaren Koronalochs vom 2. Juli 1973 und ermittelten eine dreidimensionale Dichteverteilung. Zwischen $2 R_{\odot}$ und $3 R_{\odot}$ weitete sich das Koronaloch stärker auf als für den sphärisch-symmetrischen Fall, wobei der Aufweitungsfaktor

AF bei $3 R_{\odot}$ maximal war und einen Faktor 7 ausmachte. Außerhalb von $3 R_{\odot}$ war die Aufweitung wieder radial (AF = 1). Die ermittelten Geschwindigkeiten des ausströmenden Plasmas betragen bei $2 R_{\odot}$ $v = 86 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ (subalfvénisch) und bei $5 R_{\odot}$ $v = 451 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ (superalfvénisch), so daß der Alfvénische kritische Radius ihrer Schätzung nach zwischen $2.2 R_{\odot}$ und $3 R_{\odot}$ lag für Koronatemperaturen zwischen $1 \cdot 10^6 \text{ K}$ und $2.5 \cdot 10^6 \text{ K}$.

Die starke Divergenz der Magnetfeldlinien in der unteren Korona scheint bedeutsam für den Beschleunigungsprozeß des Sonnenwindplasmas zu sein. Grundsätzlich ist eine koronale Expansion entlang jeder magnetischen Flußröhre, die in den interplanetaren Raum geöffnet ist, möglich. Kopp und Holzer (1976) konnten zeigen, daß nur die Flußröhren, die sich schnell genug öffnen, zu einer superalfvénischen Expansion des Plasmas mit niedriger Dichte führen. Die zunehmende Divergenz der Magnetfeldlinien beschleunigt den Sonnenwind in der unteren Korona stärker als radial divergierende Magnetfelder. In ihrem Modell war die Divergenz bei $R = (1.5 \pm 0.1) R_{\odot}$ am größten, und AF = 7.5 (Abb. 3.3). Oberhalb von $4.5 R_{\odot}$ war der Plasmafluß radial und superalfvénisch. Allerdings konnte ihr Modell nicht die beobachteten hohen Plasmageschwindigkeiten bei 1 AE wiedergeben.

Steinolfson und Tandberg-Hanssen (1977) erweiterten das polytrope Modell von Kopp und Holzer durch den Zusatz von Wärmeleitung und nahmen nichtradiale Expansion zwischen $1 R_{\odot}$ und $2 R_{\odot}$ an. Ab $2 R_{\odot}$ sollte das Plasma radial abströmen. Ihre Ergebnisse stimmten besser mit den beobachteten Werten bei 1 AE überein. Sie vermuteten, daß die restliche Diskrepanz durch Hinzunahme des Alfvénwellendrucks noch mehr reduziert, wenn nicht gar beseitigt werden könnte.

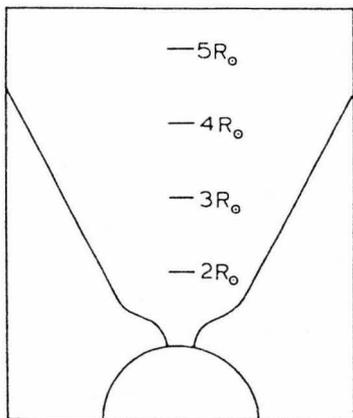


Abb. 3.3: Querschnitt eines zylinder-symmetrischen Koronalochs, dessen Aufweitungsfaktor AF zwischen $R = 1.4 R_{\odot}$ und $R = 1.6 R_{\odot}$ mit AF = 7.5 am größten ist. Die Winkelausdehnung des Koronalochs bei $R = 1 R_{\odot}$ beträgt 20° (Kopp und Holzer, 1976).

Levine *et al.* (1977) berechneten aus der Messung des photosphärischen Magnetfeldes und der beobachteten Verteilung der Koronalöcher das Magnetfeld in der Korona. Sie erhielten folgende Werte für den Aufweitungsfaktor der Magnetfeldlinien: $10 \leq AF \leq 100$ zwischen $1.3 R_{\odot}$ und $2.6 R_{\odot}$. Dabei stellten sie fest, daß die schnellen Sonnenwindströme mit solchen offenen Magnetfeldstrukturen assoziiert sind, die am wenigsten divergieren. Diese sind in der Mitte der Koronalöcher zu finden. Wahrscheinlich behindern sich hier die benachbarten Flußröhren bei der nichtradialen Aufweitung stärker als am Rand, wo die beobachtete Divergenz am größten ist. Dies paßt gut zu den Ergebnissen von Eselevich und Filippov (1986), die für ihr Modell eine nichtradiale Divergenz $AF(R) > 1$ für den Bereich $R < (3 - 4) R_{\odot}$ annahmen. Bei einer Divergenz $AF = 8$ bis $AF = 9$ erhielten sie Sonnenwindgeschwindigkeiten von $750 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$. Wurde die Divergenz noch mehr erhöht, nahm die Sonnenwindgeschwindigkeit ab. Für $AF = 20$ wurde nur noch eine Geschwindigkeit von $450 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ erzielt.

Die Modellrechnungen besonders von Levine *et al.* (1977) und von Eselevich und Filippov (1986) lassen daher vermuten, daß die Ausdehnung der zu erwartenden Strukturen in schnellen Sonnenwindströmen mindestens von der Größenordnung 1.8° bis 2.1° sein werden.

4 Alfvénische Fluktuationen im Sonnenwind

Wie am Ende von Kapitel 3 ausgeführt wurde, soll in den Plasmaparametern der schnellen Sonnenwindströme und deren Magnetfeld nach Besonderheiten gesucht werden, die Hinweise auf räumliche Strukturen geben können. Diese Besonderheiten können sich durch Fluktuationen in den Plasmaparametern und im Magnetfeld äußern. Bei der Interpretation von Fluktuationen besonders im schnellen Sonnenwind muß aber der Einfluß von Alfvénwellen, oder besser: Alfvénischen Fluktuationen, auf die Protonengeschwindigkeit und das Magnetfeld beachtet werden. Da Alfvénische Fluktuationen Perioden bis zu 15 Stunden haben können (Bruno *et al.*, 1985), und dies schon im Bereich der Zeitskala der erwarteten Fluktuationen durch räumliche Strukturen liegt, können Alfvénische Fluktuationen das Auffinden der Strukturen erschweren.

Einen guten Überblick über die MHD-Theorie und über frühere Analysen von Alfvénischen Fluktuationen geben Hollweg (1975) und Barnes (1979). Hier soll nur eine kurze Beschreibung der Zusammenhänge im Hinblick auf die Datenauswertung der vorliegenden Arbeit gegeben werden. Es werden Kriterien zur Identifikation der Alfvénischen Fluktuationen beschrieben und eine Methode dargestellt, wie der Einfluß der Alfvénwellen auf die beobachtete Protonengeschwindigkeit eliminiert werden kann. Die so korrigierte Protonengeschwindigkeit zeigt dann einen ähnlichen Verlauf wie die α -Teilchen-Geschwindigkeit. Um Informationen darüber zu erhalten, in welchem Periodenbereich die Alfvénischen Fluktuationen das Sonnenwindplasma beeinflussen, werden die spektralen Dichten der beobachteten und der korrigierten Protonengeschwindigkeit und der beobachteten α -Teilchen-Geschwindigkeit eines schnellen Sonnenwindstroms berechnet und mit den spektralen Dichten der beobachteten Protonen- und α -Teilchen-Geschwindigkeit eines langsamen Sonnenwindstroms verglichen.

Auch nach der Eliminierung des Einflusses der Alfvénwellen auf die Protonengeschwindigkeit verbleibt eine Differenz zwischen den Beträgen der Geschwindigkeiten: Die α -Teilchen bewegen sich schneller als die Protonen. Der Betrag der Differenzgeschwindigkeit ist mit dem Betrag der lokalen Alfvéngeschwindigkeit verknüpft und nimmt mit wachsendem Abstand von der Sonne ab (Marsch *et al.*, 1981a; Neugebauer, 1981). Da die Abstandsabhängigkeit der Differenzgeschwindigkeit bisher nur mit der beobachteten, von Alfvénischen Fluktuationen beeinflussten Protonengeschwindigkeit gewonnen wurde, bietet sich hier die Möglichkeit, die Abstandsabhängigkeit genauer zu ermitteln. Sie kann Aufschluß über die unterschiedliche Beschleunigung von Protonen und α -Teilchen in Sonnennähe geben.

4.1 Eigenschaften von Alfvénwellen und Beobachtung von Alfvénischen Fluktuationen im Sonnenwind

Allgemeine Alfvénwellen haben folgende Eigenschaften (Behannon und Burlaga, 1981):

1. Das Magnetfeld \mathbf{B} kann als die Summe einer ungestörten Komponente \mathbf{B}_0 und einer durch die Alfvénwellen verursachten Störung $\delta\mathbf{B}$ geschrieben werden:

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \delta\mathbf{B}. \quad (4.1)$$

Es gilt:

$$|\mathbf{B}| \equiv B = |\mathbf{B}_0 + \delta\mathbf{B}| = \text{konstant.} \quad (4.2)$$

Es treten also keine Fluktuationen im Betrag des Magnetfeldes auf.

2. Die Alfvénwellen bewegen sich entlang des Magnetfeldes \mathbf{B}_0 mit der Alfvén-geschwindigkeit

$$v_A = \pm \frac{B_0}{\sqrt{4\pi\rho_0}}, \quad (4.3)$$

wobei ρ_0 die konstante, mittlere Plasmadichte ist.

3. Die Störung des Magnetfeldes durch die Alfvénwellen ist gekoppelt mit einer Störung in der Plasmageschwindigkeit:

$$\delta\mathbf{v} = \pm \frac{v_A}{B_0} \delta\mathbf{B}. \quad (4.4)$$

Das Minuszeichen gilt für Wellen, die sich entlang des mittleren, auswärts gerichteten Magnetfeldes auswärts bewegen. $\delta\mathbf{v}$ und $\delta\mathbf{B}$ sind in diesem Fall antiparallel zueinander, und der Korrelationskoeffizient

$$r = \frac{\langle \delta\mathbf{v} \cdot \delta\mathbf{B} \rangle}{\sqrt{\langle \delta v^2 \rangle \cdot \langle \delta B^2 \rangle}} \quad (4.5)$$

ist gleich -1 . Gleichung (4.4) läßt sich auch schreiben

$$\delta\mathbf{v} = \pm \frac{\delta\mathbf{B}}{\sqrt{4\pi\rho_0}}. \quad (4.6)$$

Wenn man die Anisotropie des Plasmas mitberücksichtigt (Marsch *et al.*, 1981b), gilt:

$$\delta\mathbf{v} = \pm A \cdot \frac{\delta\mathbf{B}}{\sqrt{4\pi\rho_0}} \quad (4.7)$$

mit

$$A = \sqrt{1 - \frac{4\pi}{B^2}(P_{\parallel} - P_{\perp})}.$$

Hierbei sind P_{\parallel} und P_{\perp} die totalen Plasmadrücke parallel und senkrecht zum Magnetfeld. Für viele Datenanalysen und theoretische Betrachtungen wird A gleich eins gesetzt, obwohl A meist Werte zwischen 0.9 und 1.0 annimmt (Marsch und Richter, 1984b).

4. Sowohl Alfvénwellen großer Amplitude ($\delta\mathbf{B} \approx \mathbf{B}_0$) als auch Alfvénwellen kleiner Amplitude ($\delta\mathbf{B} \ll \mathbf{B}_0$) genügen einer linearen Wellengleichung (Behannon und Burlaga, 1981; Marsch und Mangeney, 1987).
5. Die Alfvénwellen können zusätzlich bzgl. der Anzahl der Richtungen, in welchen $\delta\mathbf{B}$ um einen bestimmten Punkt fluktuiert, charakterisiert werden (Behannon und Burlaga, 1981; Bavassano *et al.*, 1981). Bei den dreidimensionalen $\delta\mathbf{B}$ -Störungen, die als allgemeine Alfvénwellen bezeichnet werden, bewegt sich $\delta\mathbf{B}$ in allen drei Richtungen. Die zweidimensionalen $\delta\mathbf{B}$ -Störungen werden transversale Alfvénwellen genannt. \mathbf{B} fluktuiert in einer Ebene, und $\delta\mathbf{B}$ steht senkrecht auf \mathbf{B}_0 , so daß die Parallelkomponente von $\delta\mathbf{B}$ gleich Null ist. Eindimensionale $\delta\mathbf{B}$ -Störungen sind linear polarisierte Wellen kleiner Amplituden. Die Störung $\delta\mathbf{B}$ ist sehr klein, und \mathbf{B} ist nahezu parallel zu \mathbf{B}_0 .
6. Die transversalen und linear polarisierten Alfvénwellen unterliegen im stoßfreien Plasma keiner Dämpfung (Hollweg, 1975; Barnes, 1979).

Mit den ersten Messungen im Sonnenwind 1962 konnte die Vermutung bestätigt werden, daß sich hydromagnetische Wellen im Sonnenwindplasma ausbreiten können. Coleman (1966; 1967) untersuchte die beobachteten Fluktuationen in Plasmageschwindigkeit und Magnetfeld und fand hohe Werte für die Korrelation zwischen $\delta\mathbf{v}$ und $\delta\mathbf{B}$ (Gleichung (4.5)). Er verglich die beobachteten Fluktuationen mit Fluktuationen, die hydromagnetische Wellen im interplanetaren Raum produzieren würden, und schloß aus den Ergebnissen, daß es sich bei den Fluktuationen um Alfvénwellen und schnelle magnetoakustische Wellen handelte, die hauptsächlich von der Sonne weg propagierten.

Belcher und Davis (1971) kamen mit Plasma- und Magnetfelddaten der Sonde Mariner 5 aus dem Jahre 1967 zu ähnlichen Ergebnissen. Sie untersuchten das Vorhandensein von Alfvénwellen in Abhängigkeit von der großräumigen Sonnenwindstruktur und fanden die reinsten Beispiele von Alfvénwellen im Sinne von Gleichung (4.6) in schnellen Sonnenwindströmen und an deren nachfolgenden abfallenden Rändern. Alfvénwellen mit den größten Amplituden, aber auch mit großen Beimischungen nichtalfvénischer Fluktuationen, traten in Kompressionsgebieten auf, jenen

Regionen, in denen schnelles Sonnenwindplasma auf langsames stößt. Im langsamen Sonnenwind fanden sie ebenfalls auswärts propagierende Alfvénwellen, aber diese Alfvénwellen hatten kleine Amplituden und waren weniger rein, d. h. sie waren mit Strukturen vermischt, die nicht wellenähnlich und vielleicht statisch waren.

Burlaga und Turner (1976) hatten für ihre Auswertung Daten der Sonde Imp 1 (Explorer 43) für den Zeitraum März bis April 1971 zur Verfügung. Die meisten der beobachteten Fluktuationen hatten die Eigenschaften von Alfvénwellen großer Amplitude. Ihre Studie bzgl. des Korrelationskoeffizienten ergab, daß ein Korrelationskoeffizient $|r| > 0.6$ eine genügend hohe Signifikanz für Korrelationen erzielt. Bei 78 % der beobachteten Wellen ergab sich ein Wert für $|r|$ nahe 1.0. Diese Wellen breiten sich von der Sonne weg aus. Die Tatsache, daß $|r|$ meist kleiner als 1.0 ist, kann zwei Gründe haben: Einmal ist die Genauigkeit der Daten begrenzt. Die Korrelation erhöht sich, wenn man mit gemittelten Daten rechnet anstatt mit ungemittelten, bei denen zu jedem Zeitpunkt nur eine Stichprobe des jeweiligen Plasmazustandes gemessen wird (Denskat, 1982). Zum zweiten können Wellen, deren Ausbreitung zur Sonne hin gerichtet ist, den Wert für $|r|$ reduzieren und so eine geringere Korrelation vortäuschen. Ein zusätzliches Kriterium für die Korrelationsrechnungen von Burlaga und Turner (1976) war die Bedingung $\delta B/B < 0.2$, die für 85 % der beobachteten Zeit galt. Das bedeutet, daß der Magnetfeldbetrag nicht konstant war, im Widerspruch zu Gleichung (4.2).

Denskat (1982) untersuchte systematisch mit den Daten der Helios-Sonden Alfvénische Fluktuationen zwischen 0.3 AE und 1 AE. Er kam zu ähnlichen Ergebnissen bzgl. der Abhängigkeit von der Sonnenwindstruktur wie Belcher und Davis (1971). Im schnellen Sonnenwind fand er eine starke Korrelation bzw. Antikorrelation zwischen den Fluktuationen in Plasmageschwindigkeit und Magnetfeld. Die meiste Zeit war das Plasma unter dem Einfluß von Alfvénischen Fluktuationen, d. h. die Richtungsfuktuationen waren groß, aber der Magnetfeldbetrag B war ungefähr konstant. Im Kompressionsgebiet waren δv und δB kaum korreliert, dafür zeigten sich große Schwankungen in der Dichte und in der Magnetfeldstärke. Der Anteil magnetoakustischer Wellen war groß. Im langsamen Sonnenwind gab es ebenfalls Fluktuationen in δv und δB , aber selten über einen längeren Zeitraum deutlich korreliert oder antikorreliert. Zudem war der Magnetfeldbetrag nicht konstant.

Die untere Periodengrenze für Alfvénische Fluktuationen liegt bei der Protonen-gyroperiode, d. h. eine Sekunde bei 0.3 AE und zehn Sekunden bei 1 AE. Als obere Grenze für die Perioden auftretender Alfvénischer Fluktuationen gab Denskat (1982) 11.5 Stunden an, was zum Teil auch an der Art der Datenanalyse lag. Seine untersuchten Datensätze waren nicht länger als 12 Stunden. Bruno *et al.* (1985) fanden bei der Untersuchung langperiodischer Alfvénischer Fluktuationen Perioden bis zu

15 Stunden (im Bezugssystem der Sonde) bei 0.3 AE. Das entspricht einer Wellenlänge von 0.3 AE, was fast schon der azimutalen Ausdehnung des beobachteten schnellen Stroms von 0.4 AE gleichkam. Es liegt die Vermutung nahe, daß die langperiodischen Alfvénischen Fluktuationen in starke Wechselwirkung mit der großräumigen Sonnenwindstruktur treten und schnell ihren alfvénischen Charakter verlieren. In der Tat fanden Bruno *et al.* (1985) bei 0.87 AE als größte Wellenlänge nur noch 0.1 AE.

Aus den Beobachtungen läßt sich schließen, daß Alfvénische Fluktuationen nahezu transversal verlaufen, also den Merkmalen allgemeiner und transversaler Alfvénwellen am nächsten kommen (Behannon und Burlaga, 1981; Denskat, 1982). Zusammengefaßt ergeben sich beim Vergleich der beobachteten Fluktuationen mit den von der Theorie beschriebenen Alfvénwellen einige Abweichungen:

1. Der Magnetfeldbetrag B ist nicht konstant; er fluktuiert (Burlaga und Turner, 1976; Denskat und Burlaga, 1977).
2. Alfvénische Fluktuationen sind nicht ganz planare Wellen (Denskat und Neubauer, 1982).
3. Innerhalb von Sonnenwindströmen, die von Alfvénischen Fluktuationen beeinflusst werden, befinden sich Richtungskontinuitäten des Magnetfeldes und statische Strukturen (Belcher und Davis, 1971), die eventuell sogar mit ihnen wechselwirken (Denskat und Burlaga, 1977).
4. Alfvénische Fluktuationen werden auf dem Weg von 0.3 AE bis 1 AE gedämpft (Bavassano *et al.*, 1982; Bruno *et al.*, 1985).

Schon Belcher und Davis (1971) vermuteten, daß die Alfvénischen Fluktuationen, die mitten in den schnellen Sonnenwindströmen beobachtet werden, hauptsächlich solaren Ursprungs seien. Die Tatsache, daß vor allem auswärts laufende Wellen beobachtet werden, deutet darauf hin. Vermutlich entstehen die MHD-Wellen durch die Bewegungen in der solaren Konvektionszone. Sie passieren die Chromosphäre und Korona, wobei sie möglicherweise zur Heizung dieser Atmosphärenschichten beitragen. Sofern sie ungedämpft bleiben, können die auswärts laufenden MHD-Wellen den Alfvénischen kritischen Radius überwinden und sich in den interplanetaren Raum fortpflanzen. Magnetoakustische Wellen werden schnell im stoßfreien Sonnenwindplasma gedämpft, während die Alfvénwellen ungedämpft bleiben (Hollweg, 1975; Barnes, 1979).

Neuere Untersuchungen von Helios-Daten zwischen 0.3 AE und 1 AE (Luttrell und Richter, 1988) und von Voyager-Daten zwischen 1 AE und 11 AE (Roberts *et al.*,

1987a) zeigen, daß es auch einwärts laufende Alfvénische Fluktuationen gibt, deren Häufigkeit mit wachsendem Abstand von der Sonne zunimmt. Diese Fluktuationen können nur im interplanetaren Raum erzeugt worden sein. Ein Erzeugungsmechanismus wurde schon von Coleman (1968) vorgeschlagen, der vermutete, daß alle Alfvénischen Fluktuationen, auch auswärts propagierende Fluktuationen, durch Scherung an Plasmaströmen unterschiedlicher Geschwindigkeit entstehen.

Roberts *et al.* (1987b) zeichnen nach einer Studie von Daten der Helios- und Voyager-Mission zwischen 0.3 AE und 20 AE folgendes Bild über die Entstehung und Ausbreitung Alfvénischer Fluktuationen: Die Sonne erzeugt einen breiten Periodenbereich von auswärts propagierenden Fluktuationen. Stromscherungen im interplanetaren Raum erzeugen zusätzliche Fluktuationen, die sowohl zur Sonne hin als auch von der Sonne weg laufen. Mit wachsender Dominanz der kinetischen Energie über die magnetische Energie mit zunehmendem Abstand von der Sonne verschwinden zunächst Fluktuationen großer Skalen. Dies steht im Einklang zu den Ergebnissen von Bruno *et al.* (1985). Eine turbulente Kaskade bewirkt die Verschiebung der Fluktuationen zu kleineren Perioden (Tu *et al.*, 1984). Diese Effekte wirken sich besonders in Kompressionsgebieten und Regionen mit großen Geschwindigkeitsgradienten aus. Dagegen bleiben in den nachfolgenden, abfallenden Rändern von schnellen Sonnenwindströmen die Alfvénischen Fluktuationen recht lange unberührt von diesen Prozessen. Dies berechtigt zu der Hoffnung, den Einfluß von Alfvénischen Fluktuationen auf die Protonengeschwindigkeit in diesem Teil der Sonnenwindströme reduzieren zu können, wie im nächsten Abschnitt dargestellt werden soll.

4.2 Eliminierung des Einflusses der Alfvénwellen auf die Protonengeschwindigkeit

Die Alfvénischen Fluktuationen bewirken starke Störungen in den Komponenten des Magnetfeldes und der Protonengeschwindigkeit. Während der Magnetfeldbetrag ungefähr konstant bleibt, variiert der Betrag der Protonengeschwindigkeit sehr stark, und Fluktuationen, die durch eventuell vorhandene räumliche Strukturen hervorgerufen werden, werden verwischt oder verdeckt.

Unter der vereinfachenden Annahme, daß die Alfvénwellen den hauptsächlichen Anteil der Alfvénischen Fluktuationen im schnellen Sonnenwind ausmachen und diese nur auswärts propagieren, kann folgende Methode zur Eliminierung des Einflusses der Alfvénwellen auf die Protonengeschwindigkeit angewendet werden (Thieme *et al.*, 1988; 1989b): Analog zu Gleichung (4.1) setzt sich die beobachtete Protonengeschwindigkeit v_p aus einem ungestörten Teil v_{pk} und einem durch Alfvénwellen

gestörten Anteil $\Delta \mathbf{v}_A$ zusammen:

$$\mathbf{v}_p = \mathbf{v}_{pk} + \Delta \mathbf{v}_A. \quad (4.8)$$

Die Protonengeschwindigkeit \mathbf{v}_p wurde gemessen, und $\Delta \mathbf{v}_A$ kann aus der Alfvénischen Korrelation (Gleichung (4.6)) abgeleitet werden:

$$\Delta \mathbf{v}_A = \pm \frac{\Delta \mathbf{B}}{\sqrt{4\pi\rho}} \quad (4.9)$$

mit $\Delta \mathbf{B} = \mathbf{B} - \langle \mathbf{B} \rangle$, wobei \mathbf{B} der Magnetfeldvektor und $\langle \mathbf{B} \rangle$ der Mittelwert über alle N Daten des jeweils benutzten Datensatzes ist. Bei genauer Untersuchung des Einflusses der Plasmadichte $\rho = m_p n_p + m_\alpha n_\alpha$ auf Gleichung (4.9) stellte sich heraus, daß die Plasmadichte für die Berechnung von $\Delta \mathbf{v}_A$ nicht konstant zu sein braucht (siehe Bemerkung zu Gleichung (4.3)).

Abb. 4.1 zeigt einen Ausschnitt aus einem schnellen Sonnenwindstrom, der von Helios 1 im Januar 1975 bei einem radialen Abstand von der Sonne von 0.87 AE gemessen wurde und einen Zeitraum von fast zwei Tagen umfaßt. Da nicht alle 40.5 s ein Energie-pro-Ladungs-Spektrum gemessen wurde, enthalten die Daten kleine Lücken, die umgangen wurden, indem über zehn 40.5-Sekunden-Intervalle gemittelt wurde. Das kleinste Zeitintervall beträgt also 6.75 Minuten. Der Magnetfeldbetrag $|\mathbf{B}|$, die Geschwindigkeit v_p und v_α der Protonen und der α -Teilchen, die Fluktuationen $\delta \mathbf{v}_p$ und $\delta \mathbf{B}$ in den Komponenten der Protonengeschwindigkeit und des Magnetfeldes sowie die Dichte n_p und n_α von Protonen und von α -Teilchen sind als Funktion der Zeit und der Carrington-Länge aufgetragen. Der Magnetfeldbetrag ist einigermaßen konstant und liegt im Mittel bei 6.1 nT. Die mittlere Abweichung vom mittleren Magnetfeld $\delta B/B$ beträgt 0.12. In der Geschwindigkeit von Protonen und α -Teilchen (gepunktete Kurve) zeigen sich die Unterschiede, wie sie typisch für den schnellen Sonnenwind sind. Die Protonengeschwindigkeit variiert sehr stark unter dem Einfluß von Alfvénischen Fluktuationen, während die α -Teilchen-Geschwindigkeit davon ungestört scheint. Die α -Teilchen scheinen auf den Alfvénischen Fluktuationen zu „surfen“ (Marsch *et al.*, 1982a). Die Fluktuationen in den x-, y- und z-Komponenten der Protonengeschwindigkeit und des Magnetfeldes (gepunktete Kurven) sind deutlich antikorreliert, d. h. das in diesem Fall nach außen gerichtete Magnetfeld wird stark von auswärts propagierenden Alfvénischen Fluktuationen beeinflusst. Die Dichte der Protonen und α -Teilchen (gepunktete Kurve) ist fast konstant, und die α -Teilchen-Dichte liegt bei 4.3 % der Protonendichte.

Die gute Korrelation zwischen $\delta \mathbf{v}_p$ und $\delta \mathbf{B}$ wird nochmals in Abb. 4.2 deutlich, in der die Korrelationskoeffizienten r_x , r_y und r_z für die Komponenten von $\delta \mathbf{v}_p$ und

Carrington-Länge (Grad)

80

70

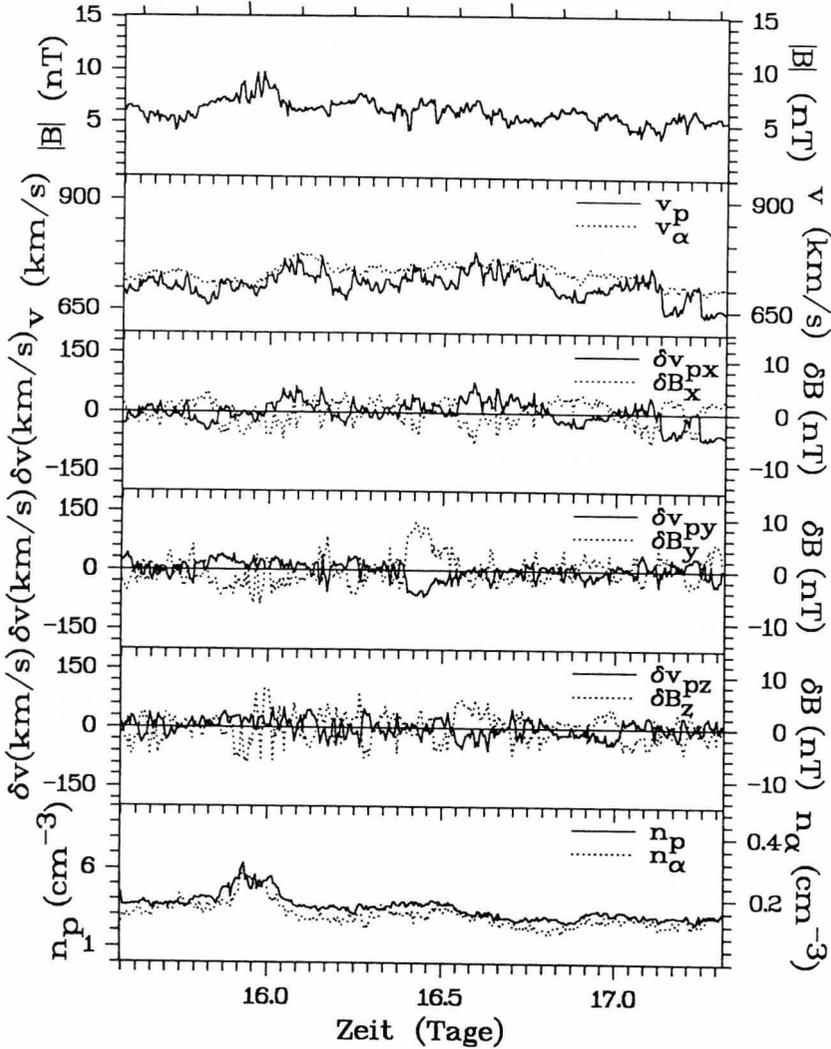


Abb. 4.1: Ausschnitt aus einem schnellen Sonnenwindstrom zwischen dem 15. Januar 1400 UT und dem 17. Januar 0732 UT 1975, gemessen von Helios 1 zwischen 0.88 AE und 0.87 AE. Der Magnetfeldbetrag, die Geschwindigkeit von Protonen und α -Teilchen, die Fluktuationen in den Komponenten der Protonengeschwindigkeit und des Magnetfeldes sowie die Dichte von Protonen und α -Teilchen sind als Funktion der Zeit und der Carrington-Länge aufgetragen.

δB über der Zeit aufgetragen sind. Um den Wert für einen Korrelationskoeffizienten zu erhalten, wurden jeweils zehn Datenpunkte zusammengefaßt. Da das Magnetfeld nach außen gerichtet ist, sind die Korrelationskoeffizienten negativ, wenn die Fluktuationen in Geschwindigkeit und Magnetfeld antiparallel zueinander sind (Gleichung (4.5)). Die gepunkteten Linien bei ± 0.6 stellen die Grenzlinien für die Güte der Korrelation dar. Bis auf ein Intervall sind alle Koeffizienten größer $|0.6|$, was als Auswahlkriterium für gute Korrelation benutzt wird (Burlaga und Turner, 1976).

Um den Unterschied in den Plasmametern des schnellen Sonnenwindes und des langsamen Sonnenwindes zu verdeutlichen, ist in Abb. 4.3 ein Ausschnitt aus einem Strom des langsamen Sonnenwindes dargestellt. Er wurde von Helios 1 kurz nach dem in Abb. 4.1 gezeigten schnellen Sonnenwindstrom gemessen, also bei vergleichbarem Abstand von der Sonne. Um die Zeitskalen vergleichen zu können, wurde auch hier ein Ausschnitt von fast zwei Tagen gewählt. Der Magnetfeldbetrag $|B|$ fluktuiert wesentlich stärker, und die mittlere Abweichung vom mittleren Magnetfeld

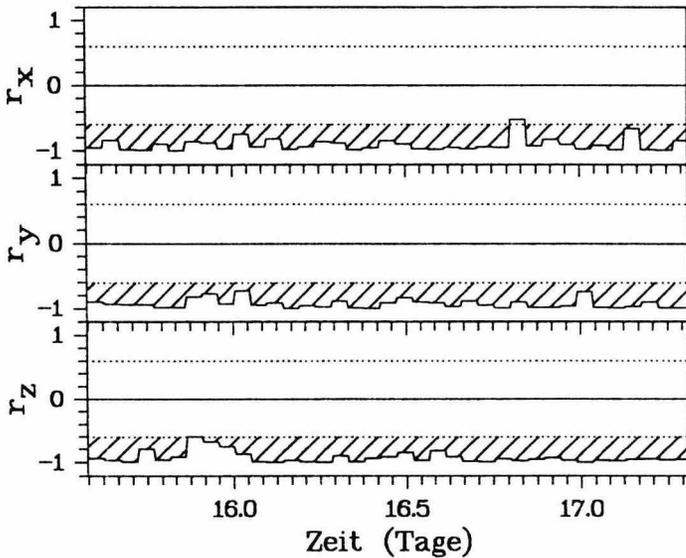


Abb. 4.2: Korrelation zwischen den x-, y- und z-Komponenten der Fluktuationen in der Protonengeschwindigkeit und dem Magnetfeld für den Datensatz aus Abb. 4.1. Gute Korrelationswerte liegen über 0.6 bzw. unter -0.6.

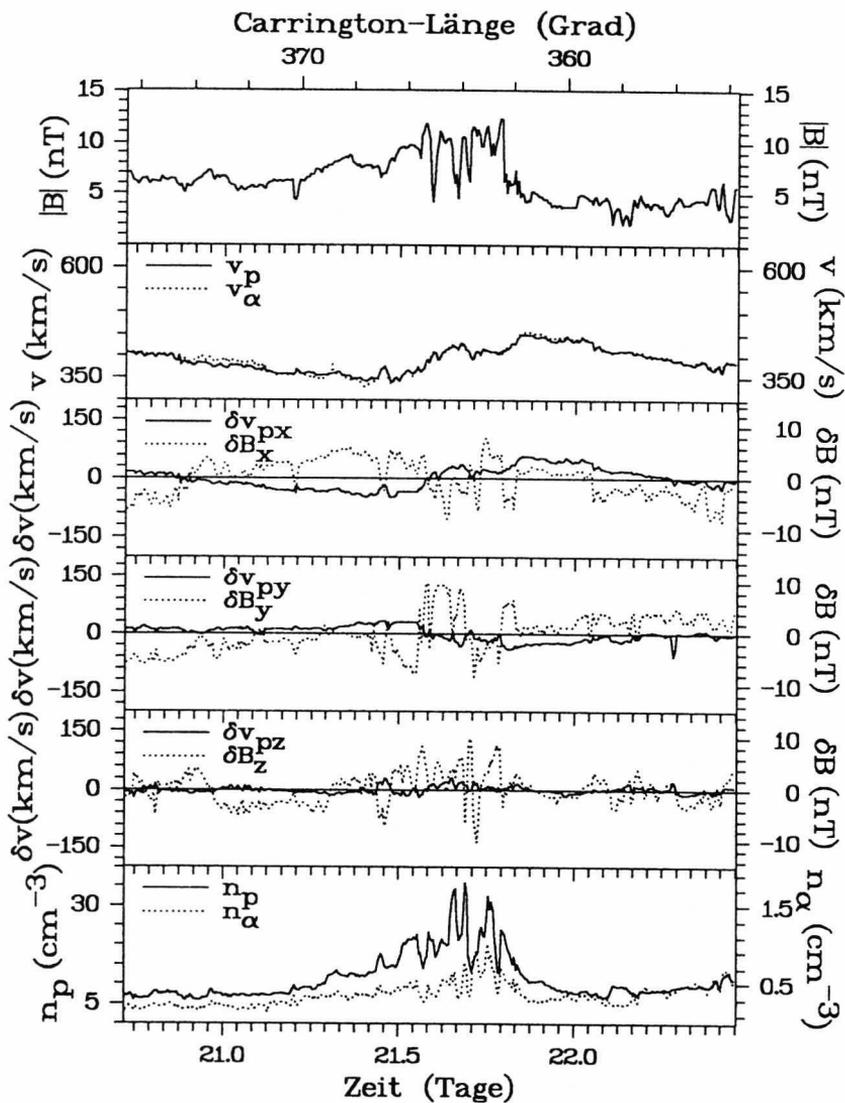


Abb. 4.3: Ausschnitt aus einem langsamen Sonnenwindstrom zwischen dem 20. Januar 1722 UT und dem 22. Januar 1055 UT 1975, gemessen von Helios 1 zwischen 0.85 AE und 0.83 AE. Die aufgetragenen Parameter sind die gleichen wie in Abb. 4.1.

$\delta B/B$ beträgt 0.28. Dagegen verlaufen die Geschwindigkeiten v_p und v_α von Protonen und von α -Teilchen viel gleichmäßiger als in Abb. 4.1 und sind nahezu gleich. Die Fluktuationen δv_p und δB in den Komponenten der Protonengeschwindigkeit und des Magnetfeldes sind längst nicht so deutlich korreliert wie im schnellen Sonnenwind. Die Fluktuationen in den Komponenten der Protonengeschwindigkeit sind sehr gering, im Gegensatz zu den Magnetfeldkomponenten. Am 21. Januar zwischen ca. 1000 UT und 2200 UT findet ein Polaritätswechsel des Magnetfeldes statt, der mit starken Schwankungen im Magnetfeldbetrag und in der Dichte n_p und n_α der Protonen und der α -Teilchen einhergeht. Hier passierte die Sonde mehrmals die Sektorgrenze, deren lokale Positionsschwankungen in diesem Fall stark gewesen sein müssen (Behannon *et al.*, 1981; Suess und Hildner, 1985). Abgesehen von den ohnehin größeren Dichtewerten fällt auf, daß das Verhältnis von α -Teilchen-Dichte zu Protonendichte viel geringer ist als im Beispiel des schnellen Sonnenwindes und bei 0.031 liegt. Besonders zur Zeit des Polaritätswechsels ist die α -Teilchen-Dichte mit 2 % der Protonendichte besonders niedrig. Dieser Teil des Plasmas scheint aus sehr

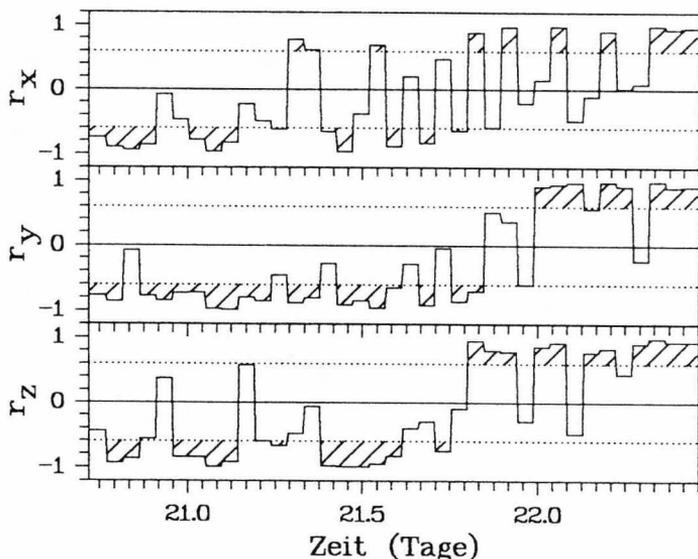


Abb. 4.4: Korrelation zwischen den x-, y- und z-Komponenten der Fluktuationen in der Protonengeschwindigkeit und dem Magnetfeld für den Datensatz aus Abb. 4.3. Gute Korrelationswerte liegen über 0.6 bzw. unter -0.6.

hohen Schichten der Korona zu kommen.

In Abb. 4.4 sind die Korrelationen zwischen δv_p und δB für den Fall des langsamen Sonnenwindstroms gezeigt. Zunächst ist das interplanetare Magnetfeld noch nach außen gerichtet, und δv_p und δB sind zum Teil antikorreliert — die Korrelationskoeffizienten r_x , r_y und r_z sind negativ. Ab dem 21. Januar 1000 UT setzt allmählich der Polaritätswechsel ein. Nach 2200 UT ist das interplanetare Magnetfeld hauptsächlich nach innen gerichtet, und δv_p und δB sind positiv korreliert. Im Vergleich zu Abb. 4.2 wird jedoch deutlich, daß die Fluktuationen nicht rein alfvénisch sind bzw. auch einwärts laufende Fluktuationen im Plasma enthalten sein können.

Da die Korrelation zwischen δv_p und δB für den Ausschnitt des schnellen Sonnenwindes in Abb. 4.1 einen hohen Wert besitzt ($|r| > 0.6$) und die Fluktuationen im Magnetfeldbetrag gering sind ($\delta B/B < 0.2$), läßt sich der Einfluß der Alfvénwellen auf die Protonengeschwindigkeit eliminieren. Der obere Teil der Abb. 4.5 zeigt noch einmal die beobachtete, stark fluktuierende Protonengeschwindigkeit v_p im Vergleich zur α -Teilchen-Geschwindigkeit v_α (gepunktete Kurve). Die Alfvénischen Fluktuationen bewirken zum Teil so starke Fluktuationen in der Richtung des Magnetfeldes, daß die Magnetfeldlinien zur Sonne zurück „gebogen“ werden. Dann wird der Betrag der Protonengeschwindigkeit größer als der Betrag der α -Teilchen-Geschwin-

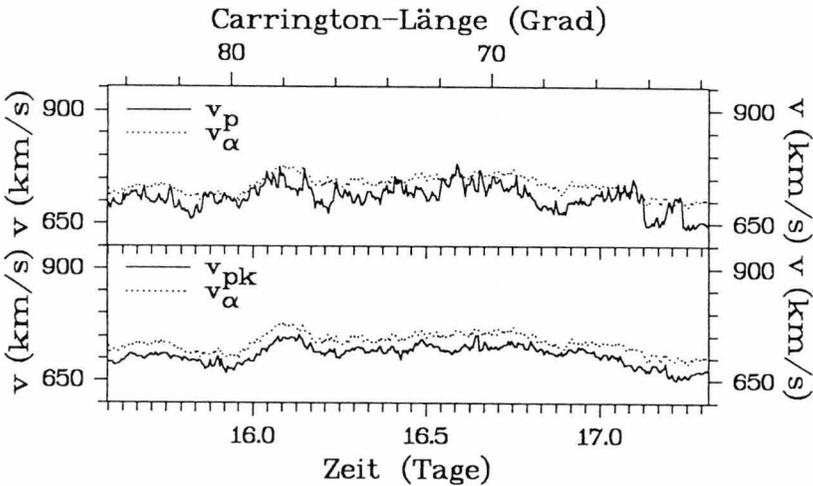


Abb. 4.5: Die gemessene und die korrigierte Protonengeschwindigkeit im Vergleich zur gemessenen α -Teilchen-Geschwindigkeit (gepunktete Kurven) für den schnellen Sonnenwindstrom aus Abb. 4.1.

digkeit. Im unteren Teil der Abb. 4.5 ist die korrigierte Protonengeschwindigkeit v_{pk} zu sehen. Die Eliminierung des Einflusses der Alfvénwellen auf die Protonengeschwindigkeit hat die Eliminierung des Einflusses des größten Teils der Fluktuationen bewirkt, so daß die korrigierte Protonengeschwindigkeit im wesentlichen dem Verlauf der α -Teilchen-Geschwindigkeit folgt. Die verbleibende Differenz zwischen den Geschwindigkeiten v_{pk} und v_α kommt dem Wert der lokalen Alfvéngeschwindigkeit v_A nahe (Gleichung (4.3)). Hierauf wird in Kapitel 4.3 näher eingegangen.

4.2.1 Spektrale Dichten der Geschwindigkeiten

Die Ähnlichkeiten und Unterschiede zwischen der beobachteten Protonengeschwindigkeit v_p , der korrigierten Protonengeschwindigkeit v_{pk} und der beobachteten α -Teilchen-Geschwindigkeit v_α im schnellen Sonnenwind sowie der beobachteten Protonengeschwindigkeit v_p und der beobachteten α -Teilchen-Geschwindigkeit v_α im langsamen Sonnenwind können auch in den spektralen Dichten untersucht werden. Allgemein können spektrale Dichten über das Vorkommen von Fluktuationen und statischen Strukturen in bestimmten Frequenzbereichen Auskunft geben. Im Falle der Plasmageschwindigkeit und des Magnetfeldes des Sonnenwindes gewinnt man mittels der spektralen Dichten Aufschluß über den Periodenbereich, in dem Alfvénische Fluktuationen das Sonnenwindplasma beeinflussen, und erhält Informationen, inwieweit das Sonnenwindplasma als turbulent im Sinne der MHD-Theorie anzusehen ist. Außerdem kann man Hinweise auf stationäre Strukturen im untersuchten Datensatz bekommen, sofern deren Häufigkeit groß genug ist (siehe auch Kapitel 6.1.1).

In Abb. 4.6 sind die spektralen Dichten der Geschwindigkeiten für die Beispiele in Abb. 4.5 und Abb. 4.3 gezeigt. Die spektralen Dichten wurden mit der Fourierrechmethode berechnet (Bendat und Piersol, 1971; Otnes und Enochson, 1972). Zunächst wurden N Meßwerte $x_i(t)$, deren kleinstes Meßzeitintervall Δt ist, durch Subtraktion der Mittelwerte zentriert. Eventuelle Trends wurden mittels der Methode der kleinsten Quadrate (Polynom zweiten Grades) beseitigt. Nach der Multiplikation mit einer Kosinusglockenfunktion, um Unstetigkeiten an den Rändern des Datensatzes zu vermeiden, wurden die Daten mit Hilfe eines *Fast-Fourier-Transform*-Algorithmus transformiert. Die so erhaltenen Fourierkoeffizienten $X_k(f)$ wurden wegen Benutzung der Kosinusglockenfunktion durch 0.875 dividiert und dann quadriert. Über die rohen Werte der spektralen Dichten $S_k^*(f)$ wurde ein gleitendes Mittel von fünf Punkten gelegt, womit man die Schätzwerte $\hat{S}_k(f)$ erhielt. Die Fünf-Punkte-Mittelung entspricht einem Freiheitsgrad von zehn. Die Pfeile in Abb. 4.6 markieren die Größe der Vertrauensbereiche. Diese geben Auskunft über die statistische Sicherheit, mit der der wahre Wert der spektralen Dichten $S_k(f)$ in den angegebenen Vertrauensbereich

fällt. Bei einer statistischen Sicherheit von 0.95 (95 %) und zehn Freiheitsgraden ergeben sich für die Vertrauensgrenzen folgende Werte (Bendat und Piersol, 1971, S. 189ff, S. 388 Tabelle A.3):

$$0.49 \hat{S}_k(f) \leq S_k(f) \leq 3.08 \hat{S}_k(f).$$

Die Nyquistfrequenz $f_N = (2 \cdot \Delta t)^{-1}$, die höchste Frequenz, die mit einem Datensatz erreicht werden kann, liegt in diesem Fall bei $1.23 \cdot 10^{-3}$ Hz, während die niedrigste Frequenz ($f_e = (N \cdot \Delta t)^{-1}$) $6.67 \cdot 10^{-6}$ Hz erreicht.

Bei den spektralen Dichten der Geschwindigkeiten im schnellen Sonnenwindstrom in Abb. 4.6a ist sehr auffällig, daß die Spektren von v_α^2 (gepunktete Kurve) und v_{pk}^2 (gestrichelte Kurve) fast gleiche Amplituden haben und zwar bei allen Frequenzen. Im niederfrequenten Bereich von f_e bis $f_1 = 5.3 \cdot 10^{-5}$ Hz ist die Amplitude des Spektrums von v_p^2 der von v_α^2 und v_{pk}^2 ebenfalls ähnlich, was auf das Vorhandensein von statischen Strukturen im Datensatz deutet. Ab $5.3 \cdot 10^{-5}$ Hz bleibt das Spektrum

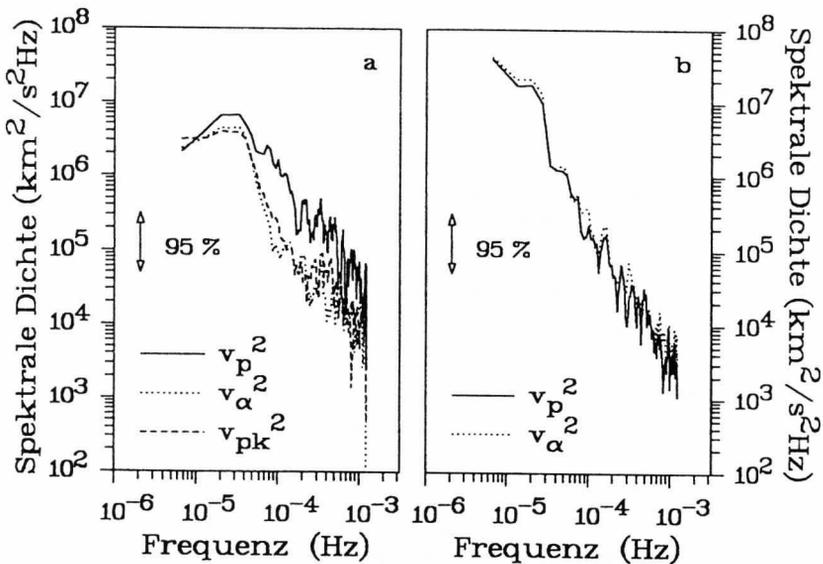


Abb. 4.6: (a) Die spektralen Dichten der gemessenen und korrigierten Protonengeschwindigkeit und der α -Teilchen-Geschwindigkeit für den schnellen Sonnenwindstrom aus Abb. 4.5. (b) Die spektralen Dichten der gemessenen Protonen- und α -Teilchen-Geschwindigkeit für den langsamen Sonnenwindstrom aus Abb. 4.3. Die Pfeile in (a) und (b) markieren die 95%-Signifikanzgrenze.

Tabelle 4.1: Steigungen a_1 der Geschwindigkeitsspektren $\hat{S}(f) \approx f^{a_1}$ für die zwei Frequenzbereiche f_e bis f_1 und f_1 bis f_ν .

	schneller Sonnenwind		langsamer Sonnenwind	
$\hat{S}(f)$	$a_1(f_e - f_1)$	$a_1(f_1 - f_\nu)$	$a_1(f_e - f_1)$	$a_1(f_1 - f_\nu)$
v_p^2	-0.11	-1.45	-1.95	-1.77
v_α^2	-0.26	-1.14	-1.96	-1.64
v_{pl}^2	-0.33	-1.29	-	-

von v_p^2 jedoch deutlich über den anderen beiden. Dies gibt einen Hinweis darauf, daß Alfvénische Fluktuationen mit Perioden bis zu 5.2 Stunden die Protonen in diesem Datensatz beeinflußt haben. Da der Datensatz bei 0.88 AE gemessen wurde, sind vermutlich Alfvénische Fluktuationen mit größeren Perioden längst auf dem Weg in den interplanetaren Raum gedämpft worden (Bruno *et al.*, 1985).

In Abb. 4.6b ist im gesamten Frequenzbereich der spektralen Dichte der Protonengeschwindigkeit des langsamen Sonnenwindes kein Beitrag von Alfvénischen Fluktuationen zu sehen. Die spektralen Dichten der Protonen- und α -Teilchen-Geschwindigkeit sind fast gleich und fallen sehr gleichmäßig ab. Die beobachtete Protonengeschwindigkeit in diesem langsamen Sonnenwindstrom wurde nicht oder nur kaum von Alfvénischen Fluktuationen beeinflußt.

Tabelle 4.1 zeigt die Steigungen a_1 der Spektren $\hat{S}(f) \approx f^{a_1}$ für den Frequenzbereich von f_e bis $f_1 = 5.3 \cdot 10^{-5}$ Hz sowie von f_1 bis f_ν . Die Steigung der Geschwindigkeitsspektren im langsamen Sonnenwind ist wesentlich größer als die Steigung der Spektren im schnellen Sonnenwind. Dies stimmt mit Ergebnissen von Luttrell und Richter (1988) überein. Sie hatten den Anteil von Alfvénischen Fluktuationen für langsamen ($v_p < 400 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$) und schnellen Sonnenwind ($v_p > 600 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$) im Perihel der Helios-Sonden (0.3 – 0.4 AE) und im Aphel (0.9 – 1 AE) mit Hilfe von spektralen Dichten der Protonengeschwindigkeit und des Magnetfeldes untersucht. Ihre Analyse sollte Aufschluß über die Abstandsabhängigkeit der Alfvénischen Fluktuationen im langsamen und im schnellen Sonnenwind geben und zeigen, wie sich Turbulenz im Sinne der MHD-Theorie im Verhältnis zur Dämpfung der Alfvénischen Fluktuationen mit zunehmendem radialen Abstand im Sonnenwindplasma entwickelt.

Die beobachteten Fluktuationen im Sonnenwindplasma können weder als reine Alfvénwellen noch als typische Turbulenz angesehen werden. Vielmehr scheinen die Fluktuationen in einer dynamischen Entwicklung von reinen Alfvénwellen hin zu entwickelter Turbulenz begriffen zu sein (Tu *et al.*, 1989). Luttrell und Richter (1988)

konnten zeigen, daß das Sonnenwindplasma des schnellen Sonnenwindes bei 0.3 AE kaum turbulent ist wegen der Dominanz der Alfvénischen Fluktuationen. Mit zunehmendem Abstand von der Sonne werden aber die Alfvénischen Fluktuationen gedämpft, so daß die MHD-Turbulenz bei 1 AE fast vollständig entwickelt ist. Im langsamen Sonnenwind dagegen werden insgesamt weniger Alfvénische Fluktuationen beobachtet, so daß sich schon bei 0.3 AE die MHD-Turbulenz im Sonnenwindplasma in einem fortgeschrittenen Stadium befindet und bei 1 AE schließlich voll entwickelt ist.

Der unterschiedliche Anteil von Alfvénischen Fluktuationen im langsamen und schnellen Sonnenwindplasma führt zu den beobachteten Unterschieden in den Steigungen der spektralen Dichten der Geschwindigkeiten. So nähert sich die Steigung der spektralen Dichte v_p^2 der beobachteten Protonengeschwindigkeit im schnellen Sonnenwindstrom für den Frequenzbereich von f_1 bis f_ν in diesem Fall dem von Kraichnan (1965) für isotrope, inkompressible, hydromagnetische Turbulenz vorhergesagten $-3/2$ -Exponenten. Dagegen liegt die Steigung der spektralen Dichten der beobachteten Protonen- und α -Teilchen-Geschwindigkeit im langsamen Sonnenwindstrom für den Frequenzbereich von f_1 bis f_ν nahe dem von Kolmogoroff (1941) vorhergesagten $-5/3$ -Exponenten für hydrodynamische Turbulenz.

4.3 Die Differenzgeschwindigkeit zwischen Protonen und α -Teilchen

Das unterschiedliche Verhalten von Protonen und α -Teilchen bzgl. ihrer Geschwindigkeit im langsamen und im schnellen Sonnenwind ist sehr auffällig. In alten Sonnenwindmodellen erwartete man, daß die Heliumionen hinter den Protonen zurückbleiben, da sie ein doppelt so großes Masse-pro-Ladungsverhältnis wie die Protonen haben (Geiss *et al.*, 1970). Tatsächlich bewegen sich aber α -Teilchen und noch schwerere Ionen in schnellen Sonnenwindströmen und bei hohen Temperaturen schneller als die Protonen. Dabei gibt es kaum einen Unterschied in ihren Ionengeschwindigkeiten (Schmidt *et al.*, 1980; Mitchell *et al.*, 1981; Bochsler, 1989).

Die Differenz zwischen Protonen- und α -Teilchen-Geschwindigkeit wird größer mit kleinerem Abstand zur Sonne und erreicht bis zu $150 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ im schnellen Sonnenwind bei 0.3 AE (Neugebauer, 1981). Deshalb ist das Verhältnis v_α/v_p im Perihel größer als 1.2, während es sich bei 1 AE dem Wert 1.05 nähert, entsprechend einer Differenzgeschwindigkeit von $\Delta v_{\alpha p} \leq 50 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Dieses Verhalten deutet darauf hin, daß zwischen 0.3 AE und 1 AE die α -Teilchen abgebremst werden. Nur im langsamen Sonnenwind bei Protonengeschwindigkeiten, die kleiner als $400 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ sind, ist die

Ionengeschwindigkeit ungefähr gleich der Protonengeschwindigkeit, und es gibt keine radiale Abhängigkeit der Differenzgeschwindigkeit.

Diese Unterschiede lassen sich unter anderem durch die Wirkung von Coulombreibung erklären. Arbeiten von Neugebauer und Feldman (1979) und Marsch *et al.* (1981b; 1982a) zeigen, daß die höchsten Differenzgeschwindigkeiten $\Delta v_{\alpha p}$ beobachtet werden, wenn die Coulombreibung schwach ist, d. h. in schnellen Sonnenwindströmen und besonders nahe der Sonne. Dagegen ist $\Delta v_{\alpha p}$ klein, wenn die Wirkung der Coulombreibung groß ist. Dies trifft normalerweise im langsamen Sonnenwind zu.

Eine obere Grenze für die Differenzgeschwindigkeit zwischen Ionen und Protonen bildet offenbar die lokale Alfvéngeschwindigkeit v_A . Mit zunehmender Protonengeschwindigkeit nimmt das durchschnittliche Verhältnis zwischen der Differenzgeschwindigkeit $\Delta v_{\alpha p}$ und v_A zu. Für Protonengeschwindigkeiten größer als $600 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ war der häufigste Wert für $\Delta v_{\alpha p}$ 80 % der lokalen Alfvéngeschwindigkeit (Marsch *et al.*, 1981a).

Viele Arbeiten haben sich mit der Differenzgeschwindigkeit und ihrem Zusammenhang mit der lokalen Alfvéngeschwindigkeit sowie deren Abhängigkeit mit dem Abstand zur Sonne beschäftigt. Ein grundsätzliches Problem besteht darin, daß die Protonengeschwindigkeit stark fluktuiert und so immer eine große Schwankung im Wert von $\Delta v_{\alpha p}$ enthalten ist. Dies kann umgangen werden, wenn man den Einfluß der Alfvénwellen auf die Protonengeschwindigkeit eliminiert und die Differenzgeschwindigkeit zwischen korrigierter Protonengeschwindigkeit und α -Teilchen-Geschwindigkeit bildet. Leider stehen die Komponenten der α -Teilchen-Geschwindigkeit auf den Mischbändern nicht zur Verfügung, sondern nur der Betrag der α -Teilchen-Geschwindigkeit. Die Differenz der Beträge der Geschwindigkeiten Δs ist jedoch nicht gleich

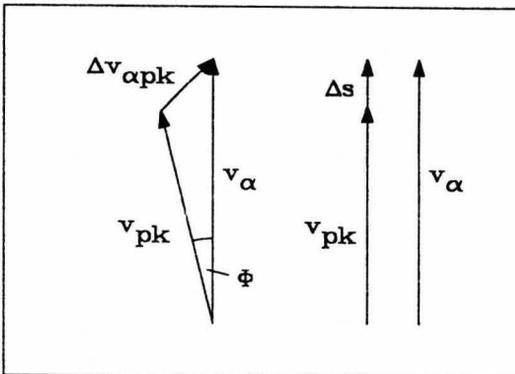


Abb. 4.7: Die Differenz Δs der Beträge der Geschwindigkeiten v_{pk} und v_{α} ist nicht gleich dem Betrag der Differenzgeschwindigkeit $\Delta v_{\alpha pk}$. Längen und Winkel zwischen den Vektoren sind übertrieben gezeichnet.

Tabelle 4.2: Bei vorgegebener Protonen- und α -Teilchen-Geschwindigkeit und vorgegebenem Winkel Φ zwischen den Geschwindigkeitsvektoren erhält man die Länge des Differenzvektors $\Delta v_{\alpha pk}$.

v_{pk} (km·s ⁻¹)	v_{α} (km·s ⁻¹)	Δs (km·s ⁻¹)	$\Delta v_{\alpha pk}$ (km·s ⁻¹)				
			0°	1°	2°	3°	4°
600	630	30.00	31.86	36.89	44.00	52.36	
700	730	30.00	32.49	39.02	47.96	58.22	
600	650	50.00	51.17	54.54	59.74	66.33	
700	750	50.00	51.57	56.03	62.76	71.12	
600	680	80.00	80.77	83.05	86.71	91.58	
700	780	80.00	81.03	84.05	88.86	95.18	

dem Betrag der Differenzgeschwindigkeit $\Delta v_{\alpha pk}$ (Abb. 4.7):

$$\Delta v_{\alpha pk} = |\mathbf{v}_{\alpha} - \mathbf{v}_{pk}| \neq |\mathbf{v}_{\alpha}| - |\mathbf{v}_{pk}| = \Delta s, \quad (4.10)$$

es sei denn, daß α -Teilchen und Protonen in die gleiche Richtung fliegen. Die Alfvénischen Fluktuationen induzieren zwar auch Fluktuationen in der α -Teilchen-Geschwindigkeit, aber dieser Effekt ist vernachlässigbar; die y- und z-Komponenten der α -Teilchen-Geschwindigkeit sind sehr klein. Das bedeutet, daß die α -Teilchen nahezu radial von der Sonne weg fliegen und sozusagen auf den Alfvénischen Fluktuationen „surfen“ (Marsch *et al.*, 1982a). Nach Eliminierung des Einflusses der Alfvénwellen auf die Protonen sollten die Protonen ebenfalls nahezu radial von der Sonne wegfliegen — abgesehen von der azimuthalen Komponente der Protonengeschwindigkeit, die vom Drehimpuls herrührt, den die Sonne dem Plasma mitgegeben hat. Zwischen 0.3 AE und 1 AE beträgt diese für $v_p > 600$ km·s⁻¹ ungefähr 2 km·s⁻¹ (Marsch und Richter, 1984a). Wenn die Protonen nur ungefähr in die gleiche Richtung wie die α -Teilchen fliegen und der Unterschied einige Grad beträgt, so können sich $\Delta v_{\alpha pk}$ und Δs um so mehr unterscheiden, je kleiner Δs ist. Tabelle 4.2 zeigt bei vorgegebener Protonen- und α -Teilchen-Geschwindigkeit die Differenzgeschwindigkeit Δs bzw. $\Delta v_{\alpha pk}$ bei Kollinearität, d. h. 0° sowie $\Delta v_{\alpha pk}$ bei 1°, 2°, 3° und 4° Abweichung von der gleichen Richtung. Zunächst ist Δs klein; $\Delta v_{\alpha pk}$ wird bei gleichem Winkel um so größer, je größer v_p und v_{α} sind. Wenn Δs größer wird, werden die Unterschiede kleiner. Die größten Abweichungen bzgl. Gleichung (4.10) stellen sich also bei kleinen Δs bei größerem Abstand von der Sonne ein.

Eine Möglichkeit, die Komponenten der α -Teilchen-Geschwindigkeit und damit $\Delta v_{\alpha pk}$ zu bestimmen, ergibt sich aus der Beobachtung, daß der Differenzvektor zwi-

schen Protonen- und α -Teilchen-Geschwindigkeit $\Delta \mathbf{v}_{\alpha p}$ im schnellen Sonnenwind immer von der Sonne weg zeigt und nahezu parallel oder antiparallel zur Magnetfeldrichtung \mathbf{B} liegt (Asbridge *et al.*, 1976; Neugebauer, 1981; Marsch *et al.*, 1982a). Dies wird im Sonnenwindplasma, das frei von Störungen und Coulombstößen ist, auch erwartet. Je nach der Polarität des Magnetfeldes ist das Skalarprodukt der Einheitsvektoren $\Delta \hat{\mathbf{v}}_{\alpha p} \cdot \hat{\mathbf{B}}$ ungefähr +1 oder -1. Bei mittleren und niedrigen Geschwindigkeiten ist dieser Zusammenhang nicht sehr deutlich. Da $\Delta \mathbf{v}_{\alpha p}$ dann nahe Null ist, ist es schwierig, dessen Richtung zu bestimmen.

Unter der Voraussetzung, daß das Plasma stoß- und störungsfrei ist und damit

$$\cos \vartheta = \Delta \hat{\mathbf{v}}_{\alpha p} \cdot \hat{\mathbf{B}} = \pm 1, \quad (4.11)$$

gilt auch

$$\Delta v_{\alpha p i} = c_1 \cdot B_i, \quad i = x, y, z,$$

bzw.

$$v_{\alpha i} = c_1 \cdot B_i + v_{p i}, \quad (4.12)$$

wobei c_1 der zu bestimmende Faktor ist. Da der Betrag der α -Teilchen-Geschwindigkeit bekannt ist sowie die Komponenten des Magnetfeldes und der Protonengeschwindigkeit, lassen sich die $v_{\alpha i}$ numerisch über ein Iterationsverfahren ermitteln. Dabei sollen der errechnete Wert $v_{\alpha theor}$ und der gemessene Wert v_{α} nur um maximal $1 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ differieren. Um ein endloses Durchlaufen der Iterationen zu verhindern, wenn Magnetfeld- oder Plasmadaten mit zu großen Fehlern behaftet sind, wurde die Berechnung in solchen Fällen nach 14 Iterationen abgebrochen und $\Delta v_{\alpha p k}$ gleich Null gesetzt.

In Abb. 4.8 werden die Differenzgeschwindigkeiten $\Delta v_{\alpha p k}$ und Δs sowie der Winkel φ zwischen \mathbf{v}_p und \mathbf{v}_{α} und der Winkel Φ zwischen $\mathbf{v}_{p k}$ und \mathbf{v}_{α} für das Beispiel des schnellen Sonnenwindstroms bei 0.88 AE aus Abb. 4.5 gezeigt. Die Differenz der Beträge der Geschwindigkeiten Δs (gepunktete Kurve) liegt deutlich unter der ermittelten Differenzgeschwindigkeit $\Delta v_{\alpha p k}$, d. h. die Vektoren der korrigierten Protonengeschwindigkeit und der α -Teilchen-Geschwindigkeit sind nicht kollinear. Der Mittelwert $\langle \Delta s \rangle$ liegt bei $28.0 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, während $\langle \Delta v_{\alpha p k} \rangle$ $41.7 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ beträgt. Der Winkel φ (gepunktete Kurve) zwischen \mathbf{v}_p und \mathbf{v}_{α} schwankt in Folge der Alfvénischen Fluktuationen sehr stark und erreicht in diesem Falle Werte bis zu fast 9° . Nach der Eliminierung des Einflusses der Alfvénwellen auf die Protonengeschwindigkeit ist die Abweichung der Flugrichtung der Protonen von der der α -Teilchen nicht mehr so groß. Dennoch ist sie nicht nahe 0° , sondern liegt im Mittel bei 2.3° , was schon eine beträchtliche Abweichung darstellt (siehe Tabelle 4.2).

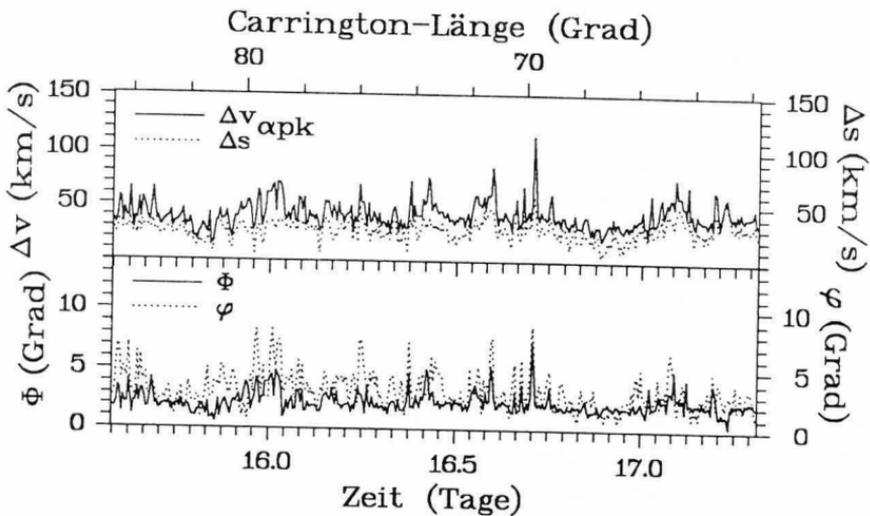


Abb. 4.8: Die Differenzgeschwindigkeiten $\Delta v_{\alpha pk}$ und Δs (gepunktete Kurve) sowie der Winkel φ (gepunktete Kurve) zwischen v_p und v_α und der Winkel Φ zwischen v_{pk} und v_α für das Beispiel des schnellen Sonnenwindstroms aus Abb. 4.5.

Leider wird Gleichung (4.11) von den Meßdaten nur selten präzise erfüllt, da das Plasma des schnellen Sonnenwindes meist nicht ganz stoß- und störungsfrei ist. Beobachtet wird eher (Marsch *et al.*, 1982a):

$$0.9 \leq \cos \vartheta \leq 1.0.$$

Dennoch gibt die Ermittlung der Komponenten der α -Teilchen-Geschwindigkeit mit Hilfe von Gleichung (4.12) eine gute Abschätzung für $\Delta v_{\alpha pk}$.

4.3.1 Radiale Abstandsabhängigkeit der Differenzgeschwindigkeit

Für den Zeitraum der Helios-Mission von Ende 1974 bis Ende 1977 wurden alle schnellen Sonnenwindströme, die die Sonden passiert haben, auf zwei Kriterien untersucht (Burlaga und Turner, 1976):

1. Hohe Korrelation zwischen δv_p und δB ($0.6 < |r| \leq 1.0$);
2. geringe Fluktuationen im Magnetfeldbetrag ($\delta B/B < 0.2$).

Bei insgesamt 17 schnellen Sonnenwindströmen konnte in Ausschnitten dieser Ströme der Einfluß der Alfvénwellen auf die Protonengeschwindigkeit eliminiert werden. Danach wurden die lokale Alfvéngeschwindigkeit v_A und die Differenz $\Delta v_{\alpha pk}$

zwischen korrigierter Protonengeschwindigkeit und α -Teilchen-Geschwindigkeit berechnet, wobei die Komponenten der α -Teilchen-Geschwindigkeit mittels der oben beschriebenen Methode erhalten wurden. Um die größeren Datenlücken, die nach den Primärmissionen auftraten, genügend zu überbrücken, wurden alle Daten über 20.25 Minuten ($30 \cdot 40.5$ s) gemittelt. Es ergaben sich insgesamt 3130 Daten. Diese gemittelten Daten wurden auf ihre radiale Abstandsabhängigkeit untersucht. Dazu wurden sie in Intervalle von 0.01 AE sortiert, aufsummiert und gemittelt. Nach dieser Prozedur verblieben 54 Daten.

Abb. 4.9 zeigt (a) die Differenzgeschwindigkeit $\Delta v_{\alpha pk}$ sowie (b) die lokale Alfvén-Geschwindigkeit v_A über den radialen Abstand R. Die Kreise stellen die über 0.01 AE gemittelten 54 Werte dar. Sie sind mit Fehlerbalken versehen, die bei der Differenzgeschwindigkeit mit abnehmendem Abstand zur Sonne größer werden. Dies liegt an der zunehmenden Ungenauigkeit der Bestimmung der α -Teilchen-Geschwindigkeit aus den Energie-pro-Ladungs-Spektren nahe der Sonne, wie schon in Kapitel 2 angedeutet wurde. Die durchgezogenen Kurven in Abb. 4.9 sind die an die Daten bestangepaßten Polynome nach der Methode der kleinsten Quadrate. Die gepunkteten Kurven deuten den weiteren Verlauf der Fitfunktionen zur Sonne hin und wei-

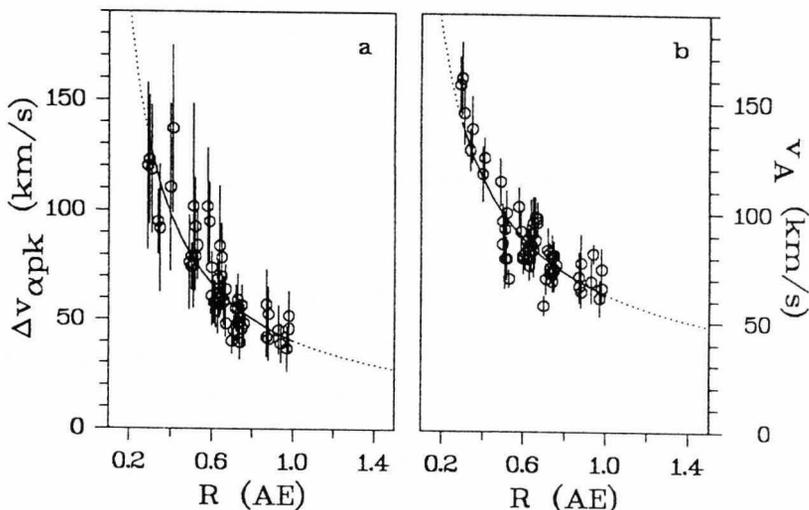


Abb. 4.9: (a) Die Differenzgeschwindigkeit $\Delta v_{\alpha pk}$ und (b) die lokale Alfvén-Geschwindigkeit v_A in Abhängigkeit vom radialen Abstand R. Die durchgezogenen bzw. gepunkteten Kurven sind die Regressionskurven.

ter von der Sonne weg an. Sie weisen daraufhin, daß die Differenzgeschwindigkeit auch weit über 1 AE hinaus nicht auf Null geht. Dies stimmt mit Ergebnissen von Voyager-2-Messungen von Goodrich *et al.* (1979) überein, die ergaben, daß die Differenzgeschwindigkeit bis mindestens 3.3 AE größer Null bleibt. Nahe der Sonne zeigt die Fitfunktion eine sehr schnelle Zunahme der Differenzgeschwindigkeit. Bei ungefähr 0.24 AE ist die Differenzgeschwindigkeit mit $162 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ im Mittel gleich der Alfvéngeschwindigkeit und wird dann größer als diese.

Marsch *et al.* (1982a) hatten schon auf ähnliche Weise die radialen Abstandsabhängigkeiten von $\Delta v_{\alpha p}$ untersucht. Sie benutzten die Daten des zeitlich nur auf die Primärmissionen beschränkten Supermischbandes (siehe Kapitel 2). Dabei wurden die Werte für $\Delta v_{\alpha p}$ in Intervalle von 0.1 AE sortiert, aufsummiert und gemittelt. Zusätzlich wurden sie in fünf Intervalle der Protonengeschwindigkeit geordnet: $300 - 400 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, $400 - 500 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ usw. bis $800 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Dabei wurde deutlich, daß $\Delta v_{\alpha p}$ mit steigender Protonengeschwindigkeit zunimmt — wie auch schon Neugebauer (1981) feststellte. Für Protonengeschwindigkeiten mit $v_p > 500 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ zeigte $\Delta v_{\alpha p}(R)$ einen ähnlichen exponentiellen Verlauf wie $\Delta v_{\alpha pk}(R)$ in Abb. 4.9a. Allerdings wurden keine Gradienten angegeben und keine Aussagen über den Verlauf innerhalb von 0.3 AE und außerhalb von 1 AE gemacht.

Abb. 4.10 zeigt die Abhängigkeit der Differenzgeschwindigkeit $\Delta v_{\alpha pk}$ von der Alfvéngeschwindigkeit v_A . Die Kreise sind die auf 0.01 AE gemittelten Daten. Die gestrichelte Gerade zeigt den Fall $\Delta v_{\alpha pk} = v_A$, der die Annäherung der Diffe-

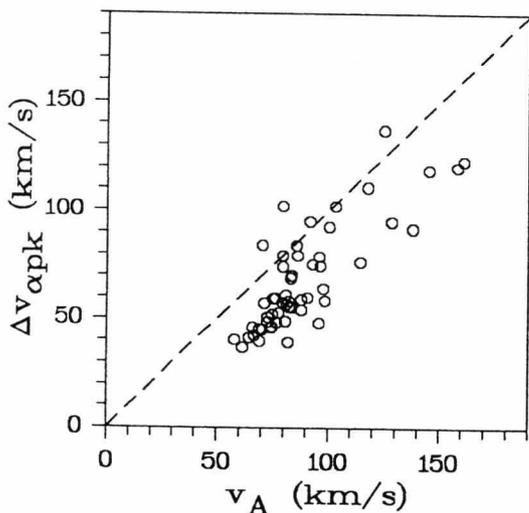


Abb. 4.10: Die Differenzgeschwindigkeit $\Delta v_{\alpha pk}$ in Abhängigkeit von der lokalen Alfvéngeschwindigkeit v_A . Die Kreise stellen die gemittelten Daten dar. Die gestrichelte Linie ist die Gerade $\Delta v_{\alpha pk} = v_A$.

renzgeschwindigkeit an die Alfvéngeschwindigkeit mit zunehmender Plasmageschwindigkeit verdeutlichen soll. Die gemittelten Daten der Differenzgeschwindigkeit sind zwar meist kleiner als v_A , aber ihre Werte werden größer mit zunehmender Plasmageschwindigkeit und damit mit kleinerem Abstand zur Sonne — wie auch Marsch *et al.* (1981a) bei der Untersuchung von $\Delta v_{\alpha p}$ fanden.

Die Form der Abb. 4.10 wurde in Anlehnung an eine Abbildung in der Arbeit von Asbridge *et al.* (1976) gewählt. Sie hatten Stundenmittelwerte eines schnellen Sonnenwindstroms benutzt, der im Frühjahr 1971 von den Sonden Imp 6 und Imp 7 gemessen worden war, und trugen $\Delta u_{\alpha p} = \Delta v_{\alpha p} / \cos \alpha_B$ gegen v_A auf. Hierbei ist α_B der Winkel zwischen der radialen Richtung und der Richtung des Magnetfeldes. Da es sich um einen Datensatz von nur einem schnellen Sonnenwindstrom handelte, dessen Protonengeschwindigkeit nicht größer als $600 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ wurde, die Daten bei 1 AE gemessen wurden und außerdem die projizierte Differenzgeschwindigkeit $\Delta u_{\alpha p}$ benutzt wurde, wurde in Abb. 6 von Asbridge *et al.* kein Wert für $\Delta u_{\alpha p}$ größer als v_A .

Für die gleichen Datensätze wurden auch die Dichte ρ und der Magnetfeldbetrag $|\mathbf{B}|$ über 0.01 AE gemittelt und über den radialen Abstand R aufgetragen (Abb. 4.11).

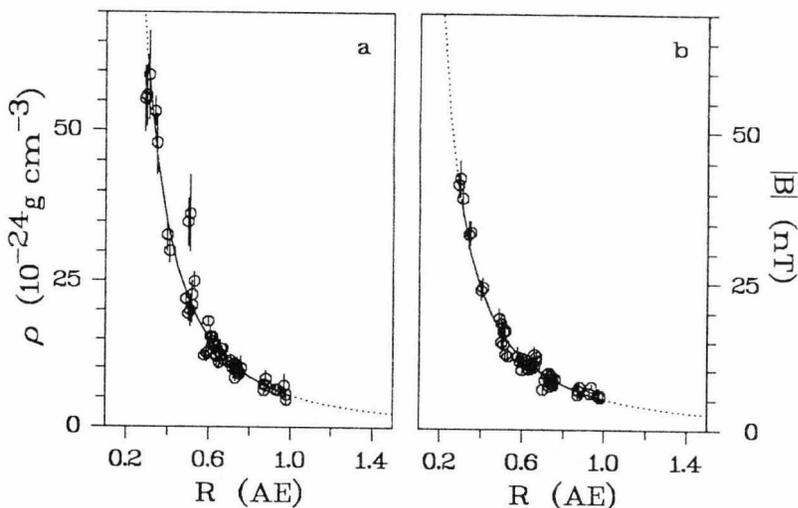


Abb. 4.11: (a) Die Dichte ρ und (b) der Magnetfeldbetrag $|\mathbf{B}|$ in Abhängigkeit vom radialen Abstand R. Die durchgezogenen bzw. gepunkteten Kurven sind die Regressionskurven.

Die Streuung der Werte um die Regressionskurven ist wesentlich kleiner als die der Alfvén- und Differenzgeschwindigkeiten. Das bedeutet, daß Dichte und Magnetfeldstärke in den am heliographischen Äquator liegenden Koronalöchern von Ende 1974 bis Ende 1977 ziemlich konstant geblieben sein müssen. Wie in Kapitel 3.1 schon erwähnt, beobachteten Withbroe *et al.* (1986), daß die Dichte in den Koronalöchern von 1973 bis 1974, vor dem Aktivitätsminimum 1976, um einen Faktor vier kleiner war als im Aktivitätsmaximum 1980. Harvey *et al.* (1982) berichteten, daß die mittlere Magnetfeldstärke in Koronalöchern zwischen 1973 und 1978 niedriger war als zwischen 1979 und 1980. Es scheint also, als ob sich zwischen Ende 1974 und Ende 1977 die physikalischen Bedingungen in den Koronalöchern und somit auch in den schnellen Sonnenwindströmen nicht verändert haben.

Die Abhängigkeit der Dichte ρ vom Magnetfeldbetrag $|B|$ ist in Abb. 4.12 gezeigt. Für kleine Werte und damit größeren Abstand von der Sonne ist die Dichte proportional zum Magnetfeldbetrag. Mit abnehmendem Abstand zur Sonne steigt die Dichte stärker als der Magnetfeldbetrag.

Die Koeffizienten a_0 und a_1 der exponentiellen Fitfunktionen $y(x) = a_0 \cdot x^{a_1}$ für $\Delta v_{\text{apk}}(R)$, $v_A(R)$, $\rho(R)$, $B(R)$ und $\rho(B)$ sowie die Standardabweichung $\sigma(a_1)$ und der Korrelationskoeffizient r sind in Tabelle 4.3 aufgelistet.

Wenn man voraussetzt, daß das Sonnenwindplasma sich mit einer konstanten Geschwindigkeit ausbreitet und der Teilchenfluß konstant ist, muß die Dichte mit R^{-2} abfallen (Hundhausen, 1972). Dies ist für die untersuchten Datensätze der Fall.

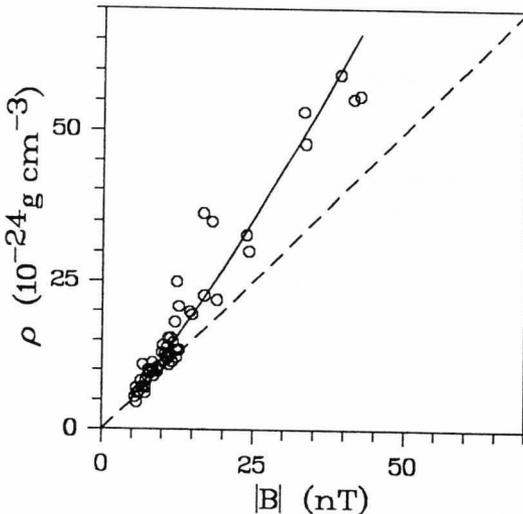


Abb. 4.12: Die Dichte ρ in Abhängigkeit vom Magnetfeldbetrag $|B|$. Die Kreise stellen die gemittelten Daten dar. Die gestrichelte Linie ist die Gerade $\rho = |B|$.

	a_0	a_1	$\sigma(a_1)$	r
$\Delta v_{\alpha pk}(R)$	40.319	-0.975	± 0.078	-0.867
$v_A(R)$	63.006	-0.665	± 0.053	-0.867
$\rho(R)$	5.357	-2.041	± 0.067	-0.973
$B(R)$	5.132	-1.684	± 0.049	-0.978
$\rho(B)$	0.811	1.173	± 0.046	0.963

Tabelle 4.3: Koeffizienten a_0 und a_1 der exponentiellen Fitfunktionen für $\Delta v_{\alpha pk}(R)$, $v_A(R)$, $\rho(R)$, $B(R)$ und $\rho(B)$ sowie die Standardabweichung $\sigma(a_1)$ und der Korrelationskoeffizient r .

Bruno *et al.* (1986) fanden bei ihrer statistischen Analyse mit Stundenmittelwerten von Helios-Daten für den Zeitraum von 1976 bis 1977 einen Wert $a_1 = -2.02$ für den Dichteabfall — allerdings ohne Unterscheidung von langsamen und schnellen Sonnenwindströmen.

Ebenso gibt es eine gute Übereinstimmung bzgl. des radialen Gradienten der Magnetfeldstärke. Unter der Annahme axialer Symmetrie sagte Parker (1963) voraus, daß sich die Magnetfeldstärke verhält wie $B = a \cdot R^{-2} \sqrt{1 + b \cdot R^2}$. Musmann *et al.* (1977) konnten zeigen, daß die Tagesmittelwerte der Primärmission von Helios 1 Parkers Gesetz folgen, wenn $a = 5$ und $b = 1$ sind. Zusätzlich gaben sie eine exponentielle Fitfunktion an: $B = 5.53 \cdot R^{-1.6}$. Behannon (1978) erhielt für Mariner-10-Daten aus dem Jahr vor dem Helios-Start $B = 5.76 \cdot R^{-1.65}$.

4.3.2 Die unterschiedliche Beschleunigung von Protonen und α -Teilchen in Sonnennähe

Die große Korrelation zwischen v_A und $\Delta v_{\alpha p}$ läßt vermuten, daß es Welle-Teilchen-Wechselwirkungen sind, die die Heliumionen im Vergleich zu den Protonen beschleunigen. Als Wellentypen kommen u. a. Alfvénwellen und Ionenzyklotronwellen sowie schnelle magnetoakustische Wellen in Frage. Zahlreiche Arbeiten haben sich mit diesem Problem beschäftigt (McKenzie *et al.*, 1979; Dusenbery und Hollweg, 1981; Marsch *et al.*, 1982c; Isenberg und Hollweg, 1983), aber ein schlüssiges Modell ist bis jetzt nicht entwickelt worden. Dies liegt auch darin begründet, daß über den grundsätzlichen Beschleunigungsmechanismus des schnellen Sonnenwindes keine Klarheit herrscht (Pneuman, 1986). Protonen und schwerere Ionen werden vermutlich mittels MHD-Wellen sowie Zentrifugal- und Lorentzkräfte auf Sonnenwind- bzw. Protonengeschwindigkeit beschleunigt. Danach beginnen nichtresonante Wellenkräfte zu wirken und beschleunigen die schwereren Ionen bis zur Alfvéngeschwindigkeit relativ zur Sonnenwindgeschwindigkeit (McKenzie *et al.*, 1979). Da die Beschleunigung der Protonen bis zum Alfvénischen kritischen Radius ($1.3 - 4 R_{\odot}$, siehe Kapitel 3.2) noch nicht abgeschlossen ist, sondern wahrscheinlich erst bei ungefähr $10 R_{\odot}$ (Pneuman, 1986), werden die schwereren Ionen vermutlich noch über $10 R_{\odot}$ hinaus beschleunigt

Tabelle 4.4: Mit Hilfe der ermittelten Fitfunktionen wurden Magnetfeldbetrag, Dichte, Alfvén- und Differenzgeschwindigkeit in die Sonnennähe projiziert.

R_{\odot}	R (AE)	B (nT)	ρ ($10^{-24} \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$)	v_A (R) ($\frac{\text{km}}{\text{s}}$)	Δv_{optk} ($\frac{\text{km}}{\text{s}}$)
10	0.05	899.33	2806.67	484.59	802.65
40	0.19	87.11	165.72	192.76	207.74
52	0.24	56.76	98.61	162.76	162.11
62	0.29	41.27	67.01	143.51	134.79

und dabei auch aufgeheizt. Modellrechnungen lassen vermuten, daß die Beschleunigung der schwereren Ionen durch Welle-Teilchen-Wechselwirkung bis ungefähr 40 R_{\odot} anhält (Bürgi und Geiss, 1986).

Rechnet man mit den erhaltenen Fitfunktionen in Tabelle 4.3 den Magnetfeldbetrag B , die Dichte ρ , die Alfvéngeschwindigkeit v_A und die Differenzgeschwindigkeit Δv_{optk} auf Sonnennähe zurück (Tabelle 4.4), wird deutlich, daß, wenn die Alfvénwellen allein für die Beschleunigung der schwereren Ionen verantwortlich wären, die Kurve für Δv_{optk} für $R < 0.3$ AE nicht den exponentiellen Verlauf beibehalten könnte. Bei einem radialen Abstand von ungefähr 0.24 AE sind Alfvéngeschwindigkeit und Differenzgeschwindigkeit gleich, und Δv_{optk} könnte nicht mehr größer werden als v_A . Mit anderen Worten, die Beschleunigung der schwereren Ionen auf Alfvéngeschwindigkeit und die Aufrechterhaltung der hohen Differenzgeschwindigkeit könnten bis ungefähr 0.24 AE erhalten bleiben. Danach beginnen vor allem Plasmainstabilitäten auf kleinen Zeitskalen (Marsch und Livi, 1987), aber auch Coulombreibung und Rotations-effekte durch die zunehmende Krümmung des Magnetfeldes die schwereren Ionen abzubremesen, so daß die Differenzgeschwindigkeit zwischen schwereren Ionen und Protonen mit zunehmendem Abstand von der Sonne abnimmt. Die hohe Differenzgeschwindigkeit innerhalb von 0.3 AE impliziert auch, daß, wenn die Protonen z. B. auf $750 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ beschleunigt wurden, die α -Teilchen sowie die noch schwereren Ionen auf mehr als $1000 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ beschleunigt worden sein müssen. Diese hohen Geschwindigkeiten kann kein Modell bisher nachvollziehen (Bürgi und Geiss, 1986).

5 Temperatur und Dichte des Plasmas im Sonnenwind

Um räumliche Strukturen von der Größenordnung einiger Grad Carrington-Länge in den schnellen Sonnenwindströmen aufzuspüren, werden die Plasmamparameter Dichte, Geschwindigkeit und Temperatur sowie die zusammengesetzten Parameter Gasdruck, magnetischer Druck, Gesamtdruck und das Verhältnis von Gasdruck zu magnetischem Druck, das Plasma- β , auf Modulationen untersucht. Bei der Berechnung von zusammengesetzten Parametern wie dem Gasdruck bedarf es der Dichte und Temperatur der Protonen, α -Teilchen und Elektronen. Da letztere auf den Mischbändern, mit denen dieser Teil der Auswertung vorgenommen wird, nicht vorhanden sind, dafür aber auf dem Supermischband, wird eine gesonderte Auswertung der Plasmatemperaturen mit Hilfe dieser Daten vorgenommen.

Im ersten Teil des Kapitels wird die Abhängigkeit der Protonen-, α -Teilchen- und Elektronentemperatur vom radialen Abstand zur Sonne und von der Geschwindigkeit der Teilchen bestimmt. Die erhaltenen Gradienten für den langsamen und den schnellen Sonnenwind geben Auskunft über die unterschiedlichen Heizungs- und Kühlungsprozesse der Teilchen in der äußeren Korona und im interplanetaren Raum.

Im zweiten Teil wird erläutert, warum für die weitere Datenauswertung die mittlere Protonentemperatur benutzt wird, und warum die α -Teilchen-Temperatur, wenn diese nicht auf dem Mischband verfügbar ist, aus den radialen Gradienten für T_α/T_p berechnet wird.

Zum Schluß des Kapitels wird noch kurz auf die Dichte des Plasmas im Sonnenwind eingegangen. Das Dichteverhältnis n_α/n_p kann über Dichteverhältnisse in verschiedenen Höhen in der Korona Auskunft geben. Da das Dichteverhältnis innerhalb eines schnellen Sonnenwindstroms kaum variiert, läßt sich für fehlende Daten der α -Teilchen-Dichte ein mittlerer Wert einsetzen. Die Elektronendichte ergibt sich dann aus der Annahme, das Plasma sei neutral und bestehe aus Protonen und α -Teilchen.

5.1 Allgemeine Bemerkungen über die Plasmatemperatur im Sonnenwind

Protonen, α -Teilchen und Elektronen erfahren unterschiedliche Heizungs- und Kühlungsprozesse in der äußeren Korona und im interplanetaren Raum nahe der Sonne und zeigen deshalb Unterschiede in Temperatur und Abhängigkeit vom radialen Ab-

stand zur Sonne. Um Aussagen über radiale Gradienten der Temperaturen zwischen 0.3 AE und 1 AE sowie in Sonnennähe innerhalb von 0.3 AE zu erhalten, wurden die Daten des Supermischbandes zu Hilfe genommen. Die ausführliche Diskussion der Ergebnisse dieser Analyse sind bei Thieme *et al.* (1989a) und Marsch *et al.* (1989) zu finden.

Um Variationen bzgl. Temperaturanisotropien zu umgehen, wurde zunächst die mittlere Temperatur berechnet, die man aus der Spur des Temperaturtensors erhält:

$$T_m = \frac{T_{\parallel} + 2 \cdot T_{\perp}}{3}, \quad (5.1)$$

wobei T_{\parallel} und T_{\perp} die Temperaturen parallel und senkrecht zum lokalen Magnetfeld sind.

Da eine enge Beziehung zwischen Geschwindigkeit und Temperatur im Sonnenwind besteht (Burlaga und Ogilvie, 1970a; Lopez und Freeman, 1986), wurde die mittlere Temperatur T_m in Geschwindigkeitsintervalle von 300 – 400 km·s⁻¹, 400 – 500 km·s⁻¹ usw. bis 900 km·s⁻¹ sortiert und über Abstandsintervalle von 0.05 AE gemittelt. Mittels der Methode der kleinsten Quadrate wurde die Funktion $T_m \propto R^{a_1}$ erhalten. Die verschiedenen Werte für den Koeffizienten a_1 in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit sind für die Protonen-, α -Teilchen- und Elektronentemperatur in den Tabellen 5.1, 5.2 und 5.3 aufgeführt.

Verknüpft man die so erhaltenen Temperaturprofile mit einer angenommenen Koronatemperatur von $2 \cdot 10^6$ K bei 0.014 AE (3 R_{\odot}) — in Anlehnung an die Arbeit von Freeman (1988) —, dann erhält man groben Aufschluß über das Verhalten der Teilchen in Sonnennähe. Die sich ergebenden Temperaturprofile sind in Abb. 5.1, 5.3 und 5.4 gezeigt. Es wird deutlich, daß die drei Teilchensorten auf ihrem Weg durch den interplanetaren Raum alles andere als adiabatisch ($a_1 = -1.33$) abkühlen, und daß außerdem ein Unterschied zwischen dem langsamen und dem schnellen Sonnenwind besteht, wobei für Protonen und Elektronen die Grenze in der Geschwindigkeit bei $v_p \approx 500$ km·s⁻¹ gezogen werden kann (Lopez und Freeman, 1986), während diese für α -Teilchen bei $v_{\alpha} \approx 600$ km·s⁻¹ liegt (Thieme *et al.*, 1989a). Die Schwankungen in allen drei Temperaturen sind im langsamen Sonnenwind wesentlich größer als im schnellen Sonnenwind, da die räumlichen Inhomogenitäten im langsamen Plasma größer sind.

5.1.1 Radiale Gradienten der Protonentemperatur

Schwenn *et al.* (1981b) waren die ersten, die radiale Gradienten der Protonentemperatur an Hand von Helios-Daten ermittelten. Sie bestimmten die radialen Gradienten der radialen Komponente der Protonentemperatur T_{pz} mit Hilfe der acht sogenannten

Tabelle 5.1: Gradienten für die Protonentemperatur im Sonnenwind unter der Annahme, daß $T_p \propto R^{a_1}$.

Geschwindigkeitsintervall (km·s ⁻¹)	0.3 – 1.0 AE a_1	0.014 – 0.3 AE a_1
300 – 400	-0.664 ± 0.240	-0.938
400 – 500	-0.676 ± 0.157	-0.699
500 – 600	-0.784 ± 0.090	-0.459
600 – 700	-0.780 ± 0.052	-0.375
700 – 800	-0.712 ± 0.083	-0.354
800 – 900	-0.684 ± 0.245	-0.320

Line-up-Konstellationen zwischen Helios 1 und Helios 2. Bei einem *Line-up* passiert dasselbe Plasma, das von der innen fliegenden Sonde beobachtet wurde, auch wenig später die weiter außen fliegende Sonde (siehe auch Kapitel 6.2). Für Protonengeschwindigkeiten kleiner 400 km·s⁻¹ erhielten sie $T_{px} \propto R^{-1.21}$, d. h. die Protonen im langsamen Sonnenwind kühlen nahezu adiabatisch ab. Im schnellen Sonnenwind kühlen die Protonen mit $T_{px} \propto R^{-0.69}$ ab, also viel langsamer als adiabatisch.

Zu ähnlichen Ergebnissen kamen Marsch *et al.* (1982b), die die radialen Gradienten der Protonentemperatur parallel und senkrecht zum lokalen Magnetfeld in Abhängigkeit der Protonengeschwindigkeit für die Zeit der Primärmissionen untersuchten. Die radialen Gradienten a_1 der parallelen Komponente der Protonentemperatur wurden mit höherer Protonengeschwindigkeit immer kleiner: Von $a_1 = -1.03$ für 300 – 400 km·s⁻¹ bis $a_1 = -0.69$ für 700 – 800 km·s⁻¹.

Freeman und Lopez (1985), Lopez und Freeman (1986) und Freeman (1988) fanden bei einer ähnlichen Analyse der geschwindigkeitsabhängigen radialen Protonentemperatur, daß die Protonen im langsamen Sonnenwind, also bei Protonengeschwindigkeiten zwischen 300 km·s⁻¹ und 500 km·s⁻¹, nahezu adiabatisch abkühlen. Sie erhielten für die Gradienten die Werte $a_1 = -1.22$ und $a_1 = -1.02$. Dies steht im Widerspruch zu den Ergebnissen in Tabelle 5.1; a_1 liegt mit -0.66 bzw. -0.68 deutlich unter den Werten von Freeman und Lopez (1985). Dies ist wohl ein statistischer Effekt. Freeman und Lopez arbeiteten mit Stundenmittelwerten von Helios 1 von 1974 bis 1980 und hatten damit einen wesentlich größeren Datensatz zur Auswahl, während die Daten des Supermischbandes den Zeitraum von 1974 bis 1976 umfassen und von den insgesamt 8926 Daten nur 3166 Daten für den langsamen Sonnenwind zur Verfügung stehen. Außerdem bestehen Unterschiede zwischen dem langsamen Sonnenwind in der Zeit um das Aktivitätsminimum der Sonne (1976) und um das

Aktivitätsmaximum (1980) herum. Nahe dem Aktivitätsmaximum dominiert der langsame Sonnenwind in der Ekliptik, und die Sonden passieren wesentlich häufiger die Sektorgrenze, an der vornehmlich sich adiabatisch abkühlender Sonnenwind beobachtet wird (Freeman und Lopez, 1985).

Dagegen stimmen die Werte für die radialen Gradienten mit $a_1 \approx -0.8$ im schnellen Sonnenwind recht gut mit den Werten von Lopez und Freeman (1986) und Freeman (1988) überein. Die Protonen kühlen also im schnellen Sonnenwind langsamer als adiabatisch ab, d. h. sie erfahren im interplanetaren Raum eine Aufheizung relativ zu den erwarteten Temperaturprofilen. Nimmt man eine Koronatemperatur von $2 \cdot 10^6$ K bei $3 R_\odot$ an und verknüpft diese mit den Temperaturen bei 0.3 AE (Abb. 5.1), wird deutlich, daß die radialen Gradienten für die Protonentemperatur innerhalb von 0.3 AE im schnellen Sonnenwind nur ungefähr halb so groß sind wie außerhalb 0.3 AE, in Übereinstimmung mit Ergebnissen von Freeman (1988). Das könnte bedeuten, daß die Protonen innerhalb von 0.3 AE noch stärker nachgeheizt werden.

Als Heizungsmechanismen kämen vor allem MHD-Wellen in Frage (Hollweg, 1978; 1987). Da diese von vornherein im langsamen Sonnenwind weniger auftreten, kühlen die Protonen im langsamen Sonnenwind nahezu adiabatisch ab und erfahren kaum Aufheizung durch Welle-Teilchen-Wechselwirkung. Im schnellen Sonnenwind dagegen werden die Protonen in Sonnennähe durch MHD-Wellen nachgeheizt und nach-

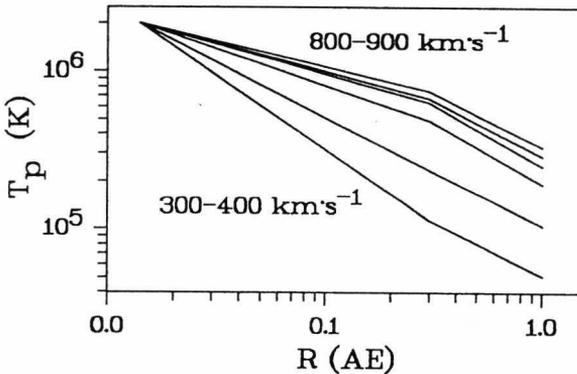


Abb. 5.1: Beobachtete und zwischen 0.3 AE und 0.014 AE interpolierte Profile der Protonentemperatur für sechs verschiedene Geschwindigkeitsintervalle in Abhängigkeit vom Abstand zur Sonne.

beschleunigt. Dieser Mechanismus verliert mit der Entfernung von der Sonne mehr und mehr seine Wirkung, so daß die Protonen außerhalb von 0.3 AE stärker abkühlen als innerhalb von 0.3 AE. Jedoch kühlen die Protonen auch außerhalb von 0.3 AE nicht adiabatisch ab. Tu (1988) konnte in einem Modell zeigen, daß in dem Maße, wie die Alfvénischen Fluktuationen im schnellen Sonnenwind zwischen 0.3 AE und 1 AE gedämpft werden, die Protonen nachgeheizt werden.

Es sei noch darauf hingewiesen, daß sich die Trennung bei 0.3 AE nur künstlich durch das dort liegende Perihel der Helios-Sonden ergibt. Sollte der Knick in den Temperaturprofilen weiter innen liegen, vergrößert sich noch das Ausmaß der Aufheizung in Sonnennähe.

5.1.2 Radiale Gradienten der α -Teilchen-Temperatur

Die α -Teilchen und die schwereren Ionen sind fast immer heißer als die Protonen, wobei die Temperaturen besonders im schnellen Sonnenwind mit ihrer Masse zunehmen: $T_i \approx \frac{m_i}{m_p} \cdot T_p$ (Schmidt *et al.*, 1980; Neugebauer, 1981; Bochsler *et al.*, 1985). Dies und die Tatsache, daß die schwereren Ionen eine größere Beschleunigung als die Protonen nahe der Sonne im schnellen Sonnenwind erfahren, wie schon in Kapitel 4.3 diskutiert, weist daraufhin, daß auch das radiale Temperaturverhalten von schwereren Ionen von dem der Protonen abweicht. Bisher gibt es jedoch nur von den α -Teilchen Daten bis 0.3 AE, um radiale Gradienten zu bestimmen.

Tabelle 5.2 zeigt die Gradienten a_1 für die verschiedenen α -Teilchen-Geschwindigkeiten. Hierbei muß beachtet werden, daß die α -Teilchen im schnellen Sonnenwind eine höhere Geschwindigkeit als die Protonen haben, so daß die Grenze zwischen dem langsamen und dem schnellen Sonnenwind eher bei $v_\alpha \approx 600 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ liegt (Thieme *et*

Tabelle 5.2: Gradienten für die α -Teilchen-Temperatur im Sonnenwind unter der Annahme, daß $T_\alpha \propto R^{a_1}$.

Geschwindigkeitsintervall ($\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$)	0.3 – 1.0 AE a_1	0.014 – 0.3 AE a_1
300 – 400	-0.963 ± 0.301	-0.577
400 – 500	-0.794 ± 0.230	-0.322
500 – 600	-0.770 ± 0.154	-0.136
600 – 700	-1.053 ± 0.095	0.036
700 – 800	-1.052 ± 0.067	0.101
800 – 900	-0.922 ± 0.169	0.151

al., 1989a), im Gegensatz zu den Protonen, bei denen die Grenze bei $v_p \approx 500 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ liegt (Lopez und Freeman, 1986). Abb. 5.2 soll dies verdeutlichen. Die Protonen- und die α -Teilchen-Temperaturen wurden mit Hilfe der entsprechenden Gradienten a_1 in Abhängigkeit von den Protonen- bzw. α -Teilchen-Geschwindigkeiten auf 0.3 AE normiert und über die Protonen- bzw. α -Teilchen-Geschwindigkeit aufgetragen. Diese Art der Darstellung wurde zuerst von Burlaga und Ogilvie (1970a) und später von Lopez und Freeman (1986) benutzt. Der Knick in den Punktvolken von Abb. 5.2a

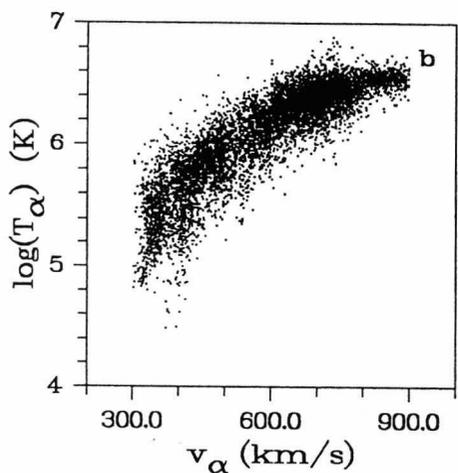
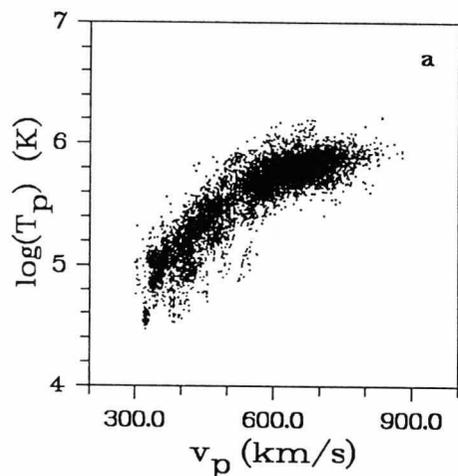


Abb. 5.2: Die auf 0.3 AE normierten und logarithmierten (a) Protonen- und (b) α -Teilchen-Temperaturen in Abhängigkeit von der Protonen- bzw. α -Teilchen-Geschwindigkeit. Deutlich ist die Veränderung der Steigung der Punktvolke bei $v_p \approx 500 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ bzw. $v_\alpha \approx 600 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ zu erkennen.

bei $v_p \approx 500 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ und von Abb. 5.2b bei $v_\alpha \approx 600 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ ist recht gut zu sehen. Für kleinere Geschwindigkeiten ist die mittlere Steigung der Punktwolke größer und flacht für höhere Geschwindigkeiten ab. Dieses Verhalten zeigt sich auch deutlich in den Werten für a_1 .

Marsch et al. (1982a) und Schwenn (1983b) hatten bei ihrer Analyse der radialen Gradienten der parallelen und senkrechten α -Teilchen-Temperatur die Daten nach der Protonengeschwindigkeit geordnet und erhielten daher für den schnellen Sonnenwind etwas andere Werte für a_1 . Wenn man die Werte von Marsch et al. (1982a) für a_1 für die parallele und senkrechte α -Teilchen-Temperatur mittelt, erhält man für deren Intervall $300 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1} \leq v_p < 400 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ $\bar{a}_1 = -0.96$ und für das Intervall $400 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1} \leq v_p < 500 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ $\bar{a}_1 = -0.81$, was recht gut mit den Ergebnissen in Tabelle 5.2 übereinstimmt. Für das Intervall $500 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1} \leq v_p < 600 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ treten schon Abweichungen auf, zum einen wegen wachsender Anisotropie zwischen paralleler und senkrechter α -Teilchen-Temperatur ($T_{\alpha\parallel} \approx 1.5 T_{\alpha\perp}$) mit zunehmender Geschwindigkeit, zum anderen aufgrund der Tatsache, daß Marsch et al. (1982a) die Protonengeschwindigkeit als Sortierparameter benutzten und ab $v_p \approx 500 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ schon die Differenzgeschwindigkeit mit $\Delta v_{\alpha p} \leq 150 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ zum Tragen kommt (siehe Kapitel 4.3).

Insgesamt kühlen die α -Teilchen im langsamen Sonnenwind zwischen 0.3 AE und 1 AE langsamer ab als die Protonen, wenn man für die Protonen die Werte für a_1 von Marsch et al. (1982b) oder von Freeman (1988) zum Vergleich heranzieht. Obwohl die Differenzgeschwindigkeit zwischen Protonen und α -Teilchen im langsamen Sonnenwind meist nur einige $\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ ausmacht, sind die α -Teilchen im Mittel 1.5 bis 2 mal heißer als die Protonen (Neugebauer, 1981). Die hohe Coulombreibung reicht vermutlich aus, um vornehmlich die schwereren Ionen auf Kosten der Protonen zusätzlich zu heizen, wodurch die Protonen um so schneller abkühlen. Dabei hängt das Ausmaß der zusätzlichen Heizung der α -Teilchen empfindlich vom Dichteverhältnis n_α/n_p ab (Hernández et al., 1987).

Im schnellen Sonnenwind sind die Temperaturprofile der α -Teilchen steiler als die der Protonen (Abb. 5.3), d. h. die α -Teilchen kühlen außerhalb von 0.3 AE schneller ab als die Protonen. Diese Tendenz wird auch deutlich in den radialen Gradienten der parallelen und senkrechten α -Teilchen-Temperatur, die Marsch et al. (1982a) und Schwenn (1983b) erhielten, auch wenn sie die Daten in Abhängigkeit von der Protonengeschwindigkeit v_p sortierten. Dies hängt zum einen mit den Alfvénischen Fluktuationen zusammen, die auf die α -Teilchen außerhalb von 0.3 AE so gut wie keinen Einfluß haben — ganz im Gegensatz zu den Protonen; zum anderen können Welleilchen-Wechselwirkungen auf mikroskopischen Skalen eine Rolle spielen (Marsch, 1989).

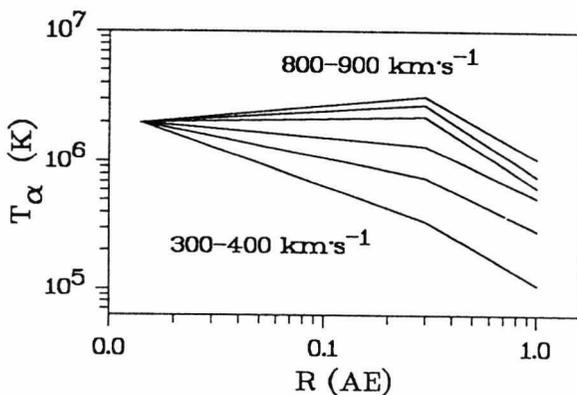


Abb. 5.3: Beobachtete und zwischen 0.3 AE und 0.014 AE interpolierte Profile der α -Teilchen-Temperatur für sechs verschiedene Geschwindigkeitsintervalle in Abhängigkeit vom Abstand zur Sonne.

Wenn man nun das Profil der α -Teilchen-Temperatur zwischen 0.3 AE und 0.014 AE interpoliert und eine Koronatemperatur von $2 \cdot 10^6$ K annimmt, setzt man voraus, daß die Heliumionen in der Korona die gleiche Temperatur haben wie die Protonen. Über koronale Temperaturen der Heliumionen und auch der schwereren Ionen ist jedoch nichts genaues bekannt. Die Temperatur, bei der der Ionisationszustand einer Ionensorte in der Sonnenatmosphäre eingefroren wird, liegt je nach Element und Ionisationszustand zwischen $1 \cdot 10^6$ K und $3 \cdot 10^6$ K (Geiss, 1985). Bei 1 AE jedoch werden zum Teil viel höhere Temperaturen gemessen; so haben z. B. Fe^{n+} -Ionen Temperaturen um 10^7 K (Bochsler *et al.*, 1985).

In Abb. 5.3 ist klar zu sehen, daß die radialen Profile für $R < 0.3$ AE auf jeden Fall weniger steil sein müssen als für $R \geq 0.3$ AE, wenn sie mit der Koronatemperatur $2 \cdot 10^6$ K bei $3 R_{\odot}$ anknüpfen sollen. Im langsamen Sonnenwind scheinen die α -Teilchen innerhalb von 0.3 AE langsamer abzukühlen als jenseits von 0.3 AE, aber diese Unterschiede sind zumindest für das Intervall $300 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1} \leq v_{\alpha} < 500 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ nicht so groß, so daß auch hier wie für $R \geq 0.3$ AE die hohe Coulombreibung als Grund für die zusätzliche Aufheizung angenommen werden kann.

Anders liegt der Fall im schnellen Sonnenwind mit $v_{\alpha} > 600 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Hier werden die Werte für a_1 für $R < 0.3$ AE positiv. Das bedeutet, daß die α -Teilchen-Temperatur innerhalb von 0.3 AE in der oberen Korona ein Maximum erreicht und dort ein ausgedehntes Gebiet existieren muß, in dem α -Teilchen — und für die schwereren Ionen gilt dies sicherlich erst recht — noch einmal stark nachgeheizt werden.

Dies wurde schon früher vermutet (Barnes, 1979), konnte aber bisher mit einer Datenauswertung nicht so klar gezeigt werden. Als Nachheizungsmechanismen kommen in erster Linie MHD-Wellen in Frage, die vermutlich auch maßgeblich an der Beschleunigung von α -Teilchen und schwereren Ionen innerhalb von 0.3 AE beteiligt sind (siehe Kapitel 4.3).

Die Untersuchung der Temperatur von Heliumionen und schwereren Ionen in Abhängigkeit vom radialen Abstand kann also — trotz des geringen Anteils dieser Ionensorten im Sonnenwind — viele Aussagen über die Bedingungen in der oberen Korona und in Sonnennähe ($R < 0.3$ AE) liefern.

5.1.3 Radiale Gradienten der Elektronentemperatur

Elektronen reagieren viel sensibler und schneller als Protonen und schwerere Ionen auf Veränderungen in ihren Quellregionen in der Sonnenatmosphäre und im interplanetaren Raum. Ihre Untersuchung ist daher sehr wichtig, um dynamische Prozesse in der Korona und im Sonnenwind zu studieren und zu verstehen. In ihrer Temperatur und in deren radialen Gradienten unterscheiden sie sich ebenfalls von den positiv geladenen Teilchen. Während Protonen und schwerere Ionen mit höherer Geschwindigkeit auch meist höhere Temperaturen haben, ist es bei den Elektronen genau umgekehrt (siehe auch Tabelle 3.1 auf S. 13): Im langsamen Sonnenwind sind sie meist heißer als im schnellen Sonnenwind. Zudem sind sie noch stärker an die Sektorstruktur des Magnetfeldes gebunden (Pilipp *et al.*, 1987b).

Um die radialen Temperaturprofile von Protonen und α -Teilchen mit denen der Elektronen zu vergleichen, wurde die mittlere Elektronentemperatur in Abhängigkeit von der Protonengeschwindigkeit sortiert (Marsch *et al.*, 1989). Die Ergebnisse in Tabelle 5.3 stimmen gut mit denen von Pilipp *et al.* (1989) überein, die Helios-2-Daten benutzten und die Elektronentemperatur parallel und senkrecht zum lokalen Magnetfeld gemäß Plasma- und Magnetfeldstrukturen sortierten. Das Geschwindigkeitsintervall 300 – 400 km·s⁻¹ umfaßt zum einen solche Gebiete, in die meistens magnetische Sektorgrenzen eingebettet sind, und die durch Minima in Elektronen-, Protonen- und α -Teilchen-Temperatur gekennzeichnet sind, zum anderen die angrenzenden Gebiete mit hohen Elektronentemperaturen. Protonengeschwindigkeiten zwischen 400 km·s⁻¹ und 500 km·s⁻¹ treten oft in Kompressionsgebieten auf, in denen sowohl die Elektronentemperatur als auch die Protonen- und α -Teilchen-Temperatur hoch sind. Schnelle Sonnenwindströme mit $v_p > 500$ km·s⁻¹ sind eingebettet in das Innere von magnetischen Sektoren und haben niedrige Elektronentemperaturen.

Die radialen Gradienten a_1 in Tabelle 5.3 für die zwischen 0.3 AE und 1 AE gemessenen Elektronentemperaturen weisen deutlich darauf hin, daß die Elektronen

Tabelle 5.3: Gradienten für die Elektronentemperatur im Sonnenwind unter der Annahme, daß $T_e \propto R^{a_1}$.

Geschwindigkeitsintervall ($\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$)	0.3 – 1.0 AE a_1	0.014 – 0.3 AE a_1
300 – 400	-0.527 ± 0.130	-0.650
400 – 500	-0.394 ± 0.102	-0.680
500 – 600	-0.200 ± 0.063	-0.767
600 – 700	-0.226 ± 0.079	-0.805
700 – 800	-0.296 ± 0.066	-0.812
800 – 900	-0.389 ± 0.092	-0.825

viel langsamer als adiabatisch abkühlen. Dies liegt zum einen darin begründet, daß die Elektronen nicht von ihren koronalen Quellen entkoppelt sind. Sie bewegen sich in Bezug auf ihre thermische Geschwindigkeit mit subalfvénischer Geschwindigkeit und können viel schneller auf zeitliche Veränderungen in ihren koronalen Quellgebieten reagieren als die Ionen. Zudem spielt Wärmeleitung — ganz im Gegensatz zu den Ionen — bei den Elektronen eine wesentliche Rolle. Durch Coulombstöße und Welle-Teilchen-Wechselwirkungen erfahren die Elektronen eine beträchtliche Nachheizung (Scudder und Olbert, 1979a, b; Schwartz *et al.*, 1981).

Vergleicht man die Werte a_1 für die Profile der Protonen- und Elektronentemperatur in Tabelle 5.1 und 5.3 und betrachtet die radialen Temperaturprofile in Abb. 5.1 und Abb. 5.4, wird deutlich, daß Protonen und Elektronen sich bzgl. ihrer Temperaturprofile genau entgegengesetzt verhalten. Während die Protonen innerhalb von 0.3 AE langsamer abkühlen als außerhalb von 0.3 AE — wenn man Freemans (1988) Werte für a_1 für den langsamen Sonnenwind zwischen 0.3 AE und 1 AE mit heranzieht —, scheinen die Elektronen nahe der Sonne schneller abzukühlen als jenseits von 0.3 AE. Dies ist besonders im schnellen Sonnenwind ausgeprägt. Im langsamen Sonnenwind ist dieser Trend jedoch nicht so stark: Die Elektronen kühlen sowohl innerhalb als auch außerhalb von 0.3 AE mit einem ähnlichen Gradienten ab. Außerhalb von 0.3 AE kühlen die Elektronen im langsamen Sonnenwind sogar schneller ab als die Elektronen im schnellen Sonnenwind.

Die Erklärung dieser Ergebnisse ist schwierig, da weder das Wärmeflußgesetz noch die zum interplanetaren Heizen der Elektronen notwendigen Mikroprozesse genau bekannt sind. Modelle, die auf dem Heizen durch klassische Coulombstöße basieren, führen zu Werten für a_1 zwischen -0.5 und -0.67 (Hollweg, 1978), was gerade noch für den langsamen Sonnenwind zwischen $300 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ und $400 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ und eventuell

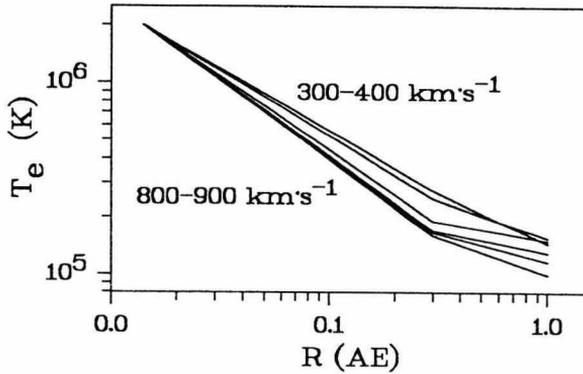


Abb. 5.4: Beobachtete und zwischen 0.3 AE und 0.014 AE interpolierte Profile der Elektronentemperatur für sechs verschiedene Geschwindigkeitsintervalle in Abhängigkeit vom Abstand zur Sonne.

für das Intervall $400 - 500 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ zutrifft, aber nicht mehr für die höheren Geschwindigkeiten. Pilipp *et al.* (1989) kommen zu dem gleichen Schluß. Während der Verlauf der Profile der Elektronentemperatur im langsamen Sonnenwind ausreichend durch Wärmeleitung erklärt werden kann, müssen im schnellen Sonnenwind zusätzliche, bislang noch nicht geklärte Prozesse für die Heizung der Elektronen im interplanetaren Raum verantwortlich sein. Die Aufklärung dieser Prozesse wird auch Aufschluß über die Beschleunigungsmechanismen des schnellen Sonnenwindes geben und zeigen, in welchem Maße der Sonnenwind thermisch beschleunigt wird (Pneuman, 1986).

5.2 Die Benutzung der Plasmatemperatur für die weitere Auswertung

5.2.1 Die mittlere Protonentemperatur

Im schnellen Sonnenwind herrscht eine enge Verknüpfung zwischen der Geschwindigkeit und der Temperatur der Protonen. Für Protonengeschwindigkeiten größer als $500 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ fanden Lopez und Freeman (1986), daß sich die Protonentemperatur ungefähr proportional zur Protonengeschwindigkeit verhält. Da die Protonengeschwindigkeit stark durch die Alfvénischen Fluktuationen beeinflusst wird, können Auswirkungen auf die Protonentemperatur, wenn sie mit der 1D-Auswertung (siehe Kapitel 2) im Bezugssystem solar-ekliptischer Koordinaten aus den Rohdaten ermittelt wurde, nicht ausgeschlossen werden. Dagegen dürfte die Protonentemperatur,

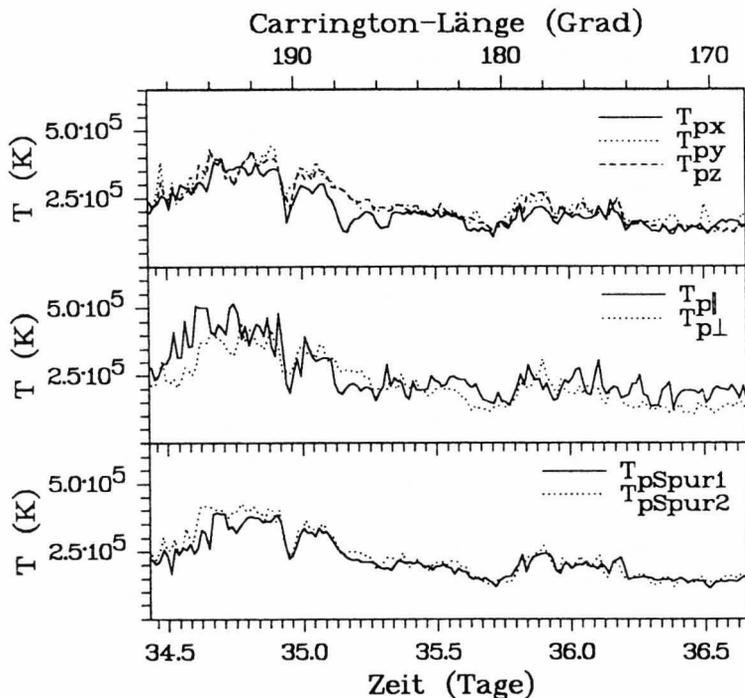


Abb. 5.5: Die Protonentemperatur in solar-ekliptischen Koordinaten und in Magnetfeld-orientierten Koordinaten sowie die Spur des Temperaturensors nach Gleichung (5.2) bzw. (5.3) für einen schnellen Sonnenwindstrom vom 3. Februar (Tag 34) 1030 UT bis zum 5. Februar (Tag 36) 1551 UT 1975 bei einem Abstand von der Sonne von 0.72 AE.

die mit der 3D-Auswertung im Bezugssystem des lokalen Magnetfeldes bestimmt wurde, diese Effekte nicht zeigen. Um die beiden durch unterschiedliche Auswertung der Rohdaten erhaltenen Protonentemperaturen miteinander zu vergleichen, wurde von beiden die Spur des Temperaturensors berechnet und überprüft, inwieweit diese gleich sind:

$$T_{pSpur1} = \frac{T_{px} + T_{py} + T_{pz}}{3} \quad (5.2)$$

$$T_{pSpur2} = \frac{T_{p\parallel} + 2 \cdot T_{p\perp}}{3} \quad (5.3)$$

Die Protonentemperatur parallel und senkrecht zum lokalen Magnetfeld ist nur auf dem zeitlich begrenzten Supermischband mit 10-minütigem Zeitabstand der Meßdaten vorhanden. Die Daten wurden auf 20 Minuten gemittelt und mit den aus solar-

ekliptischen Koordinaten berechneten, auf 20.25 Minuten gemittelten Daten der Protonentemperatur verglichen. In Abb. 5.5 ist ein Ausschnitt aus einem schnellen Sonnenwindstrom vom 3. Februar (Tag 34) 1030 UT bis zum 5. Februar (Tag 36) 1551 UT 1975 bei einem Sonnenabstand von 0.7 AE gezeigt. Im oberen Teil von Abb. 5.5 sind die Komponenten der Protonentemperatur T_{px} , T_{py} und T_{pz} in solar-ekliptischen Koordinaten gezeigt, darunter die Protonentemperatur parallel und senkrecht zum lokalen Magnetfeld, $T_{p\parallel}$ und $T_{p\perp}$. Deutlich sind die Anisotropien in den Temperaturen zu sehen: $T_{px} < T_{py} \approx T_{pz}$ bzw. in den meisten Fällen $T_{p\parallel} > T_{p\perp}$. Im schnellen Sonnenwind in Sonnennähe trifft man meist auf $T_{p\parallel} < T_{p\perp}$ (Marsch *et al.*, 1981b), jedoch wird $T_{p\parallel}$ im Verhältnis zu $T_{p\perp}$ mit zunehmendem Abstand immer größer. Im unteren Teil der Abbildung sind die beiden Spuren des Tensors der Protonentemperatur $T_{pS_{pur1}}$ und $T_{pS_{pur2}}$ (gepunktete Kurve) zu sehen. Trotz einiger Unterschiede in kleinskaligen Fluktuationen haben sie gemeinsame Fluktuationen auf mittleren Skalen von einigen Stunden bzw. Grad. Bei einer vergleichenden Durchsicht aller Daten ergab sich, daß die Spur $T_{pS_{pur2}}$ mit abnehmendem Abstand zur Sonne etwas stärker zunimmt als die Spur $T_{pS_{pur1}}$. Da aber trotzdem die gemeinsamen Fluktuationen erhalten bleiben, ist es gerechtfertigt, für die weitere Datenauswertung die mittlere Temperatur $T_{pS_{pur1}}$ zu benutzen.

5.2.2 Der radiale Gradient von T_α/T_p

Wie aus Kapitel 5.1.1 und 5.1.2 ersichtlich wurde, sind die radialen Gradienten der Protonen- und α -Teilchen-Temperatur sehr verschieden für den langsamen und den schnellen Sonnenwind. Das gleiche gilt für das Verhältnis von α -Teilchen- zu Protonentemperatur. Im langsamen, von Coulombstößen dominierten Sonnenwind werden Werte für T_α/T_p zwischen 1.5 und 3 gefunden, unabhängig vom Sonnenabstand. Dagegen zeigt sich im schnellen Sonnenwind eine radiale Abhängigkeit: Bei 1 AE wird $T_\alpha/T_p \approx 3$ beobachtet, und bei 0.3 AE ist $T_\alpha/T_p \approx 4.5$ (Marsch *et al.*, 1982a). Neugebauer und Feldman (1979) fanden empirisch sogar einen linearen Zusammenhang zwischen der Differenzgeschwindigkeit $\Delta v_{\alpha p}$ und T_α/T_p . Vielleicht ist ein gemeinsamer Prozess sowohl für die stärkere Heizung als auch für die größere Beschleunigung der schwereren Ionen verantwortlich.

Mit einem Modell für den von Coulombstößen dominierten, langsamen Sonnenwind konnten Hernández *et al.* (1987) zeigen, daß T_α/T_p vor allem vom Dichteverhältnis n_α/n_p abhängt. Je mehr α -Teilchen im langsamen Sonnenwind enthalten sind und je größer die Anzahl der Coulombstöße im Plasma ist, um so mehr nähern sich die Werte für T_α/T_p eins. Für das nahezu stoßfreie Plasma des schnellen Sonnenwindes bleibt T_α/T_p bei Werten zwischen 3 und 4, im Einklang mit den Beobachtungen.

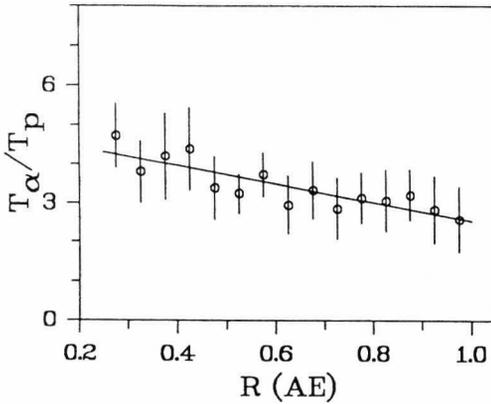


Abb. 5.6: Die radiale Abstandsabhängigkeit von T_{α}/T_p für Protonengeschwindigkeiten $v_p \geq 500 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$.

Durch den Mangel an Coulombstößen bleibt das hohe Temperaturverhältnis erhalten.

Wie schon in Kapitel 2 erwähnt, stehen ausgewertete α -Teilchen-Daten hauptsächlich für die Zeit der Primärmissionen zur Verfügung. Dort, wo die α -Teilchen-Temperatur im schnellen Sonnenwind fehlt, soll sie durch einen empirischen Wert ersetzt werden. Da häufig beobachtet wird, daß die Fluktuationen in der Protonentemperatur im zeitlichen Bereich von einigen Stunden auch in der α -Teilchen-Temperatur auftreten, wäre es ungünstig, die in Kapitel 5.1.2 ermittelten radialen Gradienten für die α -Teilchen-Temperatur einzusetzen, weil diese nur konstante Werte ergeben würden. Besser ist es, die radiale Abstandsabhängigkeit von T_{α}/T_p zu ermitteln und zu benutzen. Die Werte für die α -Teilchen- und Protonentemperatur für Protonengeschwindigkeiten $v_p \geq 500 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ wurden dem Supermischband entnommen, in Abstandsintervalle von 0.05 AE sortiert und gemittelt. Es ergab sich folgender radialer Gradient:

$$\frac{T_{\alpha}}{T_p} = (-2.348 \pm 0.399) \cdot R + 4.891. \quad (5.4)$$

Abb. 5.6 zeigt die radiale Abstandsabhängigkeit von T_{α}/T_p , einschließlich der Standardfehler der Mittelwerte.

5.2.3 Die Elektronentemperatur

Da die Elektronentemperatur auf den normalen Mischbändern nicht vorhanden ist, werden die in Kapitel 5.1.3 behandelten radialen Gradienten in Abhängigkeit von der Protonengeschwindigkeit benutzt, um Parameter wie den Gasdruck zu berechnen. Dabei gilt diese empirisch interpolierte Elektronentemperatur nur für „normalen“ schnellen Sonnenwind ohne Schocks und andere Anomalien.

5.3 Die Dichte des Plasmas im Sonnenwind

Der Anteil an Helium in der Korona ist vermutlich nicht genügend durchmischt, sondern vielmehr gemäß der Gravitation der Sonne radial geschichtet (Borrini *et al.*, 1981). Infolgedessen nimmt der relative Anteil an Helium im Vergleich zum Wasserstoff mit zunehmender Höhe in der Korona ab. Da der Ionisationszustand des Helium zwischen der Übergangszone und der unteren Korona eingefroren wird, sagt der Heliumanteil im Sonnenwind auch etwas über koronale Verhältnisse aus (Bürgi und Geiss, 1986). In langsamen Sonnenwindströmen, die sich erst in großem Abstand von der Sonne lösen, werden kleine Werte für das Verhältnis von Heliumionen zu Protonen beobachtet: 0.01 bis 0.03. Werte für n_α/n_p von 0.03 bis 0.05 werden in schnellen Sonnenwindströmen aus Koronalöchern gefunden. Innerhalb eines schnellen Sonnenwindstroms variiert n_α/n_p nur wenig, gemessen an den hohen Schwankungen im langsamen Sonnenwind. Große Werte bis zu 0.16 für das Dichteverhältnis mißt man im Zusammenhang mit energetischen koronalen Ereignissen, die mit solaren *Flares* in der Chromosphäre assoziiert sind (Bame, 1983).

Ähnlich wie für die α -Teilchen-Temperatur soll für die α -Teilchen-Dichte, dort, wo die Rohdaten nicht ausgewertet wurden, ein mittlerer Wert eingesetzt werden. Dieser wird der Arbeit von Schwenn (1983b) entnommen. Schwenn benutzte alle Helios-Daten von Ende 1974 bis Anfang 1982, um mittlere Plasmaparameter in Abhängigkeit von der Protonengeschwindigkeit zu erhalten. Für die vorliegende Datenauswertung wird die von ihm angegebene mittlere α -Teilchen-Dichte für das am häufigsten beobachtete Intervall der Protonengeschwindigkeit (600 – 700 km·s⁻¹) verwendet: 3.6 % der Protonendichte.

Unter der Annahme der Ladungsneutralität des Sonnenwindplasmas ergibt sich dann die Elektronendichte durch

$$n_e = n_p + 2 \cdot n_\alpha. \quad (5.5)$$

In Kapitel 2 wurde schon darauf hingewiesen, daß die Berechnung der Elektronendaten aus den Verteilungsfunktionen viel schwieriger ist als im Falle der Protonen (Pilipp *et al.*, 1987a). Die Bestimmung der Momente der Elektronenverteilung ist sehr vom Sondenpotential abhängig, wobei die Elektronendichte n_e ganz besonders empfindlich ist. Da das elektrostatische Sondenpotential, das sich immer ein wenig mit dem unterschiedlichen Elektronenfluß von der Sonne ändert, im Voraus nicht bekannt ist, muß es durch einen Vergleich zwischen Elektronendichte n_e und Protonendichte n_p bzw. Elektronengeschwindigkeit v_e und Protonengeschwindigkeit v_p bestimmt werden. Dies geschieht unter anderem mit der Annahme, daß das Plasma neutral ist, wobei die α -Teilchen und schwereren Ionen aber nicht berücksichtigt wer-

den. Deshalb weicht die so bestimmte Elektronendichte n_e meist geringfügig von der aus Gleichung (5.5) berechneten Elektronendichte ab.

6 Untersuchung der Strukturen im schnellen Sonnenwind

Die bisherigen Ausführungen in Kapitel 4 und Kapitel 5 dienten im wesentlichen dazu, die zum Teil unvollständigen Daten zu ergänzen und sie für die eigentliche Datenauswertung aufzubereiten.

Es wurde eine Methode dargestellt, wie der Einfluß von Alfvénischen Fluktuationen auf die gemessene Protonengeschwindigkeit reduziert werden kann. Dadurch wird es möglich, auch die Protonengeschwindigkeit auf mögliche Hinweise auf räumliche Strukturen zu untersuchen. Besonders, wenn die Daten sowohl von der Protonen- als auch von der α -Teilchen-Geschwindigkeit vorliegen, lassen sich Fluktuationen, die beiden Geschwindigkeiten gemeinsam sind, vielleicht in Richtung räumlicher Strukturen deuten.

Auf den Mischbändern, die zur Datenauswertung benutzt wurden, sind die Elektronendaten nicht vorhanden, und oft fehlen auch die Daten für die α -Teilchen, wenn es Schwierigkeiten bei der Auswertung der Rohdaten gab. Deshalb wurden die zeitlich begrenzten Daten des Supermischbandes hinzugezogen, um radiale Gradienten der α -Teilchen- und Elektronentemperatur zu ermitteln. Mit Hilfe dieser radialen Gradienten lassen sich dann auch zusammengesetzte Parameter wie der Gasdruck berechnen.

Im folgenden sollen nun Datensätze von hauptsächlich schnellen Sonnenwindströmen ausgewertet werden, die im Zeitraum von Ende 1974 bis Ende 1977 gemessen wurden. Zunächst sollen Gasdruck, magnetischer Druck, Gesamtdruck und das Verhältnis von Gasdruck zu magnetischem Druck, das Plasma- β , auf Besonderheiten geprüft werden. Das heißt konkret, die Daten werden im zeitlichen Skalenbereich von mehreren Stunden bis zu fast einem Tag bzw. im räumlichen Skalenbereich von 1° bis 10° Carrington-Länge nach auffälligen Fluktuationen untersucht. Wie in Kapitel 3.2 schon erläutert wurde, haben die Polarstrahlen in den Koronalöchern, die *Plumes*, eine räumliche Ausdehnung von ungefähr 2° . Aufgrund der nichtradialen Aufweitung von Koronalöchern in der mittleren Korona sollten die räumlichen Strukturen in den schnellen Sonnenwindströmen also mindestens eine Ausdehnung von 2° besitzen.

In Kapitel 6.1 wird zunächst die beobachtete, in einigen früheren Arbeiten (Burlaga und Ogilvie, 1970b; Roberts *et al.*, 1987a, b) schon erwähnte Antikorrelation zwischen Gasdruck und magnetischem Druck im langsamen und im schnellen Sonnenwind an Hand von Beispielen beschrieben. Die Unterschiede bzgl. der Antikorrelation

im langsamen und im schnellen Sonnenwind werden diskutiert und interpretiert. Die Antikorrelation zwischen den beiden Druckparametern bei einem gleichzeitig konstanten Gesamtdruck im schnellen Sonnenwind wird in Zusammenhang mit räumlichen, durch das solare Magnetfeld geprägte Plasmastrukturen gebracht. Um diese Interpretation zu unterstützen, wird ein sogenannter *Line-up* ausgewertet, bei dem Helios 2 bei einem größeren Abstand von der Sonne das gleiche Plasmavolumen beobachtete wie kurze Zeit vorher die weiter innen fliegende Sonde Helios 1.

Die Begrenzungen dieser räumlichen Strukturen könnten in den lokalen Minima des Gasdrucks und den gleichzeitig beobachteten lokalen Maxima des magnetischen Drucks und lokalen Minima der Protonen- und α -Teilchen-Geschwindigkeit liegen. Da schon Parker (1963) vermutete, daß die eventuell im Sonnenwind vorhandenen Flußröhren durch Richtungsdiskontinuitäten des Magnetfeldes voneinander getrennt sind, werden alle auswertbaren Datensätze von schnellen Sonnenwindströmen von Ende 1974 bis Ende 1977 auf die Existenz und Lage der Diskontinuitäten hin analysiert.

In Kapitel 6.4 soll in einem einfachen Modell simuliert werden, wie sich Plasmateilchen mit einem von Flußröhren geprägten Geschwindigkeitsprofil von der Sonne zur Sondenbahn bewegen, und was für ein Geschwindigkeitsprofil die Sonde mißt im Vergleich zu dem von der Sonne gestarteten. Es soll auch untersucht werden, ob aus der Messung einer Sonde bei einem vorgegebenen, von Flußröhren strukturierten Geschwindigkeitsprofil auf den mittleren Durchmesser der Flußröhren geschlossen werden kann.

Zum Schluß des Kapitels wird eine statistische Analyse über den mittleren Durchmesser der in schnellen Sonnenwindströmen gemessenen räumlichen Strukturen durchgeführt und die Abhängigkeit des mittleren Durchmessers der Strukturen vom radialen Abstand zur Sonne diskutiert.

6.1 Antikorrelation zwischen Gasdruck und magnetischem Druck im langsamen und im schnellen Sonnenwind

Wie in Kapitel 3.2 schon erläutert wurde, soll nach auffälligen Modulationen in den Magnetfeld- und Plasmadaten gesucht werden. Abb. 6.1 zeigt einen Ausschnitt aus einem sehr langen schnellen Sonnenwindstrom bei 0.6 AE. Helios 1 benötigte mehr als acht Tage, um den gesamten Strom mit einem Winkelbereich von ungefähr 104° zu durchfliegen. Das bedeutet, daß das Innere des Sonnenwindstroms weitgehend frei war von Störungen, die durch Wechselwirkung mit anderen Strömen entstehen.

In Abb. 6.1 sind die Magnetfeldstärke sowie die Geschwindigkeiten, Dichten und

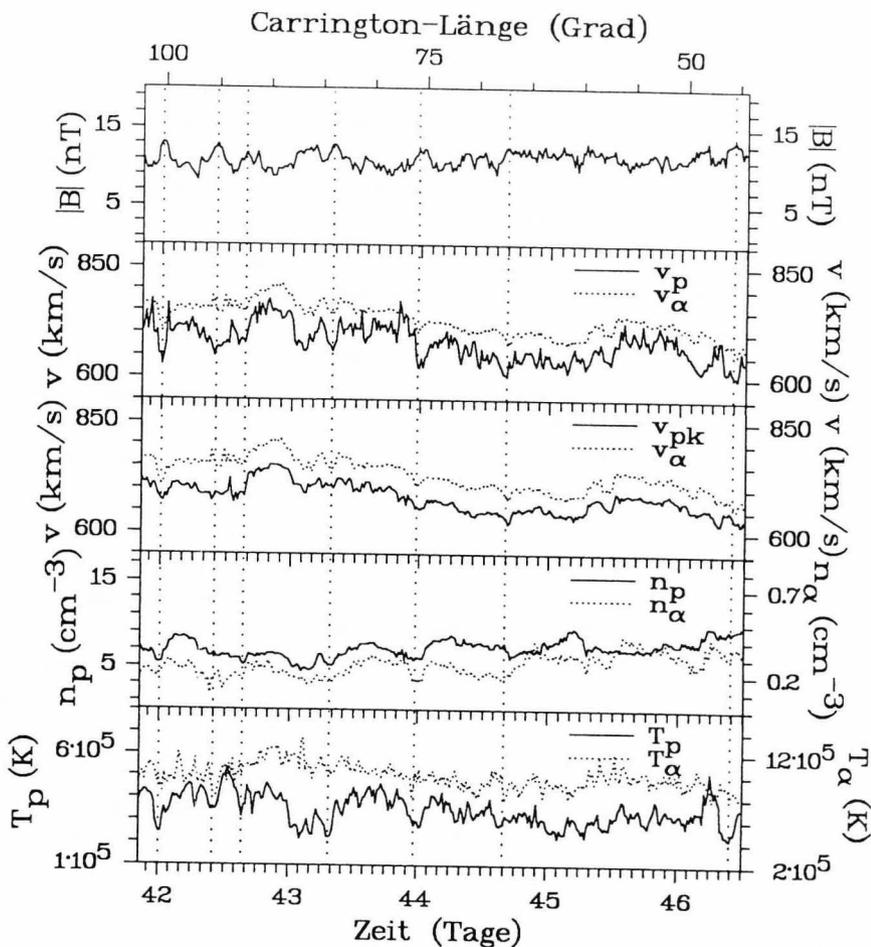


Abb. 6.1: Ausschnitt aus einem langen schnellen Sonnenwindstrom vom 10. Februar (Tag 41) 2026 UT bis zum 15. Februar (Tag 46) 1148 UT 1975, gemessen von Helios 1 im Abstand von 0.66 AE bis 0.60 AE. Gezeigt sind die Magnetfeldstärke sowie die Geschwindigkeiten, Dichten und Temperaturen von Protonen und α -Teilchen. Dabei entspricht die Ordinate der α -Teilchen-Dichte 5 % der Protonendichte. Die Temperaturskala der α -Teilchen umfaßt aus Gründen der Übersicht einen größeren Wertebereich als die der Protonen. Die senkrechten gepunkteten Linien zeigen auffällige Antikorrelationen zwischen Magnetfeldstärke und Protonentemperatur.

Temperaturen von Protonen und α -Teilchen (gepunktete Kurven) gegenüber der Zeit und der Carrington-Länge gezeigt. Die Magnetfeldstärke $|\mathbf{B}|$ variiert kaum. Die mittlere Abweichung vom mittleren Magnetfeld (11.1 nT) ist mit 0.08 sehr klein. Die beobachtete Protonengeschwindigkeit v_p ist stark von Alfvénischen Fluktuationen beeinflusst. Nach der Eliminierung des Einflusses der Alfvénwellen auf die Protonengeschwindigkeit verläuft v_{pk} bemerkenswert ähnlich der α -Teilchen-Geschwindigkeit v_α (gepunktete Kurve). Die Dichten n_α und n_p der α -Teilchen (gepunktete Kurve) und der Protonen fluktuieren leicht; das Verhältnis von α -Teilchen-Dichte zu Protonendichte beträgt 3.7 %. Die α -Teilchen-Temperatur T_α (gepunktete Kurve) ist bis zu 3.5 mal höher als die Protonentemperatur T_p .

In allen Parametern sind leichte Modulationen zu erkennen. Sie scheinen zum Teil korreliert bzw. antikorreliert zu sein. Die senkrechten gepunkteten Linien wurden in auffällige lokale Minima der Protonentemperatur T_p gelegt und sollen helfen, einen Teil der Antikorrelationen aufzufinden. Thieme *et al.* (1988, 1989b) hatten diese Fluktuationen nur in den Plasmaparametern gefunden: Eine Zunahme in der Protonentemperatur ging einher mit einer Zunahme in den Dichten und meist auch in den Geschwindigkeiten, während eine Abnahme in der Protonentemperatur ebenfalls eine Abnahme in den Dichten und oft auch in den Geschwindigkeiten beinhaltet. Dagegen scheinen diese Modulationen aber oft antikorreliert zur Magnetfeldstärke zu sein. Ganz deutlich fallen lokale Minima in der Protonentemperatur mit lokalen Maxima in der Magnetfeldstärke zusammen. In der Protonen- und α -Teilchen-Dichte ist diese Antikorrelation zu B nicht ganz so stark zu sehen, und in der Geschwindigkeit der Ionen tritt sie nicht immer auf.

Um diese Modulationen näher zu untersuchen, wurden der Gasdruck, der magnetische Druck, der Gesamtdruck und das Plasma- β berechnet:

$$P_{\text{gas}} = n_p k T_p + n_\alpha k T_\alpha + n_e k T_e, \quad (6.1)$$

$$P_{\text{mag}} = \frac{B^2}{8\pi}, \quad (6.2)$$

$$P_{\text{tot}} = P_{\text{gas}} + P_{\text{mag}}, \quad (6.3)$$

$$\beta = \frac{P_{\text{gas}}}{P_{\text{mag}}}. \quad (6.4)$$

Diese Parameter sind in Abb. 6.2 zu sehen, zusammen mit der korrigierten Protonengeschwindigkeit v_{pk} und der beobachteten α -Teilchen-Geschwindigkeit v_α (gepunktete Kurve). Der Gasdruck P_{gas} und der magnetische Druck P_{mag} (gepunktete Kurve), im mittleren Teil der Abb. 6.2, sind ungefähr gleich. In der Darstellung ist die Ordinate von P_{gas} um zwei nach unten verschoben worden, um die Antikorrelation zwischen den beiden Größen deutlicher hervorzuheben. Die senkrechten gepunkteten Linien

sind an den gleichen Stellen wie in Abb. 6.1. Trotz der ausgeprägten Antikorrelation ist der Gesamtdruck P_{tot} bemerkenswert konstant über die fünf Tage, während β (gepunktete Kurve) im Trend dem Gasdruck folgt.

Eine zeitweilige Antikorrelation zwischen dem Gasdruck und dem magnetischen Druck wurde zuerst von Burlaga und Ogilvie (1970b) beobachtet. Mit Hilfe von Explorer-34-Daten bei 1 AE fanden sie zwischen Juni und Dezember 1967 (Sonnenaktivitätsminimum 1964, Sonnenaktivitätsmaximum 1969/70) eine Antikorrelation auf Zeitskalen kleiner als zwei Tage. Für Zeitskalen größer als zwei Tage ergab sich eine positive Korrelation zwischen Gasdruck und magnetischem Druck, vor allem in Kompressionsgebieten.

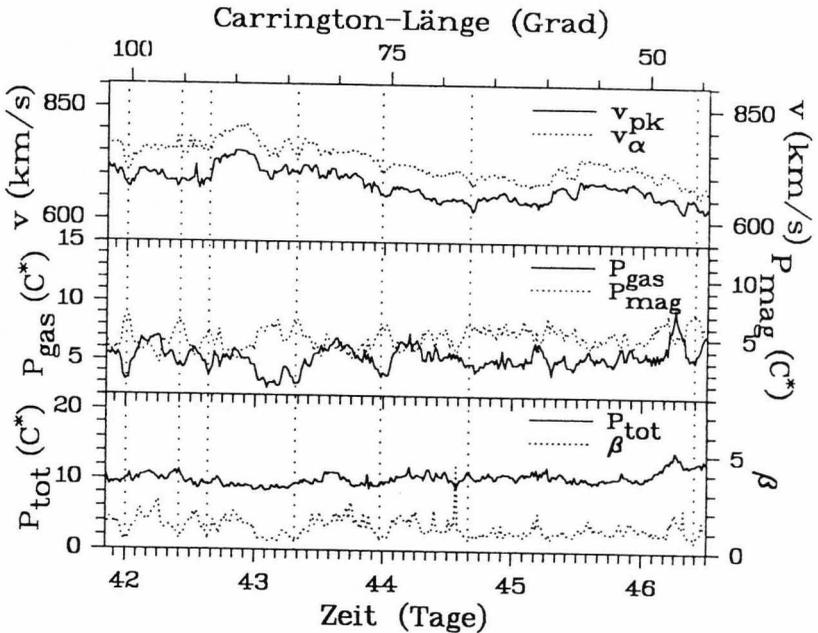


Abb. 6.2: Der gleiche Datensatz wie in Abb. 6.1. Die korrigierte Protonen- und α -Teilchen-Geschwindigkeit im Vergleich zum Gasdruck und magnetischen Druck sowie zum Gesamtdruck und Plasma- β . Die Ordinate vom Gasdruck ist bzgl. der Ordinate des magnetischen Drucks um zwei nach unten verschoben. Die Einheit der Drücke C^* steht für 10^{-10} dyn-cm $^{-2}$. Die senkrechten gepunkteten Linien bezeichnen die Antikorrelation zwischen dem Gasdruck und dem magnetischen Druck.

Vellante und Lazarus (1987) wandten eine Kreuzkorrelationsanalyse auf Voyager-Daten zwischen 1 AE und 9.5 AE an. Sie beobachteten eine hohe Antikorrelation zwischen der Magnetfeldstärke und der Protonendichte bzw. dem magnetischen Druck und dem Gasdruck mit charakteristischen Zeitskalen von maximal zehn Stunden und interpretierten diese als nichtpropagierende Strukturen mit einem inneren Druckgleichgewicht, da der Gesamtdruck konstant blieb.

Roberts *et al.* (1987a) bestätigten die Ergebnisse von Burlaga und Ogilvie (1970b) und Vellante und Lazarus (1987) mit Voyager-Daten und analysierten in einer weiteren Arbeit (Roberts *et al.*, 1987b) zusätzlich Helios-Daten von 1978 und 1980 (Sonnenaktivitätsmaximum) bis 0.3 AE Sonnenabstand. Auch innerhalb von 1 AE fanden sie die Antikorrelation zwischen der Protonendichte und der Magnetfeldstärke. Dagegen beobachteten Bavassano und Bruno (1989) für die Helios-Daten der Primärmissionen keinen starken Hinweis auf Druckgleichgewichtsstrukturen.

Ein wichtiger Unterschied zwischen den genannten Arbeiten und der jetzigen Auswertung besteht in der Zusammensetzung des Gasdrucks $P_{\text{gas}} = P_p + P_\alpha + P_e$ (Gleichung (6.1)). Burlaga und Ogilvie (1970b) berechneten den Gasdruck P_α der α -Teilchen aus den mittleren Werten für n_α/n_p und T_α/T_p und nahmen eine zeitunabhängige, konstante Elektronentemperatur $T_e = 1.4 \cdot 10^5$ K an, obwohl Unterschiede in der Elektronentemperatur zwischen dem langsamen und dem schnellen Sonnenwind beobachtet werden. Vellante und Lazarus (1987) vernachlässigten den α -Teilchen-Gasdruck P_α ganz und definierten die Elektronentemperatur T_e über die Elektronendichte n_e : $T_e \propto n_e^{0.185}$ für $R > 1$ AE. Bavassano und Bruno (1989) betrachteten in erster Linie den Gasdruck P_p der Protonen und nahmen zum Schluß ihrer Analyse eine konstante Elektronentemperatur $T_e = 1.5 \cdot 10^5$ K und die Elektronendichte $n_e = n_p$, um den Gasdruck P_e der Elektronen zu bestimmen und den Gasdruck $P_{\text{gas}} = P_p + P_e$ zu untersuchen.

Keine der zitierten Arbeiten differenzierte zwischen dem langsamen und dem schnellen Sonnenwind. Größtenteils wurden Daten aus den ansteigenden Zyklen der Sonnenaktivität analysiert, in denen nur wenige, nicht sehr ausgeprägte schnelle Sonnenwindströme mit Protonengeschwindigkeiten von maximal $600 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ enthalten waren. Außerdem wurden die Ströme nicht im Detail untersucht.

Tatsächlich tritt die Antikorrelation auch im langsamen Sonnenwind auf, hat aber dort einen anderen Charakter. Dies soll Abb. 6.3 verdeutlichen. Aufgetragen sind die Magnetfeldstärke $|\mathbf{B}|$ und die radial von der Sonne wegweisende x-Komponente des Magnetfeldes, B_x , sowie Geschwindigkeit, Dichte und Temperatur der Protonen und α -Teilchen (gepunktete Kurven) gegenüber der Zeit und der Carrington-Länge.

Gezeigt sind drei verschiedene Phasen des Sonnenwindes: Bis zur Mitte des 27. Ja-

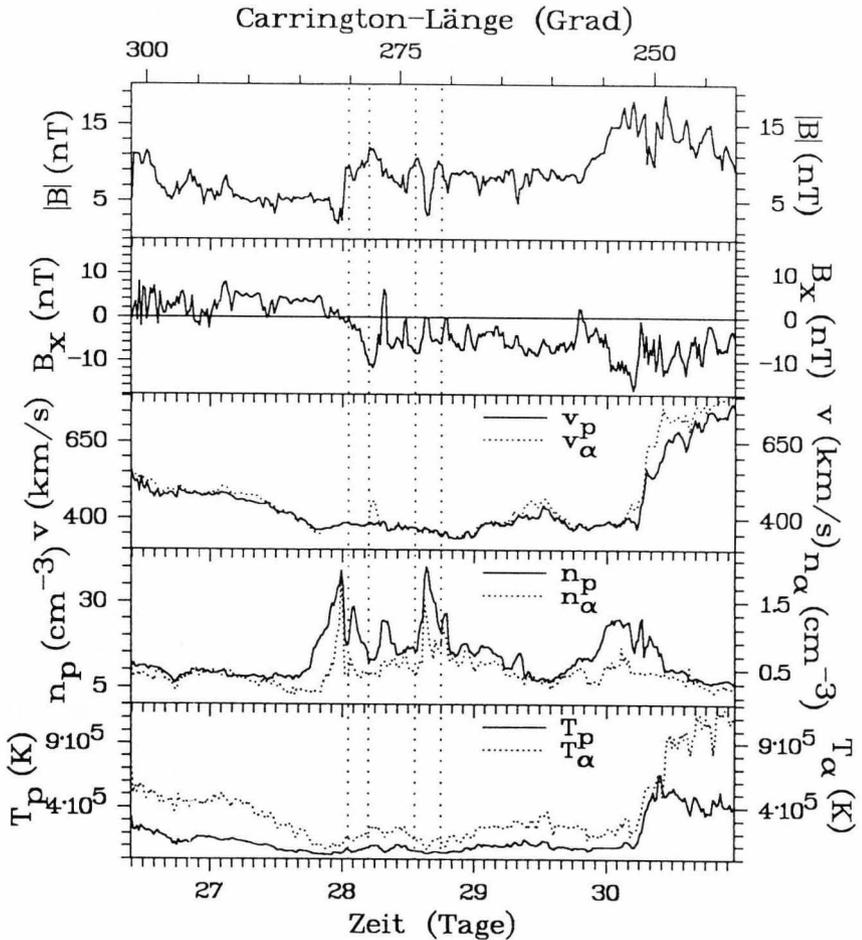


Abb. 6.3: Ausschnitt aus dem Sonnenwind vom 26. Januar 0957 UT bis zum 30. Januar 2300 UT 1975, gemessen von Helios 1 im Abstand von 0.80 AE bis 0.76 AE. Gezeigt sind die Magnetfeldstärke und die x-Komponente des Magnetfeldes sowie die Geschwindigkeiten, Dichten und Temperaturen von Protonen und α -Teilchen. Die Ordinate der α -Teilchen-Dichte entspricht 5 % der Protonendichte. Die senkrechten gepunkteten Linien zeigen Antikorrelationen zwischen Magnetfeldstärke und Dichte.

nuar 1975 ist zunächst noch das auslaufende Ende eines mittelschnellen ($500 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$) Sonnenwindstroms zu sehen, dessen Beginn Helios 1 in der Mitte des 25. Januar beobachtete. Die von der Rotation der Sonne geprägte Struktur der Sonnenwindströme macht es schwierig, das Ende eines schnellen Sonnenwindstroms eindeutig zu identifizieren. Kurz vor der Sektorgrenze am 27. Januar gegen 1600 UT kündigt die Zunahme in Protonen- und α -Teilchen-Dichte an, daß es sich hier nicht mehr um Plasma aus dem schnellen Sonnenwind handelt. Um 2104 UT geht der Wert für die x-Komponente des Magnetfeldes auf Null. Gleichzeitig nimmt die Magnetfeldstärke ab, und die Werte für die Protonen- und α -Teilchen-Dichte steigen steil an. Während der Passage der Sektorgrenze um 2330 UT ist das Sonnenwindplasma sehr kalt und dicht, und die Werte für die Magnetfeldstärke sind am niedrigsten. Im Gegensatz zu dem in Abb. 4.3 gezeigten Beispiel auf S. 31 passiert Helios 1 die Sektorgrenze hier nur einmal. Hinter der Sektorgrenze sind zahlreiche Dichtefluktuationen zu beobachten, die antikorreliert zur Magnetfeldstärke scheinen. Die eingezeichneten senkrechten gepunkteten Linien sollen einige der antikorrelierten lokalen Minima in der Plasmadichte und lokalen Maxima in der Magnetfeldstärke kennzeichnen. Am 29. Januar gegen 2200 UT setzt eine erneute Zunahme in der Plasmadichte ein, zusammen mit einer Zunahme in der Magnetfeldstärke, und kündigt die Nähe des Kompressionsgebietes an. Wenige Stunden später beginnt ein neuer schneller Sonnenwindstrom mit steiler Geschwindigkeits- und Temperaturzunahme.

In Abb. 6.4 sind noch einmal, ähnlich wie in Abb. 6.2, die Geschwindigkeiten v_p und v_α der Protonen und der α -Teilchen (gepunktete Kurve), der Gasdruck P_{gas} , der magnetische Druck P_{mag} (gepunktete Kurve), der Gesamtdruck P_{tot} und β (gepunktete Kurve) gezeigt. Nach der Passage der Sektorgrenze, bei der der Gesamtdruck ein Maximum erreicht, ist deutlich die Antikorrelation zwischen Gasdruck und magnetischem Druck zu sehen, die kurz vor dem Beginn des Kompressionsgebietes wieder verschwindet. Im Kompressionsgebiet ist der Gesamtdruck wieder maximal, doch hier haben Gasdruck und magnetischer Druck ähnliche Werte, so daß β nicht stark fluktuiert.

Die Antikorrelation im langsamen Sonnenwind ist von ähnlicher Größenordnung wie für den schnellen Sonnenwind, hat aber andere Begleiterscheinungen. Der Gesamtdruck ist nicht so konstant wie beim schnellen Sonnenwind, und β erreicht wesentlich höhere Werte. Im schnellen Sonnenwind wird die Antikorrelation vornehmlich durch die starken Fluktuationen in der Temperatur bewirkt, während die Magnetfeldstärke und die Dichte weniger stark fluktuieren. Dagegen sind im langsamen Sonnenwind an der Sektorgrenze Magnetfeldstärke und Dichte starken Schwankungen ausgesetzt, während diese in der Temperatur gering sind.

Unterschiede zwischen dem langsamen und dem schnellen Sonnenwind zeigen sich

auch in der radialen Abstandsabhängigkeit des Gasdrucks und des magnetischen Drucks bzw. des β . In der unteren Sonnenatmosphäre, in der Photosphäre, ist β ungefähr eins — Gasdruck und magnetischer Druck sind nahezu gleich. Mit zunehmender Höhe fällt der Gasdruck stärker ab als der magnetische Druck, so daß in der Korona β sehr viel kleiner als eins ist. Im interplanetaren Raum wird der Gasdruck gegenüber dem magnetischen Druck jedoch immer dominanter. Im langsamen Sonnenwind beobachtet man schon bei 0.3 AE, daß der magnetische Druck kleiner als der Gasdruck und β infolgedessen größer als eins ist. Im schnellen Sonnenwind ist der magnetische Druck zwischen 0.3 AE und 0.5 AE noch größer als der Gasdruck. Erst ab 0.7 AE wird der Gasdruck dem magnetischen Druck gleich, und β wird eins.

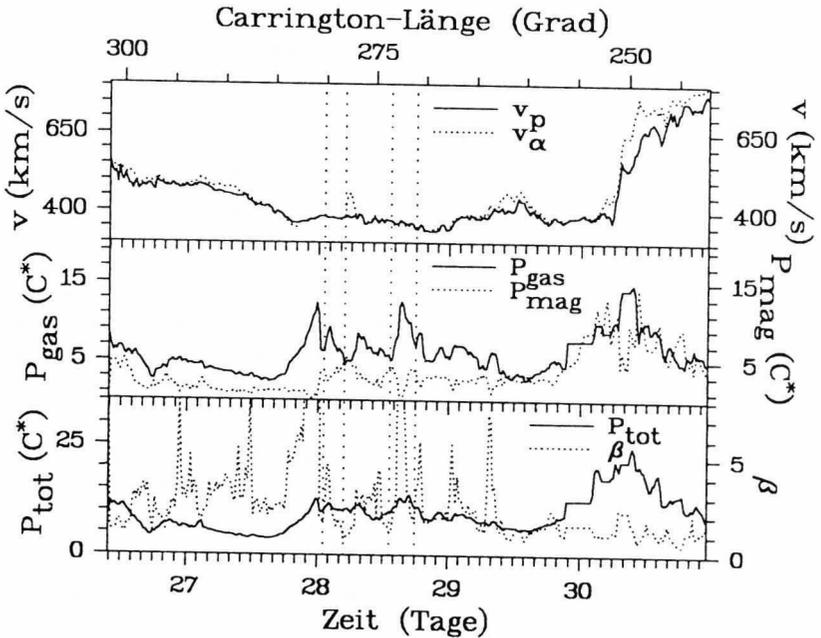


Abb. 6.4: Der gleiche Datensatz wie in Abb. 6.3. Die beobachtete Protonen- und α -Teilchen-Geschwindigkeit im Vergleich zum Gasdruck und magnetischen Druck sowie zum Gesamtdruck und Plasma- β . Die Einheit der Drücke C^* steht für $10^{-10} \text{ dyn}\cdot\text{cm}^{-2}$. Die senkrechten gepunkteten Linien bezeichnen die Antikorrelation zwischen dem Gasdruck und dem magnetischen Druck. Beim Vergleich mit Abb. 6.2 muß beachtet werden, daß bis auf β alle Parameter größere Wertebereiche haben.

Die Antikorrelation im Gasdruck und magnetischen Druck erscheint im langsamen Sonnenwind in Verbindung mit der Sektorgrenze. Vor dem Aktivitätsminimum der Sonne mit den zahlreichen schnellen Sonnenwindströmen werden die Sektorgrenzen häufig kurz vor den Kompressionsgebieten beobachtet, so daß die Antikorrelation verwischt wird. Dies könnte erklären, warum Bavassano und Bruno (1989) mit ihrer Kreuzkorrelationsanalyse für die Helios-Daten der Primärmissionen keinen signifikanten Hinweis auf die Antikorrelation gefunden haben.

6.1.1 Spektrale Dichten des Gasdrucks, des magnetischen Drucks, des Gesamtdrucks und des Plasma- β

Über die Unterschiede zwischen dem langsamen und dem schnellen Sonnenwind können auch die spektralen Dichten Aufschluß geben (über die Fouriermethode siehe Kapitel 4.2.1). Abb. 6.5 zeigt die spektralen Dichten von dem (a) Gasdruck, (b) magnetischen Druck, (c) Gesamtdruck und (d) β für den schnellen Sonnenwind aus Abb. 6.2 und für den langsamen Sonnenwind aus Abb. 6.4 (gepunktete Kurven). Die Kurven sind über die Frequenz und über den entsprechenden Winkel, den die Sonden in einem Zeitintervall beobachtet haben, aufgetragen. Da Helios 1 am 26. Januar (langsamer Sonnenwind) von der Sonne weiter entfernt war als am 10. Februar (schneller Sonnenwind), beträgt das dem Zeitintervall von 20.25 Minuten entsprechende mittlere Winkelintervall im ersten Fall 0.183° und im zweiten Fall 0.175° . Dieser Unterschied ist in der Zeichnung nicht zu sehen, deshalb wurde das mittlere Winkelintervall von 0.18° für die obere Abszisse vorgegeben.

Zunächst fällt auf, daß die Amplitude der spektralen Dichten für den schnellen Sonnenwind insgesamt kleiner sind als die für den langsamen Sonnenwind. Dies gilt ganz besonders im niederfrequenten Bereich. Das liegt an der stärkeren Strukturierung des langsamen Sonnenwindes durch Sektorgrenze und Kompressionsgebiet. Im hochfrequenten Bereich ergibt sich eine Annäherung der Spektren, so daß die Spektren der Parameter des langsamen Sonnenwindes viel steiler verlaufen (wie auch schon die spektralen Dichten der Geschwindigkeit in Abb. 4.6 auf S. 35). Eine Ausnahme bilden die spektralen Dichten von β . Im langsamen Sonnenwind schwanken die Werte für β sehr stark, was die hohe Amplitude des Spektrums erklärt, und bilden schmale Spitzen von mindestens 1.3° Breite. Schmalere Spitzen kommen nicht vor, so daß das Spektrum bei 1.3° stark abfällt und nur noch einen geringen Anteil im hochfrequenten Bereich zeigt. Die Fluktuationen des Plasma- β im schnellen Sonnenwind sind dagegen von der Amplitude her relativ klein und umfassen einen breiten Schwankungsbereich.

Vergleicht man die Spektren des schnellen und des langsamen Sonnenwindes mit-

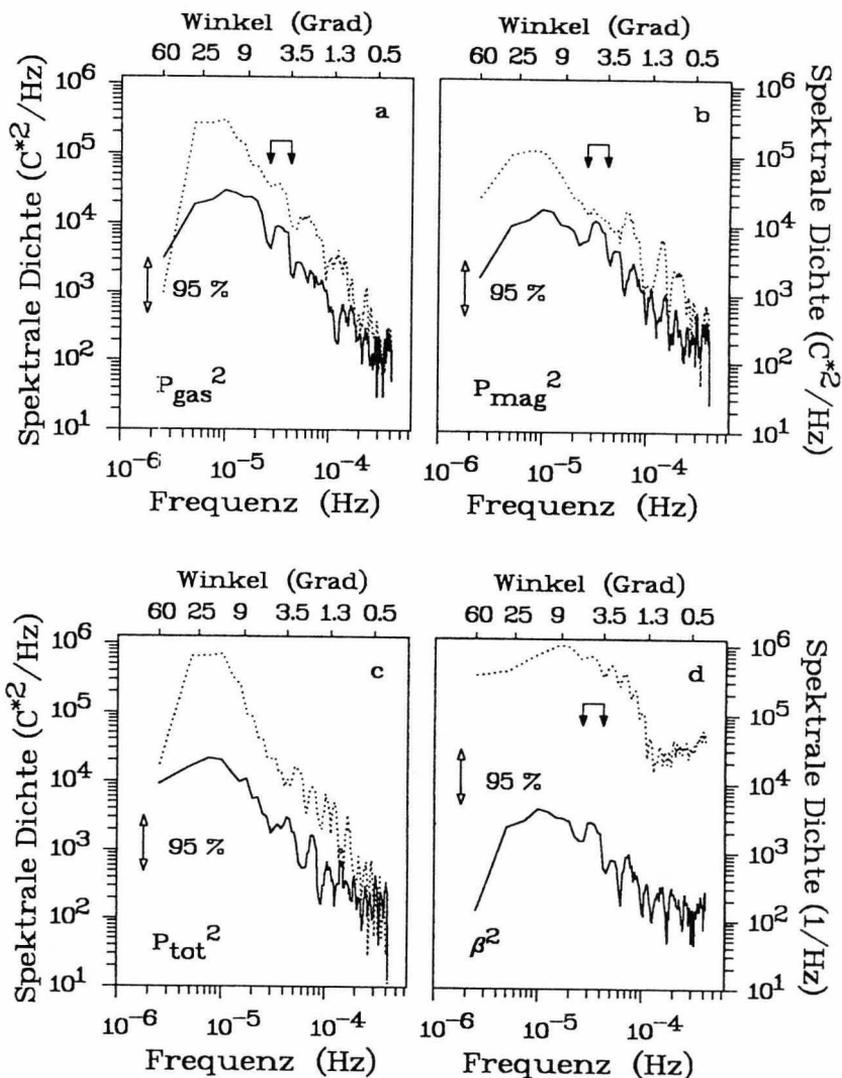


Abb. 6.5: Spektrale Dichten von (a) Gasdruck, (b) magnetischem Druck, (c) Gesamtdruck und (d) β für den langsamen Sonnenwind aus Abb. 6.4 (gepunktete Kurven) und für den schnellen Sonnenwind aus Abb. 6.2, aufgetragen über der Frequenz und dem entsprechenden Winkelbereich. Die 95%-Marke gibt den Vertrauensbereich an. Die Pfeile bei 5.5° und 3.5° markieren ein signifikantes Maximum in den Spektren des schnellen Sonnenwindes. ($C^* = 10^{-10}$ dyn·cm $^{-2}$)

einander, wird deutlich, daß die Spektren des Gasdrucks, des magnetischen Drucks und des β vom niederfrequenten bis zum mittleren Frequenzbereich sehr ähnlich sind, wobei die Spektren des langsamen Sonnenwindes etwas glatter erscheinen. Im niederfrequenten Bereich von $2.5 \cdot 10^{-6}$ Hz ($\approx 60^\circ$) bis ungefähr $2 \cdot 10^{-5}$ Hz ($\approx 7^\circ$) erscheint ein breites Maximum, das im Zusammenhang mit der großräumigen Strukturierung und der Länge des Datensatzes insgesamt steht. Hierbei muß erwähnt werden, daß die Fünf-Punkte-Mittelung zur Glättung der spektralen Dichten (siehe Kapitel 4.2.1) die zwei höchsten und die zwei niedrigsten Frequenzen nicht erfaßt — wobei die niedrigste Frequenz $f = 0$ nicht eingezeichnet wurde —, und daß deshalb wegen der größeren Ungenauigkeit der Werte diese auch nicht beachtet werden sollten.

Auffällig ist, daß sich in allen drei Parametern ((a), (b) und (d)) zwischen 5.5° und 3.5° ein kleines Maximum zeigt, das für die Spektren des schnellen Sonnenwindes gerade signifikant zu sein scheint, während es in den Spektren für den langsamen Sonnenwind noch völlig im 95%-Vertrauensbereich liegt und somit nicht signifikant auf Strukturen dieser Größenordnung weist. Der Abfall des Maximums bei etwa 3.5° läßt sich so interpretieren, daß vor allem Strukturen dieser Breite im Datensatz des schnellen Sonnenwindes enthalten sind. Die Analyse dieser Spektren zeigt, daß man mit Hilfe von spektralen Dichten die mittlere Größe von Strukturen herausfiltern kann, vorausgesetzt, sie sind häufig genug im Datensatz vorhanden.

Hinzuweisen sei noch auf das bemerkenswerte Abknicken der Spektren des schnellen Sonnenwindes im hochfrequenten Bereich bei $2 \cdot 10^{-4}$ Hz. Der übliche Abfall der spektralen Dichte geht über in eine Fluktuation um eine Konstante bzw. in eine erneute leichte Zunahme der Amplitude. In den spektralen Dichten der Protonendichte und Protonen- und α -Teilchen-Temperatur zeigt sich der gleiche Trend. Nur die spektrale Dichte der α -Teilchen-Dichte fällt monoton ab. Bisher wurde solch ein bemerkenswerter Spektralverlauf nur von Tu *et al.* (1989) berichtet. Sie untersuchten die Eigenschaften von MHD-Turbulenz in langsamen und schnellen Sonnenwindströmen mittels der sogenannten Elsässer-Variablen δZ^\pm (vergleiche Gleichung (4.6) auf S. 23):

$$\delta Z^\pm = \delta v_p \pm \frac{\delta B}{\sqrt{4\pi\rho}}, \quad (4.5)$$

wobei δZ^+ die Fluktuationen der auswärts propagierenden Alfvénwellen darstellt und δZ^- die Fluktuationen der einwärts propagierenden Alfvénwellen, wenn das Hintergrundmagnetfeld zur Sonne hin gerichtet ist. Während die spektrale Dichte von δZ^+ für den schnellen Sonnenwind wie üblich monoton abfällt mit einem kleinen Gradienten im niederfrequenten Bereich und einem großen Gradienten nahe dem Kraichnan-Wert (-1.5) für die mittleren und hohen Frequenzen, verhält sich die spektrale Dichte von δZ^- für den schnellen Sonnenwind genau anders herum: Großer Gradient bis un-

gefähr $4 \cdot 10^{-4}$ Hz (bei 0.3 AE) und für den hochfrequenten Bereich ein sehr kleiner Gradient. Die spektralen Dichten von δZ^{\pm} für den langsamen Sonnenwind fallen dagegen steiler ab, und ein Abknicken im hochfrequenten Bereich wird nicht beobachtet.

Tu *et al.* (1989) diskutierten vier mögliche Mechanismen, die diese Besonderheit in der spektralen Dichte von δZ^{-} für den schnellen Sonnenwind erzeugt haben könnten: Die Kelvin-Helmholtz-Instabilität, nichtthermische Plasmainstabilitäten, parametrische Zerfallsinstabilität von Alfvénwellen und nichtlineare Wechselwirkungen zwischen Fluktuationen verschiedener Größenordnung. Tu *et al.* (1989) kamen zu dem Schluß, daß der vierte Mechanismus die beste Erklärung bietet, obwohl Simulationsrechnungen die beobachteten Spektren nicht wiedergeben konnten. Der beeinflusste Frequenzbereich von einigen 10^{-4} Hz bis zur Nyquistfrequenz beeinträchtigt jedenfalls nicht die Analyse von eventuell vorhandenen räumlichen Strukturen im schnellen Sonnenwind im Bereich mittlerer Skalen.

6.1.2 Interpretation der beobachteten Antikorrelation im langsamen und im schnellen Sonnenwind

Die beobachtete Antikorrelation im langsamen Sonnenwind kann mindestens zwei Ursachen haben. Zunächst kommen langsame magnetoakustische Wellen in Betracht, die möglicherweise an der Sektorgrenze durch Verschmelzung von Magnetfeldlinien entstehen. Feldman (1984) zeigte, daß an der Magnetopause der Erde durch Verschmelzung von Magnetfeldlinien langsame magnetoakustische Wellen entstehen können, die sich hier durch das Anströmen des Sonnenwindes zu Schocks ausbilden. Ein ähnlicher Prozeß, ohne Schockbildung, wäre auch an der Sektorgrenze denkbar. Laut MHD-Theorie werden langsame magnetoakustische Wellen sehr schnell im Sonnenwind durch Landau-Dämpfung dissipiert. Richter und Marsch (1988) konnten an Hand von Helios-Daten zeigen, daß langsame magnetoakustische Wellen im schnellen Sonnenwind die Landau-Dämpfung nicht überleben, daß dagegen im langsamen Sonnenwind, wo das Verhältnis von Iontemperatur zu Elektronentemperatur kleiner als eins ist, dafür durchaus eine Chance besteht. Eine zweite Bedingung ist $\beta < 1$ — dies ist allerdings sehr selten im langsamen Sonnenwind erfüllt, wie auch in Abb. 6.4 klar zu sehen ist.

Eine zweite mögliche Ursache für die Antikorrelation im langsamen Sonnenwind kann die räumliche Strukturierung des Plasmas durch das Magnetfeld nahe der Sektorgrenze sein. Neugebauer (1981) vermutete, daß der langsame Sonnenwind eine filamentartige Struktur besitzt mit verschiedenen, nebeneinander liegenden Plasmaströmen, die von unterschiedlichen Quellen in der Sonnenatmosphäre stammen.

Ein Hinweis für ihre Vermutung sind dabei die starken Schwankungen im Dichteverhältnis n_α/n_p , wie sie auch in Abb. 6.3 durchaus zu erkennen sind. Klein und Burlaga (1982) identifizierten 45 „magnetische Wolken“ im langsamen Sonnenwind bei 1 AE im Zeitraum von 1967 bis 1978 und untersuchten sie auf Gemeinsamkeiten und Unterschiede. Sie schlossen aus ihrer Analyse, daß die „magnetischen Wolken“ häufig mit koronalen Massenauswürfen (*coronal mass ejections*) verknüpft waren. Insofern bilden die „magnetischen Wolken“ eher eine zeitliche Erscheinung und keine räumlich stationäre. Die „magnetischen Wolken“ waren durch höhere Magnetfeldstärken im Innern gekennzeichnet sowie durch niedrigere Protonentemperatur und -dichte. Die Summe aus magnetischem Druck P_{mag} und Gasdruck P_p der Protonen zeigte ein Maximum innerhalb der „magnetischen Wolken“ — ein Hinweis auf die bis 1 AE andauernde Expansion der „Wolken“. Ähnliche Charakteristika kann man auch in Abb. 6.3 und Abb. 6.4 wiederfinden. Aber dies soll hier nicht weiter untersucht werden.

Die Antikorrelation zwischen dem Gasdruck und dem magnetischen Druck im schnellen Sonnenwind und die Konstanz des Gesamtdrucks weisen auf statische Strukturen hin. Dabei könnte es sich um vom Magnetfeld geprägte räumliche Strukturen — Flußröhren im Sinne von *flow tubes* — handeln. Bei den „magnetischen Wolken“ im langsamen Sonnenwind wurden die „Wolken“ durch geringere Magnetfeldstärken und durch ein Maximum in der Protonentemperatur und -dichte begrenzt sowie manchmal durch einem Anstieg in der Protonengeschwindigkeit. Im Gegensatz dazu liegen die Begrenzungen der räumlichen Strukturen im schnellen Sonnenwind vermutlich dort, wo die Magnetfeldstärke ein lokales Maximum besitzt und die Temperatur und Dichte von Protonen und α -Teilchen ein lokales Minimum zeigen (senkrechte gepunktete Linien in Abb. 6.1). Bei der Betrachtung der korrigierten Protonengeschwindigkeit und der beobachteten α -Teilchen-Geschwindigkeit in Abb. 6.2 wird deutlich, daß die Geschwindigkeit von Protonen und α -Teilchen häufig stark ansteigt, nachdem der magnetische Druck P_{mag} ein lokales Maximum und der Gasdruck P_{gas} ein lokales Minimum hatten. Es ist leicht vorstellbar, daß das Plasma im Innern einer Flußröhre schneller strömt als am Rand — und nicht umgekehrt. Sollten diese räumlichen Strukturen die gesuchten Überreste von Strukturen in Koronalöchern sein, wie in Kapitel 3.2 diskutiert, dient die Beobachtung von Ahmad und Webb (1978) einem zusätzlichen Hinweis: Sie hatten als Dichteverteilung in den *Plumes* eine Gaußverteilung erhalten. Tatsächlich ist die Dichte an den vermuteten Begrenzungen der räumlichen Strukturen minimal und steigt zur „Mitte“ — zwischen den senkrechten gepunkteten Linien in Abb. 6.1 — hin an.

Ein weiteres Argument für räumliche, statische Strukturen in schnellen Sonnenwindströmen ist folgende Beobachtung: Nach der Eliminierung des Einflusses von

Alfvénwellen auf die Protonengeschwindigkeit, die ja die α -Teilchen nicht mit einbezieht, haben die korrigierte Protonengeschwindigkeit und die beobachtete α -Teilchengeschwindigkeit einen ähnlichen Verlauf. Die rapide Geschwindigkeitszunahme, wie sie in Abb. 6.1 bzw. Abb. 6.2 teilweise an den senkrechten gepunkteten Linien zu sehen ist, setzt bei beiden Teilchensorten gleichzeitig ein. Dies ist bei allen Abständen von der Sonne zwischen 0.3 AE und 1 AE zu beobachten, obwohl die α -Teilchen schneller und nur schwach an die Protonen gekoppelt sind. Am Beobachtungsort der Sonde trifft man auf α -Teilchen, die im Vergleich zu den Protonen drei bis vier Stunden eher in der Korona gestartet sein müssen. Trotzdem unterscheiden sich die Informationen der α -Teilchen über die Grenzen möglicher Quellgebiete, wie aus den Geschwindigkeitsminima abgeleitet werden kann, kaum von denen der Protonen. Dies weist auch auf die Stationarität der Quellen in der Korona hin.

In der vorliegenden Arbeit wird die beobachtete Antikorrelation zwischen Gasdruck und magnetischem Druck in schnellen Sonnenwindströmen mit dem Vorhandensein von räumlich stationären Strukturen erklärt. Diese zeichnen sich durch Gebiete unterschiedlicher Dichte, Geschwindigkeit und Temperatur aus und bleiben bis mindestens 1 AE erhalten. Sie befinden sich offensichtlich im lateralen Druckgleichgewicht, was auf eine nur schwache dynamische Entwicklung hinweist. Ihre Abgrenzungen voneinander sind durch lokale Maxima im magnetischen Druck, lokale Minima im Gasdruck und oft auch durch lokale Minima in der Protonen- und α -Teilchengeschwindigkeit charakterisiert. Im Innern der Strukturen ist die Magnetfeldstärke geringer, und das Plasma ist dichter, heißer und strömt teilweise schneller als am Rand der Strukturen. Die räumlich stationären Strukturen stammen aus der Korona, insbesondere aus Koronalöchern, da es unwahrscheinlich ist, daß sie sich außerhalb der Sonnenatmosphäre und innerhalb von 0.3 AE gebildet haben. Ihre räumlichen Ausdehnungen liegen in der Größenordnung einiger Grad Carrington-Länge, wie die Auswertung der spektralen Dichten der Druckparameter für das Beispiel eines schnellen Sonnenwindstroms zeigen konnte. Damit liegen sie in der gleichen Größenordnung wie die magnetischen Strukturen in den Koronalöchern.

6.2 Auswertung eines Plasma-Line-up

Da die Messung einer einzelnen Weltraumsonde nur einen eindimensionalen Schnitt durch das Sonnenwindplasma darstellt, kann mit einer Sonde allein nicht beantwortet werden, ob es sich bei den beobachteten Modulationen tatsächlich um stabile, räumliche Strukturen handelt oder um zufällige zeitliche Variationen. Zur Klärung dieses Problems können die Messungen von zwei Sonden beitragen, wenn ihre Positionen derart sind, daß sie nacheinander das gleiche Plasmavolumen beobachten. Im Fall

dieser Zeit flog Helios 1 mit einem Abstand von 0.5 AE zur Sonne, und Helios 2 war 0.7 AE von der Sonne entfernt. Abb. 6.6 stellt die Bahnen von Helios 1 und Helios 2 sowie der Erde im Jahre 1976 dar. Eingezeichnet ist der radiale Plasma-*Line-up* am 9. März (Tag 69.5), von Helios 1 beobachtet, bzw. am 10. März (Tag 70.1), von Helios 2 gemessen.

6.2.1 Mathematische Beschreibung der Projektionstechnik

Die Datensätze von Helios 1 und Helios 2 zur Zeit des *Line-up* sollen miteinander verglichen und auf gemeinsame räumliche Strukturen untersucht werden. Dies geschieht in der Weise, daß die Daten der einen Sonde auf die Bahn der anderen Sonde projiziert werden.

Zunächst muß bestimmt werden, welcher Sondenabstand R_1 auf der Bahn von Helios 1 zu dem Abstand R_2 auf der Bahn der zweiten Sonde gehört, unter der Annahme, daß sich das Plasma strikt radial von der Sonne ausbreitet. Bei zwei vorgegebenen Ellipsenbahnen kann es dazu nur jeweils eine Lösung geben, die man erhält, wenn man den Winkel ϵ berechnet:

$$\epsilon = \text{HSE} + \frac{360^\circ}{365.25} \cdot T. \quad (6.6)$$

Dieser setzt sich zusammen aus dem Winkel HSE zwischen Helios-Sonde, Sonne und Erde und dem Winkel, um den sich die Erde um die Sonne gedreht hat vom Tag 0 des Jahres bis zum Tag T der Messung. Wenn der Winkel HSE größer als 180° wird, ist $\text{HSE} = \text{HSE} - 360^\circ$.

Man berechnet die Winkel ϵ_1 für die N_1 Daten auf der Bahn von Helios 1 und die Winkel ϵ_2 für die N_2 Daten auf der Bahn von Helios 2. Da das Plasma sich strikt radial ausbreiten soll, kann zu jedem Winkel ϵ_1 an der Stelle i im Datensatz von Helios 1 ein Winkel ϵ_2 an der Stelle j im Datensatz von Helios 2 zugeordnet werden. Sind die beiden Winkel innerhalb eines Delta gleich,

$$\Delta\epsilon = |\epsilon_{2j} - \epsilon_{2j-1}| \quad \text{und} \quad \Delta\epsilon > |\epsilon_{1i} - \epsilon_{2j}|, \quad i = 1, \dots, N_1; \quad j = 1, \dots, N_2,$$

dann sind die zugehörigen Abstände R_{1i} und R_{2j} gefunden. Für die Distanz d zwischen den Sonden

$$d = R_{2j} - R_{1i} \quad (6.7)$$

braucht das Plasma die Zeit t unter der Annahme, daß sich das Plasma mit konstanter Geschwindigkeit v radial von der Sonne weg bewegt:

$$t = \frac{d}{v}. \quad (6.8)$$

Um die projizierte Carrington-Länge $\theta_{H1'}$ von Helios 1 auf der Bahn von Helios 2 zu erhalten, subtrahiert man nun von der Carrington-Länge θ_{H1} von Helios 1 den Winkel γ :

$$\theta_{H1'} = \theta_{H1} - \gamma. \quad (6.9)$$

Dieser Winkel ist das Produkt aus der Zeit t und der Rotationsgeschwindigkeit Ω der Sonne:

$$\gamma = t \cdot \Omega \quad (6.10)$$

mit $\Omega/\text{Tag} = 14.48^\circ - 2.94 \cdot \sin^2 B$, wobei B die Carrington-Breite darstellt (Voigt, 1980). Zur Zeit des *Line-up* am 9. bzw. 10. März befanden sich die Sonden bei -7.2° Carrington-Breite.

Bei der Projektion des Datensatzes der einen Sonde auf den Datensatz der anderen Sonde können einige Probleme auftreten:

1. Die Projektion mit der lokalen Geschwindigkeit berücksichtigt keine Beschleunigung oder Abbremsung des Plasmas sowie keinen nichtradialen Fluß. Änderungen dieser Art können die Projektion verfälschen.
2. Die Alfvénischen Fluktuationen verändern die Protonengeschwindigkeit; Abweichungen von $20 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ von der tatsächlichen Protonengeschwindigkeit bewirken Fehler von 20 bis 25 Minuten. Um dieses Problem zu umgehen, wurde der Einfluß der Alfvénwellen aus dem Datensatz, der projiziert werden sollte, entfernt. In diesem Fall ist der Datensatz von Helios 2 vollständiger, so daß eine Alfvénwellen-Korrektur möglich war und die Daten von Helios 2 auf die Bahn von Helios 1 projiziert wurden. (Dabei verändert sich das Vorzeichen in Gleichung (6.9): $\theta_{H2'} = \theta_{H2} + \gamma$.)
3. Da die α -Teilchen schneller fliegen als die Protonen, beobachtet man nicht einen Plasma-*Line-up*, sondern strenggenommen einen Protonen-*Line-up* oder einen α -Teilchen-*Line-up*. Deshalb wurden Protonen und α -Teilchen bei der Projektion getrennt berücksichtigt. Im Falle dieses *Line-up* sind die Sonden um $\simeq 0.2 \text{ AE}$ voneinander entfernt. Bei einer mittleren Protonengeschwindigkeit von ungefähr $650 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ und einer mittleren α -Teilchen-Geschwindigkeit von etwa $700 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ beträgt die Zeitdifferenz zwischen den Teilchensorten eine knappe Stunde.

6.2.2 Auswertung des Plasma-Line-up

Abb. 6.7 und Abb. 6.8 zeigen die verwendeten Datensätze von Helios 1 und Helios 2 um die Zeit des *Line-up* herum. Die Magnetfeldstärke sowie Geschwindigkeiten, Dich-

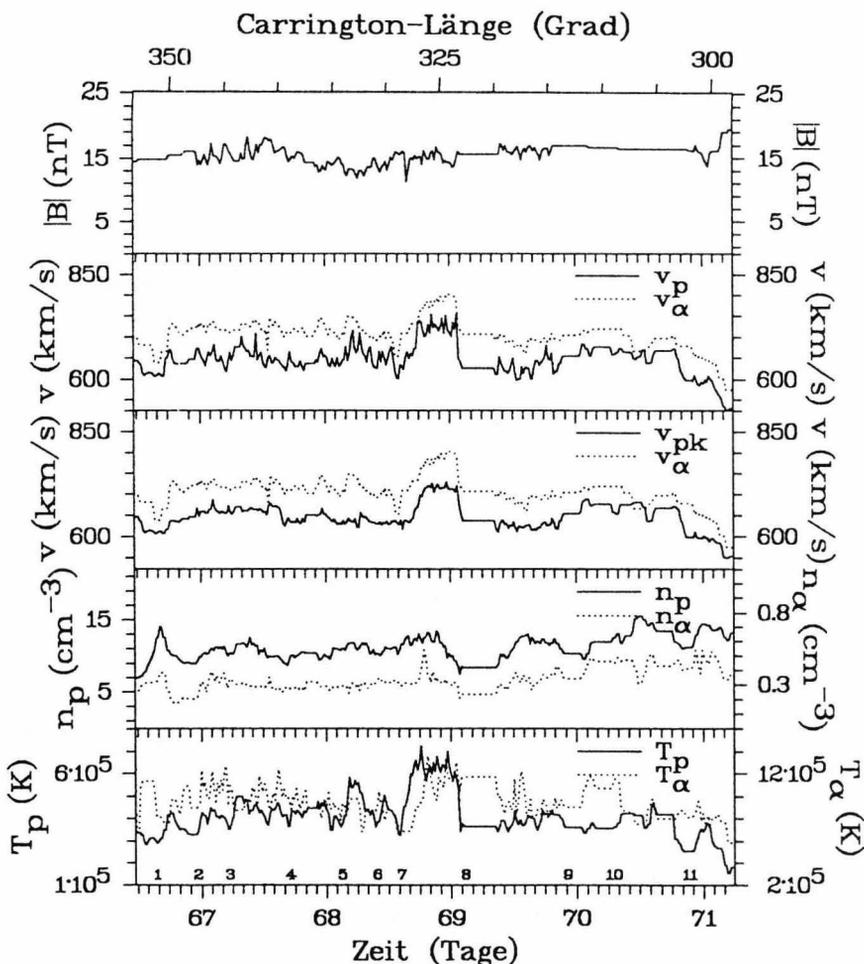


Abb. 6.7: Ausschnitt aus dem von Helios 1 zwischen 0.55 AE und 0.48 AE gemessenen schnellen Sonnenwindstrom vom 6. März (Tag 66) 1132 UT bis zum 11. März (Tag 71) 0539 UT 1976. Abgebildet sind die Magnetfeldstärke sowie die Geschwindigkeiten, Dichten und Temperaturen von Protonen und α -Teilchen gegenüber der Zeit und der Carrington-Länge. Die auffälligen Minima in der Protonentemperatur sind durchnummeriert, um sie später mit den Daten von Helios 2 vergleichen zu können.

ten und Temperaturen von Protonen und von α -Teilchen (gepunktete Kurven) sind gegenüber der Zeit und der Carrington-Länge aufgetragen. Ähnlichkeiten zwischen den Datensätzen fallen schon beim ersten groben Vergleich auf — trotz der größeren Lücken im Datensatz von Helios 1. Besonders auffällig sind die Fluktuationen in der

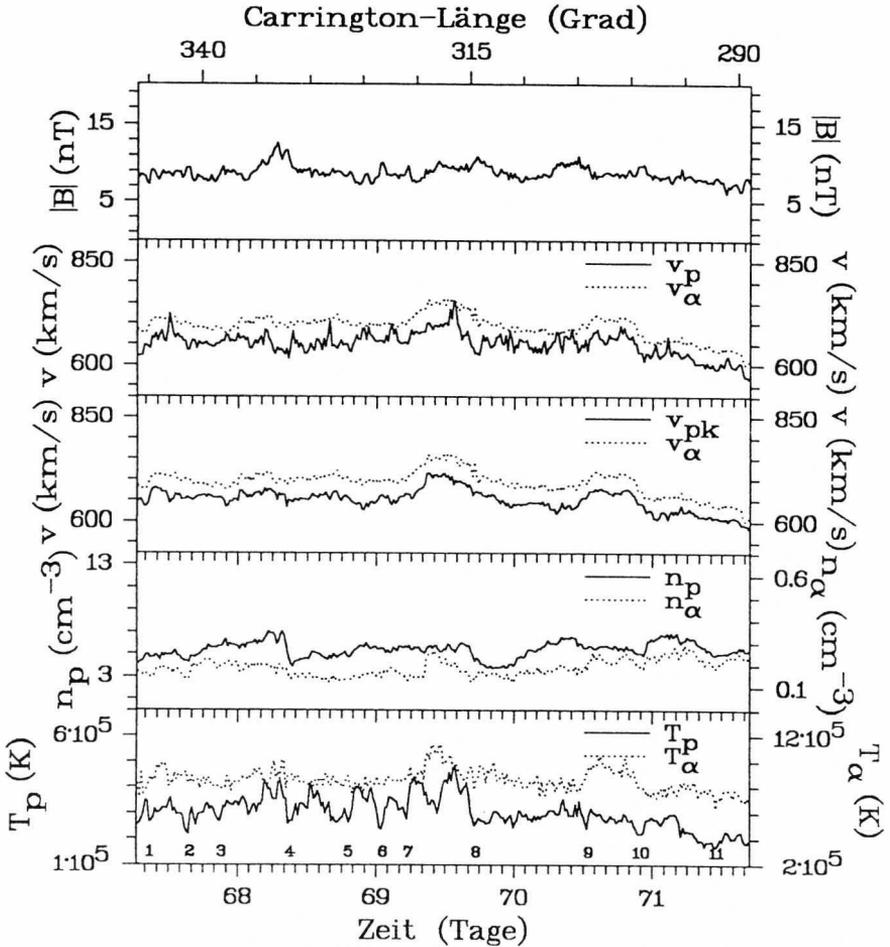


Abb. 6.8: Ausschnitt aus dem von Helios 2 zwischen 0.75 AE und 0.70 AE gemessenen schnellen Sonnenwindstrom vom 7. März (Tag 67) 0641 UT bis zum 11. März (Tag 71) 1640 UT 1976. Gezeigt werden die gleichen Parameter wie in Abb. 6.7. Die Zahlen kennzeichnen auffällige Minima in der Protonentemperatur.

Protonentemperatur, die zum größten Teil auch antikorreliert zu den Fluktuationen in der Magnetfeldstärke sind. Die lokalen Minima in der Protonentemperatur wurden durchnummeriert, um sie später nach der Projektion zuordnen zu können. Die Magnetfelddaten von Helios 1 sind am Anfang und am Ende des benutzten Datensatzes sehr lückenhaft. Eine Alfvénwellen-Korrektur wäre daher dort nicht gerechtfertigt (siehe Kriterien in Kapitel 4.2). Dennoch funktioniert die Methode auch in diesem Fall recht gut, wie im mittleren Teil von Abb. 6.7 zu sehen ist. Sie wird jedoch nur aus Gründen des besseren Vergleichs angewendet.

In Abb. 6.9 sind die Daten von Helios 1 (gepunktete Kurven) und die projizierten Daten von Helios 2 zu sehen. Gezeigt sind die Parameter Magnetfeldstärke $|\mathbf{B}|$, Geschwindigkeit v_α und Dichte n_α der α -Teilchen sowie Geschwindigkeit v_p , Dichte n_p und Temperatur T_p der Protonen gegenüber der Carrington-Länge. Der Ort des *Line-up* ist als senkrechte gepunktete Linie gekennzeichnet. Von der Bahn von Helios 1 aus gesehen, ereignete sich der *Line-up* bei etwa 318° Carrington-Länge (für die Protonen: 317.9° , für die α -Teilchen: 318.2°), als Helios 1 am 9. März (Tag 69.5) 0.51 AE von der Sonne entfernt war und Helios 2 am 10. März (Tag 70.1) bei 0.72 AE war. Schwenn *et al.* (1981a) projizierten die Daten von Helios 1 auf die Bahn von Helios 2 unter Verwendung der lokalen beobachteten Protonengeschwindigkeit, die lückenhaft und stark von Alfvénischen Fluktuationen beeinflusst war. Sie erhielten den *Line-up* bei ungefähr 311° Carrington-Länge auf der Bahn von Helios 2, während der *Line-up* mit der hier vorgestellten Methode der Alfvénwellen-Korrektur bei 309.6° Carrington-Länge auf der Bahn von Helios 2 liegen würde. Programmtests mit der beobachteten Protonengeschwindigkeit und den beiden Projektionsmöglichkeiten zeigten, daß bei der Benutzung der beobachteten Protonengeschwindigkeit große Fehler und Abweichungen bei der Projektion entstehen können. Dies vermuteten auch Schwartz und Marsch (1983), als sie den selben *Line-up* im Hinblick auf die Frage analysierten, ob die adiabatischen Invarianten der Teilchen zwischen 0.5 AE und 0.7 AE erhalten bleiben. Ihr untersuchtes Zeitintervall beschränkte sich allerdings nur auf jeweils vier Stunden, innerhalb der der *Line-up* lag.

Die Ähnlichkeiten in den Profilen in Abb. 6.9 sind sehr auffällig. Besonders in der Protonentemperatur sind die Übereinstimmungen zu sehen, wenn man die lokalen Minima und Maxima miteinander vergleicht und die Verschiebung der Profile zueinander vor und nach dem *Line-up* mit in Betracht zieht. Die durchnummerierten Minima in der Protonentemperatur T_p von Helios 1 und Helios 2 aus Abb. 6.7 und Abb. 6.8 sind in den Kurven von T_p als Kreise dargestellt. Sie sollen helfen, die zugehörigen Minima zu finden. In der beobachteten Protonengeschwindigkeit beider Datensätze wird deutlich, daß die Protonen zwischen 0.5 AE und 0.7 AE keine Abbremsung oder Beschleunigung erfahren, während in der α -Teilchen-Geschwindigkeit

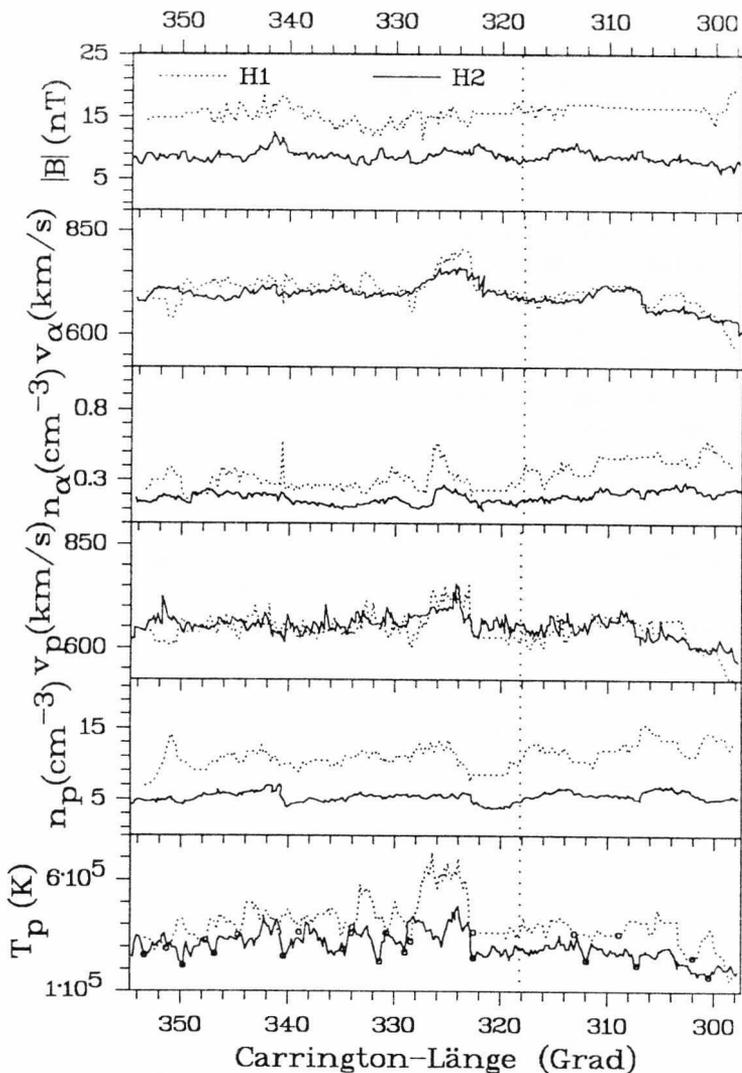


Abb. 6.9: Die Daten von Helios 1 (gepunktete Kurven) und die auf die Bahn von Helios 2 projizierten Daten von Helios 1 in Abhängigkeit von der Carrington-Länge. Der *Line-up* ereignete sich bei ungefähr 318° (senkrechte gepunktete Linie). Aufgetragen sind Magnetfeldstärke, Geschwindigkeit und Dichte der α -Teilchen sowie Geschwindigkeit, Dichte und Temperatur der Protonen. Die Lage der Kreise in den Kurven der Protonentemperatur ist identisch mit der Lage der durchnummerierten Minima. Die Kreise sollen die Zuordnung der beiden Datensätze zueinander erleichtern.

eine leichte Abbremsung zu erkennen ist — die α -Teilchen-Geschwindigkeit, von Helios 2 gemessen, ist meist etwas kleiner als die von Helios 1 gemessene. Dies ist nach den Aussagen in Kapitel 4.3 auch nicht anders zu erwarten.

Um Magnetfeldstärke, Dichten und Protonentemperatur noch besser vergleichen zu können, wurden die Parameter von Helios 2 mit Hilfe von radialen Gradienten (siehe Kapitel 4.3 S. 46 und Kapitel 5.1 S. 50) an die Bahn von Helios 1 angepaßt: $B \propto R^{-1.68}$, $n_\alpha \propto R^{-2.04}$, $n_p \propto R^{-2.04}$ und $T_p \propto R^{-0.78}$. In Abb. 6.10 sind die gleichen Daten wie in Abb. 6.9 unter Berücksichtigung der radialen Gradienten gezeigt. Außerdem wurde anstelle der beobachteten Protonengeschwindigkeit die korrigierte Protonengeschwindigkeit eingezeichnet. Die radialen Gradienten bewirken eine gute Anpassung der projizierten Parameter von Helios 2 an die von Helios 1, obwohl im Detail einige Abweichungen auftauchen. Dies kann zum einen mit den schon erwähnten Problemen der Projektionstechnik zusammenhängen, zum anderen mit tatsächlicher physikalischen Veränderungen des Plasmas zwischen 0.5 AE und 0.7 AE wie Kompression oder Aufheizung. Zwischen 329° und 323° Carrington-Länge werden besonders die α -Teilchen stärker abgebremst als im umgebenden Plasma, und die Protonen kühlen stärker ab, während die Dichte keine Veränderung zu erfahren

Tabelle 6.1: Die Winkeldifferenzen $\Delta\theta$ zwischen den durchnummerierten lokalen Minima der Protonentemperatur T_p für die Daten von Helios 2, $\Delta\theta_{H2}$, für die projizierten Daten von Helios 2, $\Delta\theta_{H2'}$, und für die Daten von Helios 1, $\Delta\theta_{H1}$.

T_{pmin}	$\Delta\theta$	$\Delta\theta_{H2}$ (°)	$\Delta\theta_{H2'}$ (°)	$\Delta\theta_{H1}$ (°)
1				
2	1'	3.66	3.60	3.67
3	2'	2.92	2.98	2.99
4	3'	6.39	6.36	5.64
5	4'	5.47	5.64	4.96
6	5'	3.28	3.36	3.29
7	6'	2.36	2.41	2.30
8	7'	6.37	6.50	5.89
9	8'	10.53	10.55	9.42
10	9'	4.89	4.72	4.19
11	10'	7.06	6.71	6.89

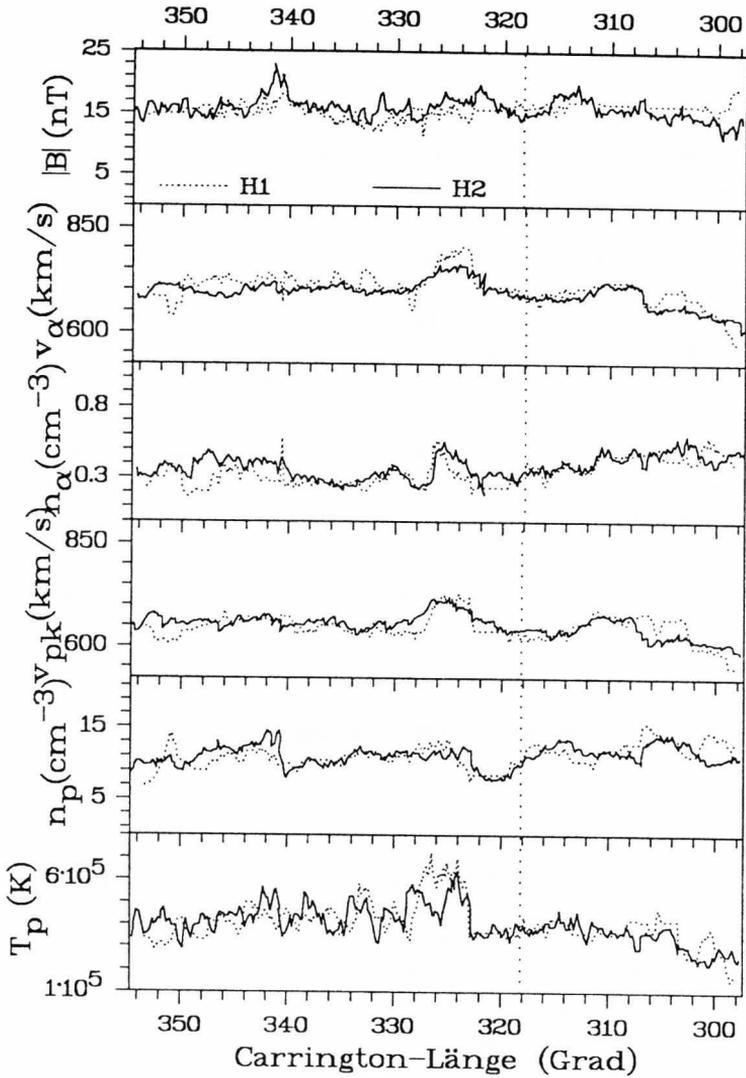


Abb. 6.10: Die gleichen Daten wie in Abb. 6.9, nur mit Berücksichtigung der radialen Gradienten in Magnetfeldstärke, Dichten und Protonentemperatur. Anstatt der beobachteten Protonengeschwindigkeit wurde die korrigierte Protonengeschwindigkeit aufgetragen. Die senkrechte gepunktete Linie markiert den Ort des *Line-up*.

scheint.

Tabelle 6.1 zeigt die Winkeldifferenzen $\Delta\theta$ in Grad Carrington-Länge zwischen den durchnummerierten lokalen Minima der Protonentemperatur der Daten von Helios 2, $\Delta\theta_{H2}$, der projizierten Daten von Helios 2, $\Delta\theta_{H2'}$, und der Daten von Helios 1, $\Delta\theta_{H1}$. Bei 0.5 AE bzw. 0.7 AE entspricht das verwendete Zeitintervall von 20.25 Minuten einem Winkelintervall von 0.16° bzw. 0.18° . Das heißt, Abweichungen der Winkeldifferenzen $\Delta\theta_{H2'}$ von $\Delta\theta_{H1}$ sind in diesem Rahmen vernachlässigbar. Wenn man die Differenzen $\Delta\theta$ zwischen den lokalen Minima in der Protonentemperatur von Helios 1 und Helios 2 miteinander vergleicht, sieht man, daß die Winkeldifferenzen 1', 2', 5', 6' und 10' zwischen den Minima gut übereinstimmen. Dagegen weichen die Winkeldifferenzen 3', 4', 7', 8' und 9' bis zu 1.1° voneinander ab, und zwar ist die projizierte Winkeldifferenz von Helios 2 in allen Fällen größer als die Winkeldifferenz von Helios 1. Das deutet auf eine Aufweitung dieser Strukturen hin, die über die radiale Aufweitung mit R^2 und konstantem Raumwinkel hinausgeht. Allerdings muß berücksichtigt werden, daß in 7', 8' und 9' große Datenlücken enthalten sind, die die Zuordnung verfälschen können.

Alles in allem unterstützt dieses Ergebnis die in Kapitel 6.1 dargestellte Interpretation von räumlichen Strukturen. Im Falle dieses *Line-up* blieben die Strukturen zwischen 0.5 AE und 0.7 AE erhalten und erfuhren kaum eine Veränderung.

6.3 Richtungsdiskontinuitäten des Magnetfeldes im Sonnenwind

Am Ende von Kapitel 6.1 wurde der Schluß gezogen, daß die beobachteten Antikorrelationen zwischen Gasdruck und magnetischem Druck bei gleichzeitig konstantem Gesamtdruck im schnellen Sonnenwind auf räumliche Strukturen hindeuten. Die räumlichen Strukturen könnten jene Flußröhren (*flow tubes*) sein, die Parker (1963), McCracken und Ness (1966), Ness *et al.* (1966), Siscoe *et al.* (1968) und Burlaga und Ness (1968) im Sonnenwind vermuteten. In ihrer Modellvorstellung waren die Flußröhren durch Richtungsdiskontinuitäten des Magnetfeldes, insbesondere Tangentialdiskontinuitäten, voneinander getrennt. Diese Richtungsdiskontinuitäten treten sehr häufig im Sonnenwind auf und trennen Gebiete verschiedener Plasmazustände. Dabei ändert der Magnetfeldvektor abrupt innerhalb weniger Sekunden seine Richtung um einen großen Winkelbetrag. Wenn die im schnellen Sonnenwind beobachteten Antikorrelationen zwischen Gasdruck und magnetischem Druck in Zusammenhang mit vom solaren Magnetfeld geprägten Strukturen stehen und die lokalen Maxima der Magnetfeldstärke und die lokalen Minima im Gasdruck mit den Begren-

zungen der räumlichen Strukturen zusammenfallen, erhebt sich die Frage, ob diese Grenzen eventuell mit Richtungsdiskontinuitäten des Magnetfeldes einhergehen. Dieser Frage soll im folgenden nachgegangen werden.

6.3.1 Beschreibung der Richtungsdiskontinuitäten

Es gibt zwei verschiedene Typen von Richtungsdiskontinuitäten (Barnes, 1979). Zum einen die stationären Diskontinuitäten. Zu ihnen gehören erstens die Kontaktdiskontinuitäten, die allerdings im Sonnenwind nicht beobachtet werden, und zweitens die Tangentialdiskontinuitäten (TD). Bei diesen liegen die Magnetfeldvektoren vor und hinter der Diskontinuität parallel zur Diskontinuitätsfläche, so daß die Komponente B_n des Magnetfeldes in Richtung der Flächennormalen verschwindet. Das gleiche gilt für den Massenflußvektor bzw. für den Vektor der Sonnenwindgeschwindigkeit; es gibt keinen Massentransport durch die Trennfläche. Außerdem bleibt der Gesamtdruck senkrecht zur Diskontinuitätsfläche konstant — da sich der Betrag des Magnetfeldes ändert, müssen sich auch Dichte und Temperatur des Plasmas entsprechend ändern, um die Konstanz aufrechtzuerhalten.

Der zweite Typ von Richtungsdiskontinuitäten sind die Rotationsdiskontinuitäten (RD). Im Gegensatz zu den Tangentialdiskontinuitäten, die stationär sind, breiten sich die Rotationsdiskontinuitäten mit der Alfvéngeschwindigkeit im Sonnenwindplasma aus. Sie werden deshalb auch als Alfvénwellen großer Amplitude angesehen.

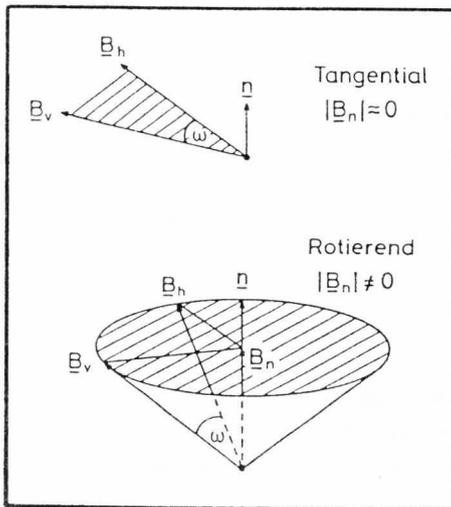


Abb. 6.11: Eigenschaften der Richtungsänderung ω des Magnetfeldvektors an Tangentialdiskontinuitäten (oben) und an Rotationsdiskontinuitäten (unten) (Barnstorf, 1980).

Ihre Magnetfeldkomponente B_n und die Komponente des Geschwindigkeitsvektors v_n sind nicht Null. Dafür können im isotropen Plasma Magnetfeldstärke, Dichte und Betrag der Plasmageschwindigkeit vor und hinter der Diskontinuität gleich sein, so daß diese Diskontinuität nur eine Rotation des Magnetfeldvektors darstellt.

Abb. 6.11 zeigt schematisch die beiden Typen von Richtungsdiskontinuitäten des Magnetfeldes.

Die Häufigkeit von Richtungsdiskontinuitäten im Sonnenwind nimmt mit zunehmendem Abstand von der Sonne ab und beträgt bei 1 AE ein bis zwei Richtungsdiskontinuitäten pro Stunde. Sie sind einige 10^3 km dick und nehmen in ihrer Ausdehnung mit wachsendem Abstand von der Sonne zu. In lokalen Protonengyroradien gemessen, bleibt ihre Dicke aber konstant (Lepping und Behannon, 1986). Es gibt mehr Richtungsdiskontinuitäten im schnellen Sonnenwind als im langsamen Sonnenwind, und das Verhältnis von Rotationsdiskontinuitäten zu Tangentialdiskontinuitäten ist im schnellen Sonnenwind ebenfalls höher als im langsamen Sonnenwind, entsprechend der Dominanz der Alfvénischen Fluktuationen (Alexander *et al.*, 1988).

6.3.2 Analyse Kriterien für Tangential- und Rotationsdiskontinuitäten

Als Kandidaten für die Begrenzung von Flußröhren kommen nur die Tangentialdiskontinuitäten in Frage. Will man diese im Sonnenwind aufspüren, muß ausgeschlossen werden, daß es sich um Rotationsdiskontinuitäten handeln könnte. Dazu werden einige Auswahlkriterien bestimmt, die schon in zahlreichen Arbeiten diskutiert worden sind (Turner und Siscoe, 1971; Smith, 1973; Martin *et al.*, 1973; Tsurutani und Smith, 1979; Barnstorf, 1980; Neugebauer *et al.*, 1984; Lepping und Behannon, 1986). Die Autoren benutzten zum Teil unterschiedliche Auswahlregeln; die vorliegende Auswertung orientiert sich hauptsächlich an den von Barnstorf (1980) und Neugebauer *et al.* (1984) aufgestellten Kriterien.

Zunächst müssen in dem zu analysierenden Datensatz die Magnetfeld- und Plasmadaten vollständig vorhanden sein. Sie werden erst einmal generell auf Richtungsdiskontinuitäten untersucht. Hierbei wird der Spreizwinkel ω zwischen zwei aufeinanderfolgenden Magnetfeldvektoren berechnet:

$$\omega = \arccos \frac{\mathbf{B}_{j-1} \cdot \mathbf{B}_j}{B_{j-1} \cdot B_j} \quad (6.11)$$

Eine Richtungsdiskontinuität ist gefunden, wenn ω größer als 30° ist, und wenn zusätzlich der Spreizwinkel zwischen \mathbf{B}_{j-3} und \mathbf{B}_{j-2} bzw. \mathbf{B}_{j+1} und \mathbf{B}_{j+2} kleiner als 15° ist. Außerdem soll der Winkel zwischen $(\mathbf{B}_{j-3} + \mathbf{B}_{j-2})/2$ und $(\mathbf{B}_{j+1} + \mathbf{B}_{j+2})/2$ größer als 30° sein. Damit wird ausgeschlossen, daß Richtungsdiskontinuitäten zu dicht aufeinanderfolgen können.

Für die Ereignisse, bei denen der Spreizwinkel ω die richtigen Kriterien erfüllt, muß nun der Normalenvektor des Magnetfeldes zur Diskontinuitätsfläche ermittelt werden. Dies geschieht mit Hilfe der Varianzanalyse, die Sonnerup und Cahill (1967) zum ersten Mal in diesem Zusammenhang benutzten. Es wird die Richtung bestimmt, in der die Varianz der Magnetfeldstärke zum Minimum wird. Das ist dann die Normalenrichtung. Die Suche nach dem Minimum ist gleichbedeutend mit der Methode, den kleinsten Eigenwert Λ der Kovarianzmatrix \mathbf{M} zu finden. Diese Matrix setzt sich zusammen aus dem Mittelwert über die Komponentenprodukte und dem Produkt der gemittelten Komponenten des Magnetfeldes:

$$M_{ij} = \langle B_{ik} \cdot B_{j\ell} \rangle - \langle B_{ik} \rangle \cdot \langle B_{j\ell} \rangle, \quad i, j = -3, -2, \dots, 2, \quad (6.12)$$

wobei k und ℓ für die x -, y - und z -Komponenten des Magnetfeldes stehen. Die Matrix \mathbf{M} hat drei Eigenwerte Λ . Die dazugehörigen Eigenvektoren \mathbf{e}_1 , \mathbf{e}_2 und \mathbf{e}_3 beschreiben das Varianzellipsoid, wobei \mathbf{e}_1 mit dem Eigenwert Λ_1 in Richtung maximaler Varianz zeigt, während \mathbf{e}_3 , der zum kleinsten Eigenwert Λ_3 gehört, in Richtung minimaler Varianz weist. Er ist der gesuchte Normalenvektor des Magnetfeldes:

$$B_n = \mathbf{B} \cdot \mathbf{e}_3. \quad (6.13)$$

Um \mathbf{e}_3 als Normalenvektor zu akzeptieren, muß außerdem gelten (Barnstorf, 1980; Neugebauer *et al.*, 1984):

$$\frac{\Lambda_2}{\Lambda_3} > 2. \quad (6.14)$$

Für TD gilt nun $B_n \approx 0$, während für RD $B_n \neq 0$ sein soll. Eine vergleichbare Forderung ist, daß der Winkel δ zwischen B_n und der mittleren Magnetfeldrichtung

$$\delta = \arccos \frac{B_n}{\langle B \rangle} \quad (6.15)$$

für TD nahe 90° sein soll. Dabei wird $\langle B \rangle$ über alle B_j mit $j = -3, -2, \dots, 2$ gemittelt. Außerdem sollen die mittleren Magnetfeldschwankungen $\Delta B / \langle B \rangle$ für TD groß sein, für die RD aber klein bleiben, da die RD in einem nahezu isotropen Sonnenwind ihre Magnetfeldstärke über die Diskontinuitätsfläche nicht ändern. ΔB ergibt sich hier aus:

$$\Delta B = \frac{1}{6} \sum_{j=-3}^{j+2} B_j - \langle B \rangle. \quad (6.16)$$

Ein weiteres Kriterium stellt die Alfvénische Korrelation (Gleichung (4.6)) dar, m. a. W. der Winkel η zwischen Geschwindigkeitsvektor und Magnetfeldvektor (Martin *et al.*, 1973):

$$\eta = \arccos \frac{\mathbf{v} \cdot \mathbf{b}}{v \cdot b}, \quad (6.17)$$

wobei \mathbf{v} der Differenzvektor zwischen den Geschwindigkeitsvektoren vor und hinter der Diskontinuitätsfläche ist und \mathbf{b} sich aus Gleichung (4.6) entsprechend ergibt:

$$\begin{aligned} \mathbf{v} &= \mathbf{v}_v - \mathbf{v}_h, \\ \mathbf{b} &= \left(\frac{\mathbf{B}_v}{\sqrt{4\pi\rho_v}} - \frac{\mathbf{B}_h}{\sqrt{4\pi\rho_h}} \right) \cdot \text{Pol.} \end{aligned}$$

Pol steht für die Polarität des Magnetfeldes. Rotationsdiskontinuitäten breiten sich parallel oder antiparallel zum Magnetfeld aus, das heißt, η ist ungefähr 180° bei auswärts laufender RD und etwa 0° bei einwärts laufender RD. Für die TD ergibt sich keine feste Beziehung zwischen Geschwindigkeits- und Magnetfeldvektor, obwohl auch häufig beobachtet wird, daß die TD ähnliche Werte für η aufweisen wie die RD (Neugebauer *et al.*, 1984).

Aufschlußreich ist auch eine Betrachtung der Gesamtenergiedichte E , die mit der Änderung in \mathbf{v} und \mathbf{b} einhergeht (Martin *et al.*, 1973):

$$E = E_{\text{kin}} + E_{\text{mag}} = \frac{\rho v^2}{2} + \frac{b^2}{8\pi}. \quad (6.18)$$

Ein Maß für die Verteilung der Energie auf kinetische und magnetische Energie ist der Winkel ψ :

$$\psi = \arctan \frac{v}{b}. \quad (6.19)$$

Für Rotationsdiskontinuitäten ist die Energie auf kinetische und magnetische Energie ungefähr gleichverteilt, $E_{\text{kin}} \approx E_{\text{mag}}$. Wäre das Plasma isotrop und enthielte nur Protonen, wäre der Winkel ψ gleich 45° . Da jedoch das Plasma immer etwas anisotrop ist und neben den Protonen auch α -Teilchen und Elektronen enthält, reduziert sich ψ , wenn man diese Punkte bei der Berechnung von \mathbf{v} und \mathbf{b} nicht berücksichtigt. Für Tangentialdiskontinuitäten ist ψ beliebig. Die TD können rein magnetisch ($E_{\text{kin}} = 0$, $\psi = 0^\circ$) oder rein kinetisch ($E_{\text{mag}} = 0$, $\psi = 90^\circ$) oder eine Mischung aus beiden sein. Es wird aber oft beobachtet, daß ψ für die TD kleiner ist als für die RD (Neugebauer *et al.*, 1984).

Zusätzlich kann man den Azimutwinkel ϕ_n und den Elevationswinkel ξ_n der Magnetfeldkomponente B_n betrachten. Während ϕ_n für die RD meist im negativen Winkelbereich liegt, ist ϕ_n für die TD häufig im positiven Winkelbereich und um ungefähr 90° zu den $\phi_n(\text{RD})$ verschoben. ξ_n häuft sich für die RD im engen Bereich um die Ekliptik, während ξ_n für die TD gleichmäßiger über einen breiten Winkelbereich um die Ekliptik verteilt ist (Barnstorf, 1980).

Tabelle 6.2 faßt noch einmal alle Auswahlkriterien zusammen, die bei der Unterscheidung von RD und TD berücksichtigt werden müssen. Hierbei sind die Kriterien

Tabelle 6.2: Auswahlkriterien für Rotationsdiskontinuitäten (RD) und Tangentialdiskontinuitäten (TD). Erläuterung der Ziffern in der ersten Spalte im Text.

	RD	TD
	Ausbreitung mit v_A	stationär
	$B_n \neq 0$	$B_n \approx 0$
	$v_n \neq 0$	$v_n \approx 0$
	senkrecht Druckgleichgewicht	senkrecht Druckgleichgewicht
	$B = \text{konstant}$	$B \neq \text{konstant}$
	$P_{\text{gas}} = \text{konstant}$	$P_{\text{gas}} \neq \text{konstant}$
(1)	$\cos \delta \geq 0.4$	$\cos \delta < 0.4$
(2)	$\frac{\Delta B}{\langle B \rangle} < 0.2$	$\frac{\Delta B}{\langle B \rangle} \geq 0.2$
(3)	$0^\circ \leq \eta \leq 30^\circ$ oder $150^\circ \leq \eta \leq 180^\circ$	η beliebig
(4)	$30^\circ \leq \psi \leq 60^\circ$	ψ beliebig
(5)	$-70^\circ \leq \phi_n \leq 10^\circ$	$10^\circ \leq \phi_n \leq 70^\circ$
(6)	$-20^\circ \leq \xi_n \leq 20^\circ$	$-50^\circ \leq \xi_n \leq 30^\circ$

(1) und (2) am wichtigsten; sie müssen zur jeweiligen Charakterisierung von RD oder TD erfüllt sein. Die Kriterien (3) und (4) sind nicht immer erfüllt und beschreiben eine sogenannte unreine RD oder TD. Am schwächsten, weil nur empirisch ermittelt mit breiter Streuung, sind die Kriterien (5) und (6). Man findet nur selten RD und TD, bei denen alle Kriterien (1) bis (6) ganz zutreffen.

Ein Problemfall entsteht, wenn

$$\cos \delta < 0.4 \quad \text{und} \quad \frac{\Delta B}{\langle B \rangle} < 0.2.$$

Dies könnte eine RD mit sehr kleiner B_n -Komponente sein oder eine TD mit geringer Änderung in der Magnetfeldstärke. Sie fällt in die Rubrik „entweder-oder-Diskontinuität“ (ED) und wird bei der Untersuchung der TD mitberücksichtigt, da eine TD mit geringer Änderung in der Magnetfeldstärke wahrscheinlicher ist als der andere genannte Fall. Fälle, in denen

$$\cos \delta > 0.4 \quad \text{und} \quad \frac{\Delta B}{\langle B \rangle} > 0.2$$

sind, sind weder Rotationsdiskontinuitäten noch Tangentialdiskontinuitäten. Sie erhalten die Bezeichnung „keine Diskontinuität“ (KD) und fallen ganz aus der Betrachtung heraus.

6.3.3 Analyse der schnellen Sonnenwindströme in Bezug auf Richtungsdiskontinuitäten

Insgesamt 41 schnelle Sonnenwindströme zwischen Ende 1974 und Ende 1977, gemessen von Helios 1 und Helios 2 im Abstand von 0.3 AE bis 1 AE, wurden zur Auswertung herangezogen. Bis zum Aktivitätsminimum der Sonne Mitte 1976 wurden häufig zwei schnelle Ströme pro Carrington-Rotation mit Protonengeschwindigkeiten bis zu $800 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ gemessen. Ab Juli 1976 begannen die langsamen Sonnenwindströme in der Ekliptik zu dominieren, und vereinzelt wurde noch ein nicht sehr ausgedehnter schneller Strom beobachtet, dessen Protonengeschwindigkeit aber meist kleiner als $600 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ war. Ab 1978 waren praktisch nur noch langsame Ströme in der Ekliptik sowie Störungen, hervorgerufen durch z. B. koronale Massenauswürfe.

Für die Auswahl der 41 Datensätze galten drei Kriterien. Erstens sollte die Protonengeschwindigkeit der schnellen Ströme im Mittel größer als $550 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ sein. Zweitens sollte der Datensatz möglichst wenige und nicht zu große Datenlücken enthalten. Drittens sollte die Beobachtungszeit der ausgewählten Ströme mehr als zwei Tage betragen bzw. der beobachtete Winkelbereich größer als 25° sein. Die mittlere Beobachtungszeit für die ausgesuchten Ströme lag bei fünf Tagen und der mittlere beobachtete Winkelbereich bei 60° . Alle Datensätze, deren Magnetfeld- und Plasmatdaten weitgehend vollständig vorhanden waren und deren Geschwindigkeitsprofile keine Besonderheiten, wie z. B. Schocks durch interplanetare Stoßwellen, aufwiesen, wurden auf das Vorhandensein von Richtungsdiskontinuitäten hin untersucht. Die meisten Richtungsdiskontinuitäten wurden als Rotationsdiskontinuitäten klassifiziert. Dies stimmt mit früheren Arbeiten überein. Nur ganz wenige wurden als reine Tangentialdiskontinuitäten identifiziert. Bei den unklaren Fällen (ED) wurden solche als TD eingestuft, deren $\cos \delta$ -Werte kleiner als 0.3 waren. Die so identifizierten TD fallen nur selten mit den lokalen Minima im Gasdruck und den lokalen Maxima im magnetischen Druck zusammen. Sie kommen also nicht als Kandidaten für die Begrenzungen der räumlichen Strukturen in Frage.

Abb. 6.12 zeigt den gleichen Datensatz wie Abb. 6.2 auf S. 68. Er weist eine auffällige Antikorrelation zwischen Gasdruck und magnetischem Druck auf. In diesem Datensatz vom 10. Februar (Tag 41) bis zum 15. Februar (Tag 46) 1975 wurden 179 Richtungsdiskontinuitäten entdeckt, von denen 20 durch die Bedingung in Gleichung (6.14) herausfielen. Von den übriggebliebenen 159 Richtungsdiskontinuitäten

erwiesen sich 110 als RD, 33 als TD, 11 als ED und 5 als KD. 44 der 110 Rotationsdiskontinuitäten erfüllten alle Kriterien (1) bis (6) aus Tabelle 6.2, was überdurchschnittlich viel ist, während nur vier von den 33 Tangentialdiskontinuitäten als reine TD eingestuft wurden. Die übrigen 29 sind solche ED, deren $\cos \delta$ -Werte kleiner als 0.3 waren. In Abb. 6.12 sind wie in Abb. 6.2 die Geschwindigkeiten v_{pk} und v_{α} von Protonen und von α -Teilchen (gepunktete Kurve) sowie Gasdruck P_{gas} und magnetischer Druck P_{mag} (gepunktete Kurve), Gesamtdruck P_{tot} und Plasma- β (gepunktete Kurve) über der Zeit und der Carrington-Länge aufgetragen. Die eingezeichneten Pfeile im mittleren Teil der Abbildung weisen auf die Zeitpunkte der 33 identifizierten TD. Die vier reinen Tangentialdiskontinuitäten liegen am 12. Februar (Tag 43) 2105 UT, 13. Februar 0236 UT, 14. Februar 1730 UT und 15. Februar (Tag 46) 0214 UT. Keine der ermittelten TD fällt mit den besagten Extrema im Gasdruck

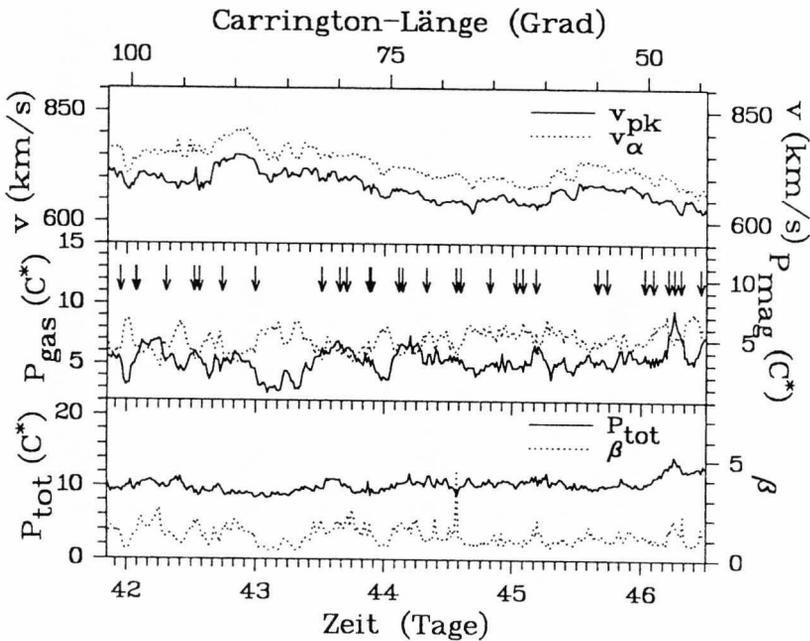


Abb. 6.12: Der gleiche Ausschnitt aus einem schnellen Sonnenwindstrom wie in Abb. 6.2 — 10. Februar (Tag 41) 2026 UT bis 15. Februar (Tag 46) 1148 UT 1975. Im mittleren Teil der Abbildung sind der Gasdruck und der magnetische Druck (gepunktete Kurve) gezeigt sowie die Orte, an denen sich Tangentialdiskontinuitäten befinden (Pfeile). ($C^* = 10^{-10}$ dyn cm^{-2})

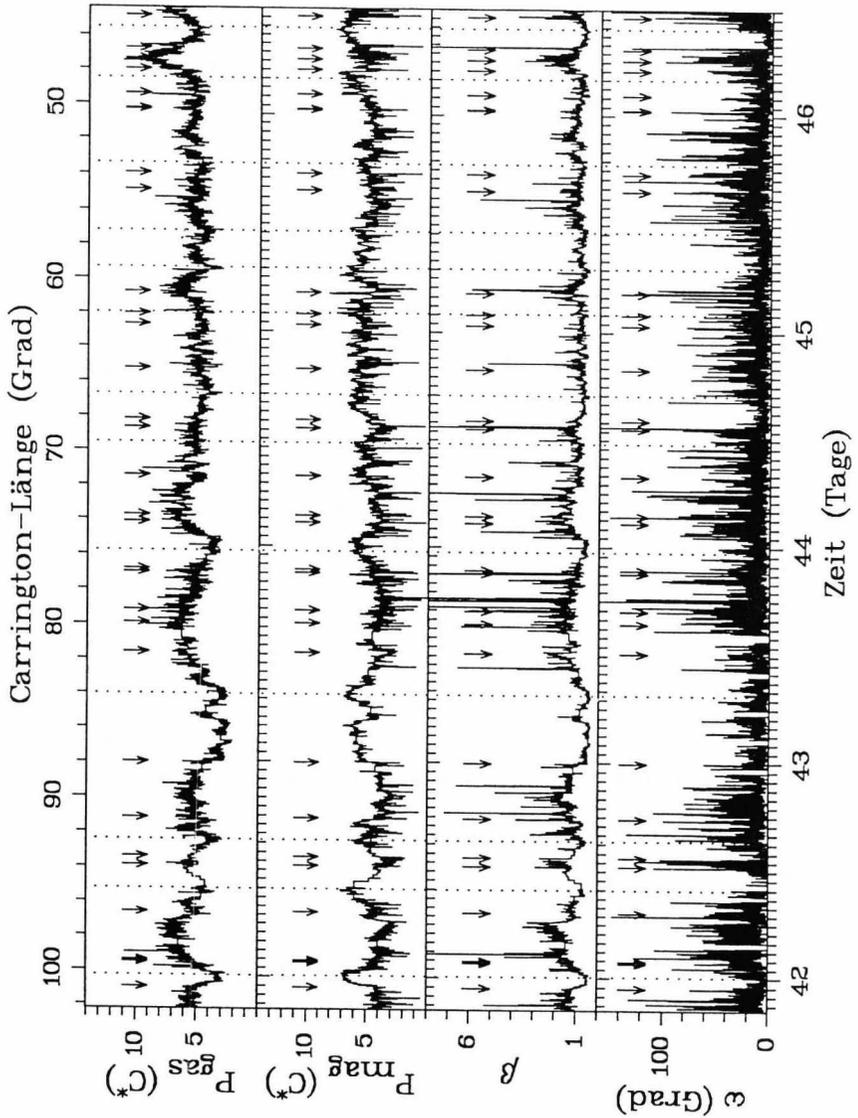


Abb. 6.13: Noch einmal der gleiche Ausschnitt aus einem schnellen Sonnenwindstrom wie in Abb. 6.12, jedoch mit höchster Zeitaufösung (40.5 s). Gezeigt sind Gasdruck, magnetischer Druck, Plasma- β und Spreizwinkel ω über der Zeit und der Carrington-Länge. Die Pfeile markieren die Orte der TD, während die senkrechten gepunkteten Linien die lokalen Minima des Gasdrucks und die lokalen Maxima des magnetischen Drucks kennzeichnen. ($C^* = 10^{-10}$ dyn cm^{-2})

und magnetischen Druck zusammen.

Abb. 6.13 zeigt für den gleichen Datensatz noch einmal Gasdruck, magnetischen Druck und β sowie den Spreizwinkel ω , aber diesmal mit der höchsten Zeitauflösung von 40.5 s. Die Pfeile bezeichnen die Orte der Tangentialdiskontinuitäten, während die senkrechten, gepunkteten Linien die lokalen Extrema vom Gasdruck und magnetischen Druck zeigen. Da die Richtungsdiskontinuitäten sich innerhalb weniger Sekunden ereignen, wird deutlich, daß diese nicht mit den besagten Extrema zusammenfallen können, da die meisten Extremwerte für mehrere Minuten oder sogar eine halbe Stunde gemessen werden. Dies schließt natürlich nicht aus, daß es sich bei den Extrema um Diskontinuitätsflächen handelt, die verschiedene Plasmazustände voneinander trennen. Sie fallen nur nicht in die für Richtungsdiskontinuitäten aufgestellte Definition. Um in diesem Zusammenhang Barnes (1979) zu zitieren: Es gibt keinen einsichtigen Grund, warum stationäre Strukturen in erster Linie diskontinuierlich sein sollten. Tangentialdiskontinuitäten könnten leicht identifizierbare, extreme Beispiele einer Familie von kontinuierlichen tangentialen Druckgleichgewichten sein.

6.4 Entwicklung eines einfachen Flußröhrenmodells

Nun soll untersucht werden, ob die Helios-Sonden räumliche Strukturen, die sich aus den Koronalöchern in den interplanetaren Raum fortsetzen, beobachten können, und ob aus der Beobachtung dieser Strukturen auf ihren mittleren Durchmesser geschlossen werden kann. Dazu soll ein einfaches Modell entwickelt werden, das simuliert, wie Teilchen, die sich innerhalb der räumlichen Strukturen — im folgenden als Flußröhren (*flow tubes*) bezeichnet — bewegen, von der Sonne abströmen und auf die Sondenbahn treffen, wo sie von der Sonde gemessen werden.

Bei der Entwicklung dieses Flußröhrenmodells müssen zwei Punkte beachtet werden: Erstens die Rotation der Sonne und die Bewegung der Sonden um die Sonne — die Sonden bewegen sich in Bezug zur Winkelgeschwindigkeit der Sonne ($29.25 \cdot 10^{-7} \text{ rad}\cdot\text{s}^{-1}$ bei 0° Carrington-Breite) ungefähr zwei bis zwanzig Mal langsamer um die Sonne, als diese rotiert (siehe auch Tabelle 2.1 auf S. 5). Zweitens die Geschwindigkeit des Sonnenwindplasmas und die Bahngeschwindigkeit der Sonden — das Sonnenwindplasma strömt mit $500 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ bis $800 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ an den $20 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ bis $60 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ schnellen Sonden vorbei.

Der durch die Flußröhren strukturierte Teilchenstrom soll am Startort in der oberen Korona ein charakteristisches Geschwindigkeitsprofil bekommen. Es soll untersucht werden, ob und wie sich dieses Geschwindigkeitsprofil mit dem radialen Abstand zur Sonne verändert, und was für ein Geschwindigkeitsprofil die Sonde im Vergleich zu dem am Startort mißt.

6.4.1 Mathematische Beschreibung der Bewegung eines Plasmateilchens von der Sonne zur Sondenbahn

Die Bewegung eines Teilchens von der Sonne zur Sondenbahn ist in Abb. 6.14 schematisch dargestellt. Die Helios-Sonde bewegt sich auf einer exzentrischen Ellipse mit dem Perihel bei 0.3 AE und dem Aphel bei 1 AE um die Sonne. Bei einem Abstand ΔR_x von der Sonne startet ein Plasmateilchen x und bewegt sich radial mit konstanter Geschwindigkeit v_x von der Sonne fort. Es wird dann nach einer bestimmten Zeit T_x die Sondenbahn kreuzen und, wenn die Sonde ebenfalls dort ist, von der Sonde registriert werden.

Der jeweilige Startort des Teilchens beim Abstand ΔR_x von der Sonne sowie der jeweilige Aufenthaltsort der Sonde auf der Sondenbahn werden zum einen in Carrington-Koordinaten beschrieben, insbesondere durch die Carrington-Länge θ , zum anderen im heliozentrischen Koordinatensystem, in dem τ den Winkel Perihel-Sonne-Sonde bezeichnet.

Zur Modellzeit $T = 0$ befinde sich die Sonde im Perihel, und die Carrington-Länge

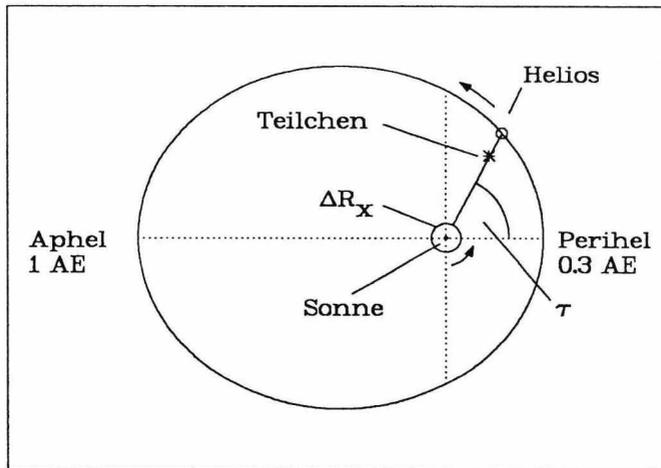


Abb. 6.14: Bei einem Abstand ΔR_x von der Sonne startet ein Teilchen x und fliegt radial von der Sonne fort. Es trifft auf die elliptische Bahn der Helios-Sonde und wird, wenn die Sonde zur gleichen Zeit am gleichen Ort ist, von der Sonde registriert.

auf der Sonne sei $\theta_0 = 0^\circ$. Ein Teilchen x starte zur Modellzeit T_x bei der Carrington-Länge θ_x in der oberen Korona der Sonne (ΔR_x) mit einer Geschwindigkeit v_x . Um den Startpunkt des Teilchens im heliozentrischen Koordinatensystem festzulegen, wird der Winkel τ_x zum Perihel berechnet:

$$\tau_x = \theta_x - \theta_0 + T_x \cdot \Omega, \quad (6.20)$$

wobei Ω die Rotationsgeschwindigkeit der Sonne ist (siehe Gleichung (6.10)). Dann ergibt sich der radiale Abstand R_x zur Sondenbahn aus der Ellipsengleichung:

$$R_x = \frac{\ell}{1 + e \cdot \cos \tau_x} \quad (6.21)$$

mit dem Halbparameter ℓ und der Elliptizität e . Damit ist der Abstand d_x zwischen Teilchenstartpunkt und Sondenbahn

$$d_x = R_x - \Delta R_x. \quad (6.22)$$

Wie in Kapitel 4.3.2 schon erwähnt, werden die Plasmateilchen in Koronalöchern auch über den Alfvénischen kritischen Radius ($1.3 - 4 R_\odot$, je nach Modell) hinaus beschleunigt. Die Protonen erreichen ihre endgültige Geschwindigkeit vermutlich erst bei ungefähr $10 R_\odot$ (Pneuman, 1986). Deshalb soll ΔR_x in Gleichung (6.22) gleich $10 R_\odot$ sein.

Für die Distanz d_x benötigt das Teilchen die Zeit

$$T_v = \frac{d_x}{v_x}. \quad (6.23)$$

Also erreicht das Teilchen die elliptische Sondenbahn zur Modellzeit

$$T_E = T_x + T_v, \quad (6.24)$$

und die von der Sondenbahn aus beobachtete Carrington-Länge an diesem Ort wäre

$$\theta_E = \theta_x - T_v \cdot \Omega. \quad (6.25)$$

Damit ist die Bewegung des Teilchens im interplanetaren Raum von $\Delta R_x = 10 R_\odot$ bis zur Sondenbahn ausreichend beschrieben. Nun stellt sich die Frage, wo sich die Sonde zur Zeit T_E , wenn das Teilchen die Sondenbahn kreuzt, befindet. Der Aufenthaltsort der Sonde auf der elliptischen Bahn soll ebenfalls in θ und τ ausgedrückt werden. Dazu muß die Bewegung der Sonde auf der elliptischen Bahn beschrieben werden. Über die Bestimmung der mittleren Anomalie MA der Ellipse

$$MA = \frac{2\pi T_E}{U}, \quad (6.26)$$

wobei U die Umlaufzeit der Sonde um die Sonne ist, wird die exzentrische Anomalie EA der Ellipse

$$EA - e \cdot \sin EA = MA \quad (6.27)$$

iterativ ermittelt. Daraus kann der Winkel τ_S des Sondenortes zum Perihel berechnet werden:

$$\tan \frac{\tau_S}{2} = \sqrt{\frac{1+e}{1-e}} \cdot \tan \frac{EA}{2}. \quad (6.28)$$

Die Sonde ist dann bei der Carrington-Länge

$$\theta_S = \theta_o - T_E \cdot \Omega + \tau_S. \quad (6.29)$$

Das Teilchen wird von der Sonde gemessen, wenn $\tau_x = \tau_S$ und $\theta_E = \theta_S$.

Noch eine kurze Bemerkung zur Bewegung des Teilchens: Genau genommen fliegt das Teilchen nicht strikt radial, denn es erhält durch die Rotation der Sonne eine azimutale Geschwindigkeitskomponente. Diese ist jedoch nicht sehr groß und beträgt für Protonen mit Geschwindigkeiten größer als $600 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ zwischen 0.3 AE und 1 AE ungefähr $2 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ (Marsch und Richter, 1984a). Darum soll diese hier der Einfachheit halber vernachlässigt werden.

6.4.2 Theoretische Überlegungen zur Geometrie der Flußröhren

Anstelle des einen Teilchens soll nun ein Teilchenstrom aus einem Winkelbereich $\Delta\theta$ die Sonne verlassen und die Sondenbahn kreuzen. Dieser Teilchenstrom soll in Form von Flußröhren strukturiert sein, die sich von der Korona, insbesondere aus einem Koronaloch, in den interplanetaren Raum fortsetzen. Dabei sollen die Flußröhren etwas unterschiedliche Durchmesser besitzen und dadurch die Geschwindigkeit der Teilchen bestimmen.

In Abb. 6.2 auf S. 68 war gut zu sehen, wie kurz vor den senkrechten gepunkteten Linien, die die lokalen Minima im Gasdruck und die lokalen Maxima im magnetischen Druck hervorheben, die Geschwindigkeiten der Protonen und α -Teilchen abfielen, um hinter den senkrechten gepunkteten Linien wieder anzusteigen. Unter der Annahme, daß an den Orten der lokalen Minima im Gasdruck und der lokalen Maxima im magnetischen Druck die Begrenzungen der räumlichen Strukturen liegen, entsteht der Eindruck, daß das Plasma am Rand dieser Strukturen langsamer strömt als in der Mitte.

Dies soll in das Modell eingehen: Die Teilchen, die sich am Rand der Flußröhren bewegen, sollen eine kleinere Geschwindigkeit besitzen als jene, die sich in der Mitte der Flußröhren bewegen. Wenn mehrere Flußröhren nebeneinander liegen und die

Teilchen sich auf die eben beschriebene Weise bewegen, wird bei einer Messung quer durch diese Flußröhren ein ganz charakteristisches Geschwindigkeitsprofil der Teilchen beobachtet werden.

Zunächst soll ein hypothetischer Beobachter bei $\Delta R_x = 10 R_\odot$ durch die unterschiedlich großen Flußröhren fliegen und die Ausdehnung der Flußröhren messen können. Es soll untersucht werden, wieviele Flußröhren der hypothetische Beobachter durchfliegen muß, um eine statistisch signifikante Aussage über den mittleren Durchmesser der durchflogenen Flußröhren zu erhalten.

Die Flußröhrenquerschnitte in der oberen Korona bei $10 R_\odot$ sollen als Kreise dargestellt werden. Eine eindimensionale Messung durch die Flußröhren entspricht dann einer Geraden, die diese Kreise schneidet. Auf dieser Geraden soll sich der hypothetische Beobachter bewegen. Der Radius der Kreise ist nicht konstant, sondern schwankt um einen mittleren Wert. Außerdem soll der Abstand der Kreismittelpunkte von der Geraden variieren. Alle Kreisquerschnitte sollen sich berühren, so daß keine Lücken auf der Geraden entstehen. Abb. 6.15 zeigt ein Beispiel von unterschiedlich großen Kreisen in Abhängigkeit von der Carrington-Breite und der Carrington-Länge. Der hypothetische Beobachter wird nur die Länge der Streckenabschnitte in den einzelnen Flußröhren messen können. Die Frage ist nun, ob er daraus auf die wirkliche Größenverteilung der Flußröhren schließen kann.

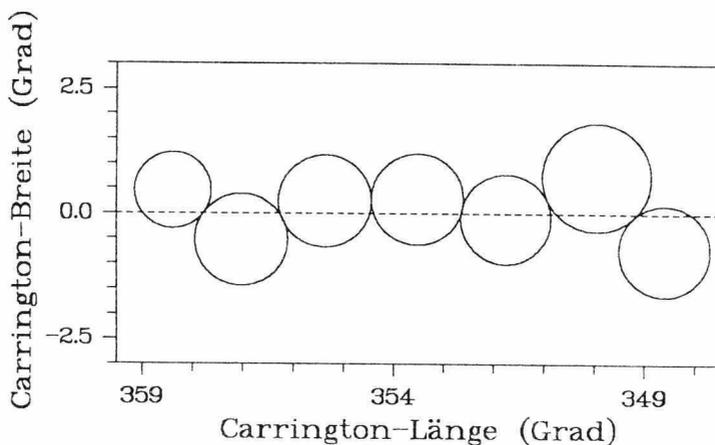


Abb. 6.15: Kreise (Flußröhrenquerschnitte) mit unterschiedlichen Durchmessern liegen auf einer Geraden (heliographischer Äquator, Flugbahn eines hypothetischen Beobachters).

Die Radien der Kreise r_i sollen mittels der Gaußschen Normalverteilung variiert werden. Vorgegeben wird eine Zahl u_1 mit der Bedingung $0 < u_1 < 1$. Von dieser Zahl u_1 berechne man u_2 :

$$u_2 = \text{Frac}((\pi + u_1)^8), \quad (6.30)$$

(Hewlett-Packard, 1975). Daraus ergeben sich zwei Werte w_{1i} und w_{1i+1} , die der Gaußschen Normalverteilung gehorchen:

$$w_{1i} = \sqrt{-2 \log_{10}(u_1)} \cdot \cos(2\pi u_2), \quad (6.31)$$

$$w_{1i+1} = \sqrt{-2 \log_{10}(u_1)} \cdot \sin(2\pi u_2). \quad (6.32)$$

Der Kreisradius r_i wird auf w_{1i} addiert und der nächste Kreisradius r_{i+1} auf w_{1i+1} . Danach wird u_2 zu u_1 , und man startet von neuem bei Gleichung (6.30). Wenn genügend viele u_{1i} und w_{1i+1} berechnet werden, ergibt sich die Gaußsche Normalverteilung. Am häufigsten soll der Radius $r = 1$ vorkommen ($w_1 = 0$). Damit die Kreise nicht zu klein oder zu groß werden, soll $|w_1|$, wenn es größer als 0.3 wird, halbiert werden, so daß gilt:

$$0.7 \leq r_i \leq 1.3.$$

Die Abstände d_i der Kreise von der Geraden sollen gleichverteilt sein. Dies erreicht man mit der Monte-Carlo-Methode (Knuth, 1981), bei der sich gleichverteilte Pseudo-Zufallszahlen ergeben. Sei j eine ganze Zahl und der Startwert. Damit die Pseudo-Zufallszahl J_1 ungerade ist, sei

$$J_1 = 2 \cdot j + 1. \quad (6.33)$$

Alle folgenden J_i werden berechnet mit

$$J_i = 13^{13} J_{i-1} \bmod 2^{59}. \quad (6.34)$$

Dann ergeben sich die Zufallszahlen im Einheitsintervall (0;1)

$$w_{2i} = \frac{J_i}{2^{59}}. \quad (6.35)$$

Für ein beliebiges Intervall (A;B) sind dann die Zufallszahlen

$$w'_{2i} = A + w_{2i} \cdot (B - A). \quad (6.36)$$

Es zeigte sich, daß für die Gaußsche Normalverteilung der Startwert $u_1 = 0.4$ am besten geeignet war und für die Gleichverteilung im Intervall (-1;1) der Startwert $j = 0$.

Nun soll untersucht werden, ob es möglich ist, aus den Messungen des hypothetischen Beobachters auf den mittleren Durchmesser bzw. Radius der Flußröhrenquerschnitte zu schließen. Auf eine Gerade werden Kreise mit normalverteilten Radien und gleichverteilten Abständen von der Geraden gelegt. Die Sekanten, die mit der Geraden gebildet werden, sind unterschiedlich lang. Die möglichen Streckenlängen werden in Intervalle von 0.2 unterteilt, sortiert und gezählt. Abb. 6.16 zeigt zwei solche Histogramme, erstellt mit (a) 300 bzw. (b) 1000 Kreisen. Die gepunkteten Verteilungen sind die durch die Gaußschen Normalverteilungen vorgegebenen „tatsächlichen“ Flußröhrendurchmesser und sollen dem Vergleich mit den, von dem hypothetischen Beobachter „gemessenen“ Durchmessern dienen. Während bei 300 Kreisen das Maximum (Streckenlängen über 10 %) zwischen 1.2 und 2.2 liegt und sehr breit ist, liefert das Histogramm für 1000 Kreise schon einen deutlicheren Hinweis auf den mittleren Durchmesser der Kreise: Zwischen Streckenlänge 1.4 und 2.0 liegt die Anzahl deutlich über 10 %. Zu dem breiten Maximum tragen alle Kreise bei, vor allem die größeren, da sie nur wenig angeschnitten werden brauchen, um lange Strecken zu erzeugen. Die Wahrscheinlichkeit, die großen Kreise ganz zu treffen, ist natürlich geringer, so daß diese Strecken weniger häufig vorkommen. Mit den hineingesteckten Modellannahmen läßt sich also ein deutlicher Hinweis auf mittlere Kreisdurchmesser ablesen — allerdings nur bei einer großen Anzahl von Kreisen.

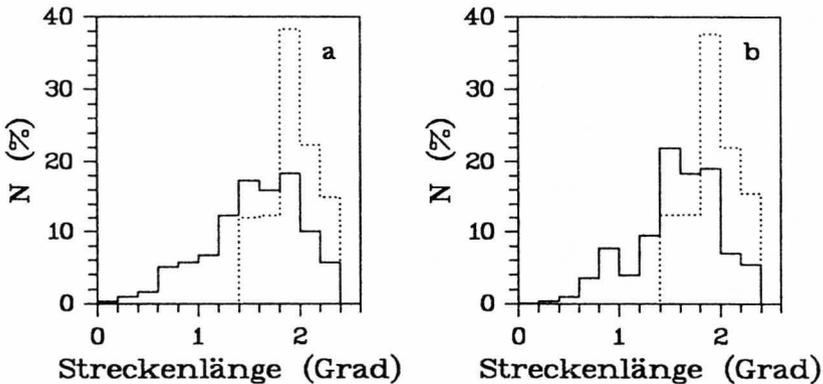


Abb. 6.16: (a) 300 bzw. (b) 1000 Kreise mit normalverteilten Radien und gleichverteilten Abständen von einer Geraden werden von dieser geschnitten. Die entstehenden Streckenabschnitte wurden sortiert und gezählt. Die gepunktete Verteilung zeigt die mit Hilfe der Gaußschen Normalverteilung berechneten Durchmesser der 300 bzw. 1000 Kreise.

6.4.3 Kinematische Betrachtungen

Die Kreise sollen Querschnitte durch Flußröhren darstellen, in denen Plasma strömt. In Abb. 6.1 auf S. 66 war zu erkennen, daß eine Zunahme in Dichte und Temperatur häufig mit einer Zunahme in der Plasmageschwindigkeit korreliert war; desgleichen die Abnahme. Das könnte darauf hindeuten, daß das Plasma in einer Flußröhre nicht mit einer konstanten Geschwindigkeit strömt, sondern daß die Strömungsgeschwindigkeit vom Abstand zum Flußröhrenmittelpunkt abhängt. In Anlehnung an das Hagen-Poiseuille'sche Gesetz aus der Strömungstheorie soll das Geschwindigkeitsprofil in einer Flußröhre das folgende Aussehen haben:

$$v(r') = C_v + D_v \cdot (r^2 - r'^2), \quad (6.37)$$

wobei C_v und D_v Konstanten sind, r den Radius der Flußröhre beschreibt und r' der Abstand zum Kreismittelpunkt ist. Gleichung (6.37) mit $C_v = 600 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ und $D_v = 60 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ soll nun mit den Kreisen aus Abb. 6.15 verknüpft werden. Unter der Annahme radialer Ausbreitung des Plasmas sollen die Teilchen bei $\Delta R_x = 10 R_\odot$ starten und nach entsprechender Flugzeit die Sondenbahn kreuzen. Dieses Modell soll in dem Schema in Abb. 6.17 verdeutlicht werden.

Die Teilchen stammen von einer Quelle auf der Sonne zwischen der Carrington-Länge 359° und 348° . Die Sonde startet im Perihel zur Zeit $T = 0$. Die Sonne beginnt ihre erste Rotation mit der Carrington-Länge $\theta = 0^\circ$ (oder 360°) im Perihel. Während der ersten Sonnenrotation beobachtet die Sonde die Quelle in einem Abstand von $R = 0.31 \text{ AE}$ zwischen dem Perihelwinkel $\tau = 12.3^\circ$ und $\tau = 22.1^\circ$. Bei der zweiten Sonnenrotation ist die Sonde schon bei $R = 0.69 \text{ AE}$ und $\tau = 127.4^\circ$, wenn der Plasmastrom die Sonde überstreicht. Während Rotation 5 befindet sich die Sonde im Aphel und beobachtet den Teilchenstrom bei $R = 0.95 \text{ AE}$ zwischen $\tau = 194.7^\circ$ und $\tau = 195.3^\circ$. Wenn die Sonde sich bei $R = 0.5 \text{ AE}$ ($258.7^\circ \leq \tau \leq 260.9^\circ$) aufhält und die Teilchen mißt, hat die Sonne schon sechs Rotationen beendet. Die schraffierten Gebiete stellen die Teilchenströme dar, die von der Sonde gemessen werden. Wegen der Rotation der Sonne und der Eigenbewegung der Sonde beobachtet Helios bei 0.3 AE einen größeren Winkelbereich $\Delta\tau$ als bei größeren radialen Abständen.

Das von der Sonde bei verschiedenen Abständen gemessene Geschwindigkeitsprofil soll nun mit dem Startprofil bei $10 R_\odot$ verglichen werden. Dies wird in Abb. 6.18a–d gezeigt. Bei allen vier Beispielen ist die Abszisse für die Carrington-Länge auf der Sonne genauso lang wie die von der Sonde gemessene — nur entsprechend verschoben.

Auffällig ist erstens, daß im Perihel (Abb. 6.18a) und im Aphel (Abb. 6.18c) das Sondenprofil gegenüber dem Profil auf der Sonne in den Geschwindigkeitsminima kaum verschoben ist, da in diesen Bahnabschnitten der Orbit kreisförmig er-

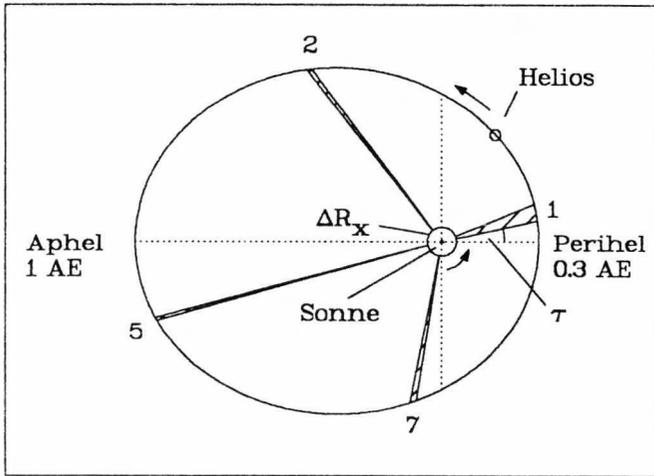


Abb. 6.17: Die Helios-Sonde umkreist die Sonne auf einer elliptischen Bahn. Während der Sonnenrotation 1, 2, 5 und 7 strömen Teilchen in einem Winkelbereich von $\Delta\theta = 11^\circ$ radial von der Sonne ab und kreuzen die Sondenbahn bei verschiedenen Abständen. Die schraffierten Gebiete stellen die Teilchenströme dar, die von Helios gemessen werden. τ ist der Winkel zwischen Sonne, Sonne und Perihel. Die Pfeile geben den Rotationsinn an.

scheint und die Sondengeschwindigkeit gleichförmig ist. Wenn die Sonde Richtung Aphel fliegt, kommen die zeitlich späteren Teilchen noch später bei der Sonde an, weil die zurückgelegten Strecken länger werden. Die Geschwindigkeitsminima des Sondenprofils bleiben hinter denen des Sonnenprofils zurück (Abb. 6.18b). Fliegt die Sonde Richtung Perihel, werden die zurückgelegten Strecken kürzer, so daß das Sondenprofil vor das Sonnenprofil geschoben wird (Abb. 6.18d). Die Abnahme der Sondengeschwindigkeit bei Annäherung des Aphels bzw. die Zunahme der Sondengeschwindigkeit bei Annäherung des Perihels spielt nur eine untergeordnete Rolle, da die Geschwindigkeit der Teilchen viel größer ist als die der Sonde.

Die zweite Auffälligkeit berührt ein grundsätzliches Problem. Die Geschwindigkeitsprofile steilen sich mit zunehmender Entfernung von der Sonne mehr und mehr auf. Teilchen, die später gestartet, aber schneller sind, überholen die langsameren Teilchen, m. a. W. die Archimedischen Spiralen kreuzen sich. Dies wäre nur in einem feldfreien Raum möglich: Die Profile mischen sich, und die Strukturen sind bald

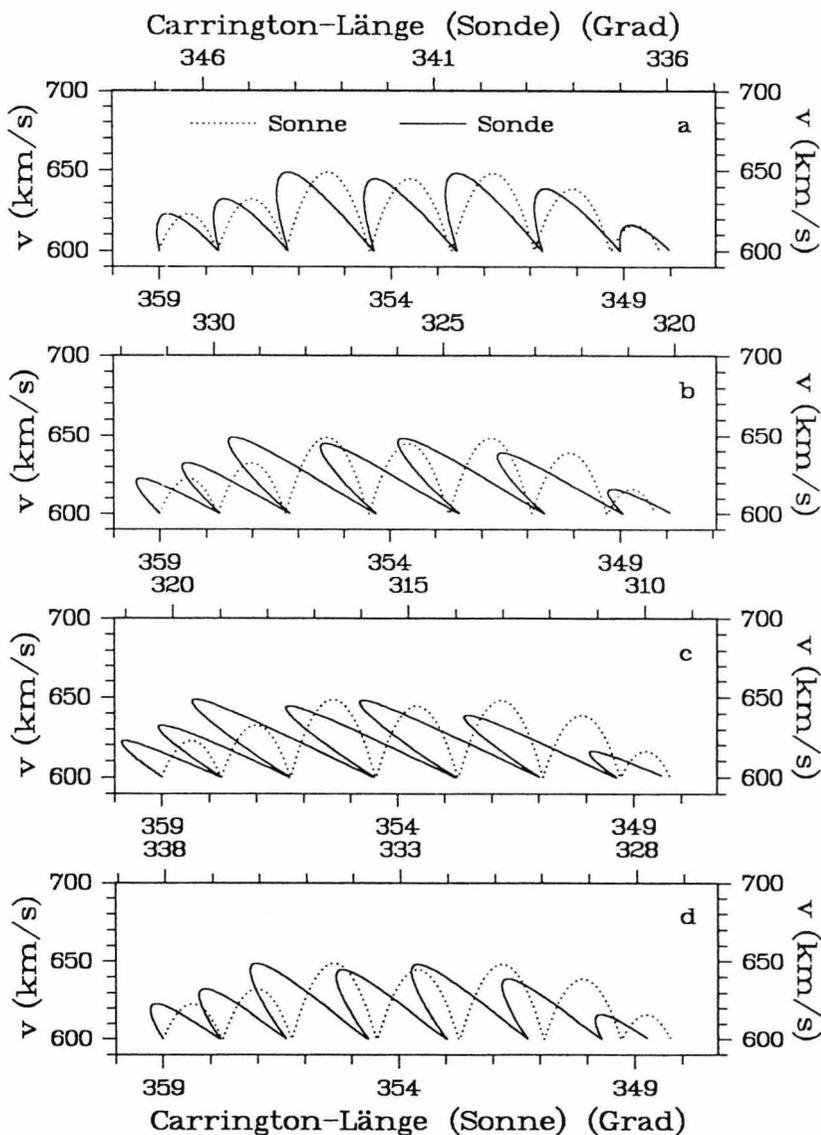


Abb. 6.18: Vergleich des Geschwindigkeitsprofils auf der Sonne (gepunktete Kurve) mit dem von der Sonde gemessenen bei vier verschiedenen Abständen von der Sonne. (a) Rotation 1, $R = 0.31$ AE, $12.3^\circ \leq \tau \leq 22.1^\circ$, (b) Rotation 2, $R = 0.69$ AE, $\tau \approx 128^\circ$, (c) Rotation 5, $R = 0.95$ AE, $\tau \approx 195^\circ$, (d) Rotation 7, $R = 0.52$ AE, $\tau \approx 260^\circ$.

nicht mehr erkennbar. In Wirklichkeit ist aber Diffusion des Plasmas quer zu den Magnetfeldlinien ausgeschlossen — alle Teilchen bleiben in ihren Flußröhren. Diese jedoch, als ganze, wirken aufeinander. Dies wird augenscheinlich auch beobachtet. Beim strikten Zurückprojizieren der schnelleren α -Teilchen auf die Sonne kommt man zwar auf einen anderen Startort als den der Protonen. Aber Protonen und α -Teilchen gehören zusammen, wie man an gemeinsamen Geschwindigkeitsgradienten innerhalb von schnellen Strömen erkennen kann. Trotz stärkerer seitlicher Ablenkung der α -Teilchen an Flußröhrengrenzen bleiben sie innerhalb dieser Grenzen, und die Eigenschaften bleiben erhalten.

6.4.4 Dynamische Betrachtungen

Es stellt sich die Frage, ob sich auf der Seite, an der sich die Geschwindigkeitsprofile in Abb. 6.18 aufteilen, ein Schock aufbauen kann, ähnlich wie es manchmal in Kompressionsgebieten beobachtet wird, wo der schnelle Sonnenwind auf das langsame Plasma trifft. Dies soll kurz untersucht werden: Die Teilchen in einer Flußröhre treffen auf deren Grenze. Dabei ist der maximal mögliche Geschwindigkeitsunterschied Δv die Differenz zwischen Teilchengeschwindigkeit v_{Mitte} in der Mitte der Flußröhre und jener am Rand, v_{Rand} . Diese Teilchen fliegen also maximal mit der Relativgeschwindigkeit

$$v_{rel} = \Delta v \cdot \sin \alpha \quad (6.38)$$

in die Flußröhrengrenze, wobei der Winkel α den Winkel zwischen der radialen Richtung und der Richtung der Archimedischen Spirale bezeichnet:

$$\alpha = \arctan \frac{\Omega \cdot R}{v_{Mitte}}. \quad (6.39)$$

Diese Geschwindigkeit muß verglichen werden mit dem lokalen Wert der Geschwindigkeit der schnellen magnetoakustischen Welle v_{sma} (Hollweg, 1975):

$$v_{sma}^2 = \frac{v_A^2 + v_S^2 + \sqrt{(v_A^2 + v_S^2)^2 - 4v_A^2 \cdot v_S^2 \cdot \cos^2 \Theta}}{2} \quad (6.40)$$

mit v_A und v_S als Alfvén- bzw. Schallgeschwindigkeit. Der Winkel Θ wird durch die Richtung des Magnetfeldes \mathbf{B} und die Ausbreitungsrichtung der schnellen magnetoakustischen Welle \mathbf{v}_{sma} gebildet. Wenn \mathbf{v}_{sma} senkrecht zu \mathbf{B} liegen soll, vereinfacht sich Gleichung (6.40) zu:

$$v_{sma} = \sqrt{v_A^2 + v_S^2}. \quad (6.41)$$

Wenn $v_{rel} \geq v_{sma}$, dann können sich Schockwellen aufbauen.

Seien $v_{Rand} = 600 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ und $v_{Mitte} = 650 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Bei einem radialen Abstand von der Sonne von 0.3 AE ist $v_{rel} = 9.90 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Berechnet man $v_A(0.3 \text{ AE})$ mit Hilfe des in Kapitel 4.3.1 ermittelten radialen Gradienten (S. 46), erhält man $v_A = 140.31 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Für $R = 1 \text{ AE}$ ist $v_{rel} = 27.92 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ und $v_A = 63.01 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Da zwischen 0.55 AE und 0.95 AE $v_A \approx v_S$ ist (Richter und Marsch, 1988) und damit v_{sma} auf jeden Fall größer als v_A ist, wird deutlich, daß innerhalb 1 AE $v_{rel} < v_{sma}$ ist und sich keine Schocks bilden können. Die schnelleren Teilchen werden einfach nur von ihrer radialen Richtung abgelenkt. Dies dürfte nicht viel sein, denn sowohl bei Protonen (abgesehen von den Alfvénischen Fluktuationen) als auch bei den α -Teilchen wird nicht beobachtet, daß sie stark von der radialen Richtung abweichen. Dies gilt insbesondere in Sonnennähe, wo der Winkel α klein und v_{sma} sehr groß ist. Druckschwankungen werden sehr schnell ausgeglichen, und die sich ergebenden seitlichen Flußablenkungen sind auf enge longitudinale Bereiche begrenzt.

6.4.5 Schlußfolgerung

In Kapitel 6.4 wurde ein ausgedehnter Teilchenstrom simuliert, der sich von der Sonne in den interplanetaren Raum bewegt und durch Flußröhren strukturiert ist. Dieses einfache Flußröhrenmodell wurde entwickelt, um zwei Fragen zu klären:

- a) Können die Helios-Sonden räumliche Strukturen, die sich von der Korona in den interplanetaren Raum fortsetzen, messen?

Da in Verbindung mit den vermuteten räumlichen Strukturen Fluktuationen in der Geschwindigkeit der Protonen und α -Teilchen beobachtet wurden, wurde in dem Flußröhrenmodell angenommen, daß sich die Teilchen am Rand der Flußröhren langsamer bewegen als in der Mitte der Flußröhren. Daraus ergibt sich, wenn eine Sonde quer durch die Flußröhren fliegt und die Geschwindigkeit der Teilchen mißt, ein bestimmtes Geschwindigkeitsprofil. Dieses Profil wurde in Abhängigkeit vom radialen Abstand zur Sonne untersucht. Es zeigte sich, daß die Geschwindigkeitsgradienten am „vorderen“ Rand der Flußröhren mit zunehmendem radialen Abstand sehr schnell sehr steil werden. Da die Diffusion des Plasmas quer zu den Magnetfeldlinien wegen der hohen elektrischen Leitfähigkeit des Plasmas parallel zum Magnetfeld praktisch nicht stattfindet, wird die Verschmelzung der Flußröhren verhindert. Die erhöhte Magnetfeldstärke am Rand der Flußröhren bewirkt nur eine seitliche Ablenkung der Teilchen, so daß die Strukturierung des Plasmas durch die Flußröhren erhalten bleibt und die Sonden diese auch beobachten können.

- b) Kann aus der Beobachtung der Flußröhren auf deren mittleren Durchmesser geschlossen werden?

Es wurde ein hypothetischer Beobachter angenommen, der durch die Flußröhren in der oberen Korona bei $10 R_{\odot}$ fliegt und den jeweiligen Durchmesser der Flußröhren bestimmen kann. Dabei soll der Durchmesser der Flußröhren nicht konstant sein, und die Anordnung der Flußröhren auf der Flugbahn des hypothetischen Beobachters soll zufällig sein. Es konnte gezeigt werden, daß beim Flug durch eine genügend große Anzahl von Flußröhren auf den mittleren Durchmesser der Flußröhren geschlossen werden kann. Die 300 Flußröhren in dem Beispiel in Abb. 6.16 reichen schon für eine statistisch signifikante Aussage. Diese Anzahl der Flußröhren wurde deshalb gewählt, weil — wie in Kapitel 6.5 gleich dargestellt wird — 281 Werte für die Durchmesser der gemessenen räumlichen Strukturen in schnellen Sonnenwindströmen ermittelt werden konnten.

6.5 Bestimmung des mittleren Durchmessers der räumlichen Strukturen im schnellen Sonnenwind

In allen 41 auswertbaren schnellen Sonnenwindströmen, die Helios 1 und Helios 2 von Ende 1974 bis Ende 1977 zwischen 0.3 AE und 1 AE gemessen haben, wurden die Zeiten und Orte der lokalen Minima im Gasdruck und der gleichzeitig beobachteten lokalen Maxima im magnetischen Druck bestimmt. Daraus sollten die zeitlichen und räumlichen Abstände zwischen den Extrema berechnet werden, um eine Abschätzung für die mittlere Ausdehnung der räumlichen Strukturen zu erhalten.

Um die lokalen Extremwerte in den Datensätzen festzulegen, wurde — in Anlehnung an die in der Arbeit von Roberts und Goldstein (1987) angewandte Methode — ein gleitendes Fenster über N Daten $x(t)$ gelegt. Von jeweils fünf, drei und fünf Daten wurden die Mittelwerte berechnet:

$$\frac{1}{5} \sum_{i=1}^5 x_{j+i}(t) = \langle x_{\ell} \rangle, \quad (6.42)$$

$$\frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 x_{j+i+5}(t) = \langle x_m \rangle, \quad \text{mit } j = 0, 1, \dots, N - 13, \quad (6.43)$$

$$\frac{1}{5} \sum_{i=1}^5 x_{j+i+8}(t) = \langle x_r \rangle. \quad (6.44)$$

Um die Extrema zu ermitteln, wurden die Differenzen zwischen den äußeren Mittelwerten $\langle x_{\ell} \rangle$ bzw. $\langle x_r \rangle$ und dem mittleren Mittelwert $\langle x_m \rangle$ gebildet:

$$\Delta_1 = \langle x_{\ell} \rangle - \langle x_m \rangle \quad \text{und} \quad \Delta_2 = \langle x_r \rangle - \langle x_m \rangle$$

Tabelle 6.3: Liste der ausgewählten Datensätze von Helios 1 und Helios 2 in Abhängigkeit vom radialen Abstand und vom Beobachtungsjahr.

	R (AE) 0.3 - 0.5		R (AE) 0.5 - 0.7		R (AE) 0.7 - 1.0	
Datensätze insgesamt	8		10		23	
Jahr	H1	H2	H1	H2	H1	H2
1974	-	-	-	-	1	-
1975	2	-	2	-	5	-
1976	2	1	3	1	1	3
1977	2	1	1	-	2	1
ausgewertete Datensätze	6	2	6	1	9	4
Anzahl der Durchmesser	60	32	65	12	89	23
	92		77		112	

für ein gesuchtes Minimum und

$$\Delta_1 = \langle x_m \rangle - \langle x_l \rangle \quad \text{und} \quad \Delta_2 = \langle x_m \rangle - \langle x_r \rangle$$

für ein gesuchtes Maximum. Waren beide Differenzen Δ_1 und Δ_2 größer als ein festgelegter Schwellenwert, war ein Extremwert bei $x_{j+7}(t)$ gefunden. Es zeigte sich, daß ein Schwellenwert von 6 % des mittleren Mittelwertes $\langle x_m \rangle$ am besten geeignet war. Die so bestimmten Extremwerte wurden zusammen mit den Parametern Gasdruck und magnetischer Druck gezeichnet, um Übereinstimmungen festzulegen und fehlerhafte Extremwert-Bestimmungen herauszunehmen. Für die endgültigen Extrema wurden nun die dazugehörigen Zeiten und Carrington-Längen sowie die daraus sich ergebenden Abstände zwischen den Extrema ermittelt. Außerdem wurden die radialen Abstände von der Sonne vermerkt.

Tabelle 6.3 listet die verwendeten Datensätze in Abhängigkeit vom radialen Abstand und vom Beobachtungsjahr auf. Die meisten Datensätze stammen von Helios 1 und häufen sich im Abstandsbereich 0.7 AE bis 1 AE. Viele von ihnen fielen jedoch aus der engeren Datenauswertung heraus, da entweder die Magnetfelddaten nicht ausreichend vorhanden waren (10 Datensätze) oder die Profile des Gasdrucks und des magnetischen Drucks zu glatt waren (3 Datensätze). Von den ausgesuchten 41 Datensätzen blieben so nur 28 übrig. Von diesen wurden die Abstände zwischen den Extremwerten bestimmt; es ergaben sich insgesamt 281 Werte, die einigermaßen

gleichmäßig über die radialen Abstände von der Sonne verteilt sind.

Sie sollen nun auf ihre Zeit- und Winkelabhängigkeit untersucht werden. Im Perihel beobachtet die Sonde in 20.25 Minuten einen Winkelbereich von 0.1° Carrington-Länge; im Aphel dagegen sind es im gleichen Zeitintervall 0.19° Carrington-Länge. Das heißt, Fehler bei der Ermittlung der Lage der Extremwerte betragen mindestens $\pm 0.1^\circ$ bzw. $\pm 0.19^\circ$. Bei der Bestimmung der Häufigkeit der Abstände zwischen den Extremwerten ist deshalb bei der Zeitabhängigkeit ein Intervall von einer Stunde gewählt worden und bei der Winkelabhängigkeit ein Intervall von 0.5° .

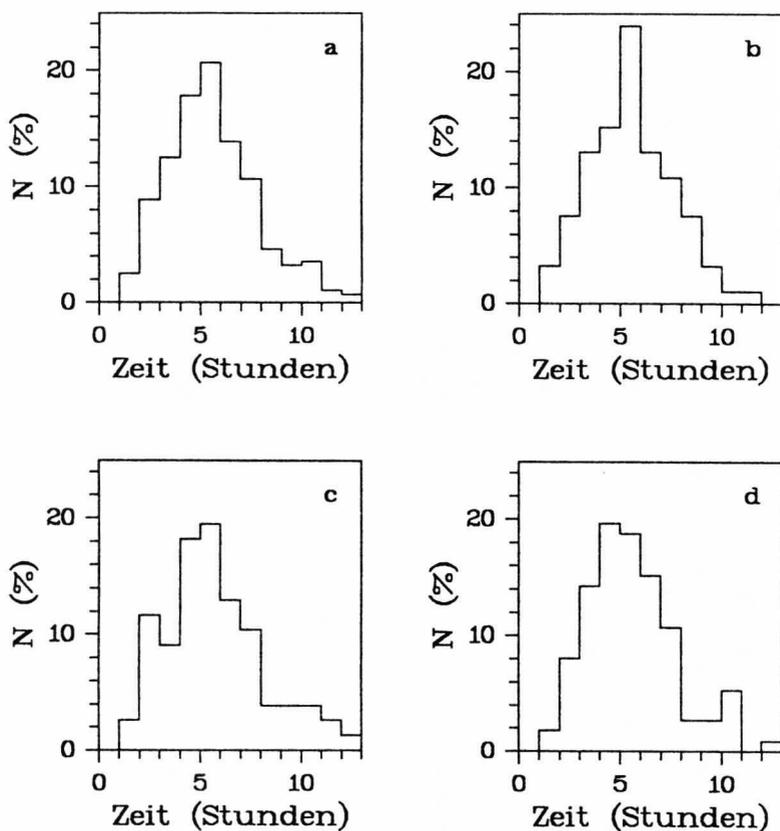


Abb. 6.19: Zeitabhängigkeit der Abstände der Extremwerte für vier verschiedene radiale Abstandsintervalle: (a) 0.3 AE bis 1 AE, (b) 0.3 AE bis 0.5 AE, (c) 0.5 AE bis 0.7 AE und (d) 0.7 AE bis 1 AE.

Abb. 6.19 und Abb. 6.20 zeigen die Anzahl der Abstände zwischen den Extrema als Funktion der Zeit bzw. des Winkels in vier verschiedenen radialen Abstandsintervallen sortiert: (a) 0.3 AE bis 1 AE, (b) 0.3 AE bis 0.5 AE, (c) 0.5 AE bis 0.7 AE und (d) 0.7 AE bis 1 AE. In Abb. 6.19 sind die Verteilungen der Abstände über die Zeit sehr breit und liegen zwischen drei und acht Stunden über 10 % mit einem Maximum bei fünf Stunden. Eine Abhängigkeit vom radialen Abstand von der Sonne ist nicht erkennbar. Im Gegensatz zu Abb. 6.20: Für das Intervall $R = 0.3$ AE bis 0.5 AE ist die Verteilung über die Winkel schmal im Vergleich zu den übrigen. Die Werte über

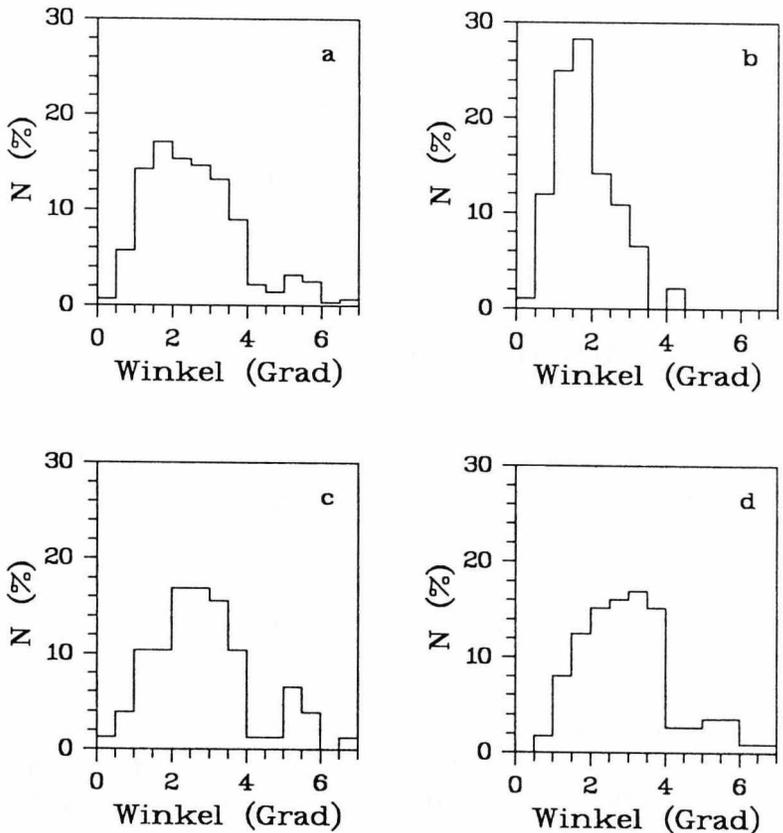


Abb. 6.20: Winkelabhängigkeit der Abstände der Extremwerte für vier verschiedene radiale Abstandsintervalle: (a) 0.3 AE bis 1 AE, (b) 0.3 AE bis 0.5 AE, (c) 0.5 AE bis 0.7 AE und (d) 0.7 AE bis 1 AE.

10 % liegen im Bereich 0.5° bis 3° mit einem deutlichen Maximum zwischen 1° und 2° , während in Abb. 6.20c und Abb. 6.20d die Werte über 10 % zwischen 1° und 4° bzw. 1.5° und 4° liegen und deutlich auch größere Winkeldurchmesser vorkommen.

Die Tatsache, daß die Abstände, über der Zeit aufgetragen, keine radiale Abstandsabhängigkeit zeigen, diese aber bei den Winkelabständen auftritt, ist überraschend. Es wurde genau das entgegengesetzte Resultat erwartet. Es wurde davon ausgegangen, daß sich die räumlichen Strukturen nur radial aufweiten und deshalb konstant in ihrer Winkelausdehnung bleiben. Von den Helios-Sonden aus gesehen, müßten diese dann in ihren zeitlichen Abmessungen größer werden. Allerdings wurde schon in Kapitel 6.2 bei der Auswertung des Plasma-Line-up und dem Vergleich zwischen den beiden Datensätzen von Helios 1 und Helios 2 teilweise eine räumliche Aufweitung der Strukturen zwischen 0.5 AE und 0.7 AE festgestellt. Dies scheint nicht nur auf die Datenlücken und auf einen daraus resultierenden Fehler in der Projektionstechnik zurückzuführen sein.

Daß die zeitlichen Abstände zwischen den Extremwerten keine radiale Abstandsabhängigkeit zeigen, hängt zunächst einmal mit der Bewegung der Sonden um die Sonne zusammen. Im Perihel durchläuft die Sonde im gleichen Zeitintervall nur einen halb so großen Winkelbereich wie im Aphel. Da der mittlere Winkeldurchmesser in Abb. 6.20 im Aphel ungefähr doppelt so groß ist wie im Perihel, sehen die zeitlichen Verteilungen bei allen radialen Abständen ähnlich aus. Eine andere Erklärung wäre der Einfluß von Wellen mit einer mittleren Periode von fünf Stunden. Allerdings ist fraglich, welche Art von Wellen das sein können. Die Alfvénwellen wurden aus dem Datensatz entfernt. Langsame magnetoakustische Wellen, die eine Antikorrelation zwischen Gasdruck und magnetischem Druck bewirken können, werden sofort gedämpft. Schnelle magnetoakustische Wellen werden zwar nicht sogleich gedämpft, produzieren jedoch nicht die beobachtete Antikorrelation. Wellen kommen also nicht in Frage. So ist die Unabhängigkeit vom radialen Abstand für die zeitlichen Abstände zwischen den Extremwerten nur scheinbar.

Für die radiale Abstandsabhängigkeit bei den Winkelabständen sind mehrere Erklärungen möglich:

a) Zerstörung der Grenzen der räumlichen Strukturen durch Zerfallsprozesse:

Die räumlichen Strukturen haben in Sonnennähe einen mittleren Durchmesser von 2° . Der Winkel, den das Magnetfeld mit der radialen Ausbreitungsrichtung bildet, ist klein, und Ablenkungen der Teilchen sind minimal. Mit zunehmendem radialen Abstand von der Sonne und abnehmender Magnetfeldstärke bzw. wachsendem β wächst die Möglichkeit, daß Zerfallsprozesse, insbesondere Reibungseffekte, die Begrenzungen der Strukturen zerstören und die Strukturen miteinander zu größeren Einheiten

verschmelzen.

Hierbei kommt Coulombreibung nicht in Frage, da das Plasma im schnellen Sonnenwind nahezu stoßfrei ist. Dagegen könnte Reibung durch Landau-Dämpfung eine Rolle spielen. Um die Verbreiterung von Kompressionsgebieten, wo auch große Geschwindigkeitsgradienten auftreten, mit zunehmendem radialen Abstand zu erklären, benutzten D'Angelo *et al.* (1981) einen Reibungsterm, der sich durch Landau-Dämpfung ergibt. Sie konnten tatsächlich die Verbreiterung des Kompressionsgebietes nachvollziehen. Allerdings stützt sich ihre Darstellung auf die Annahme, die Elektronen- und Ionentemperaturen seien ungefähr gleich, was nicht bei allen radialen Abständen gewährleistet ist. Landau-Dämpfung ist im schnellen Sonnenwind sehr wirksam. Vor allem langsame magnetoakustische Wellen werden sofort gedämpft, während schnelle magnetoakustische Wellen eine größere Lebensdauer haben. Dies könnte Reibung produzieren, die die Geschwindigkeitsgradienten reduziert.

Ein anderer Reibungseffekt wäre durch die Kelvin-Helmholtz-Instabilität möglich. Korzhov *et al.* (1984) konnten zeigen, daß bei der Wechselwirkung zwischen Sonnenwindströmen unterschiedlicher Geschwindigkeiten, wie sie in Kompressionsgebieten auftreten, die Kelvin-Helmholtz-Instabilität angeregt werden kann. Diese kann sich entwickeln und turbulente Reibung erzeugen, wenn die Magnetfeldstärke nicht mehr groß genug ist, d. h. wenn β , das Verhältnis von Gasdruck zu magnetischem Druck, größer eins ist und das Verhältnis von kinetischem zu magnetischem Druck sehr viel größer als eins ist. Eine Zusatzbedingung ist die Größe der Geschwindigkeitsdifferenz Δv zwischen den beiden Strömen. Parker (1964) gab ein Instabilitätskriterium für longitudinale, langwellige Störungen an, die parallel zur Strom- und Magnetfeldrichtung laufen:

$$v_S^2 - \Delta v_{SA} < \frac{\Delta v^2}{2} < v_S^2 + \Delta v_{SA} \quad (6.45)$$

$$\text{mit } \Delta v_{SA} = v_S^2 \cdot \sqrt{\frac{v_S^2 - v_A^2}{v_S^2 + v_A^2}}$$

und v_S und v_A wieder als Schall- bzw. Alfvéngeschwindigkeit. Instabilität ist nur möglich, wenn $v_S^2 > v_A^2$ oder, anders gesagt, wenn $\beta \geq 1$ und $\Delta v > v_A$. Im schnellen Sonnenwind ist zwischen 0.55 AE und 0.95 AE $v_S \approx v_A$ (Richter und Marsch, 1988). Außerdem werden die beobachteten Geschwindigkeitsdifferenzen Δv innerhalb von schnellen Sonnenwindströmen nie größer als die Alfvéngeschwindigkeit v_A . Daraus läßt sich schließen, daß, wenn die Flußrichtung mit der Magnetfeldrichtung übereinstimmt ($\mathbf{v} \parallel \mathbf{B}$), sich innerhalb schneller Ströme keine Kelvin-Helmholtz-Instabilität entwickeln kann und kein Reibungseffekt bewirkt wird. Dies paßt zu der Analyse von Neugebauer *et al.* (1986). Sie interpretierten die Abnahme der Zahl der Tangentialdiskontinuitäten mit zunehmendem Abstand von der Sonne mit dem

Anwachsen der Kelvin-Helmholtz-Instabilität, die solche Tangentialdiskontinuitäten zerstört, deren Ausbreitungsrichtung nicht ungefähr parallel zur Magnetfeldrichtung liegt. Der Einfluß der Kelvin-Helmholtz-Instabilität auf die Grenzen der Strukturen kann somit mit zunehmendem Abstand von der Sonne nicht ganz ausgeschlossen werden.

b) Nichtradiale Aufweitung der Strukturen:

Die Vermutung, daß sich die Strukturen radial aufweiten und in ihrer Winkel- ausdehnung infolgedessen konstant bleiben, trifft bei größeren Abständen von der Sonne zumindest im hinteren Teil von schnellen Sonnenwindströmen nicht zu. Obwohl bei der Auswahl der Datensätze darauf geachtet wurde, daß der Anfang des Datensatzes weit genug hinter dem Kompressionsgebiet liegt und der Datensatz beendet wird, wenn die Protonengeschwindigkeit kleiner als $550 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ wird, ist nicht auszuschließen, daß dieser Effekt dennoch einen Teil der Daten beeinflusst hat. Nolte *et al.* (1977) zeigten in einer Analyse besonders des, von der Erde aus gesehen, östlichen Teils von schnellen Strömen, daß diese sich bei 1 AE zum Beispiel über 30° Carrington-Länge ausdehnen, ihre Ausdehnung in der Korona im Bereich des Alfvénischen Radius aber nur einige Grad beträgt. Der nachfolgende Teil des schnellen Stroms hat, je weiter weg er von der Sonne strömt, um so mehr Platz, sich in Richtung des langsameren Plasmas dahinter auszudehnen. Also können sich auch magnetische Strukturen weiter von der Sonne entfernt stärker als radial aufweiten.

7 Zusammenstellung der Ergebnisse

Mit Hilfe der von den zwei Weltraumsonden Helios 1 und Helios 2 von Ende 1974 bis Ende 1977 zwischen 0.3 AE und 1 AE gemessenen Plasma- und Magnetfelddaten sollte untersucht werden, ob sich mittelskalige, vom Magnetfeld der Sonne geprägte Strukturen aus den Koronalöchern in den interplanetaren Raum in schnellen Sonnenwindströmen fortsetzen können und dort meßbar sind.

Die Strukturen in Koronalöchern und in schnellen Sonnenwindströmen

In den Koronalöchern kann man bis hinauf in die untere Korona Strukturen beobachten, die sich entlang der Magnetfeldlinien orientieren (Koutchmy, 1977). Dies sind die Makrospiculae und die Polarstrahlen, die *Plumes*. Sie sind mit magnetischen Strukturen im chromosphärischen Netzwerk verknüpft (Newkirk und Harvey, 1968). Mit zunehmender Höhe in der Korona divergieren die Magnetfeldlinien, und die magnetischen Strukturen im Netzwerk weiten sich auf, so daß der Kontrast zwischen dem Netzwerk und seinen Zwischenräumen immer kleiner wird und die Strukturen schließlich nicht mehr erkennbar sind. Bis heute wird in allen Modellen, die die Magnetfeldstruktur und das Plasma in der Korona beschreiben (z. B. Gabriel, 1976; Hollweg, 1985), davon ausgegangen, daß sich das Magnetfeld in der höheren Korona gleichmäßig ausbreitet und das Plasma deshalb homogen wird. Da aber die Diffusion des Plasmas quer zu den Magnetfeldlinien wegen der extrem hohen elektrischen Leitfähigkeit des koronalen Plasmas parallel zum Magnetfeld weitgehend unterbunden ist, könnten die in der unteren Korona sichtbaren magnetischen Strukturen auch in der höheren Korona erhalten bleiben und sich in den interplanetaren Raum in schnellen Sonnenwindströmen fortsetzen.

Bei $1.1 R_{\odot}$ liegt die Breite der *Plumes* bei etwa 1.8° bis 2.1° im heliographischen Koordinatensystem (Ahmad und Webb, 1978). Da sich die Koronalöcher in einem bestimmten Abstandsbereich zwischen $2 R_{\odot}$ und $3 R_{\odot}$ stärker aufweiten, als das für den sphärisch-symmetrischen Fall gelten würde (Munro und Jackson, 1977), werden die zu erwartenden räumlichen Strukturen in schnellen Sonnenwindströmen mindestens eine Raumwinkelausdehnung von 1.8° bis 2.1° besitzen.

Die gesuchten räumlichen Strukturen werden sich, wie schon Parker (1963) und andere in Kapitel 3.2 zitierte Autoren vermuteten, in ihren Plasmaeigenschaften voneinander unterscheiden. Dichte, Geschwindigkeit und Temperatur des Plasmas sowie die Magnetfeldstärke können leicht variieren. Dies kann sich in Form von Fluk-

tuationen in den genannten Parametern äußern. Diese Fluktuationen müssen von jenen Modulationen unterschieden werden, die durch Fluktuationen und Turbulenz im Sinne der MHD-Theorie hervorgerufen werden.

Der Einfluß von Alfvénischen Fluktuationen auf die Protonengeschwindigkeit

Die im Sonnenwind vorkommenden MHD-Fluktuationen sind vor allem, den Alfvénwellen ähnliche, Alfvénische Fluktuationen, die das Magnetfeld und die Protonengeschwindigkeit in schnellen Sonnenwindströmen stark beeinflussen (Denskat, 1982). Da durch diesen Einfluß die Auswertung der Protonengeschwindigkeit im Hinblick auf eventuell vorhandene räumliche Strukturen erschwert wird, wurde eine Methode entwickelt, die den Einfluß der Alfvénwellen auf die Protonengeschwindigkeit entfernt (Thieme *et al.*, 1988; 1989b). Hierbei wird angenommen, daß nur auswärts propagierende Alfvénwellen die Protonengeschwindigkeit beeinflussen, so daß der Anteil an der beobachteten Protonengeschwindigkeit, der von dem Einfluß der Alfvénwellen stammt, entfernt werden kann. Diese Methode darf angewendet werden, wenn erstens der Korrelationskoeffizient $|r|$, der sich aus den Fluktuationen δv_p und δB der Protonengeschwindigkeit und des Magnetfeldes ergibt, Werte zwischen 0.6 und 1.0 annimmt, und wenn zweitens die mittlere Abweichung vom mittleren Magnetfeldbetrag $\delta B/B$ kleiner als 0.2 ist (Burlaga und Turner, 1976). Die so korrigierte Protonengeschwindigkeit zeigt dann einen ähnlichen Verlauf wie die von Alfvénischen Fluktuationen weitgehend unbeeinflusste, aber höhere α -Teilchen-Geschwindigkeit.

Um zu erfahren, in welchem Periodenbereich die Alfvénischen Fluktuationen das Sonnenwindplasma in einem untersuchten schnellen Sonnenwindstrom bei 0.88 AE beeinflussten, wurden die spektralen Dichten der beobachteten und korrigierten Protonengeschwindigkeit und der beobachteten α -Teilchen-Geschwindigkeit berechnet. Die spektrale Dichte der von Alfvénischen Fluktuationen beeinflussten beobachteten Protonengeschwindigkeit zeigte im Frequenzbereich zwischen $5.3 \cdot 10^{-5}$ Hz und $1.23 \cdot 10^{-3}$ Hz einen anderen Verlauf als die spektralen Dichten der von Alfvénwellen unbeeinflussten korrigierten Protonengeschwindigkeit und der α -Teilchen-Geschwindigkeit. Daraus konnte geschlossen werden, daß Alfvénische Fluktuationen mit Perioden bis zu 5.2 Stunden die Protonen und das Magnetfeld beeinflusst hatten. Alfvénische Fluktuationen mit größeren Perioden wurden vermutlich schon auf dem Weg bis 0.88 AE gedämpft (Bruno *et al.*, 1985).

Zum Vergleich wurden die spektralen Dichten der beobachteten Protonen- und α -Teilchen-Geschwindigkeit eines langsamen Sonnenwindstroms bei 0.84 AE berechnet. Im gesamten Frequenzbereich waren in den spektralen Dichten keine Unterschiede

zu erkennen. Die beobachtete Protonengeschwindigkeit im langsamen Sonnenwind wurde nicht oder nur kaum von Alfvénischen Fluktuationen beeinflusst.

Die Differenzgeschwindigkeit zwischen Protonen und α -Teilchen

Auch nach der Entfernung des Einflusses der Alfvénwellen auf die Protonengeschwindigkeit in schnellen Sonnenwindströmen bleibt eine Differenz zwischen den Beträgen der korrigierten Protonengeschwindigkeit und der beobachteten α -Teilchen-Geschwindigkeit bestehen. Die α -Teilchen sind schneller als die Protonen. Der Betrag der Differenzgeschwindigkeit $\Delta v_{\alpha p}$ nähert sich mit abnehmendem Abstand zur Sonne dem Betrag der lokalen Alfvéngeschwindigkeit v_A (Marsch *et al.*, 1981a). Bisher wurde diese Abstandsabhängigkeit der Differenzgeschwindigkeit $\Delta v_{\alpha p}$ nur mit der beobachteten, von Alfvénischen Fluktuationen beeinflussten Protonengeschwindigkeit ermittelt. Mit Hilfe der korrigierten Protonengeschwindigkeit bot sich nun die Möglichkeit, die radiale Abstandsabhängigkeit der Differenzgeschwindigkeit zwischen Protonen und α -Teilchen genauer zu ermitteln. Sie kann Aufschluß über die unterschiedliche Beschleunigung von Protonen und α -Teilchen in Sonnennähe geben.

Für die Ausschnitte von insgesamt 17 schnellen Sonnenwindströmen im Zeitraum von Ende 1974 bis Ende 1977 wurde die radiale Abstandsabhängigkeit der lokalen Alfvéngeschwindigkeit v_A und die Differenz $\Delta v_{\alpha p k}$ zwischen korrigierter Protonengeschwindigkeit und beobachteter α -Teilchen-Geschwindigkeit berechnet. Die Extrapolation der erhaltenen Fitfunktionen zur Sonne hin ($R < 0.3$ AE) ergab, daß die Differenzgeschwindigkeit $\Delta v_{\alpha p k}$ bei ungefähr 0.24 AE im Mittel gleich der lokalen Alfvéngeschwindigkeit v_A ist und dann größer wird als diese.

In Sonnennähe bis ungefähr $10 R_{\odot}$ werden Protonen und α -Teilchen vor allem durch Welle-Teilchen-Wechselwirkungen beschleunigt. Danach ist die Beschleunigung der Protonen abgeschlossen, während die α -Teilchen noch bis zu einem radialen Abstand von ungefähr $40 R_{\odot}$ nachbeschleunigt werden (Bürgi und Geiss, 1986). Als Wellentypen kommen u. a. Alfvénwellen und Ionenzyklotronwellen sowie magnetoakustische Wellen in Frage (McKenzie *et al.*, 1979; Marsch *et al.*, 1982c; Isenberg und Hollweg, 1983). Wenn man annimmt, daß die α -Teilchen in Sonnennähe nur von Alfvénwellen beschleunigt würden, dann wäre die lokale Alfvéngeschwindigkeit v_A die obere Grenze für die Differenzgeschwindigkeit $\Delta v_{\alpha p k}$. Diese könnte dann bis ungefähr 0.24 AE gleich der lokalen Alfvéngeschwindigkeit v_A bleiben. Danach würden Bremsmechanismen wie Plasmainstabilitäten auf kleinen Zeitskalen (Marsch und Livi, 1987) einsetzen und die Differenzgeschwindigkeit $\Delta v_{\alpha p k}$ gegenüber der lokalen Alfvéngeschwindigkeit v_A verringern.

Die hohe Differenzgeschwindigkeit innerhalb von 0.3 AE weist auch darauf hin,

daß, wenn die Protonen auf z. B. $750 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ beschleunigt werden, die α -Teilchen auf mehr als $1000 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ beschleunigt werden müssen. Diese hohen Geschwindigkeiten konnte bisher kein Sonnenwindmodell reproduzieren (Bürgi und Geiss, 1986).

Die radialen Gradienten der Protonen-, α -Teilchen- und Elektronentemperatur

Um räumliche Strukturen von der Größenordnung einiger Grad Carrington-Länge in den schnellen Sonnenwindströmen aufzufinden, sollten die Plasmaparameter Dichte, Geschwindigkeit und Temperatur sowie die zusammengesetzten Parameter Gasdruck, magnetischer Druck, Gesamtdruck und das Verhältnis von Gasdruck zu magnetischem Druck, das Plasma- β , im Hinblick auf auffällige Fluktuationen untersucht werden. Bei der Berechnung von Parametern wie dem Gasdruck bedarf es der Dichte und Temperatur der Protonen, α -Teilchen und Elektronen. Die Daten der α -Teilchen und der Elektronen sind jedoch teilweise unvollständig bzw. gar nicht auf den Mischbändern verfügbar. Deshalb wurde eine statistische Analyse über die Abstandsabhängigkeiten der Plasmatemperatur aller drei Teilchensorten mit Hilfe der Daten des Supermischbandes durchgeführt. Für fehlende Daten auf den Mischbändern sollten diese durch die aus den radialen Gradienten ermittelten Daten ersetzt werden.

Die Abhängigkeit der Protonen-, α -Teilchen- und Elektronentemperatur vom radialen Abstand zur Sonne und von der Geschwindigkeit der Teilchen gibt Auskunft über Heizungs- und Kühlungsprozesse der Teilchen in der äußeren Korona und im interplanetaren Raum. Eine ausführliche Diskussion der Ergebnisse dieser Analyse sind bei Thieme *et al.* (1989a) und Marsch *et al.* (1989) zu finden.

Im dichten, langsamen Sonnenwind spielt die hohe Coulombreibung die entscheidende Rolle für die Abkühlung der einzelnen Teilchensorten, wobei sich keine großen Unterschiede zwischen den radialen Gradienten a_1 in Sonnennähe ($R < 0.3 \text{ AE}$) und zwischen 0.3 AE und 1 AE zeigen. Die Protonen kühlen nahezu adiabatisch ab (Schwenn *et al.*, 1981b; Marsch *et al.*, 1982b; Freeman und Lopez, 1985) und verlieren zusätzlich Energie an die α -Teilchen, wodurch diese immer etwas heißer bleiben als die Protonen und langsamer als adiabatisch abkühlen (Marsch *et al.*, 1982a; Schwenn, 1983b; Thieme *et al.*, 1989a). Dabei spielt das Verhältnis von α -Teilchen-Dichte zu Protonendichte eine große Rolle (Hernández *et al.*, 1987): Je weniger α -Teilchen im langsamen Sonnenwind enthalten sind, um so heißer sind diese. Die Elektronen kühlen im Vergleich zu den Ionen noch langsamer als adiabatisch ab. Der zusätzliche Aufheizungsbeitrag stammt dabei hauptsächlich aus der Wärmeleitung (Hollweg, 1978; Marsch *et al.*, 1989; Pilipp *et al.*, 1989).

Im schnellen, nahezu stoßfreien Sonnenwindplasma ist das Temperaturverhalten der Teilchen ganz anders als im langsamen Sonnenwind. Dies hängt vermutlich mit den Beschleunigungsmechanismen der Teilchen in den Koronalöchern zusammen. In der oberen Korona muß es ein ausgedehntes Gebiet geben, in dem die Ionen beschleunigt und über eine Koronatemperatur von $2 \cdot 10^6$ K hinaus aufgeheizt werden. Besonders die α -Teilchen (und mit ihnen sicherlich die noch schwereren Ionen) werden auf so hohe Temperaturen geheizt, daß ihre radialen Temperaturgradienten für $R < 0.3$ AE positiv werden, wenn man die Iontemperaturen bei 0.3 AE einfach mit der Koronatemperatur von $2 \cdot 10^6$ K bei $3 R_{\odot}$ verbindet (Thieme *et al.*, 1989a). Barnes (1979) hatte diesen Zusammenhang schon vermutet, aber bisher konnte er nicht durch eine Datenauswertung so klar aufgezeigt werden. Jenseits von 0.3 AE kühlen die Ionen im schnellen Sonnenwind schneller ab als in Sonnennähe, jedoch immer noch nicht adiabatisch, was u. a. auf Welle-Teilchen-Wechselwirkungen zurückzuführen ist. Die Dämpfung der Alfvénischen Fluktuationen mit zunehmendem radialen Abstand trägt zur Heizung der Protonen bei (Tu, 1988), während für die α -Teilchen Welle-Teilchen-Wechselwirkungen auf mikroskopischen Skalen eine Rolle spielen (Marsch, 1989). Diese sind jedoch nicht so wirkungsvoll, denn die α -Teilchen kühlen außerhalb von 0.3 AE schneller ab als die Protonen.

Im Gegensatz zu den Ionen, die in Sonnennähe sehr stark aufgeheizt werden, müssen die Elektronen in Sonnennähe zunächst eine adiabatische Abkühlung erfahren, um an die relativ niedrigen Elektronentemperaturen bei 0.3 AE anschließen zu können (Marsch *et al.*, 1989; Pilipp *et al.*, 1989). Im interplanetaren Raum dagegen kühlen sie viel langsamer ab als in Sonnennähe. Woher dieser zusätzliche Aufheizungsbeitrag stammt, ist noch weitgehend unklar, denn Wärmeleitung allein ist nicht ausreichend.

Die Antikorrelation zwischen Gasdruck und magnetischem Druck im schnellen Sonnenwind

Nach den Vorbereitungen der Datenauswertung, bei denen

- eine von Alfvénwellen unbeeinflusste korrigierte Protonengeschwindigkeit ermittelt wurde,
 - radiale, geschwindigkeitsabhängige Gradienten für die Elektronentemperatur berechnet wurden,
 - sowie gemittelte Werte für fehlende α -Teilchen-Daten bestimmt wurden,
- konnten nun gezielt die Daten der Plasmaparameter und des Magnetfeldes auf das Vorhandensein von räumlichen Strukturen mit einer Ausdehnung von einigen Grad Carrington-Länge untersucht werden. Dazu wurden insgesamt 41 schnelle Sonnen-

windströme zwischen 0.3 AE und 1 AE von Ende 1974 bis Ende 1977 analysiert. Alle Daten waren Mittelwerte über 20.25 Minuten ($30 \cdot 40.5$ s).

Zunächst wurde die schon in früheren Arbeiten (Burlaga und Ogilvie, 1970b; Velante und Lazarus, 1987; Roberts *et al.*, 1987a, b; Bavassano und Bruno, 1989) erwähnte Antikorrelation zwischen Gasdruck und magnetischem Druck im langsamen und im schnellen Sonnenwind an Hand von Beispielen genauer untersucht. Es zeigte sich, daß die Antikorrelation zwischen den Druckparametern im langsamen und im schnellen Sonnenwind unterschiedlich ist. Im langsamen Sonnenwind ist die Antikorrelation mit der Sektorgrenze verknüpft, die die entgegengesetzten Polaritäten des solaren Magnetfeldes im interplanetaren Raum voneinander trennt. Die Antikorrelation wird hauptsächlich durch starke, entgegengesetzte Fluktuationen in der Magnetfeldstärke und der Plasmadichte bewirkt, während die Fluktuationen in der Temperatur eher gering sind. Der Gesamtdruck über die Zeitdauer der antikorrelierten Fluktuationen ist nicht konstant, und das Plasma- β , das gleichsinnig mit dem Gasdruck fluktuiert, kann hohe Werte annehmen ($\beta > 10$). Die Antikorrelation innerhalb schneller Sonnenwindströme wird dagegen durch starke Fluktuationen in der Protonentemperatur hervorgerufen, wogegen die antikorrelierten Fluktuationen in der Plasmadichte und der Magnetfeldstärke nicht so stark ausfallen. Der Gesamtdruck ist über die Zeitdauer der antikorrelierten Fluktuationen ungefähr konstant, und β wird selten größer als drei.

Der Vergleich der spektralen Dichten der Druckparameter eines langsamen und eines schnellen Sonnenwindstroms zeigte eine interessante Auffälligkeit: In den spektralen Dichten von Gasdruck, magnetischem Druck und Plasma- β des schnellen Sonnenwindstroms befand sich zwischen 3.5° und 5.5° ein signifikantes Maximum in der Amplitude, das auf statische Strukturen dieser Ausdehnung in dem verwendeten Datensatz hinweist. Die Größenordnung dieser Strukturen liegt genau in dem mittleren Skalenbereich, in dem räumliche Strukturen in schnellen Sonnenwindströmen erwartet werden. Leider war die Auswertung von spektralen Dichten der Druckparameter aus anderen schnellen Sonnenwindströmen selten so deutlich wie hier, da die Maxima meist nicht signifikant aus dem 95%-Vertrauensbereich heraustraten.

Die beobachteten Antikorrelationen zwischen dem Gasdruck und dem magnetischen Druck im langsamen Sonnenwind bei gleichzeitig variierendem Gesamtdruck deuten nicht auf räumlich stationäre Strukturen mit inneren Druckgleichgewichten. Als Erklärung für die beobachtete Antikorrelation kommen zum einen langsame magnetoakustische Wellen in Frage, die sich eventuell durch das Verschmelzen von Magnetfeldlinien an der Sektorgrenze bilden (Feldman, 1984). Eine andere Möglichkeit wäre, daß die Antikorrelation mit den schon von Klein und Burlaga (1982) untersuchten „magnetischen Wolken“ zusammenhängt, die eine eher zeitliche Erscheinung

darstellen und vermutlich von koronalen Massenauswürfen stammen. Dies soll aber hier nicht weiter diskutiert werden.

Die beobachtete Antikorrelation zwischen dem Gasdruck und dem magnetischen Druck im schnellen Sonnenwind und die Konstanz des Gesamtdrucks weisen dagegen auf räumlich stationäre Strukturen hin, die vom solaren Magnetfeld geprägt worden sind. Sie stammen mit großer Wahrscheinlichkeit aus den Koronalöchern, denn es ist höchst unwahrscheinlich, daß sie sich außerhalb der Sonnenatmosphäre und innerhalb von 0.3 AE gebildet haben.

Die Begrenzungen der räumlichen Strukturen werden dort vermutet, wo der Gasdruck lokale Minima und der magnetische Druck lokale Maxima zeigt, bei gleichzeitigen lokalen Minima in der Geschwindigkeit von Protonen und α -Teilchen. Im Innern der Strukturen ist dann die Magnetfeldstärke geringer, und das Plasma ist dichter, heißer und strömt teilweise schneller als am Rand.

Auswertung eines Plasma-Line-up

Mit der Messung von nur einer Sonde können zeitliche Variationen im Bereich einiger Stunden bis zu einem Tag in schnellen Sonnenwindströmen nicht ganz ausgeschlossen werden. Deshalb wurde ein Plasma-Line-up ausgewertet (Thieme *et al.*, 1989b): Ein schneller Sonnenwindstrom wurde am 9. März 1976 zuerst von Helios 1 und einen halben Tag später von Helios 2 beobachtet.

Durch das Projizieren der Daten von Helios 2 auf die Bahn von Helios 1 mit Hilfe der korrigierten Protonengeschwindigkeit konnte die große Übereinstimmung zwischen den beiden Datensätzen gezeigt werden. Die Winkeldifferenzen $\Delta\theta$ in Grad Carrington-Länge zwischen den auffälligen lokalen Minima in der Protonentemperatur der Daten von Helios 2, der projizierten Daten von Helios 2 und der Daten von Helios 1 wurden miteinander verglichen. Die meisten Winkeldifferenzen waren im Bereich der Fehlergrenzen gleich. Nur einige Winkeldifferenzen der projizierten Daten von Helios 2 waren etwas größer als die entsprechenden Winkeldifferenzen der Helios-1-Daten. Das deutet darauf hin, daß diese räumlichen Strukturen sich zwischen 0.5 AE und 0.7 AE etwas stärker als radial aufweiteten. Die Werte für die Winkeldifferenzen $\Delta\theta$ und damit die Ausdehnung der räumlichen Strukturen lag zwischen 2.3° und 10.5° .

Alles in allem unterstützt die Auswertung dieses Line-up die Interpretation der Antikorrelation zwischen Gasdruck und magnetischem Druck als Signatur von räumlich stationären Strukturen in schnellen Sonnenwindströmen. Im Falle dieses Plasma-Line-up am 9. bzw. 10. März 1976 blieben die räumlichen Strukturen zwischen 0.5 AE und 0.7 AE erhalten und erfuhren kaum eine Veränderung.

Tangentialdiskontinuitäten als Begrenzungen der räumlichen Strukturen in schnellen Sonnenwindströmen

In den 60er Jahren hatten Parker (1963), McCracken und Ness (1966), Ness *et al.* (1966), Siscoe *et al.* (1968) und Burlaga und Ness (1968) im Zusammenhang mit dem „Spaghetti“-Modell vermutet, die einzelnen Flußröhren (*flow tubes*) im Sonnenwind seien durch Tangentialdiskontinuitäten voneinander getrennt. Deshalb sollte in der vorliegenden Arbeit festgestellt werden, ob die Begrenzungen der räumlichen Strukturen in schnellen Sonnenwindströmen, die sich durch lokale Minima im Gasdruck und lokale Maxima im magnetischen Druck sowie häufig durch lokale Minima in der Protonen- und α -Teilchen-Geschwindigkeit auszeichnen, mit der Lage von Tangentialdiskontinuitäten zusammenfallen. Dazu wurden alle 41 Sonnenwindströme zwischen Ende 1974 und Ende 1977 auf Richtungsdiskontinuitäten im Magnetfeld untersucht. Es wurden Kriterien herausgearbeitet, mit denen die zwei Typen von Richtungsdiskontinuitäten — die Tangentialdiskontinuitäten und die Rotationsdiskontinuitäten — unterschieden werden konnten. Bei den Tangentialdiskontinuitäten handelt es sich um stationäre Diskontinuitätsflächen, während die Rotationsdiskontinuitäten sich mit der Alfvéngeschwindigkeit ausbreiten und deshalb als Alfvénwellen großer Amplitude angesehen werden können (Barnes, 1979).

Die meisten Richtungsdiskontinuitäten in den schnellen Sonnenwindströmen wurden als Rotationsdiskontinuitäten klassifiziert — in Übereinstimmung mit anderen Arbeiten (Barnstorf, 1980; Neugebauer *et al.*, 1984; Alexander *et al.*, 1988). Nur ganz wenige wurden als Tangentialdiskontinuitäten identifiziert. Diese fallen jedoch nur ganz selten mit der Lage der lokalen Extrema im Gasdruck und im magnetischen Druck zusammen. Tangentialdiskontinuitäten kommen also nicht als Kandidaten für die Grenzen der räumlichen Strukturen in Frage. Dies schließt allerdings nicht aus, daß es sich bei den Extrema um Diskontinuitätsflächen handelt, die verschiedene Plasmazustände voneinander trennen. Sie fallen nur nicht in die für Richtungsdiskontinuitäten aufgestellte Definition, daß sich die Richtung des Magnetfeldvektors innerhalb weniger Sekunden abrupt ändert — die beobachteten Extrema im Gasdruck und im magnetischen Druck werden mindestens einige Minuten lang gemessen. Vielleicht sind die Tangentialdiskontinuitäten nur leicht identifizierbare, extreme Beispiele einer Familie von kontinuierlichen Druckungleichgewichten (Barnes, 1979).

Entwicklung eines einfachen Flußröhrenmodells

Es wurde ein einfaches Modell entwickelt, um zu untersuchen, ob die Helios-Sonden räumliche Strukturen, die sich aus den Koronalöchern in den interplanetaren Raum in schnellen Sonnenwindströmen fortsetzen, beobachten können, und ob aus diesen

Messungen auf den mittleren Durchmesser der Strukturen geschlossen werden kann. Dazu wurde ein durch Flußröhren strukturierter Teilchenstrom simuliert, der in einem Winkelbereich in der oberen Korona bei $10 R_{\odot}$ mit einem für die Flußröhren charakteristischen Geschwindigkeitsprofil startet. Das Geschwindigkeitsprofil des Teilchenstroms sollte sich durch einen Schnitt durch mehrere Flußröhren ergeben, deren Querschnitte kreisförmig sind. Hierbei wurde angenommen, daß das Plasma in der Mitte der Flußröhre schneller strömt als am Rand. Außerdem sollten die Radien der Flußröhren nicht konstant sein und der Abstand der Flußröhrenmittelpunkte von der Flugbahn der Sonde variieren.

Ein solches durch Minima und Maxima ausgezeichnetes Geschwindigkeitsprofil des Teilchenstroms wurde in Abhängigkeit vom radialen Abstand zur Sonne zwischen 0.3 AE und 1 AE untersucht. Es zeigte sich, daß die Geschwindigkeitsgradienten am „vorderen“ Rand der Flußröhren mit zunehmendem Abstand von der Sonne sehr schnell sehr steil werden. Ein Verschmelzen der Flußröhren zu größeren Einheiten kann jedoch nicht geschehen, da die Diffusion des Plasmas quer zu den Magnetfeldlinien wegen der extrem hohen elektrischen Leitfähigkeit des Plasmas in Richtung der Magnetfeldlinien nicht wirksam ist. Die erhöhte Magnetfeldstärke am Rand der Flußröhren bewirkt nur eine seitliche Ablenkung der Teilchen, so daß die Strukturierung des Plasmas durch die Flußröhren erhalten bleibt und die Sonden diese auch beobachten können.

Es wurde außerdem untersucht, wie groß die Anzahl der Flußröhren, die die Sonde durchfliegt, sein muß, damit man einen deutlichen Hinweis auf den mittleren Durchmesser der kreisförmigen Flußröhren erhalten kann. Dabei variierten die Durchmesser der Flußröhren mittels einer Gaußschen Normalverteilung, und die Abstände der Flußröhrenmittelpunkte von der Flugbahn der Sonde waren gleichverteilt. Es zeigte sich, daß eine Beobachtung von 300 Flußröhren schon eine statistisch signifikante Aussage über den mittleren Durchmesser der Flußröhren zuläßt.

Der mittlere Durchmesser der in schnellen Sonnenwindströmen gemessenen räumlichen Strukturen

In allen 41 auswertbaren schnellen Sonnenwindströmen von Ende 1974 bis Ende 1977 wurden nun die zeitlichen und räumlichen Abstände zwischen den lokalen Minima im Gasdruck bzw. zwischen den gleichzeitig gemessenen lokalen Maxima im magnetischen Druck bestimmt, um eine Abschätzung über den mittleren Durchmesser der räumlichen Strukturen zu erhalten. Es ergaben sich insgesamt 281 Werte für die Abstände zwischen den Extrema, die einigermaßen gleichmäßig über die radialen Abstände von der Sonne verteilt sind.

Die Häufigkeit der verschiedenen Abstände zwischen den Begrenzungen der räumlichen Strukturen wurde als Funktion der Beobachtungszeit bzw. des beobachteten Winkelbereichs aufgetragen und in vier verschiedene Intervalle des radialen Abstands zur Sonne sortiert. Die Verteilung der Durchmesser in Abhängigkeit von der Beobachtungszeit ist sehr breit mit einem Maximum bei fünf Stunden und zeigt keine Abhängigkeit vom radialen Abstand zur Sonne. Dagegen ist die Verteilung der Durchmesser in Abhängigkeit vom beobachteten Winkelbereich zwischen 0.3 AE und 0.5 AE sehr schmal und wird breiter für 0.5 AE bis 1 AE. Zwischen 0.3 AE und 0.5 AE liegt das Maximum des Histogramms zwischen 1° und 2° , während sich das Maximum mit zunehmendem radialen Abstand zu einem Durchmesser von 1.5° bis 4° verschiebt.

Dieses Ergebnis ist überraschend. Es wurde davon ausgegangen, daß sich die räumlichen Strukturen in schnellen Sonnenwindströmen mit zunehmendem Abstand von der Sonne radial aufweiten und deshalb konstant in ihrer Winkelausdehnung bleiben. Von einem Beobachter im interplanetaren Raum aus gesehen, müßten dann die räumlichen Strukturen in ihren zeitlichen Abmessungen größer werden. Dies ist nicht der Fall.

Bei der Auswertung des Plasma-*Line-up* hatte es beim Vergleich der beiden Datensätze von Helios 1 und Helios 2 schon einen Hinweis darauf gegeben, daß einige räumliche Strukturen sich stärker als radial aufweiten. Dies wird nun bestätigt. Nolte *et al.* (1977) hatten in ihrer Analyse des hinteren Teils von schnellen Sonnenwindströmen zeigen können, daß sich das Plasma mit zunehmendem Abstand zur Sonne mehr, als das bei normaler radialer Aufweitung möglich wäre, in Richtung des Plasmas des benachbarten langsamen Sonnenwindstroms ausdehnt.

Nichtradiale Aufweitung der Strukturen ist aber nur eine Erklärungsmöglichkeit für die beobachtete Abstandsabhängigkeit der mittleren Durchmesser. Eine andere Erklärung liefert die mögliche Zerstörung der Grenzen der Strukturen durch Zerfallsprozesse. Mit zunehmendem radialen Abstand zur Sonne und abnehmender Magnetfeldstärke wächst der Einfluß von z. B. Reibungseffekten, die die Grenzen zerstören und zu einer Verschmelzung der Strukturen zu größeren Einheiten führen. Als Reibungseffekte kommen solche in Frage, die sich durch die Dämpfung der magnetoakustischen Wellen — Landau-Dämpfung — (D'Angelo *et al.*, 1981) und durch die Kelvin-Helmholtz-Instabilität (Korzhov *et al.*, 1984) ergeben.

Fazit

Zusammengefaßt ergibt sich folgende Interpretation: Magnetische Strukturen in den Koronalöchern, wie *Plumes* und *Makrospiculae*, die mit dem Netzwerk in der darunterliegenden Chromosphäre verknüpft sind, werden nicht in der oberen Korona durch

vollständige Homogenisierung des Plasmas zerstört, sondern bleiben erhalten und setzen sich in schnellen Sonnenwindströmen in den interplanetaren Raum fort. Dort sind sie durch Unterschiede in der Magnetfeldstärke und in der Dichte, Geschwindigkeit und Temperatur des Plasmas erkennbar. Ihre Grenzen lassen sich durch erhöhte Magnetfeldstärken und einen niedrigeren Gasdruck identifizieren, wobei der Gesamtdruck über die Strukturen konstant bleibt. Im Innern der Strukturen ist das Plasma dichter und heißer, und die Teilchen bewegen sich in der Mitte schneller als am Rand.

Die Strukturen, die sich im Zentrum eines Koronalochs befinden, weiten sich in der Korona im Bereich des Alfvénischen kritischen Radius kaum mehr als im sphärisch-symmetrischen Fall auf (Levine *et al.*, 1977) und besitzen bei 0.3 AE noch den mittleren Durchmesser von 2° . Mit wachsendem Abstand von der Sonne und stärkerer Abnahme des magnetischen Drucks relativ zum Gasdruck wächst aber der Einfluß von Zerfallsprozessen auf die Grenzen der Strukturen sowie die nichtradiale Aufweitung der Strukturen im östlichen Teil der schnellen Sonnenwindströme. Dadurch nimmt der mittlere Durchmesser der räumlichen Strukturen mit wachsendem radialen Abstand zu, und es wird immer schwieriger, die räumlichen Strukturen aufzufinden und als solche zu identifizieren. Da sich die meisten Weltraumsonden, die den Sonnenwind beobachten, in Erdbahnnähe aufhalten, ist hierin der Grund zu sehen, warum der schnelle Sonnenwind bisher als homogen und strukturlos angesehen wurde.

Anhang

Liste der wichtigsten verwendeten Symbole und Abkürzungen

A	Anisotropie des Plasmas
AE	Astronomische Einheit
B	Carrington-Breite
\mathbf{B}	Magnetfeldvektor
B_0	ungestörtes Magnetfeld
$\langle \mathbf{B} \rangle$	mittleres Magnetfeld
B	Magnetfeldbetrag
C^*	Einheit des Drucks ($10^{-10} \text{ dyn}\cdot\text{cm}^{-2}$)
d	Abstand, z. B. zwischen zwei Sonden
E_{kin}	kinetische Energie
E_{mag}	magnetische Energie
EA	exzentrische Anomalie der Ellipse
ED	„entweder-oder-Diskontinuität“
EUV	Extremes Ultraviolett, bis 100 Å
e	Elliptizität
$e_{1,2,3}$	Eigenvektoren
f	Frequenz
J	Zufallszahl (Gleichverteilung)
j	Startwert (Gleichverteilung)
KD	„keine Diskontinuität“
k	Boltzmann Konstante
ℓ	Halbparameter aus der Ellipsengleichung
M	Kovarianzmatrix
MA	mittlere Anomalie der Ellipse
MHD	Magnetohydrodynamik
m_p	Masse der Protonen
m_α	Masse der α -Teilchen
N	Anzahl der Daten
n_e	Anzahl der Elektronen pro cm^{-3}
n_p	Anzahl der Protonen pro cm^{-3}
n_α	Anzahl der α -Teilchen pro cm^{-3}
P_{gas}	Gasdruck
P_{mag}	magnetischer Druck

P_{tot}	Gesamtdruck
R	radialer Abstand zur Sonne
R_{\odot}	Radius der Sonne
RD	Rotationsdiskontinuität
r	Korrelationskoeffizient
$S_k(f)$	Werte der spektralen Dichte
T	Tage
T_e	Temperatur der Elektronen
T_p	Temperatur der Protonen
T_{α}	Temperatur der α -Teilchen
TD	Tangentialdiskontinuität
t	Zeit
U	Umlaufzeit der Sonden
$u_{1,2}$	Zufallszahlen (Normalverteilung)
v_A	Alfvéngeschwindigkeit
v_S	Schallgeschwindigkeit
v_{sma}	Geschwindigkeit der schnellen magnetoakustischen Welle
v_p	Geschwindigkeit der Protonen
v_{pk}	korrigierte Geschwindigkeit der Protonen
v_{α}	Geschwindigkeit der α -Teilchen
$w_{1,2}$	Zufallszahlen (Normal- bzw. Gleichverteilung)
$x_i(t)$	Meßwerte
$X_k(f)$	Fourierkoeffizienten der Meßwerte
x, y, z	solar-ekliptische Koordinaten eines Vektors
β	Plasma- β — Verhältnis von Gasdruck zu magnetischem Druck
δB	durch Alfvénwellen verursachte Störung des Magnetfeldes
δv	durch Alfvénwellen verursachte Störung der Plasmageschwindigkeit
δZ^{\pm}	Elsässer-Variable, durch Alfvénwellen verursachte Fluktuationen in \mathbf{B} und \mathbf{v}
$\Delta v_{\alpha p}$	Differenzgeschwindigkeit zwischen Protonen- und α -Teilchen-Geschwindigkeit
$\Delta v_{\alpha pk}$	Differenzgeschwindigkeit zwischen korrigierter Protonen- und α -Teilchen-Geschwindigkeit
Δt	kleinstes Meßzeitintervall
λ	Wellenlänge
$\Lambda_{1,2,3}$	Eigenwerte der Eigenvektoren $\mathbf{e}_{1,2,3}$
ρ	Plasmadichte
Ω	Rotationsgeschwindigkeit der Sonne

σ	Standardabweichung
α	Winkel zwischen der radialen Richtung und der Richtung der Archimedischen Spirale
α_B	Winkel zwischen der radialen Richtung und der Richtung des Magnetfeldes
θ	Winkel der Carrington-Länge
$\Delta\theta$	Winkeldifferenzen in der Carrington-Länge
ϕ	Azimutwinkel des Magnetfeldes
ξ	Elevationswinkel des Magnetfeldes
τ	Winkel Sonde-Sonne-Perihel
ϑ	Winkel zwischen den Einheitsvektoren $\Delta\hat{\mathbf{v}}_{\alpha p}$ und $\Delta\hat{\mathbf{B}}$
Θ	Winkel zwischen \mathbf{B} und \mathbf{v}_{sma}
φ	Winkel zwischen \mathbf{v}_p und \mathbf{v}_α
Φ	Winkel zwischen \mathbf{v}_{pk} und \mathbf{v}_α
ω	Spreizwinkel zwischen zwei aufeinanderfolgenden Magnetfeldvektoren

Literaturverzeichnis

- Ahmad, I. A., und D. F. Webb, X-ray analysis of a polar plume, *Solar Phys.* **58**, 323–336 (1978).
- Alexander, C. J., M. Neugebauer, E. J. Smith und S. J. Bame, The relation of solar wind structure to hydromagnetic discontinuities, *Solar Wind Six*, NCAR/TN-306+ Proc., NCAR Technical Note, Hrsg. V. J. Pizzo, T. Holzer und D. G. Sime, 341–344 (1988).
- Asbridge, J. R., S. J. Bame, W. C. Feldman und M. D. Montgomery, Helium and Hydrogen velocity differences in the solar wind, *J. Geophys. Res.* **81**, 2719–2727 (1976).
- Bame, S. J., Solar wind minor ions — recent observations, *Solar Wind Five*, NASA Conf. Publ. CP-2280, Hrsg. M. Neugebauer, 573–589 (1983).
- Barnes, A., Hydromagnetic waves and turbulence in the solar wind, in: *Solar System Plasma Physics*, Vol. 1, Hrsg. C. F. Kennel, L. J. Lanzerotti und E. N. Parker, North Holland, Amsterdam, 249–391 (1979).
- Barnstorf, H., *Stromschichten im interplanetaren Raum*, Dissertation, Technische Universität Braunschweig, (1980).
- Bavassano, B., und R. Bruno, Large-scale solar wind fluctuations in the inner heliosphere at low solar activity, *J. Geophys. Res.* **94**, 168–176 (1989).
- Bavassano, B., M. Dobrowolny, F. Mariani und N. F. Ness, On the polarization state of hydromagnetic fluctuations in the solar wind, *J. Geophys. Res.* **86**, 1271–1278 (1981).
- Bavassano, B., M. Dobrowolny und F. Mariani, Radial evolution of power spectra of interplanetary Alfvénic turbulence, *J. Geophys. Res.* **87**, 3617–3622 (1982).
- Behannon, K. W., Heliocentric distance dependence of the interplanetary magnetic field, *Rev. Geophys. Space Phys.* **16**, 125–145 (1978).
- Behannon, K. W., und L. F. Burlaga, Alfvén waves and Alfvénic fluctuations in the solar wind, *Solar Wind Four*, MPAE-W-100-81-31, Hrsg. H. Rosenbauer, 374–385 (1981).
- Behannon, K. W., F. M. Neubauer und H. Barnstorf, Fine-scale characteristics of interplanetary sector boundaries, *J. Geophys. Res.* **86**, 3273–3287 (1981).
- Belcher, J. W., und L. Davis, Jr., Large-amplitude Alfvén waves in the interplanetary

- medium, 2, *J. Geophys. Res.* **76**, 3534–3563 (1971).
- Bendat, J. S., und A. G. Piersol, *Random data: Analysis and measurement procedures*, Wiley-Interscience, New York (1971).
- Bird, M. K., Coronal investigations with occulted spacecraft signals, *Space Sci. Rev.* **33**, 99–126 (1982).
- Bochsler, P., Velocity and abundance of Silicon ions in the solar wind, *J. Geophys. Res.* **94**, 2365–2373 (1989).
- Bochsler, P., J. Geiss und R. Joos, Kinetic temperatures of heavy ions in the solar wind, *J. Geophys. Res.* **90**, 10779–10789 (1985).
- Bohlin, J. D., An observational definition of coronal holes, in: *Coronal holes and high speed wind streams*, Hrsg. J. B. Zirker, 27–70 (1977).
- Bohlin, J. D., und D. M. Rubenstein, Synoptic maps of solar coronal hole boundaries derived from He II 304 Å spectroheliograms from the manned Skylab missions, *World Data Center A for Solar-Terrestrial Physics*, NOAA Report UAG–51 (1975).
- Bohlin, J. D., und N. R. Sheeley, Jr., Extreme-ultraviolet observations of coronal holes: II. Association of holes with magnetic fields and a model for their formation during the solar cycle, *Solar Phys.* **56**, 125–151 (1978).
- Bohlin, J. D., S. N. Vogel, J. D. Purcell, N. R. Sheeley, Jr., R. Tousey und M. E. van Hoosier, A newly observed solar feature: Macrospicules in HeII 304, *Astrophys. J. Letters* **197**, L133–L135 (1975).
- Borriani, G., J. T. Gosling, S. J. Bame, W. C. Feldman und 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).
- Boyd, T. J. M., und J. J. Sanderson, *Plasma Dynamics*, Nelson, London (1969).
- Broussard, R. M., N. R. Sheeley, Jr., R. Tousey und J. H. Underwood, A survey of coronal holes and their solar wind associations throughout cycle 20, *Solar Phys.* **56**, 161–183 (1978).
- Bruno, R., B. Bavassano und U. Villante, Evidence for long period Alfvén waves in the inner solar system, *J. Geophys. Res.* **90**, 4373–4377 (1985).
- Bruno, R., U. Villante, B. Bavassano, R. Schwenn und F. Mariani, In-situ observations of the latitudinal gradients of the solar wind parameters during 1976 and 1977, *Solar Phys.* **104**, 431–445 (1986).
- Bürgi, A., und J. Geiss, Helium and minor ions in the corona and solar wind: Dynamics and charge states, *Solar Phys.* **103**, 347–383 (1986).

- Burlaga, L. F., Microstructure of the interplanetary medium, *Solar Wind*, Hrsg. C. P. Sonett, P. J. Coleman und J. M. Wilcox, NASA Spec. Publ. 308, 309-332 (1972).
- Burlaga, L. F., und N. F. Ness, Macro- and microstructure of the interplanetary magnetic field, *Can. J. Phys.* **46**, S962-S965 (1968).
- Burlaga, L. F., und K. W. Ogilvie, Heating of the solar wind, *Astrophys. J.* **159**, 659-670 (1970a).
- Burlaga, L. F., und K. W. Ogilvie, Magnetic and thermal pressure in the solar wind, *Solar Phys.* **15**, 61-71 (1970b).
- Burlaga, L. F., und J. M. Turner, Microscale 'Alfvén waves' in the solar wind at 1 AU, *J. Geophys. Res.* **81**, 73-77 (1976).
- Coleman, P. J., Jr., Hydromagnetic waves in the interplanetary plasma, *Phys. Rev. Lett.* **17**, 207-211 (1966).
- Coleman, P. J., Jr., Wave-like phenomena in the interplanetary plasma: Mariner 2, *Planet. Space Sci.* **15**, 953-973 (1967).
- Coleman, P. J., Jr., Turbulence, viscosity, and dissipation in the solar-wind plasma, *Astrophys. J.* **153**, 371-388 (1968).
- D'Angelo, N., G. Jouce und M. E. Pesses, Landau-damping effects on the solar wind fast streams, *Solar Wind Four*, MPAE-W-100-81-31, Hrsg. H. Rosenbauer, 159-162 (1981).
- Denskat, K. U., *Untersuchung von Alfvénischen Fluktuationen im Sonnenwind zwischen 0.29 AE und 1.0 AE*, Dissertation, Institut für Geophysik und Meteorologie, TU Braunschweig (1982).
- Denskat, K. U., und L. F. Burlaga, Multispacecraft observations of microscale fluctuations in the solar wind, *J. Geophys. Res.* **82**, 2693-2704 (1977).
- Denskat, K. U., und F. M. Neubauer, Statistical properties of low-frequency magnetic field fluctuations in the solar wind from 0.29 to 1.0 AU during solar minimum conditions: Helios 1 and Helios 2, *J. Geophys. Res.* **87**, 2215-2223 (1982).
- Dusenbery, P. B., und J. V. Hollweg, Ion-cyclotron heating and acceleration of solar wind minor ions, *J. Geophys. Res.* **86**, 153-164 (1981).
- Eddy, J. A., *A new sun — the solar results from Skylab*, NASA SP-402 (1979).
- Eselevich, V. G., und M. A. Filippov, Study of the mechanism for solar wind formation, *Planet. Space Sci.* **34**, 1119-1132 (1986).
- Feldman, W. C., Magnetic reconnection in the terrestrial magnetosphere, in: *Magne-*

- tospheric phenomena in astrophysics, AIP conference proceedings 144*, Hrsg. R. I. Epstein und W. C. Feldman, 145–156 (1984).
- Feldman, W. C., J. R. Asbridge, S. J. Bame und J. T. Gosling, High-speed solar wind flow parameters at 1 AU, *J. Geophys. Res.* **81**, 5054–5060 (1976).
- Feldman, W. C., J. R. Asbridge, S. J. Bame, E. E. Fenimore und J. T. Gosling, The solar origin of solar wind interstream flows: Near-equatorial coronal streamers, *J. Geophys. Res.* **86**, 5408–5416 (1981).
- Freeman, J. W., Estimates of solar wind heating inside 0.3 AU, *Geophys. Res. Lett.* **15**, 88–91 (1988).
- Freeman, J. W., und R. W. Lopez, The cold solar wind, *J. Geophys. Res.* **90**, 9885–9887 (1985).
- Gabriel, A. H., A magnetic model of the solar transition region, *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A.* **281**, 339–352 (1976).
- Geiss, J., Diagnostics of corona by in-situ composition measurements at 1 AU, *Proceedings of an ESA workshop on "Future Missions in Solar, Heliospheric and Space Plasma Physics"*, ESA SP-235, 37–50 (1985).
- Geiss, J., P. Hirt und H. Leutwyler, On acceleration and motions of ions in corona and solar wind, *Solar Phys.* **12**, 458–483 (1970).
- Giovanelli, R. G., und J. Beckers, Observations of Alfvén waves simultaneously in $H\alpha$ and K, in: *Solar and stellar magnetic fields: Origin and coronal effects*, IAU Symp. No. 102, Hrsg. J. O. Stenflo, 407–411 (1983).
- Goodrich, C., K. W. Ogilvie und J. D. Sullivan, Helium observations — Voyager 2 (Abstract), *EOS Trans. Amer. Geophys. Un.* **60**, 363 (1979).
- Gosling, J. T., J. R. Asbridge, S. J. Bame und W. C. Feldman, Solar wind stream interfaces, *J. Geophys. Res.* **83**, 1401–1412 (1978).
- Gosling, J. T., G. Borrini, J. R. Asbridge, S. J. Bame, W. C. Feldman und R. T. Hansen, Coronal streamers in the solar wind at 1 AU, *J. Geophys. Res.* **86**, 5438–5448 (1981).
- Harvey, K. L., N. R. Sheeley, Jr., und J. W. Harvey, Magnetic measurements of coronal holes during 1975 – 1980, *Solar Phys.* **79**, 149–160 (1982).
- Hernández, R., S. Livi und E. Marsch, On the He^{2+} to H^+ temperature ratio in slow solar wind, *J. Geophys. Res.* **92**, 7723–7727 (1987).
- Hewlett-Packard, *HP-65 Statistical Pack* (1975).
- Hoeksema, J. T., und P. H. Scherrer, The solar magnetic field — 1976 trough 1985,

- World Data Center A for Solar-Terrestrial Physics*, Report UAG-94 (1985).
- Hollweg, J. V., Waves and instabilities in the solar wind, *Rev. Geophys. Space Phys.* **13**, 263-289 (1975).
- Hollweg, J. V., Some physical processes in the solar wind, *Rev. Geophys. Space Phys.* **16**, 689-720 (1978).
- Hollweg, J. V., Energy and momentum transport by waves in the solar atmosphere, *Adv. Space Plasma Phys.*, Hrsg. B. Buti, 77-141 (1985)
- Hollweg, J. V., Small-scale MHD wave processes in the solar atmosphere and solar wind, *Proceedings of the 21st ESLAB Symposium*, ESA SP-275, Hrsg. B. Battrock und E. J. Rolfe, 161-168 (1987).
- Huber, M. C. E., P. V. Foukal, R. W. Noyes, E. M. Reeves, E. J. Schmahl, J. G. Timothy, J. E. Vernazza und G. L. Withbroe, Extreme-ultraviolet observations of coronal holes: Initial results from Skylab, *Astrophys. J.* **194**, L115-L118 (1974).
- Hundhausen, A. J., Coronal expansion and solar wind, *Physics and chemistry in space* **5** (1972).
- Hundhausen, A. J., An interplanetary view of coronal holes, in: *Coronal holes and high speed wind streams*, Hrsg. J. B. Zirker, 225-329 (1977).
- Isenberg, P. A., und J. V. Hollweg, On the preferential acceleration and heating of solar wind heavy ions, *J. Geophys. Res.* **88**, 3923-3935 (1983).
- Kahler, S. W., J. M. Davis und J. W. Harvey, Comparison of coronal holes observed in soft X-ray and He I 10830 Å spectroheliograms, *Solar Phys.* **87**, 47-56 (1983).
- Klein, L. W., und L. F. Burlaga, Interplanetary magnetic clouds at 1 AU, *J. Geophys. Res.* **87**, 613-624 (1982).
- Knuth, D. E., *The art of computer programming*, Vol. **2**, Addison-Wesley (1981).
- Kojima, M., und T. Kakinuma, Solar cycle evolution of solar wind speed structure between 1973 and 1985 observed with the interplanetary scintillation method, *J. Geophys. Res.* **92**, 7269-7279 (1987).
- Kolmogoroff, A. N., On the generation of isotropic turbulence in an incompressible viscous fluid, *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences de l'URSS* **31**, 538-540 (1941).
- Kopp, R. A., und T. E. Holzer, Dynamics of coronal hole regions. I. Steady polytropic flows with multiple critical points, *Solar Phys.* **49**, 43-56 (1976).
- Korzhov, N. P., V. V. Mishin und V. M. Tomozov, On the role of plasma param-

- ters and the Kelvin-Helmholtz instability in a viscous interaction of solar wind streams, *Planet. Space Sci.* **32**, 1169–1178 (1984).
- Koutchmy, S., Study of the June 30, 1973 transpolar coronal hole, *Solar Phys.* **51**, 399–407 (1977).
- Kraichnan, R. H., Inertial-range spectrum of hydromagnetic turbulence, *The Phys. of Fluids* **8**, No. 7, 1385–1387 (1965).
- Krieger, A. S., Temporal behavior of coronal holes, in: *Coronal holes and high speed wind streams*, Hrsg. J. B. Zirker, 71–102 (1977).
- Krieger, A. S., A. F. Timothy und E. C. Roelof, A coronal hole and its indication as the source of a high velocity solar wind stream, *Solar Phys.* **29**, 505–525 (1973).
- Lepping, R. P., und K. W. Behannon, Magnetic field directional discontinuities: Characteristics between 0.46 and 1.0 AU, *J. Geophys. Res.* **91**, 8725–8741 (1986).
- Levine, R. H., M. D. Altschuler, J. W. Harvey und B. V. Jackson, Open magnetic structures on the sun, *Astrophys. J.* **215**, 636–651 (1977).
- Lopez, R. E., und J. W. Freeman, Solar wind proton temperature-velocity relationship, *J. Geophys. Res.* **91**, 1701–1705 (1986).
- Luttrell, A. H., und A. K. Richter, The role of Alfvénic fluctuations in MHD turbulence evolution between 0.3 and 1 AU, *Solar Wind Six*, NCAR/TN-306+ Proc., NCAR Technical Note, Hrsg. V. J. Pizzo, T. Holzer und D. G. Sime, 335–339 (1988).
- Marsch, E., Wave-particle interactions in the solar wind, in: *Proceedings of a workshop on "Nonlinear phenomena in Vlasov plasmas"*, Hrsg. D. Grésillon und F. Doveil, Editions de Physique, Orsay, France (in Druck) (1989).
- Marsch, E., und A. K. Richter, Distribution of solar wind angular momentum between particles and magnetic field: Inferences about the Alfvén critical point from Helios observations, *J. Geophys. Res.* **89**, 5386–5394 (1984a).
- Marsch, E., und A. K. Richter, Helios observational constraints on solar wind expansion, *J. Geophys. Res.* **89**, 6599–6612 (1984b).
- Marsch, E., und S. Livi, Observational evidence for marginal stability of solar wind ion beams, *J. Geophys. Res.* **92**, 7263–7268 (1987).
- Marsch, E., und A. Mangeney, Ideal MHD equations in terms of compressive Elsässer variables, *J. Geophys. Res.* **92**, 7363–7367 (1987).
- Marsch, E., K.-H. Mühlhäuser, W. G. Pilipp, R. Schwenn und H. Rosenbauer, Initial results on the solar wind Alpha-particle distributions as measured by Helios between 0.3 and 1 AU, *Solar Wind Four*, MPAE-W-100-81-31, Hrsg. H. Rosen-

- bauer, 443-449 (1981a).
- Marsch, E., K.-H. Mühlhäuser, H. Rosenbauer, R. Schwenn und K. U. Denskat, Pronounced proton core temperature anisotropy, ion differential speed, and simultaneous Alfvén wave activity in slow solar wind at 0.3 AU, *J. Geophys. Res.* **86**, 9199-9203 (1981b).
- Marsch, E., K.-H. Mühlhäuser, H. Rosenbauer, R. Schwenn und F. M. Neubauer, Solar wind Helium ions: Observations of the Helios solar probes between 0.3 and 1 AU, *J. Geophys. Res.* **87**, 35-51 (1982a).
- Marsch, E., K.-H. Mühlhäuser, R. Schwenn, H. Rosenbauer, W. Pilipp und 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**, 52-72 (1982b).
- Marsch, E., C. K. Goertz und K. Richter, Wave heating and acceleration of heavy ions in the solar wind, *J. Geophys. Res.* **87**, 5030-5044 (1982c).
- Marsch, E., W. G. Pilipp, K. M. Thieme und H. Rosenbauer, Cooling of solar wind electrons inside 0.3 AE, *J. Geophys. Res.* **94**, 6893-6898 (1989).
- Martin, R. N., J. W. Belcher und A. J. Lazarus, Observation and analysis of abrupt changes in the interplanetary plasma velocity and magnetic field, *J. Geophys. Res.* **78**, 3653-3662 (1973).
- McCracken, K. G., und N. F. Ness, The collimation of cosmic rays by the interplanetary magnetic field, *J. Geophys. Res.* **71**, 3315-3318 (1966).
- McKenzie, J. F., W.-H. Ip und W. I. Axford, The acceleration of minor ion species in the solar wind, *Astrophys. Space Sci.* **64**, 183-211 (1979).
- Mitchell, D. G., E. C. Roelof, W. C. Feldman, S. J. Bame und D. J. Williams, Thermal Iron ions in high speed solar wind streams, 2. Temperature and bulk velocities, *Geophys. Res. Lett.* **8**, 827-830 (1981).
- Munro, R. H., und B. V. Jackson, Physical properties of a polar coronal hole from 2 to 5 R_{\odot} , *Astrophys. J.* **213**, 874-886 (1977).
- Musmann, G., F. M. Neubauer, A. Maier und E. Lammers, Das Förstersonden-Magnetfeldexperiment (E2), *Raumfahrtforschung* **19**, Heft 5, 232-236 (1975).
- Musmann, G., F. M. Neubauer und E. Lammers, Radial variation of the interplanetary magnetic field between 0.3 AU and 1.0 AU. Observations by the Helios-1 spacecraft, *J. Geophys. Res.* **42**, 591-598 (1977).
- Ness, N. F., C. S. Scearce und S. Cantarano, Preliminary results from the Pioneer 6 magnetic field experiment, *J. Geophys. Res.* **71**, 3305-3313 (1966).

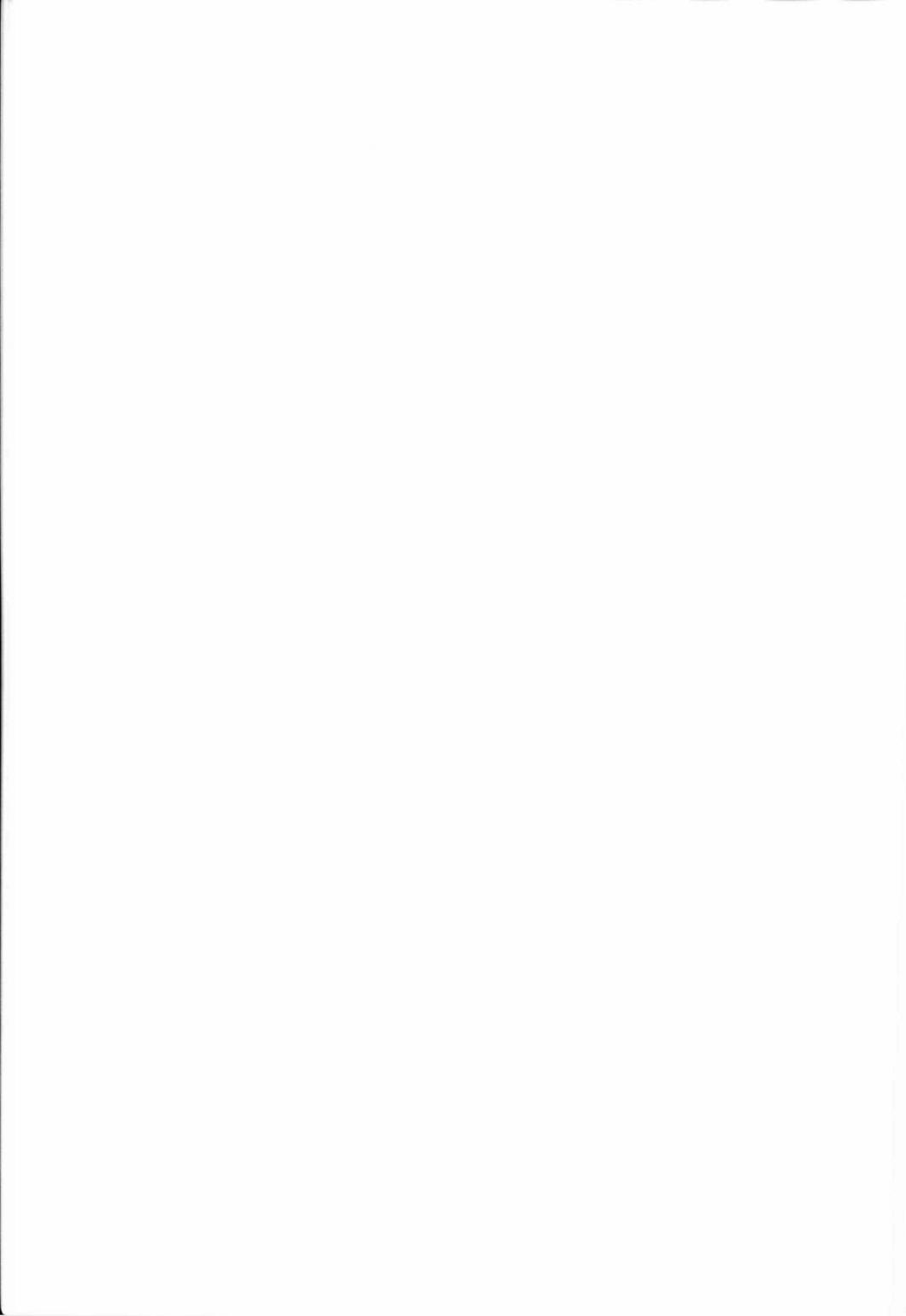
- Neubauer, F. M., G. Musmann und G. Dehmel, Fast magnetic fluctuations in the solar wind: Helios 1, *J. Geophys. Res.* **82**, 3201-3212 (1977).
- Neugebauer, M., Observations of solar wind Helium, *Fund. of Cosmic Phys.* **7**, 131-199 (1981).
- Neugebauer, M., und W. C. Feldman, Relation between superheating and super-acceleration of Helium in the solar wind, *Solar Phys.* **63**, 201-205 (1979).
- Neugebauer, M., D. R. Clay, E. Goldstein, B. T. Tsurutani und R. D. Zwickl, Reexamination of rotational and tangential discontinuities in the solar wind, *J. Geophys. Res.* **89**, 5395-5408 (1984).
- Neugebauer, M., C. J. Alexander, R. Schwenn und A. K. Richter, Tangential discontinuities in the solar wind: Correlated field and velocity changes and the Kelvin-Helmholtz instability, *J. Geophys. Res.* **91**, 13694-13698 (1986).
- Newkirk, Jr., G., und J. Harvey, Coronal polar plumes, *Solar Phys.* **3**, 321-343 (1968).
- Nolte, J. T., A. S. Krieger, E. C. Roelof und R. E. Gold, High coronal structure of high velocity solar wind stream sources, *Solar Phys.* **51**, 459-471 (1977).
- Otnes, R. K., und L. Enochson, *Digital time series analysis*, Wiley, New York (1972).
- Parker, E. N., Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields, *Astrophys. J.* **128**, 664-675 (1958).
- Parker, E. N., Interplanetary dynamical processes, *Interscience*, New York (1963).
- Parker, E. N., Dynamical properties of solar and stellar winds. III. The dynamics of coronal streamers, *Astrophys. J.* **139**, 690-709 (1964).
- Pilipp, W. G., R. Schwenn, E. Marsch, K.-H. Mühlhäuser und H. Rosenbauer, Electron characteristics in the solar wind as deduced from Helios observations, *Solar Wind Four*, MPAE-W-100-81-31, Hrsg. H. Rosenbauer, 241-249 (1981).
- Pilipp, W. G., H. Miggenrieder, M. D. Montgomery, K.-H. Mühlhäuser, H. Rosenbauer und R. Schwenn, Characteristics of electron velocity distribution functions in the solar wind derived from the Helios plasma experiment, *J. Geophys. Res.* **92**, 1075-1092 (1987a).
- Pilipp, W. G., H. Miggenrieder, K.-H. Mühlhäuser, H. Rosenbauer, R. Schwenn und F. M. Neubauer, Variations of electron distribution functions in the solar wind, *J. Geophys. Res.* **92**, 1103-1118 (1987b).
- Pilipp, W. G., H. Miggenrieder, K.-H. Mühlhäuser, H. Rosenbauer und R. Schwenn, Large-scale variations of thermal electron parameters in the solar wind, *J. Geophys. Res.* (in Druck) (1989).

- Pizzo, V., R. Schwenn, E. Marsch, H. Rosenbauer, K.-H. Mühlhäuser und F. M. Neubauer, Determination of the solar wind angular momentum flux from the Helios data — An observational test of the Weber and Davis theory, *Astrophys. J.* **271**, 335–354 (1983).
- Pneuman, G. W., Driving mechanisms for the solar wind, *Space Sci. Rev.* **43**, 105–138 (1986).
- Pneuman, G. W., und R. A. Kopp, Downflow in the supergranulation network and its implications for the transition region models, *Solar Phys.* **57**, 49–64 (1978).
- Reeves, E. M., The EUV-chromospheric network in the quiet sun, *Solar Phys.* **46**, 53–72 (1976).
- Richter, A. K., und E. Marsch, HELIOS observational constraints on the development of interplanetary slow shocks, *Ann. Geophys.* **6**, 319–324 (1988).
- Roberts, D. A., und M. L. Goldstein, Spectral signatures of jumps and turbulence in interplanetary speed and magnetic field data, *J. Geophys. Res.* **92**, 10105–10110 (1987).
- Roberts, D. A., L. W. Klein, M. L. Goldstein und W. H. Matthaeus, The nature and evolution of magnetohydrodynamic fluctuations in the solar wind: Voyager observations, *J. Geophys. Res.* **92**, 11021–11040 (1987a).
- Roberts, D. A., M. L. Goldstein, L. W. Klein und W. H. Matthaeus, Origin and evolution of fluctuations in the solar wind: Helios-observations and Helios-Voyager-comparisons, *J. Geophys. Res.* **92**, 12023–12035 (1987b).
- Rosenbauer, H., R. Schwenn, E. Marsch, B. Meyer, H. Miggenrieder, M. D. Montgomery, K.-H. Mühlhäuser, W. Pilipp, W. Voges und S. M. Zink, A survey on initial results of the Helios plasma experiment, *J. Geophys.* **42**, 561–580 (1977).
- Rosenbauer, H., R. Schwenn, H. Miggenrieder, B. Meyer, H. Grünwaldt, K.-H. Mühlhäuser, H. Pellkofer und J. H. Wolfe, Die Instrumente des Plasmaexperimentes auf den HELIOS-Sonnensonden, *BMFT Forschungsbericht W81-015, Luft- und Raumfahrt — Weltraumforschung/Weltraumtechnologie* (1981).
- Rottman, G. J., F. Q. Orrall und J. A. Klimchuk, Measurements of outflow from the base of solar coronal holes, *Astrophys. J.* **260**, 326–337 (1982).
- Saito, K., A. I. Poland und R. H. Munro, A study of the background corona near solar minimum, *Solar Phys.* **55**, 121–134 (1977).
- Schmidt, W. K. H., H. Rosenbauer, E. G. Shelley und J. Geiss, On temperature and speed of He^{++} and O^{6+} ions in the solar wind, *Geophys. Res. Lett.* **7**, 697–700 (1980).

- Schwartz, S. J., und E. Marsch, The radial evolution of a single solar wind plasma parcel, *J. Geophys. Res.* **88**, 9919–9932 (1983).
- Schwartz, S. J., W. C. Feldman und S. P. Gary, Wave-electron interactions in the high speed solar wind, *J. Geophys. Res.* **86**, 4574–4578 (1981).
- Schwenn, R., Direct correlations between coronal transients and interplanetary disturbances, *Space Sci. Rev.* **34**, 85–99 (1983a).
- Schwenn, R., The “average“ solar wind in the inner heliosphere: Structures and slow variations, *Solar Wind Five*, NASA Conf. Publ. CP-2280, Hrsg. M. Neugebauer, 489–507 (1983b).
- Schwenn, R., Relationship of coronal transients to interplanetary shocks: 3D aspects, *Space Sci. Rev.* **44**, 139–168 (1986).
- Schwenn, R., und H. Rosenbauer, Aufbereitung und Auswertung der Daten des Plasmaexperiments auf den HELIOS-Sonnensonden, *BMFT Forschungsbericht W82-002, Luft- und Raumfahrt — Weltraumforschung/Weltraumtechnologie* (1982).
- Schwenn, R., H. Rosenbauer und H. Miggenrieder, Das Plasmaexperiment auf HELIOS (E1), *Raumfahrtforschung* **19**, Heft 5, 226–231 (1975).
- Schwenn, R., K.-H. Mühlhäuser und H. Rosenbauer, Two states of the solar wind at the time of solar activity minimum. I. Boundary layers between fast and slow streams, *Solar Wind Four*, MPAE-W-100-81-31, Hrsg. H. Rosenbauer, 118–125 (1981a).
- Schwenn, R., K.-H. Mühlhäuser, E. Marsch und H. Rosenbauer, Two states of the solar wind at the time of solar activity minimum. II. Radial gradients of plasma parameters in fast and slow streams, *Solar Wind Four*, MPAE-W-100-81-31, Hrsg. H. Rosenbauer, 126–130 (1981b).
- Scudder, J. D., und S. Olbert, A theory of local and global processes which affect solar wind electrons. 1. The origin of typical 1 AU velocity distribution functions — steady state theory, *J. Geophys. Res.* **84**, 2755–2772 (1979a).
- Scudder, J. D., und S. Olbert, A theory of local and global processes which affect solar wind electrons. 2. Experimental support, *J. Geophys. Res.* **84**, 6603–6620 (1979b).
- Sheeley, N. R., Jr., R. A. Howard, M. J. Koomen, D. J. Michels, K. L. Harvey und J. W. Harvey, Observations of coronal structure during sunspot maximum, *Space Sci. Rev.* **33**, 219–231 (1982).
- Sheeley, N. R., Jr., R. A. Howard, M. J. Koomen, D. J. Michels, R. Schwenn,

- K.-H. Mühlhäuser und H. Rosenbauer, Coronal mass ejections and interplanetary shocks, *J. Geophys. Res.* **90**, 163–175 (1985).
- Siscoe, G. L., L. Davis, Jr., P. J. Coleman, Jr., E. J. Smith und D. E. Jones, Power spectra and discontinuities of the interplanetary magnetic field: Mariner 4, *J. Geophys. Res.* **73**, 61–82 (1968).
- Smith, E. J., Identification of interplanetary tangential and rotational discontinuities, *J. Geophys. Res.* **78**, 2054–2063 (1973).
- Sonnerup, B. U. Ö., und L. J. Cahill, Magnetopause structure and altitude from Explorer 12 observations, *J. Geophys. Res.* **72**, 171–183 (1967).
- Sornette, B., B. Fort, J. P. Picat und M. Cailloux, On the physical significance of white light polar plumes in the corona, *Astron. Astrophys.* **90**, 344–349 (1980).
- Spruit, H. C., Theory of photospheric magnetic fields, in: *Solar and stellar magnetic fields: Origin and coronal effects*, IAU Symp. No. 102, Hrsg. J. O. Stenflo, 41–60 (1983).
- Spruit, H. C., und B. Roberts, Magnetic flux tubes on the sun, *Nature* **304**, 401–406 (1983).
- Steinolfson, R. S., und E. Tandberg-Hanssen, Thermally conductive flows in coronal holes, *Solar Phys.* **55**, 99–109 (1977).
- Suess, S. T., und E. Hildner, Deformation of the heliospheric current sheet, *J. Geophys. Res.* **90**, 9461–9468 (1985).
- Thieme, K. M., E. Marsch und R. Schwenn, Relationship between structures in the solar wind and their source regions in the corona, *Solar Wind Six*, NCAR/TN-306+ Proc., NCAR Technical Note, Hrsg. V. J. Pizzo, T. Holzer und D. G. Sime, 317–321 (1988).
- Thieme, K. M., E. Marsch und H. Rosenbauer, Estimates of Alpha particle heating in the solar wind inside 0.3 AU, *J. Geophys. Res.* **94**, 2673–2676 (1989a).
- Thieme, K. M., R. Schwenn und E. Marsch, Are structures in high-speed streams signatures of coronal fine structures?, *Adv. Space Res.* **9**, (4)127–(4)130 (1989b).
- Timothy, A. F., A. S. Krieger und G. S. Vaiana, The structure and evolution of coronal holes, *Solar Phys.* **42**, 135–156 (1975).
- Tsurutani, B. T., und E. J. Smith, Interplanetary discontinuities: Temporary variations and the radial gradients from 1 to 8.5 AU, *J. Geophys. Res.* **84**, 2773–2787 (1979).
- Tu, C.-Y., The damping of interplanetary Alfvénic fluctuations and the heating of the solar wind, *J. Geophys. Res.* **93**, 7–20 (1988).

- Tu, C.-Y., Z.-Y. Pu und F.-S. Wei, The power spectrum of interplanetary Alfvénic fluctuations: Derivations of the governing equation and its solution, *J. Geophys. Res.* **89**, 9695–9702 (1984).
- Tu, C.-Y., E. Marsch und K. M. Thieme, Basic properties of solar wind mhd turbulence near 0.3 AU analysed by means of Elsässer variables, *J. Geophys. Res.* **94**, 11739–11759 (1989).
- Turner, J. M., und G. L. Siscoe, Observations of rotational and tangential discontinuities in the solar wind, *J. Geophys. Res.* **76**, 1816–1822 (1971).
- Vellante, M., und A. J. Lazarus, An analysis of solar wind fluctuations between 1 and 10 AU, *J. Geophys. Res.* **92**, 9893–9900 (1987).
- Voigt, H. H., *Abriss der Astronomie*, Bibliographisches Institut Mannheim, 232 (1980).
- Webb, D. F., und J. M. Davis, The cyclical variation of energy flux and photospheric magnetic field strength from coronal holes, *Solar Phys.* **102**, 177–190 (1985).
- Withbroe, G. L., und J. T. Mariska, Analysis of EUV-limb brightening observations from ATM. II. Influence of Spicules, *Solar Phys.* **48**, 21–40 (1976).
- Withbroe, G. L., und R. W. Noyes, Mass and energy flow in the solar chromosphere and corona, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **15**, 363–387 (1977).
- Withbroe, G. L., J. L. Kohl und H. Weiser, Analysis of coronal HI Lyman-Alpha measurements in a polar region of the sun observed in 1979, *Astrophys. J.* **307**, 381–388 (1986).
- Worden, S. P., und G. W. Simon, A study of supergranulation using a diode array magnetograph, *Solar Phys.* **46**, 73–91 (1976).
- Zirin, H., *Astrophysics of the Sun*, Cambridge University Press (1988).



Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde am Max-Planck-Institut für Aeronomie in Katlenburg-Lindau angefertigt. Den geschäftsführenden Direktoren Herrn Prof. Dr. V. M. Vasyliunas und Herrn Prof. Dr. W. I. Axford danke ich für die Bereitstellung des Arbeitsplatzes und der Max-Planck-Gesellschaft für die Gewährung eines Stipendiums.

Herrn Prof. Dr. K. J. Fricke danke ich für seine freundliche Unterstützung und seine Bereitschaft, meine Doktorarbeit zu betreuen. Herrn Dr. K. Jockers danke ich für die Anleitung.

Ganz besonders danke ich meinen beiden Betreuern, Herrn Dr. E. Marsch und Herrn Dr. R. Schwenn, die durch viele Anregungen und Diskussionen die Entstehung der Arbeit gefördert haben.

Danken möchte ich auch den Herren Dres. R. Hernández, A. K. Richter und H. Rosenbauer sowie Herrn Dr. K.-H. Mühlhäuser (Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik in Garching) für nützliche Hinweise im Laufe der Arbeit. Den Mitarbeitern des Lindauer Rechenzentrums bin ich für ihre stete Hilfsbereitschaft dankbar.

Besonderen Dank verdient auch mein Mann, Dr. Jürgen Thieme, für die geduldige Unterstützung während der Arbeit und die sorgfältige Durchsicht des Manuskripts.

Die numerischen Rechnungen und Computerzeichnungen wurden auf der VAX 8550 des Max-Planck-Instituts für Aeronomie erstellt. Die Reinschrift der Arbeit erfolgte mit \LaTeX .

Das Helios-Plasmaexperiment und die Rohdatenauswertung wurden vom Bundesministerium für Forschung und Technologie unter Bewilligung WRS 10/7 und WRS 0108 unterstützt.





