

MITTEILUNGEN

aus dem Institut für Geophysik und Meteorologie
der Universität zu Köln

Herausgeber: M. Kerschgens, F. M. Neubauer, M. Pätzold, P. Speth, B. Tezkan

Heft 153

Walter Heibey

DAS WELTRAUMWETTER JENSEITS DER ERDBAHN

KÖLN 2003

Anmerkung: Eine Farbversion der Arbeit findet sich auf der beigefügten
CD-ROM. Formate sind PS und PDF.

Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit entwickeln wir ein dreidimensionales Modell des Sonnenwindes, welches die Vorhersage des Weltraumwetters bis in fünf astronomische Einheiten ermöglicht. Wir verwenden dazu Messdaten des Satelliten *WIND*. Ein Modell der Lage der heliosphärischen Stromschicht wird aus den Beobachtungen der Raumsonde *Ulysses* während des "Fast-Latitude-Scans" gewonnen. Der Lage der Stromschicht können wir ein charakteristisches Verhalten der magnetohydrodynamischen Observablen zuordnen, da zumindest bis zur Erdbahn die koronale Prägung die Struktur des Sonnenwindes bestimmt.

Unser Modell kann Kompression und Verdünnung als Folge der dynamischen Wechselwirkung zwischen schnellem und langsamem Sonnenwind im Einklang mit Beobachtungen in situ reproduzieren. Weiterhin kann gezeigt werden, dass dieses Modell die sekundären Effekte der Kompression wie Strömungsablenkungen, die Bildung von korotierenden Stoßwellen und die Nivellierung der Radialgeschwindigkeit konsistent mit Beobachtungen interplanetarer Raumsonden wiedergibt. Die räumliche Orientierung der korotierenden Wechselwirkungszonen ist bestimmt von der Stärke der dynamischen Wechselwirkung und verursacht ihrerseits ein charakteristisches Verhältnis von meridionaler zu azimuthaler Strömungsablenkung.

Schließlich untersuchen wir die Störungsausbreitung im dreidimensional strukturierten Sonnenwind. Unter der Annahme, dass durch koronale Masseauswürfe verursachte Störungen jenseits einer astronomischen Einheit vergleichsweise schwach sind, wird die räumliche Struktur solcher Störungen primär bestimmt durch die Morphologie des ungestörten Sonnenwindes.

Abstract

Within the scope of this work we develop a three-dimensional model of the solar wind, which allows the prediction of space weather up to five astronomical units. For that purpose we use measured data of the satellite *WIND*. A model of the location of the heliospheric current sheet is gained from observations by the spacecraft *Ulysses* during the “fast-latitude-scan”. The location of the current sheet can be attributed with a characteristic behaviour of the magnetohydrodynamic observables, as the coronal imprint determines the structure of the solar wind, at least up to the orbit of earth.

Our model is capable of reproducing compression and rarefaction as a consequence of the dynamical interaction between fast and slow solar wind, consistent with in situ observations. Furthermore we can show that this model can reproduce the secondary effects of the compression such as streamdeflection, the forming of corotating shocks and the leveling of the radial velocity, in accordance with observations by interplanetary spacecrafts. The spatial orientation of the corotating interaction regions is determined by the strength of the dynamical interaction and causes a characteristic ratio of meridional and azimuthal streamdeflection.

Finally we examine the propagation of disturbances in the three-dimensionally structured solar wind. Under the assumption, that disturbances caused by coronal mass ejections are comparably weak beyond one astronomical unit, the spatial structure of such a disturbance is determined primarily by the morphology of the undisturbed solar wind.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Die dynamische Struktur der Heliosphäre	5
2.1	Die Heliosphäre – das Habitat des Sonnenwindes	5
2.2	Die Entstehung des Sonnenwindes in der Korona	7
2.2.1	Quasistationäre Konfiguration der Korona	7
2.2.2	Der Parkersche Sonnenwind	9
2.2.3	Der dreidimensionale Sonnenwind	11
2.2.4	Der solare Zyklus und koronale Masseauswürfe . .	14
2.3	Die radiale Evolution des Sonnenwindes	16
2.3.1	Die innere Heliosphäre	17
2.3.2	Die mittlere Heliosphäre	34
2.3.3	Die äußere Heliosphäre	46
3	Das Simulationskonzept	51
3.1	MHD-Formulierung des Problems	51
3.1.1	Makroskopische Beschreibung des Sonnenwindes .	51
3.1.2	Die Schließung des Problems – der Polytropenansatz	58

3.2	Numerische Realisierung mit <i>ZEUS</i>	61
3.2.1	Das numerische Grundschema	61
3.2.2	Implementierung von Stoßwellen	62
3.2.3	Die Lösung der Induktionsgleichung	64
3.3	Das Simulationskonzept	65
3.3.1	Motivation	66
3.3.2	Interpolation der Stromschicht	67
3.3.3	Bestimmung der inneren Randbedingungen	74
3.3.4	Die Implementierung des Magnetfeldes	82
3.3.5	Die Simulation bis zur Stationarität	83
4	Der Sonnenwind zur Zeit des Fast-Latitude-Scans von Ulysses	85
4.1	Validierung des Modells	87
4.1.1	Die Radialgeschwindigkeit	88
4.1.2	Dichte und Temperatur	90
4.1.3	Das Magnetfeld	94
4.1.4	Die Wahl des Polytropenindex	97
4.1.5	Zusammenfassung der Validierung	97
4.2	Die Dynamik der radialen Evolution	99
4.2.1	Korotierende Wechselwirkungszonen (CIR, MIR)	100
4.2.2	Ein korotierendes Stoßwellenpaar	110
4.2.3	Die Erosion der Radialgeschwindigkeit	114
4.3	Diskussion	117
5	Störungsausbreitung im strukturierten Sonnenwind	121
5.1	Koronale Masseauswürfe im interplanetaren Medium	123
5.2	Zeitverzögerte Injektion	128
5.3	Störungsevolution im 3D-Sonnenwind	133
5.4	Diskussion	143
6	Zusammenfassung und Ausblick	147

A Die Darstellung im rotierenden Koordinatensystem	151
A.1 Die skalaren Gleichungen	151
A.2 Die Bewegungsgleichung	152
A.3 Die Induktionsgleichung	154
B Anmerkungen zur Numerik	156
B.1 Numerische Lösung von $-\Omega_{\odot} \partial_{\phi}$	156
B.2 Das <i>ZEUS</i> -Gitter	157
B.3 Die Begrenzung der Stoßwellenstärke	158
B.4 Die Normierungen	160
B.5 Modifikationen an <i>ZEUS</i>	161
C Die inneren Randbedingungen	165
C.1 Parameter des Stromschichtmodelles	165
C.2 Das Interpolationsverfahren	167
C.3 Zur Vorgehensweise beim Magnetfeld	169
C.4 Erzwingung der Periodizität	169
C.5 Ausnahmefälle und Glättung	171
C.5.1 Die Radialgeschwindigkeit	171
C.5.2 Die Dichte	172
C.5.3 Die Temperatur	173
C.6 Die Interpolationspolynome	174
C.6.1 Das Polynom P_3	174
C.6.2 Das Polynom P_4	175
C.7 Zur Simulation eines ICME	176
C.7.1 Interpolation	176
C.7.2 Randglättung	176
Danksagung	191

Abbildungsverzeichnis

2.1	Die dreidimensionale Sonnenwindstruktur	8
2.2	Koronale Feldtopologie	9
2.3	Die Trajektorie von <i>Ulysses</i>	12
2.4	Internationale Sonnenfleckenrelativzahl	15
2.5	Plasmadaten von <i>WIND</i> während CR 1895 und 1896	19
2.6	Nichtradiale Ablenkungen an Kompressionszonen	23
2.7	Beobachtung von Stream-Interfaces	25
2.8	Heliosphärische Polarität für <i>WIND</i> und <i>Ulysses</i>	27
2.9	Beobachtungen von <i>WIND</i> Anfang 1995	31
2.10	<i>Ulysses</i> während des „Fast Latitude Scans“	32
2.11	Stoßwellengeometrie	36
2.12	Kompressionszone, eingerahmt durch Stoßwellenpaar . .	38
2.13	„Verschmolzene“ Wechselwirkungsregion (MIR)	41
2.14	Das Zwillingsstrommodell	43
3.1	Abschätzung von $\frac{2\pi}{\Omega_{\text{e}}}$ und R_{c}	55
3.2	Zum signifikanten Polaritätswechsel	69
3.3	Zur Bestimmung des Stromschichtdurchganges I	72

3.4	Zur Bestimmung des Stromschichtdurchganges II	73
3.5	Modell der Stromschicht in 1 AE	75
3.6	Schema der Interpolation	76
3.7	Innere Randbedingungen: v_r	79
3.8	Innere Randbedingungen: n	79
3.9	Innere Randbedingungen: T	80
3.10	Innere Randbedingungen: B_r	80
4.1	Validierung: Vergleich <i>Ulysses</i> - <i>ZEUS</i>	86
4.2	Schnitt in $r = 1.3$ AE: Radialgeschwindigkeit	91
4.3	Schnitt in $r = 1.3$ AE: Dichte	91
4.4	Schnitt in $r = 1.3$ AE: Temperatur	92
4.5	Schnitt in $r = 1.3$ AE: radiales Magnetfeld	92
4.6	Hinweis auf eine Stromschichtfaltung?	95
4.7	„Cartoon“: Stromschichtfaltung	96
4.8	Temperatur für zwei Polytropenindizes	98
4.9	Radiale Evolution der Dichte und der Geschwindigkeit	101
4.10	Radialgeschwindigkeit in 5 AE	103
4.11	Radiale Evolution des radialen Magnetfeldes	104
4.12	Die Meridionalgeschwindigkeit in 5 AE	105
4.13	Die Azimutalgeschwindigkeit in 5 AE	106
4.14	Parameter in $\lambda = 5^\circ S, 5$ AE	108
4.15	Zur Evolution der Stromschicht	109
4.16	Bildung eines Stoßwellenpaares	111
4.17	Erosion der Radialgeschwindigkeit	115
4.18	Korotierende Druckerhöhungen in 5 AE	116
4.19	Schematische Darstellung der MIR-Topologie	119
5.1	Der ICME bei <i>Ulysses</i> , Tag 34 - 36, 1995	122
5.2	CME-Beobachtungen durch <i>SMM</i>	126
5.3	Anpassung der ICME-Geschwindigkeit an Sonnenwind	127

5.4	Modifizierte innere Randbedingungen	130
5.5	Isochronen des Signaleinsatzes	131
5.6	Konstruktion des Störsignales	133
5.7	$n(t)/n(t_0)$ bei $t = 3d$ und $t = 7d$	135
5.8	Absolute Änderungen von v_r und v_θ bei $t = 7d$	136
5.9	Absolute Änderung von B_r und B_θ bei $t = 7d$	139
5.10	Radialschnitte für v'_θ und v'_ϕ	140
5.11	Schnitte bei $\lambda = \text{const}$: $n(t)/n(t_0)$, v_r	142
B.1	Das <i>ZEUS</i> -Gitter	157
C.1	Koronales Magnetfeld auf der „Source Surface“ in $2.5 R_\odot$	166
C.2	Schematisch: Interpolation von B_r	170

Tabellenverzeichnis

2.1	Ablenkung an Kompressionszonen	22
2.2	Dynamische Evolution der Heliosphäre	45
3.1	Mittleres Radialverhalten der Sonnenwindspezies	54
3.2	Die Stromschichtdurchgänge von <i>Ulysses</i>	71
3.3	Verwendete <i>ZEUS</i> -Gitter	77
3.4	Verwendete Randbedingungen	77
3.5	Die Parameter über den Koronalöchern	78
C.1	Interpolationsparameter des ICME	177

EINLEITUNG

Die Trajektorie der interplanetaren Raumsonde *Ulysses* ist seit dem Vorbeiflug am Jupiter im Februar 1992 um ungefähr 80° gegen die Bahnebene der Planeten geneigt. Diese besondere Bahn ermöglichte erstmals die Überquerung der polaren Regionen der Sonne und die Beobachtung des dort entspringenden Sonnenwindes. Der bis dahin vornehmlich in der Ekliptik gemessene Sonnenwind kann dadurch in einen dreidimensionalen Kontext gestellt werden.

Die zeitliche Variation von Plasma und Magnetfeld koronalen Ursprungs bestimmt das Weltraumwetter bei der Erde. Als Weltraumwetter bezeichnet man den Zustand des lokalen interplanetaren Mediums, das über die Wechselwirkung mit der irdischen Magnetosphäre den Lebensraum des Menschen beeinflussen kann.

Ziel dieser Arbeit ist die Beschreibung des Weltraumwetters jenseits der Erde bis zur Bahn des Jupiter. Entsprechend der aus den Beobachtungen durch *Ulysses* gewonnenen Vorstellung über die dreidimensionale Struktur des interplanetaren Plasmas wird in dieser Arbeit ein zeitabhängiges, magnetohydrodynamisches Modell in drei Raumdimensionen entwickelt.

Unsere Vorgehensweise gliedert sich dabei in mehrere Schritte. Zunächst wird ein zweidimensionales Modell der magnetohydrodynamischen Observablen auf einer Kugelschale vom Radius der Erdbahn erstellt. Dazu benutzen wir Messdaten des Satelliten *WIND*, der sich während des hier

betrachteten Zeitraumes in der Nähe des irdischen Lagrangepunktes L1 befindet. Von dieser Messung gelingt der Sprung in die zweite Dimension durch ein Modell über die Lage der heliosphärischen Stromschicht. Dazu benutzen wir Magnetfeldmessungen von *Ulysses* während des Periheldurchganges im Frühjahr 1995. Dahinter steckt die Annahme, dass die Struktur des Sonnenwindes bei der Erde bestimmt wird durch die räumliche Struktur der koronalen Quellregionen und dass für diese die Stromschicht ein guter Indikator ist.

Das hier gewählte Zeitintervall ist gekennzeichnet durch eine Sonne geringer Aktivität und einer fast stationären Korona. Dies erlaubt es, zeitliche Variationen von Beobachtungen im interplanetaren Raum primär räumlichen Variationen in einem mit der Sonne rotierenden Koordinatensystem zuzuordnen. Unser Modell wird deshalb in einem solchen Koordinatensystem entwickelt.

Die dritte Dimension erschließt sich dann unter Anwendung einer numerischen, magnetohydrodynamischen Simulation. Dies ermöglicht die Vorhersage der Plasma- und Magnetfeldparameter in drei räumlichen Dimensionen. Damit kann das hier vorgestellte Modell das Weltraumwetter bei Jupiter aus Beobachtungen bei der Erde vorhersagen.

Neben der reinen Vorhersage des Weltraumwetters sind aber auch die entstehenden dynamischen Objekte im Sonnenwind an sich von Interesse. Wir werden diese Strukturen in ihrer radialen Entwicklung beschreiben und die dynamischen Effekte erläutern. Zwischen Erde und Jupiter ändert sich die Sonnenwindmorphologie durch den Rückgang der koronalen Prägung zu Gunsten dieser dynamischen Objekte. Eine Erweiterung des untersuchten Gebietes ist zwar möglich, aber mit hohen zusätzlichen Anforderungen an die technischen Kapazitäten verbunden, wenn nicht auf numerische Auflösung verzichtet werden soll. Unser Interesse an der Strukturänderung des Sonnenwindes begründet die Auswahl des Abstandsintervalles.

Weiterhin werden wir die Ausbreitung von Störungen in dem im rotierenden Koordinatensystem stationären Sonnenwind beispielhaft darstellen, wobei wir ein von *Ulysses* beobachtetes transientes Ereignis verwenden werden.

Wir beginnen unsere Ausführungen mit der Darstellung der dynamischen Struktur der Heliosphäre in Kapitel 2. Dort beschreiben wir die radiale Evolution des Sonnenwindes von der Korona bis in die äußere Heliosphäre anhand von Beobachtungen und Modellen.

In Kapitel 3 erläutern wir das von uns entwickelte Modell. Wir überprüfen kurz die Anwendbarkeit der magnetohydrodynamischen Theorie und beschreiben unser Verfahren zur Bestimmung der Randbedingungen für die numerische Simulation.

In Kapitel 4 validieren wir zunächst unser Modell durch den Vergleich

der simulierten Daten mit den Beobachtungen durch *Ulysses*, um dann die radiale Evolution der Observablen zu diskutieren.

Die Ausbreitung von Störungen im Sonnenwind, verursacht durch transiente Ereignisse wird in Kapitel 5 dargestellt. Dabei sollen primär die prinzipiellen Effekte der Störungsevolution im Sonnenwind diskutiert werden.

Wir schließen diese Arbeit mit einer Zusammenfassung und einem kurzen Ausblick in Kapitel 6.

DIE DYNAMISCHE STRUKTUR DER HELIOSPHÄRE

2.1 Die Heliosphäre – das Habitat des Sonnenwindes

Der Sonnenwind entspringt als kontinuierlicher Teilchenstrom der solaren Korona und ist damit aufs Engste verbunden mit dortigen plasmaphysikalischen Prozessen. In seiner radialen Evolution durchläuft er dynamische Prozesse, die zur Ausbildung charakteristischer Strukturen in den Observablen des Plasmas und des Magnetfeldes führen. Aufgrund der Rotation der Sonne und unterschiedlicher koronaler Quellregion des Sonnenwindes beobachtet man korotierende Strukturen, die näherungsweise stationär in einem mit der Sonne rotierenden Koordinatensystem sind.

Im Folgenden sollen die Grundlagen der dynamischen Struktur der dreidimensionalen Heliosphäre dargestellt werden. Als Heliosphäre bezeichnet wir den Raum, der von solarem Plasma befüllt ist. Er ist topologisch getrennt von dem ihn umgebenden interstellaren Plasma, vermutlich durch eine so genannte Abschlussstoßwelle (engl. „Termination Shock“), gefolgt von der Heliopause, die in einem idealen Bild eine Durchmischung der beiden Plasmapopulationen unterbindet. Sollte das

interstellare Medium, über das man nur sehr eingeschränkt Aussagen machen kann, nicht zuletzt mangels Messungen in situ, mit Überschallgeschwindigkeit in Bezug auf die Heliosphäre anströmen, so bildet sich eine weitere Stoßwelle, die heliosphärische Bugstoßwelle.

Aussagen über die genaue Größe der Heliosphäre sind zur Zeit nur aus Modellen möglich, lediglich eine untere Grenze für die Lage der Abschlussstoßwelle kann aus den Messdaten der Raumsonde Voyager 1 gewonnen werden. Diese hat bis in einem Abstand von ungefähr 13 Billionen Kilometern (ca. 85 Astronomische Einheiten, AE) offenbar noch kein direktes Indiz für den Durchflug durch die Abschlussstoßwelle gefunden hat. Voyager 1 ist die am weitesten von der Sonne entfernte Raumsonde und bewegt sich grob in Richtung des anströmenden interstellaren Plasmas. Vorhersagen über die Lage der Abschlussstoßwelle gehen von 80 bis 100 AE (*Fichtner und Scherer [2000]*), die Heliopause liegt wahrscheinlich zwischen 150 und 200 AE in Anströmrichtung.

In der Abschlussstoßwelle werden die plasmaphysikalischen Eigenschaften des Sonnenwindes fundamental geändert – er verliert eine seiner wesentlichsten Eigenschaften, da er von einer Überschallströmung in eine Unterschallströmung übergeht. Die Geschwindigkeit des Sonnenwindes variiert – jenseits einiger Sonnenradien – bis zur Abschlussstoßwelle zwischen ungefähr 400 und 800 km/s. Der Sonnenwind ist im allgemeinen hypersonisch, also deutlich schneller als die lokale Schallgeschwindigkeit. Diese hohen Geschwindigkeiten erreicht er innerhalb eines kritischen Radius von einigen Sonnenradien, wie Messungen zeigen und das Modell von *Parker [1958]* vorhersagt. Innerhalb dieser Region – vom koronalen kritischen Radius r_c bis zur Abschlussstoßwelle – erstreckt sich der Sonnenwind in einer „Blase“, deren dynamisches Verhalten im Folgenden erläutert werden soll.

Im Rahmen der Zielsetzung dieser Arbeit werden wir unsere Darstellung jedoch auf den inneren bis mittleren Bereich der Heliosphäre beschränken. Weiterhin beschränken wir unsere Darstellung auf großskalige Strukturen, deren Beobachtungen in situ häufig über mehrere Stunden bis Tage geht.

2.2 Die Entstehung des Sonnenwindes in der Korona

2.2.1 Quasistationäre Konfiguration der Korona

Wir beginnen unsere Darstellung des Sonnenwindes mit der Beschreibung seiner Entstehung. Abbildung 2.1 ist eine Komposition verschiedener Ergebnisse, von innen nach außen sind dort Beobachtungen im extremen Ultraviolett des Experimentes *EIT* auf dem Satelliten *SOHO*, terrestrische Koronographenbeobachtungen des *Mauna Loa Solar Observatory* und Aufnahmen des Experimentes *LASCO/C2*, ebenfalls auf *SOHO*, dargestellt. Durch diese Experimente wird die Korona bis in 6 Sonnenradien (R_{\odot}) abgebildet. Umschlossen wird die Abbildung durch ein Polarogramm der von der interplanetaren Raumsonde *Ulysses* gemessenen Sonnenwindgeschwindigkeit. Die Farbkodierung der Geschwindigkeit in Abbildung 2.1 gibt die Polarität des Magnetfeldes an, unter der wir das Signum der Radialkomponente verstehen.

Das Bild der Korona in Abbildung 2.1 ist typisch für Zeiträume um das Minimum solarer Aktivität. Aufgrund der relativen Stationarität der Korona beziehen sich alle folgenden Aussagen, soweit nicht anders angegeben, auf Zeiten des solaren Minimums, auf die Auswirkung des solaren Zyklus und des Maximums solarer Aktivität werden wir später kurz eingehen.

In Abbildung 2.1 erkennt man zungenförmige Regionen heißen Plasmas, die zur Zeit des solaren Minimums im allgemeinen um die Äquatorebene herum angeordnet sind und die Sonne vollständig umfassen (Wang [1996], Koutchmy [2001]). Sie werden in der englischen Literatur als „Streamer“ bezeichnet. Es bildet sich eine relativ dichte und heiße Plasmaschicht in der Korona, die eingebettet ist in geschlossene Magnetfeldregionen. Als geschlossene Feldlinien bezeichnet man solche, die an zwei Punkten in der Photosphäre verankert sind und als Bogen oder Schlaufe in die Korona hineinragen. Die Höhe der geschlossenen Feldlinien reicht bis über $1.5 R_{\odot}$. Umschlossen werden diese von helmförmigen Strukturen, die man aufgrund ihres Aussehens dann als „Helmet-Streamer“ bezeichnet, die in Breiten zwischen 30° und 45° verankert sind (Srivastava und Schwenn [2000], Abbildung 2.1).

Über den polaren Regionen existieren die so genannten koronalen Löcher, in denen es zu deutlich weniger Emissionen kommt, was darauf hindeutet, dass dort die Temperaturen und Dichten geringer sind. Weiteres Charakteristikum dieser Regionen ist, dass man über ihnen „offene“ Feldlinien umgekehrter Magnetfeldpolarität vorfindet, die erst außerhalb der

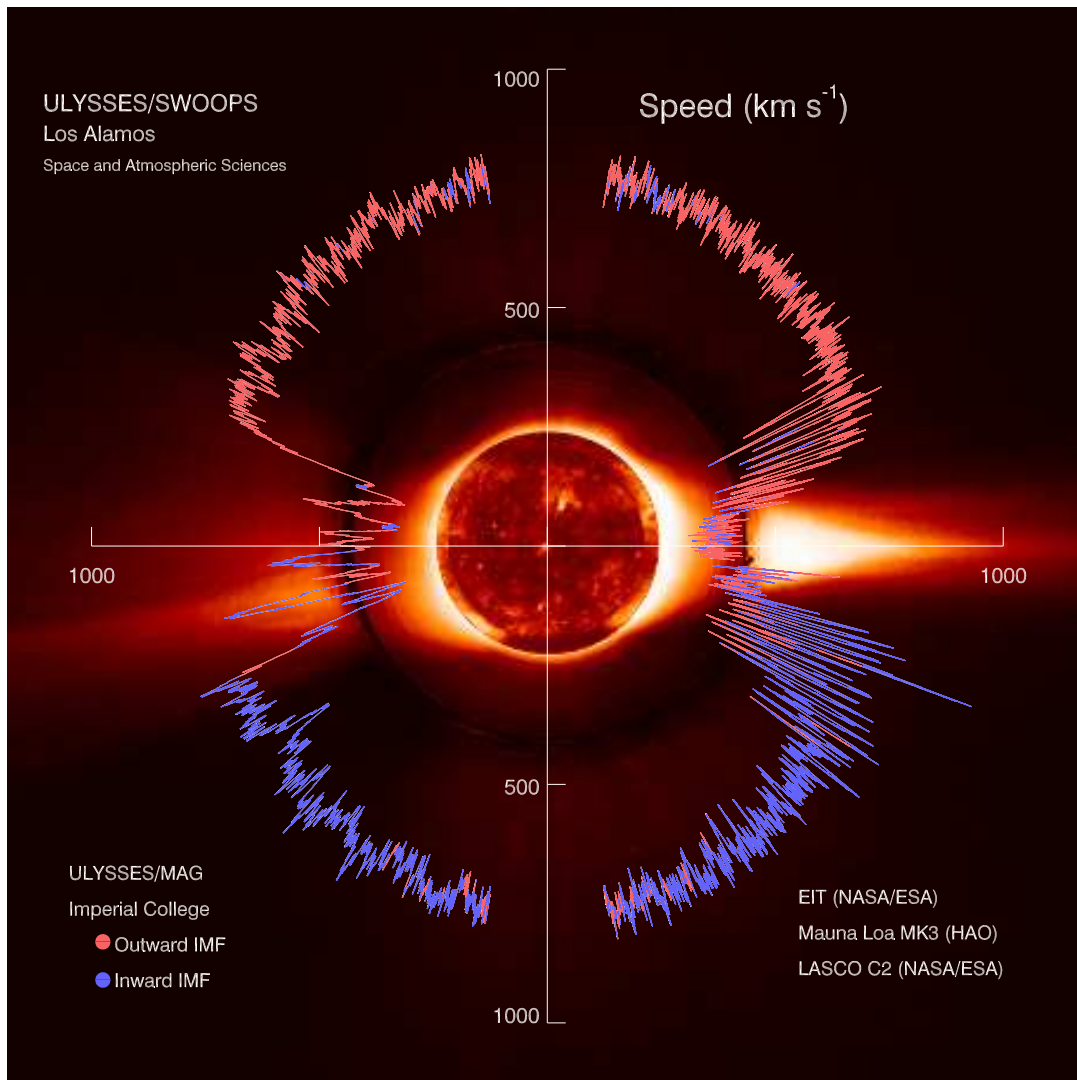


Abbildung 2.1: Die dreidimensionale Struktur des Sonnenwindes: Messungen der Geschwindigkeit von Ulysses (Polardiagramm), die Farbkodierung entspricht dem gemessenen Signum des Magnetfeldes. Als Hintergrundbild erkennt man eine Aufnahme von SOHO/LASCO, die den Zusammenhang mit den koronalen „Streamern“ verdeutlicht. Quelle: http://swoops.lanl.gov/lasco_swoops.html, McComas et al. [1998]

Heliosphäre geschlossen werden und somit von der Photosphäre in den interplanetaren Raum hineinragen.

Die Fläche des Vorzeichenwechsels im interplanetaren Raum bezeichnet man als heliosphärische Neutralschicht oder Stromschicht. Eine schematische Darstellung der koronalen Feldtopologie ist in Abbildung 2.2 gegeben, die in ihrer Komplexität zwar eher der Zeit maximaler solarer Aktivität entspricht, die Typologie koronaler Strukturen jedoch in allgemeiner Form charakterisiert. Liegt ein „Helmet Streamer“ zwischen zwei Koronalöchern unterschiedlicher Polarität, so liegt die Stromschicht

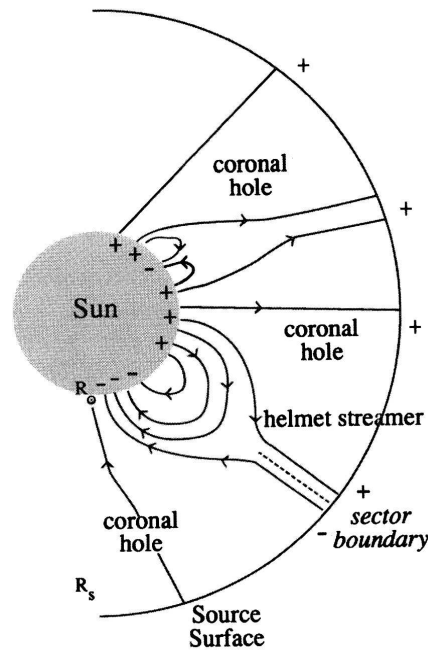


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der koronalen Feldtopologie (aus Cravens [1997]). Die koronale Struktur ist bestimmt von Verteilung Regionen offener („coronal hole“) und geschlossener („helmet streamer“) Feldlinien. Für einen Beobachter stellt die Stromschicht die „sector boundary“ dar, die in den interplanetaren Raum abgebildet wird.

zwischen den ein- und auslaufenden Feldlinien. Sie beginnt in radialer Richtung oberhalb der Region geschlossener Feldlinien. Beobachtungen des interplanetaren Magnetfeldes zeigen eine „Sektorstruktur“ (Ness und Wilcox [1967]) des Magnetfeldes, die Grenzen der Sektoren einer bestimmten Polarität können der Stromschicht zugeordnet werden, siehe Abbildung 2.2. Die Lage der Stromschicht ist bis in einige astronomische Einheiten von fundamentaler Bedeutung für die Struktur des in situ beobachteten Sonnenwindes, allerdings nur als passiver Indikator der Koronastrukturen.

2.2.2 Der Parkersche Sonnenwind

Bis Ende der fünfziger Jahre entwickelte sich ein Bild der so genannten *Superkorona*, einer Ausdehnung der Korona bis weit in den interplanetaren Raum hinein. So wurden Störungen des Radiosignals von Galaxien beobachtet, die auf eine Ausdehnung der Korona bis mindestens $20 R_{\odot}$ hindeuteten (Vitkevitch [1957]).

Neben den solar-terrestrischen Beziehungen war die Antikorrelation der

Intensität kosmischer Strahlung und der Sonnenfleckenrelativzahl (als Maß der solaren Aktivität) bekannt (*Forbush* [1954]), aber nicht zuletzt die Arbeit von *Biermann* [1951], die die Existenz einer solaren Korpuskularstrahlung zur Erklärung von ionischen Kometenschweiften forderte, setzt den Rahmen für die Arbeit von E. Parker (*Parker* [1958], *Parker* [1960], *Parker* [1963]).

Das Modell von Parker benutzt eine Fluidbeschreibung des Plasmas der Korona unter Vernachlässigung des Magnetfeldes, bei einer rein sphärischen Abströmung, bei der sich ein dynamisches Gleichgewicht zwischen Druckgradientenkraft und solarer Gravitation einstellt. Diese Lösung ist nicht statisch, wohl aber stationär. Der die Abströmung treibende Druckgradient hängt ab von der Energiezufuhr des Plasmas während seiner Abströmung. In einem ersten Ansatz beschreibt *Parker* [1958] eine isotherme Korona.

Aus der Schar der entstehenden Lösungen ist nur die physikalisch sinnvoll, bei der die Strömung von einem koronalen Radius r_0 eine streng monoton wachsende Radialgeschwindigkeit aufweist. Diese so genannte kritische Lösung ist charakterisiert dadurch, dass sie in einem kritischen Radius r_c von einer Unterschallströmung in eine Überschallströmung übergeht. Wegen der Vernachlässigung des Magnetfeldes ist die Schallgeschwindigkeit hier die einzige charakteristische Geschwindigkeit. Für $r \gg r_c$ nimmt die Beschleunigung stark ab und die supersonische Geschwindigkeit des Sonnenwindes ist dann fast konstant.

Eine Verbesserung des isothermen Parkermodelles erreicht man durch einen so genannten Polytropenansatz, der einen Zusammenhang von Dichte und Druck parametrisiert (*Parker* [1963]), mit dem Effekt, dass es einen Wärmebeitrag gibt, der an die Expansion des Gases gekoppelt ist, siehe Kapitel 3. Diese Formulierung erlaubt Übergänge zwischen einer isothermen Expansion (hier kompensiert der polytrope Wärmeterm gerade die Volumenarbeit der Expansion) und einer adiabatischen Expansion (dabei verschwindet der Wärmeterm), ohne jedoch die Energiegleichung in vollem physikalischem Umfang zu lösen. Das Parkermodell beschreibt somit das Prinzip der Entstehung des Sonnenwindes: die Energiezufuhr stellt sicher, dass die Temperatur des Plasmas auch in einigen Sonnenradien noch so hoch ist, dass das Gas der Gravitation der Sonne supersonisch entkommen kann. *Parker* [1964] zeigt, dass ein beliebiges Temperaturprofil $T(r)$, welches schwächer als proportional zu r^{-1} abfällt, eine Abströmung koronalen Plasmas durch den kritischen Radius erzwingt und somit einen supersonischen Sonnenwind zur Folge hat. Jenseits des kritischen Punktes hat die Energiezufuhr einen vergleichsweise geringeren Einfluss (*Barnes* [1992]). *Barnes et al.* [1995] zeigen, dass Wärmeleitung nicht alleine ausreicht, um die hohen Werte von Massefluss und Geschwindigkeit über Koronalöchern zu erklären, sondern,

dass zum Beispiel MHD-Turbulenz und Dissipation von Wellen eine Rolle spielen müssen.

Im Modell der idealen Magnetohydrodynamik (siehe Kapitel 3) folgt das Magnetfeld der Bewegung des Plasmas, in das es eingebettet ist. An diesem Punkt nun bekommt auch bei einem homogenen Sonnenwind die Rotation der Sonne und somit der koronalen Quellregion von Plasma und Magnetfeld eine wichtige Bedeutung. In der rein radialen Expansion des Plasmas bleibt das Magnetfeld topologisch über die Feldlinien mit seiner Quellregion verbunden, was dazu führt, dass sich eine spiralförmige Struktur entwickelt. Nimmt man an, dass im mit der Sonne rotierenden Koordinatensystem die Lorentzkraft verschwindet, so erhält man zusammen mit der Quellenfreiheit des Magnetfeldes folgende Gleichung für das interplanetare Magnetfeld im Parkermodell (*Hundhausen [1972]*):

$$B_r = B_0(r_0, \theta_0, \phi_0) \frac{r_0^2}{r^2} \quad (2.1)$$

$$B_\theta = 0 \quad (2.2)$$

$$B_\phi = -B_0(r_0, \theta_0, \phi_0) \frac{\Omega_\odot}{v_r} \sin \theta \frac{r_0^2}{r} \quad (2.3)$$

Wobei B_0 das Magnetfeld am Fußpunkt der Feldlinie in einem Referenzradius r_0 , Ω_\odot die solare (siderische) Rotationsperiode, v_r die Radialgeschwindigkeit, θ die komplementäre Breite¹ und ϕ die Länge ist. Geometrisch lassen sich die Feldlinien als (Parker-) Spiralen auf einem Kegelmantel des Öffnungswinkels θ interpretieren. Da das Signum des Magnetfeldes hier keine Bedeutung hat, lässt sich in diesem Modell eine beliebige Polaritätsverteilung in r_0 in den interplanetaren Raum abbilden.

2.2.3 Der dreidimensionale Sonnenwind

Die Raumsonde *Ulysses* hat als erste und bislang einzige Raumsonde den Sonnenwind bis in hohe heliosphärische Breiten gemessen. Die Trajektorie von *Ulysses* ist in Abbildung 2.3 schematisch dargestellt. Die Messung von *Ulysses* in Abbildung 2.1 beginnt nach dem Vorbeiflug am Jupiter im März 1992 in 5.4 AE (rechte Hälfte der Abbildung 2.1), um dann im September 1994 zunächst den Südpol in einer Breite von 80°S (2.3 AE) zu überqueren. Im Mai 1995 findet der erste Periheldurchgang statt (1.3AE),

¹Wir werden in dieser Arbeit sowohl die heliographische Breite λ als auch die komplementäre Breite $\theta = 90^\circ - \lambda$ benutzen. Wir geben λ überall dort den Vorzug, wo wir räumliche Strukturen beschreiben, θ wird von uns vornehmlich im mathematischen Kontext verwendet.

um im Juli 1995 dann in $\lambda = 80^\circ\text{N}$ (2.0 AE) über den Nordpol zu führen. Die in Abbildung 2.1 dargestellte Messung endet im Aphel im Oktober 1997 bei 5.4 AE . Trotz der großen räumlichen und zeitlichen Variationen zeigt sich der Sonnenwind in hohen Breiten überraschend homogen. Die mittleren Geschwindigkeiten liegen für $|\lambda| > 36^\circ$ bei 758 km s^{-1} (McComas *et al.* [2000]). Wie aus den Koronabeobachtungen deutlich wird, befinden sich in diesem Zeitraum die Koronalöcher ausschließlich in hohen Breiten, diesen kann man die homogenen, schnellen Sonnenwindzustände zuordnen. Anschaulich ist dieses in Abbildung 2.1 durch das Hintergrundbild der koronalen Strukturen verdeutlicht, wobei jedoch beachtet werden muss, dass es sich dabei um eine Momentaufnahme handelt, wogegen die *Ulysses*-Messungen in diesem Bild über 5 Jahre gehen. Dies ändert aber nichts an der qualitativen Gültigkeit dieser Aussage.

In einem Band von ca. $\pm 30^\circ$ um den Äquator jedoch erkennt man ein anderes Bild: es treten deutliche Minima in den Geschwindigkeiten auf. Man beachte, dass die linke Hälfte der Abbildung 2.1 den Periheldurchgang in 1.3 AE , die rechte das Aphel in 5.4 AE darstellt. Wie wir später noch ausführen werden, sind diese beobachteten Strukturen periodisch mit der solaren Rotationsperiode. Im gleichen Breitenintervall beobachtet man deshalb im Aphel mehr Minima der Geschwindigkeit als im Perihel, da der Periheldurchgang bedeutend schneller ist als der Apheldurchgang (deshalb wird im englischen die Bezeichnung „Fast Latitude Scan“ benutzt). Nicht nur die Geschwindigkeit, sondern alle plasmaphysikalischen Parameter sowie das Magnetfeld zeigen in diesem „Band der Sonnenwindvariabilität“ (Gosling *et al.* [1995b]) um die Äquatorebene eine

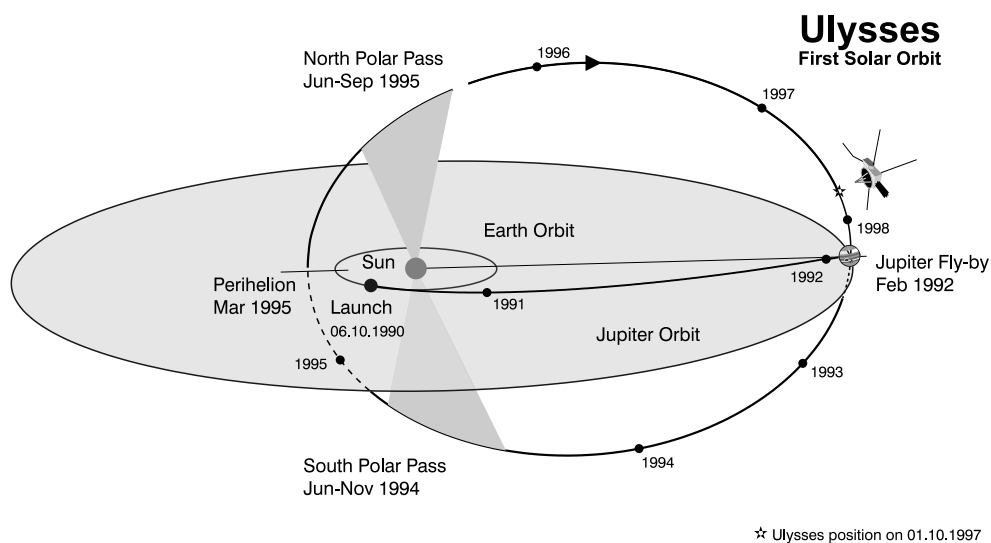


Abbildung 2.3: Die Trajektorie von Ulysses, dargestellt in einem Blickwinkel von 15° über der Ekliptik. Quelle: <http://www.helio.estec.esa.nl/Ulysses>

deutlich stärkere Schwankung als in den zuvor beschriebenen Regionen des schnellen Sonnenwindes.

Tatsächlich ist der stete Wechsel zwischen hohen und niedrigen Sonnenwindgeschwindigkeiten für alle ekliptikalen Raumsonden der Normalfall, weshalb schon früh ein Bild vom Sonnenwind in zwei Zuständen entstanden ist (*Neugebauer und Snyder [1966]*). Dieses Bild wird durch die Ulyssesmission insofern relativiert, als dass der schnelle Sonnenwind, zumindest zum solaren Minimum, räumlich gesehen eher als „Regelfall“ betrachtet werden kann als der langsame – in der räumlichen Verteilung kommen beide Zustände nicht paritätisch vor. Insofern ist der langsame Sonnenwind nicht der „Ruhezustand“ des Sonnenwindes (*Hundhausen [1972]*), auch in einer „ruhigen“ Korona sind beide Sonnenwindzustände Folge der unterschiedlichen koronalen Quellregionen.

Da die Regionen geschlossener Feldlinien in der Korona auch mit der Lage der Stromschicht assoziiert werden können (siehe Abbildung 2.2), liegt es nahe, die Beobachtungen im interplanetaren Raum entsprechend ihrer Lage in Bezug auf die Stromschicht zu gliedern. Da, wie bereits erwähnt, die koronale Polaritätsverteilung des Magnetfeldes in den interplanetaren Raum abgebildet wird, sollte es möglich sein, interplanetare Messungen von Plasma um die Stromschicht herum ihren koronalen Quellregionen zuzuordnen. Wie wir später noch ausführen werden, behält der Sonnenwind bis in einen gewissen Abstand in einem anschaulichen Sinne die Erinnerung an seine koronale Herkunft, und diese ist in Abwesenheit starker dynamischer Vorgänge gekoppelt an die Lage der Stromschicht im interplanetaren Raum.

Man stellt fest, dass man der Stromschicht in einem statistischen Sinne bestimmte Eigenschaften des Plasmas zuordnen kann (*Borrini et al. [1981]*). Eine der statistischen Eigenschaften der Stromschicht ist, dass dort die Geschwindigkeit minimal ist. Interpretiert man die Stromschicht als 'koronale Prägung' im interplanetaren Raum, so lassen sich die oben beschriebenen Minima der Geschwindigkeit den Fußpunkten der Stromschicht in der Korona zuordnen.

Dass die Zuordnung der Messungen des langsamen Sonnenwindes zu den Regionen geschlossener Feldlinien gerechtfertigt ist, zeigt sich durch Messungen mit *SOHO/LASCO* (*Sheeley et al. [1997]*, *Wang und Sheeley Jr. [1997]*, *Wang et al. [1998]*), bei denen Unregelmäßigkeiten des Plasmas, eingebettet in eine radiale Abströmung, beobachtet werden und als Indikator der Geschwindigkeit des Sonnenwindes oberhalb der Regionen mit geschlossenen Feldlinien dienen. Diese Beobachtungen des „langsamen“ Sonnenwindes zeigen eine starke Variabilität der Geschwindigkeiten, ganz im Gegensatz zu seinem Pendant, dem schnellen Sonnenwind der Koronalöcher.

Für die Entstehung des langsamen Sonnenwindes werden Modelle dis-

kutiert, mit denen Plasma über Rekonnexion aus den geschlossenen Magnetfeldregionen auf offene Feldlinien gelangen kann (*Wang et al.* [1998], *Fisk und Schwadron* [2001]). Aber auch die Übergangsregion von koronalen Löchern zu den geschlossenen Feldlinien wird als mögliche Quelle des langsamen Sonnenwindes gesehen (*Neugebauer* [1999], *Esser* [2001]). Es ist nicht ausgeschlossen, dass die Variabilität des langsamen Sonnenwindes ihre Ursache auch darin hat, dass verschiedene Mechanismen gleichzeitig am Werk sind.

Innerhalb weniger Sonnenradien bewirkt der starke Magnetfelddruck über den Koronalöchern einen nichtradialen Transport in Richtung der Stromschicht (*Suess und Smith* [1996]), oder, wenn Koronalöcher gleicher Magnetfeldpolarität durch geschlossene Feldlinienregionen getrennt sind, in Richtung einer Konvergenzlinie (*Burlaga* [1995]). Da das Plasmabeta, das Verhältnis von Plasmadruck zu magnetischem Druck, in der radialen Expansion anwächst, verliert die nichtradiale Strömung an Bedeutung und der interplanetare Raum ist homogen durchsetzt von radial strömendem Sonnenwind. Der mittlere radiale magnetische Fluss zeigt im interplanetaren Raum keine Breitenabhängigkeit mehr (*Smith et al.* [1995]). Nichtradiale Strömungen erlangen erst im Zuge der dynamischen Wechselwirkungen wieder an Bedeutung.

2.2.4 Der solare Zyklus und koronale Masseauswürfe

Die als solarer Zyklus bezeichnete, langzeitliche Variation der Aktivität der Sonne hat ihre Ursache in der globalen Umkonfiguration des solaren Magnetfeldes. Der klassische Index zur Darstellung dieser periodischen Variation ist die Sonnenfleckenzahl (*Stix* [1989]), die ihr Maximum in Phasen der globalen Umorientierung des solaren Magnetfeldes hat, siehe Abbildung 2.4. Dieses „solare Maximum“ trennt zeitlich stabile koronale Magnetfeldkonfigurationen von jeweils umgekehrter Polarität. Nach unserer Zielsetzung (Kapitel 1) ist im Rahmen dieser Arbeit insbesondere der Zeitraum des „Fast-Latitude-Scans“ von *Ulysses* von Interesse, also in der Zeit abklingender Aktivität in der Umgebung des solaren Minimums.

Qualitatives Kennzeichen des solaren Maximums ist das Auftreten geschlossener Magnetfeldregionen der Korona bis in hohe heliographische Breiten und umgekehrt die Existenz von Koronalöchern auch in niedrigen Breiten. Aufgrund der Komplexität der Koronastruktur tritt während des solaren Maximums die Bedeutung der heliosphärischen Stromschicht als einfacher Indikator zurück, die Stromschicht existiert dann nicht notwendigerweise als eine einzige, die Sonne umfassende Fläche.

Eine der wesentlichen Auswirkungen der solaren Aktivität im Sonnen-

wind ist die starke Zunahme der transienten, eruptiven Störungen der Korona, die als koronale Masseauswürfe (engl. „Coronal Mass Ejection“, CMEs) bezeichnet werden. Diese Ereignisse, die plötzlich Material aus der Korona in das interplanetare Medium injizieren, können zu einem signifikanten Eintrag an Masse und Energie in den Sonnenwind führen. Die mit einem CME verbundene Masse kann zwischen 10^{12} und 10^{13} kg betragen (*Low* [1996]). Die Häufigkeit des Auftretens von CMEs nimmt zum solaren Maximum hin stark zu, so dass zu diesen Zeiten bis zu 40% der Sonnenwindmasse von CMEs stammt, im Gegensatz zu nur einigen Prozent während des solaren Minimums (*Webb* [2001]).

Die Entstehung der koronalen Masseauswürfe ist eng gekoppelt an die Evolution der Korona und des solaren Magnetfeldes innerhalb der 22-jährigen Periode des solaren Zyklus. Die Quelle der mit ihnen verbundenen plötzlichen Massenfreesetzung ist das in den geschlossenen Magnetfeldregionen enthaltene Material. CMEs entstehen häufig durch die Zerstörung von koronalen „Streamern“ (*Low* [1996]). Bei solchen Ereignissen kann das koronale Magnetfeld dem Bestreben des Plasmas, der Korona zu entweichen, nicht mehr Einhalt gebieten (*Low* [2001]). Dieses Versagen des Magnetfeldes, Plasma an die Korona zu binden, geschieht plötzlich und entsprechend spektakulär sind Beobachtungen koronaler Masseauswürfe.

Die Rate, mit der geschlossene koronale Magnetfeldregime übergehen in plötzlich expandierende Plasmastrukturen (den CMEs), variiert mit dem solaren Zyklus. Beobachtet man zum Beispiel mit *SOHO/LASCO*

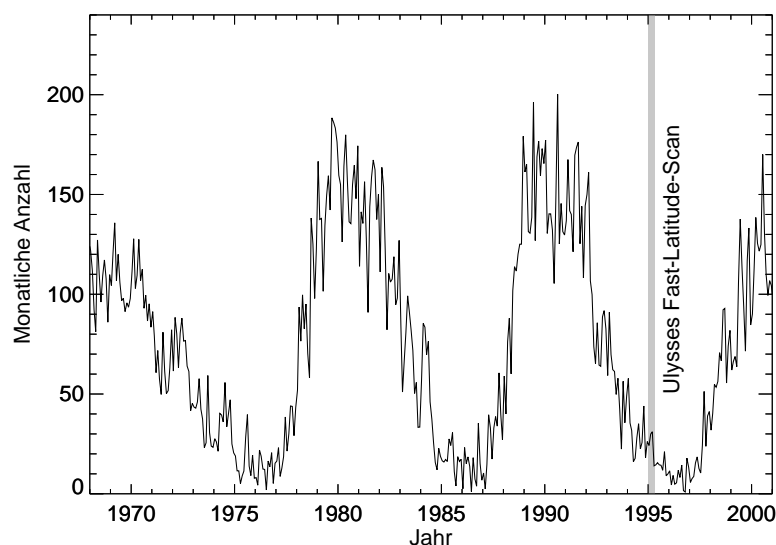


Abbildung 2.4: Zeitlicher Verlauf der internationalen, monatlichen Sonnenfleckenrelativzahl (Quelle: SIDC, RWC Belgium, World Data Center for the Sunspot Index, Royal Observatory of Belgium).

während des solaren Minimums etwa einen koronalen Masseauswurf innerhalb einiger weniger Tage, so sind dies während des solaren Maximums bis zu 5 pro Tag (*Gurman* [2001]). CMEs sind offenbar ein Mechanismus, mit dem die Sonne Verwindungen des Magnetfeldes, die im Zuge der Umkonfiguration der globalen Feldtopologie auftreten, abbauen kann (*Webb* [2001]).

Die plötzliche Injektion von Masse und Energie in das interplanetare Medium führt zu teils starken Störungen, die sich im Sonnenwind ausbreiten. Interplanetare Manifestationen der koronalen Masseauswürfe beinhalten unter anderem Stoßwellen (*Sheeley Jr. et al.* [1985]), das Auftreten von bidirektionalen, feldlinienparallelen Elektronen (*Gosling et al.* [1987]) sowie so genannte magnetische Wolken (*Burlaga et al.* [1981]). Diese Eigenschaften sind häufig, aber nicht notwendigerweise, gemeinsames Charakteristikum einer interplanetaren Störung, verursacht durch einen koronalen Masseauswurf („Interplanetary CME“, ICME).

2.3 Die radiale Evolution des Sonnenwindes

Trotz der prinzipiell radialen Expansion des Sonnenwindes kommt es zwischen den Plasmen aus topologisch unterschiedlichen Quellregionen zu dynamischen Wechselwirkungen, die sich sehr gut im Rahmen der magnetohydrodynamischen Theorie beschreiben lassen (siehe dazu Kapitel 3).

Wesentliche Elemente der großskaligen Sonnenwindevolution bestehen aus Kompression und Verdünnung von Plasma sowie der Existenz räumlich diskontinuierlicher Änderungen der Plasmaparameter unter Wahrung von magnetogasdynamischen Erhaltungssätzen. Jenseits seines kritischen Radius ist die dominierende Energie des Sonnenwindes die kinetische (*Schwenn* [1990]). Die dynamischen Wechselwirkungen bestimmen sich aus den Unterschieden der Geschwindigkeit der Plasmaregionen, die wiederum gekoppelt sind an die koronalen Quellregionen und an die solare Rotation. Im Folgenden soll nun diese dynamische Wechselwirkung in der Heliosphäre dargestellt werden.

Wir gliedern unsere Darstellung primär räumlich nach ihrem heliozentrischen Abstand, aber auch nach den Typen beobachteter Strukturen, weshalb es durchaus zu Überschneidungen beider Einteilungskriterien kommen kann. Als innere Heliosphäre verstehen wir hier den Bereich von der Korona bis jenseits der Erdbahn bei ungefähr 2 AE. Hier treten so genannte Kompressionszonen auf, ohne dass diese durch so genannte Stoßwellenpaare eingerahmt wären. Das Auftreten dieser Stoßwellen und damit die dynamische Evolution der Kompressionszonen bestimmt

den Anfang der mittleren Heliosphäre, deren weiteres Kennzeichen ein Rückgang solarer und das Auftreten interstellarer Einflüsse ist. Das Ende der mittleren Heliosphäre setzen wir, wieder etwas willkürlich, bei der Bahn Plutos, also bei ungefähr 40 AE. Die äußere Heliosphäre erstreckt sich von dort bis über die Abschlussstoßwelle des Sonnenwindes und endet an der Heliopause, also – je nach Modellvorstellung – zwischen 100 und 150 AE. Diese Einteilung soll helfen, die Entwicklung dynamischer Strukturen im Sonnenwind strukturiert darstellen zu können.

2.3.1 Die innere Heliosphäre

2.3.1.1 Das Plasma der inneren Heliosphäre

Ein typisches Beispiel gemessener Plasmaparameter um das solare Minimum zeigt Abbildung 2.5, hier sind Stundenmittelwerte des Plasmaexperimentes *SWI*² und des Magnetometerexperimentes *MFI*³ des Satelliten *WIND* für zwei aufeinander folgende Carringtonrotationen dargestellt. *WIND* befindet sich zu dieser Zeit in der Nähe des irdischen Lagrangepunktes L1 und damit permanent im Sonnenwind. Das Vorzeichen der Radialkomponente des Magnetfeldes ist farblich kodiert (grün für $B_r > 0$, rot für $B_r < 0$). Man erkennt deutlich zwei Hochgeschwindigkeitsströme (mit $v_r > 600$ km/s), die unterschiedlichen Magnetfeldsektoren zugeordnet werden können und somit aus unterschiedlichen Koronalöchern stammen. Diese treten in beiden Carringtonrotationen auf und stellen somit periodische, korotierende Strukturen dar. Die heliographische Breite von *WIND* variiert in diesem Zeitintervall von 3.5° nördlicher Breite bis 7° nördlicher Breite, weshalb Effekte aus der Breitenabhängigkeit der Strukturen nur schwach in Erscheinung treten sollten.

Charakteristisch ist das Verhalten am Übergang vom langsamen zum schnellen Sonnenwind. Zunächst erkennt man, dass die Hochgeschwindigkeitsströme nicht symmetrisch sind, der Anstieg auf die hohen Geschwindigkeiten erfolgt sehr viel schneller als der Abfall auf die niedrigen. Aufgrund der quasistationären Rotation des Plasmas bedeutet dies unterschiedliche räumliche Gradienten der Geschwindigkeit. Von besonderem Interesse sind die Regionen, in denen diese Gradienten groß sind, denn dort liegen auch lokale Maxima der Dichte und des Magnetfeldbetrages. Auch die meridionale und azimutale Geschwindigkeit zeigen in den Übergangsbereichen zum schnellen Sonnenwind ein charakteristisches Verhalten, dass sich durch einen Vorzeichenwechsel ausdrückt. Das Dichtemaximum wird gefolgt von einem Maximum der Temperatur,

²Quelle: <http://web.mit.edu/afs/athena/org/s/space/www/wind.html>

³Quelle: Dr. R.P. Lepping, NASA, Goddard Space Flight Center

die korreliert ist mit der Geschwindigkeit.

Da in solchen Zeitintervallen nahe des solaren Minimums die Korona nur ausgesprochen schwachen zeitlichen Veränderungen unterliegt, kann man in einem mit der Sonne rotierenden Koordinatensystem eine stationäre Struktur erwarten (*Hundhausen [1972]*). In einem solchen Koordinatensystem sind die Stromlinien des Plasmas zunächst durch die Parkerspiralen gegeben. Aufgrund der Stationarität sind die Stromlinien auch Trajektorien des Plasmas. Im Folgenden seien die Geschwindigkeiten im rotierenden Koordinatensystem \mathcal{K}' mit \vec{v}' und die im Fixsternsystem \mathcal{K} mit \vec{v} notiert. Dann gilt für ein ohne Wechselwirkungen expandierendes Plasma in \mathcal{K}' :

$$v'_r = v_r \quad (2.4)$$

$$v'_\theta = 0 \quad (2.5)$$

$$v'_\phi = -\Omega_\odot r \sin \theta \quad (2.6)$$

wobei Ω_\odot die Rotationsperiode der Sonne ist, die wir hier als konstant annehmen. Die Gleichung für eine Stromlinie (also auch die einer Feldlinie) lautet dann unter der Annahme, dass $v_r = \text{const}$ (*Hundhausen [1972]*):

$$r - r_0 = -\frac{v_r}{\Omega_\odot \sin \theta} (\phi - \phi_0) \quad (2.7)$$

Demnach sind die Parkerspiralen für kleine Geschwindigkeiten „enger“ gewickelt als für große. Hat man als Funktion von ϕ auf einem festen Breitenkreis eine Variation der Geschwindigkeiten, so werden diese in den interplanetaren Raum, hier zunächst unter Vernachlässigung der Wechselwirkungen zwischen den unterschiedlichen Geschwindigkeitsregimen, abgebildet. Ohne dynamische Wechselwirkungen längs der Stromlinie lässt sich ein beliebiger Punkt im Raum nach Gleichung 2.7 eindeutig auf einen Punkt (r_0, θ, ϕ_0) abbilden (wenn $v_r = \text{const}$ längs der Stromlinie, *Schwenn [1990]*), und somit auf die Parameter der koronalen Quellregion, wenn wir r_0 dort ansetzen.

Die Tatsache, dass selbst in ekliptikalen Breiten fast durchgehend auch schnelle Sonnenwindanteile sichtbar sind, deren Quellregionen jedoch mit den Koronalöchern assoziiert sind, bedeutet, dass die Ausläufer dieser zum solaren Minimum im Prinzip polaren Koronalöcher bis in mittlere Breiten herunterreichen. Die heliosphärische Stromschicht als Trennungsebene zwischen den Feldlinien aus koronalen Löchern unterschiedlicher Polarität ist somit im allgemeinen gewellt und entspricht nach *Alfoén [1977]* dem anschaulichen Bild eines wirbelnden Ballerinarocks. Zumindest in der inneren Heliosphäre bis 1 AE ist die koronale Prägung (*Borrini et al. [1981]*) dominierend gegenüber eventuellen dynamischen Effekten, und somit die gemessene heliosphärische Geschwindigkeitsstruktur eng gekoppelt an die Lage und Form der Stromschicht.

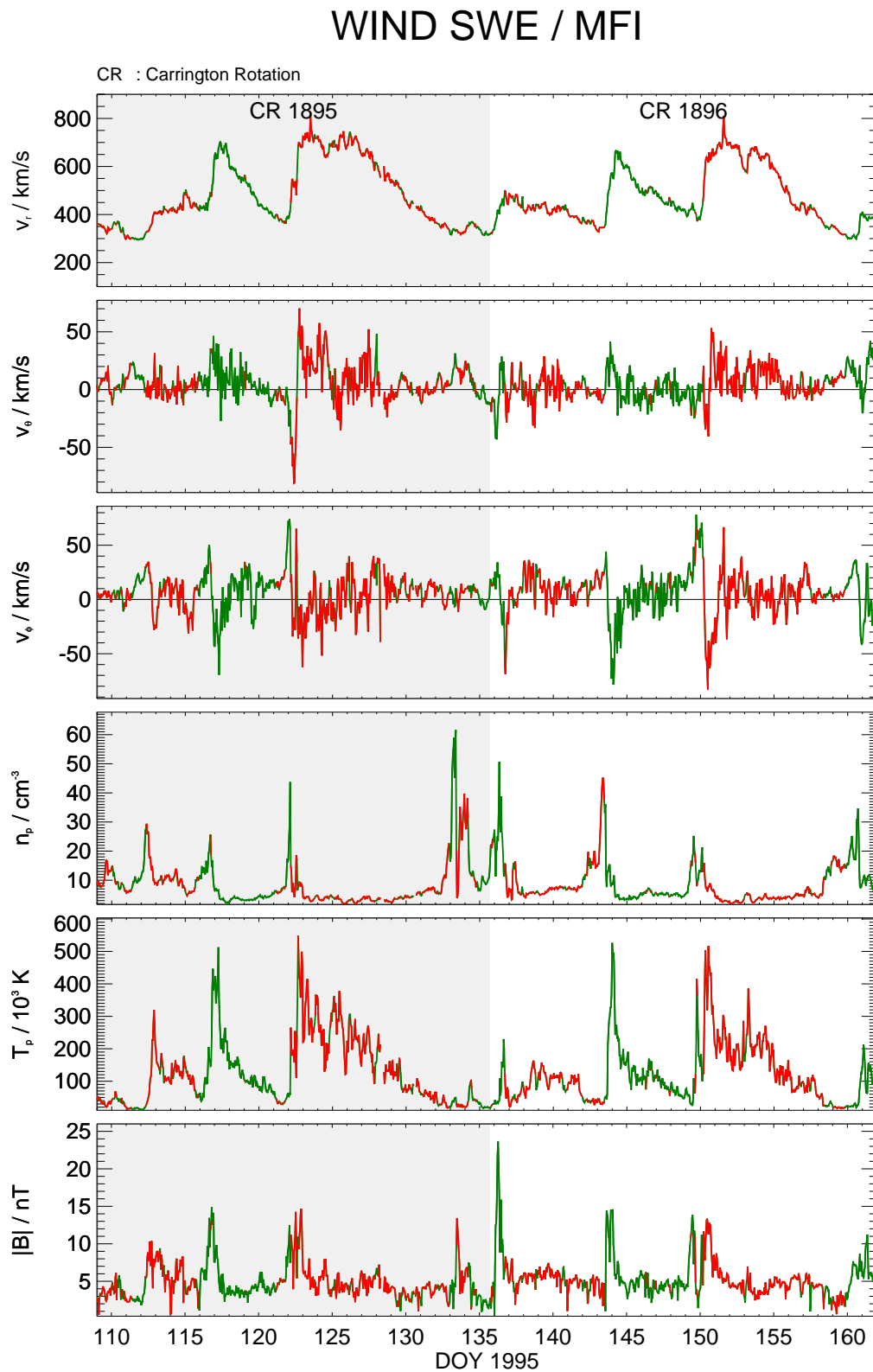


Abbildung 2.5: Plasma- und Magnetfelddaten der Raumsonde WIND während der Carringtonrotationen 1895 und 1896 als Funktion des Tages des Jahres 1995. Intervalle mit $B_r > 0$ sind grün, solche mit $B_r < 0$ rot dargestellt, wobei der Sektor positiver Magnetfeldpolarität zu dieser Zeit der Nordhemisphäre zugeordnet werden kann.

Eine gewellte Stromschicht hat zur Folge, dass auch in ekliptikalen Breiten der schnelle Sonnenwind auftritt.

Im einfachsten Bild lässt sich eine solche Struktur der Stromschicht erklären, wenn man für das solare Magnetfeld einen gegen die Rotationsachse der Sonne geneigten Dipol annimmt. Man erhält dann eine sinusförmige Stromschicht auf einer Sphäre $r > r_0$, deren Amplitude vom Öffnungswinkel α_{\odot} zwischen Dipol- und Rotationsachse abhängt. Ein äquatorialer Beobachter, der in \mathcal{K} ruht, sieht dann pro solarer Rotation genau zwei Magnetfeldsektoren (*Zhao und Hundhausen [1981]*). Klares Indiz für die Kopplung an die Magnetfeldtopologie ist die Tatsache, dass man in einem Hochgeschwindigkeitsstrom immer nur eine Magnetfeldpolarität beobachtet (*Schwenn [1990]*), ganz im Gegenteil zu den Regimen langsamen Sonnenwindes. Obwohl tatsächlich solche einfachen 2-Sektor-Strukturen konsistent mit einem geneigten solaren Dipol gemessen werden, kann die tatsächliche Stromschichtstruktur auch um das solare Minimum herum prinzipiell komplizierter sein (so zum Beispiel während des „Fast Latitude Scans“ von *Ulysses*). Die unter Umständen komplizierte Lage der Regionen geschlossener Feldlinien in der Korona spiegelt sich in der Form der Stromschicht in der inneren Heliosphäre wieder, eingebettet in die beiden Hemisphären unterschiedlicher magnetischer Polarität.

Wo in Rotationsrichtung schneller Sonnenwind auf langsamen trifft, liegen die Stromlinien nach Gleichung 2.7 dichter. Der Einfachheit halber wollen wir zunächst ignorieren, dass sich bei einer Variation der Geschwindigkeiten die durch Gleichung 2.7 definierten Linien auch schneiden können. Ein Plasmavolumen in einer Region, in der die Stromlinien dichter liegen, wird komprimiert, was unter anderem zu einer Erhöhung der Dichte führt.

Solche in der Tat beobachteten Strukturen im Sonnenwind (siehe Abbildung 2.5) werden als korotierende Wechselwirkungszonen (engl. „Corotating Interaction Region“, CIR) bezeichnet. In ihrem rückwärtigen Bereich folgt langsamer auf schnellen Sonnenwind, dort liegen die Stromlinien weiter auseinander und die Dichte nimmt ab. Ihre Analogie finden diese magnetohydrodynamischen Objekte in den, im Sinne von *Courant und Friedrichs [1948]* „einfachen“, Kompressions- und Verdünnungswellen der Gasdynamik.

Kompression im Sonnenwind als Kennzeichen der Wechselwirkung koronaler Quellregionen unterschiedlicher Geschwindigkeiten zeigt eine Breitenabhängigkeit, bei der die Effekte in der Äquatorebene am stärksten sein sollten und an den Polen überhaupt keine kompressible Wechselwirkung auftritt, wenn die Plasmaparameter am Pol sich als Funktion der Zeit nicht ändern (*Burlaga [1995]*). Nach Gleichung 2.8 sind die Stromlinien dort radiale Strahlen, so dass es unter der Prämisse der Sta-

tionarität am Pol nicht zu Wechselwirkungen kommen kann. In unserem Beispiel in Abbildung 2.5 liegt der erste Hochgeschwindigkeitsstrom positiver Polarität zwischen den Tagen 117 und 118 (beziehungsweise den Tagen 144 und 145 der folgenden Carringtonrotation) und stammt aus der Nordhemisphäre. Der zweite, breitere Hochgeschwindigkeitsstrom zwischen Tag 122 und 128 (Tag 150 und 155 in der folgenden Carringtonrotation) ist von entgegengesetzter Polarität und entstammt dem südlichem Koronaloche. Vor den Hochgeschwindigkeitsströmen beobachtet man in beiden Carringtonrotationen Erhöhungen der Dichte und des Magnetfeldbetrages, der Gesamtdruck in dieser Region vor den Hochgeschwindigkeitsströmen ist erhöht, es handelt sich um korotierende Wechselwirkungszonen (CIR) zwischen Regimen langsamen und schnellen Sonnenwindes.

Nicht jede Erhöhung der Dichte jedoch ist auf dynamische Kompression zurückführbar, formal kann ein gemessener Dichtewert entweder wechselwirkungsfrei aus der koronalen Quellregion an den Ort des Beobachters transportiert worden sein oder ist in dynamischer Wechselwirkung zwischen unterschiedlichen Geschwindigkeitsströmen entstanden. Ohne genaue Kenntnis der Evolution eines Plasmaelementes ist dies für eine Raumsonde, die ja nur eine Punktmessung an einem intrinsisch dreidimensionalen Problem vornimmt, nicht zu unterscheiden. Tatsächlich erkennt man in Abbildung 2.5 auch solche Erhöhungen des Druckes und des Magnetfeldbetrages, bei denen man keine sie treibenden Hochgeschwindigkeitsströme identifizieren kann.

Dichteerhöhungen, die nicht eindeutig in Zusammenhang gebracht werden können mit einem Hochgeschwindigkeitsstrom, der für die Kompression verantwortlich ist, werden auch als „Noncompressive Density Enhancements“ (Gosling *et al.* [1977]) bezeichnet. Eine Erklärung für solche Strukturen kann nach Schwenn [1990] ein „Ausquetschen“ der Kompressionszone sein, wenn meridionaler Transport die Dichteerhöhung von der sie zunächst erzeugenden Geschwindigkeitsstruktur weg transportiert.

Es kommt zur Ausbildung nichtradialer Strömungen in der Nähe der Kompressionszonen, Ursache dafür ist der mit der Kompression verbundene Gradient im thermischen sowie dem magnetischen Druck, der diese Strömungen als sekundäre, dynamische Effekte erzeugt. Die Richtung der erzeugten Strömung hängt ab von der genauen Lage des Druckgradienten im Raum. Die Azimutalkomponenten entstehen, da die Kompressionszone im Übergangsbereich vom langsamem zu schnellem Sonnenwind liegt, also zwischen zwei Parkerspiralen und damit Normalenanteile sowohl in Radialrichtung als auch in Azimutalrichtung haben. Aber auch Meridionalanteile werden erzeugt, wenn die Lage der Kompressionszone darüber hinaus noch eine Breitenabhängigkeit hat. Wie

Vorzeichen der Ablenkung	Hochgeschwindigkeitsstrom aus			
	Südhemisphäre		Nordhemisphäre	
	Vorderseite	Rückseite	Vorderseite	Rückseite
v_θ	\ominus	\oplus	\oplus	\ominus
v_ϕ	\oplus	\ominus	\oplus	\ominus

Tabelle 2.1: Zum Ablenkungsverhalten an Kompressionszonen. Unterschieden wird hierbei, ob der die Kompressionszone treibende Hochgeschwindigkeitsstrom aus der Süd- oder Nordhemisphäre entspringt. Für den Fall, dass die Stromschicht senkrecht auf der heliosphärischen Äquatorebene steht, entfällt diese Unterscheidung und es kommt nur zur Ablenkung in azimuthaler Richtung. v_θ ist positiv in Richtung Südpol, v_ϕ ist positiv in Rotationsrichtung der Sonne.

wir in Kapitel 4 noch ausführen werden, ist dies in der Tat der Fall und die Kompressionszone lässt sich als eine im Raum geneigte Fläche darstellen, die sich spiralförmig nach außen erstreckt.

Dabei treten in den Komponenten v_ϕ und v_θ die Ablenkungen häufig zunächst in die eine, dann in die entgegengesetzte Richtung auf. Ursache dafür ist, dass die im Raum geneigte Druckfläche der Kompressionszone von endlicher Dicke ist und ihre Flächennormalen, die die Richtung der Druckgradientenkraft angeben, auf ihrer Vorderseite und ihrer Rückseite entgegengesetzt sind. Dabei definieren wir als Vorderseite die Fläche, deren Normale einen positiven Radialanteil hat. Aus der Form der nicht-radialen Strömung kann somit im Prinzip auf die Orientierung der Kompressionszone im Raum geschlossen werden (*Siscoe et al.* [1969]), siehe Abbildung 2.6 und Tabelle 2.1.

Aufgrund der Krümmung der Parkerspiralen findet an der Vorderseite eine Ablenkung in Rotationsrichtung statt, an der Rückseite eine Ablenkung in die entgegengesetzte Richtung. Für die meridionalen Ablenkungen muss unterschieden werden, aus welcher Hemisphäre der die Kompressionszone treibende Hochgeschwindigkeitsstrom stammt, da dies die Neigung der Kompressionszone in meridionaler Richtung bestimmt. Verallgemeinert lässt sich sagen, dass eine Ablenkung an der Vorderseite der Kompressionszone stets äquatorwärts gerichtet ist. An der Rückseite ist die Ablenkung stets polwärts gerichtet, und zwar für einen Hochgeschwindigkeitsstrom aus der Nordhemisphäre nach Norden, für einen aus der Südhemisphäre entsprechend nach Süden.

Das beschriebene Ablenkungsmuster lässt sich in Abbildung 2.5 zumindest teilweise erkennen. Besonders auffällig ist die Strömungsablenkung bei Tag 121. Dort sehen wir in zeitlicher Reihenfolge zunächst eine Ablenkung nach Norden und in Rotationsrichtung der Sonne, gefolgt von einer Ablenkung der Strömung nach Süden und entgegengesetzt der Rotati-

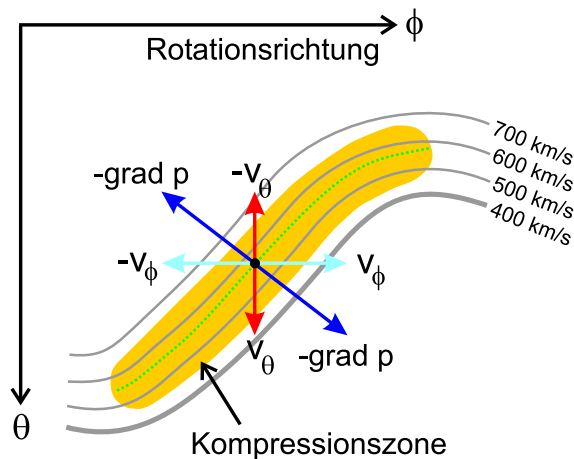


Abbildung 2.6: Azimutale und meridionale Ablenkungen der Geschwindigkeit durch die Druckgradienten an Vorder- und Rückseite der Kompressionszonen (schematische Darstellung). Die Neigung der Isolinien der Radialgeschwindigkeit in Bezug auf die Rotationsrichtung bestimmt die Orientierung der Kompressionszone, somit lässt sich durch die Messung der nichtradialen Geschwindigkeiten eine Aussage über die Lage der Kompressionszone machen.

onsrichtung. Der diese korotierende Kompressionszone treibende Hochgeschwindigkeitstrom stammt aus der Südhemisphäre. Im rotierenden Koordinatensystem \mathcal{K}' bewegt sich WIND näherungsweise in die negative Azimutrichtung und durchfliegt somit zunächst die Vorderseite der Kompressionszone. Das nach Tabelle 2.1 gegebene Ablenkungsverhalten lässt sich damit verifizieren. Auch in der folgenden Carringtonrotation ist das Ablenkungsmuster ähnlich, allerdings ist die meridionale Ablenkung nicht mehr so stark ausgeprägt. Bei Tag 123 und Tag 144 existieren entsprechend dem *ISTP Solar Wind Catalog*⁴ interplanetare Stoßwellen. Diesen Typus von Sonnenwindstrukturen werden wir später noch diskutieren, es handelt sich dabei um Folgeprodukte der Kompressionswellen und insofern nicht immer klar von diesen unterscheidbar.

Man erkennt in Abbildung 2.5 jedoch auch, dass das Schema der Tabelle 2.1 nicht immer anwendbar ist, so zeigt die zweite korotierende Kompressionszone bei Tag 117 beziehungsweise Tag 144 keine deutlich erkennbare meridionale Ablenkung. Dies ist kein Widerspruch zu obigen Ausführungen, denn die azimutalen Ablenkungen entsprechen sehr wohl den Erwartungen aufgrund der Neigung der Parkerspiralen, die meridionale Ablenkung hängt dagegen von der Breitenvariation der Parameter ab. Bei fehlender Breitenvariation haben die Druckgradienten an einer Kompressionszone auch keine Meridionalkomponente. Wie man in Abbildung 2.5 jedoch auch erkennt, sind die Schwankungen der Kompo-

⁴(<http://www-spf.gsfc.nasa.gov/scripts/sw-cat/Catalog-events.html>, D. Berdichevsky)

nenten v_θ und v_ϕ relativ groß, so dass im allgemeinen eindeutige Aussagen über die räumliche Lage von Kompressionszonen aus der Form der Strömungsablenkungen alleine nicht sicher möglich sind. Auch muss die Ablenkung an Vorder- und Rückseite nicht notwendigerweise von gleicher Stärke sein, dies ist nur dann der Fall, wenn der Anstieg des Gesamtdruckes aus thermischem Druck und Magnetfelddruck an der Vorderseite räumlich symmetrisch zum Abfall des Gesamtdruckes auf der Rückseite der Kompressionszone ist.

Die beiden Druckgradienten der Vorder- und Rückseite der Kompressionszone haben jedoch auch Anteile in Radialrichtung. Dabei ist der Druckgradient am Übergang vom schnellen zum langsamen Sonnenwind (der Rückseite der Kompressionszone) zur Sonne gerichtet, radial nach außen auf der Vorderseite. Der Hochgeschwindigkeitsstrom muss demnach in seiner radialen Entwicklung gegen einen Druckgradienten anlaufen, was zu einer Reduktion der Radialgeschwindigkeit in diesem Bereich führt, die niedrigeren Geschwindigkeiten an der Vorderseite der Kompressionszone werden durch den dortigen Druckgradienten beschleunigt.

Insgesamt führt der radiale Anteil des Druckgradienten zu einer Abflachung des Geschwindigkeitsprofils. Dieses Verhalten wird als „Stream-Erosion“ bezeichnet (*Burlaga et al.* [1985b]). In der inneren Heliosphäre beobachtet man die Abnahme der azimuthalen Geschwindigkeitsgradienten, die topologisch längs der Parkerspirale mit den radialen Geschwindigkeitsgradienten direkt zusammenhängen. Diese Abnahme ist von 0.3 bis 0.5 AE relativ stark und wird mit den von den Druckgradienten der Kompressionszonen verursachten sekundären Strömungen erklärt (*Schwenn* [1990]). Von 0.5 bis 1 AE bleibt das azimuthale Geschwindigkeitsprofil jedoch relativ konstant, was auf ein Gleichgewicht von „Stream Erosion“ und kinematischer Aufsteilung hindeutet. Als kinematische Aufsteilung (*Burlaga* [1995]) bezeichnet man dabei den Effekt, dass das schnellere Plasma das langsamere zu überholen versucht und deshalb das radiale Geschwindigkeitsprofil steiler wird.

Häufig beobachtet man im Übergangsbereich vom langsamen zum schnellen Sonnenwind innerhalb der korotierenden Wechselwirkungszonen (CIR) relativ scharfe Sprünge von Dichte und Temperatur. Diese Übergänge werden als „Stream Interfaces“ (engl., Abkürzung SI, *Burlaga* [1995]) bezeichnet, da sie zwischen einem langsamen Sonnenwindregime geringer Temperatur und vergleichsweise hoher Dichte einerseits und einem Hochgeschwindigkeitsstrom hoher Temperatur und niedriger Dichte andererseits liegen. Beispielhaft ist ein solches „Stream Interface“ in Abbildung 2.7 nach Messungen von *WIND* dargestellt. Um den Tag 170.3 (1995) herum sehen wir im Übergang von einem Gebiet langsamen Sonnenwindes ($v_r < 400$ km/s) zu einem Hochgeschwindig-

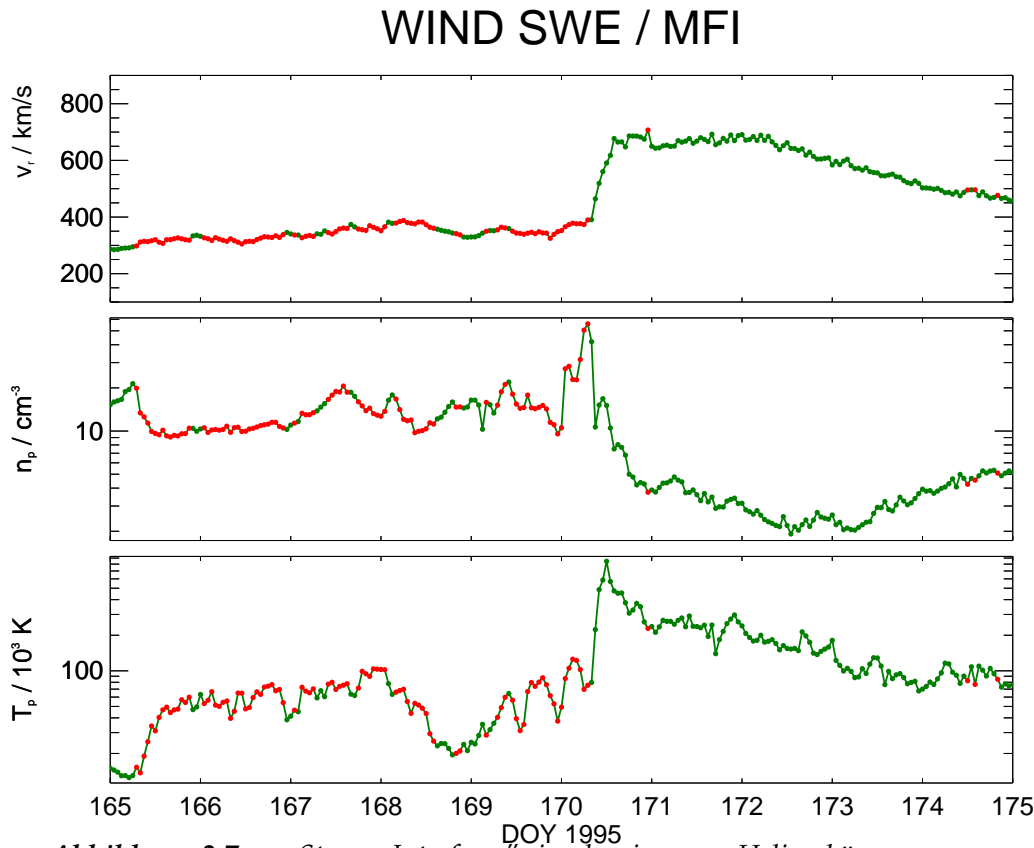


Abbildung 2.7: „Stream-Interfaces“ in der inneren Heliosphäre, gemessen von WIND (Stundenmittelwerte, Farbkodierung wie in Abbildung 2.5). Charakteristikum dieser Strukturen als Funktion der Zeit sind ein relativ scharfer Dichteabfall und ein Temperaturanstieg am Übergang zu einem Hochgeschwindigkeitsstrom, hier ungefähr bei Tag 170.3.

keitsstrom ($v_r > 600 \text{ km/s}$) einen abrupten Abfall der Dichte um einen Faktor ~ 4 zwischen zwei Datenpunkten der Stundenmittelwerte, gleichzeitig wächst die Temperatur innerhalb von 6 Stunden um eine Größenordnung.

In einem Erklärungsansatz beschreiben *Hundhausen und Burlaga* [1975] dieses als das Produkt der dynamischen Entwicklung der Region zwischen den beiden Geschwindigkeitsregimen aufgrund von kinematischer Aufsteilung. Längs eines Breitenkreises nahe der Korona haben in diesem magnetohydrodynamischen Modell die Observablen noch einen stetigen Verlauf und erst durch den azimuthalen Geschwindigkeitsgradienten entsteht ein diskontinuierlicher Übergang. Diesem „evolutionären Modell“ (*Schwenn* [1990]) halten *Gosling et al.* [1978] eine Modellvorstellung entgegen, bei der die ab 0.3 AE beobachteten „Stream Interfaces“ schon nahe der Sonne diskontinuierlich sind und demnach nicht dynamisch im interplanetaren Raum entstehen, sondern aus der Sonnennähe mit transportiert werden. In Ermangelung von Messdaten innerhalb von 0.3 AE lässt sich dies natürlich nicht zweifelsfrei klären; ein Kernproblem

der Beobachtungen der inneren Heliosphäre. In den seltensten Fällen ist es möglich, eindeutig zwischen dynamischer Evolution und dem Transport schon in der Korona entstandener Strukturen zu unterscheiden.

2.3.1.2 Das interplanetare Magnetfeld in der inneren Heliosphäre

Das Verhalten des interplanetaren Magnetfeldes lässt sich im Mittel sehr gut durch ein Parkermodell beschreiben, obwohl einerseits auch die zuvor beschriebenen dynamischen Effekte eine Rolle spielen und andererseits teils starke Fluktuationen auftreten. Nach Messungen der Heliosmission (*Mariani und Neubauer [1990]*) zeigt das radiale Magnetfeld die nach dem Parkermodell erwartete Proportionalität zu r^{-2} , die Azimutalkomponente zeigt im Mittel in ihrer radialen Entwicklung eine Proportionalität zu $r^{-1.1}$. Letztere Komponente hat aber schon im sphärisch symmetrischen Parkermodell eine Abhängigkeit von der Radialgeschwindigkeit und nur für $v_r \equiv \text{const}$ kann man eine Proportionalität zu r^{-1} erwarten. Die Meridionalkomponente des Magnetfeldes schließlich ist, wiederum im Mittel, gleich Null – obschon hier auf Zeitskalen kleiner als zwölf Stunden ebenfalls deutliche Abweichungen auftreten können.

Insgesamt ergibt sich folgende Grundstruktur: das Magnetfeld ist in die radiale Expansion des Plasmas eingebettet, die (offenen) Feldlinien bleiben jedoch topologisch verbunden mit ihren koronalen, rotierenden Fußpunkten längs Parkerspiralen. In einem statistischem Sinne lässt sich das interplanetare Magnetfeld durch das Parkermodell wiedergeben, wenn man bei gegebener Radialgeschwindigkeit nach Gleichung (2.1) bis (2.3) die erwartete lokale Richtung des Magnetfeldes bestimmt (*Thomas und Smith [1980]*, *Forsyth et al. [1996a]*). Demnach richten sich die Feldlinien im Mittel parallel zu den Stromlinien im rotierenden Koordinatensystem \mathcal{K}' aus.

Generell erwartet man bei einer im Raum geneigten und gewellten Stromschicht, dass in Abhängigkeit des Abstandes eines Beobachters von der Stromschicht im allgemeinen eine dominante Polarität existiert (*Rosenberg und Coleman [1969]*, *Smith [2001]*). Wir definieren dazu als Polaritätsfunktion des heliosphärischen Magnetfeldes:

$$\Pi(t, T) := \frac{1}{T} \int_{t-\frac{T}{2}}^{t+\frac{T}{2}} \frac{B_r(t')}{|B_r(t')|} dt'. \quad (2.8)$$

Dabei ist T eine zunächst beliebige zeitliche Intervalllänge, die in der folgenden Diskussion gleich der synodischen Rotationsperiode eines Beobachters sei. $\Pi(t, T)$ gibt demnach zu einem Zeitpunkt t das auf dem zentrierten Zeitintervall der Dauer T gemessene Verhältnis von positiven

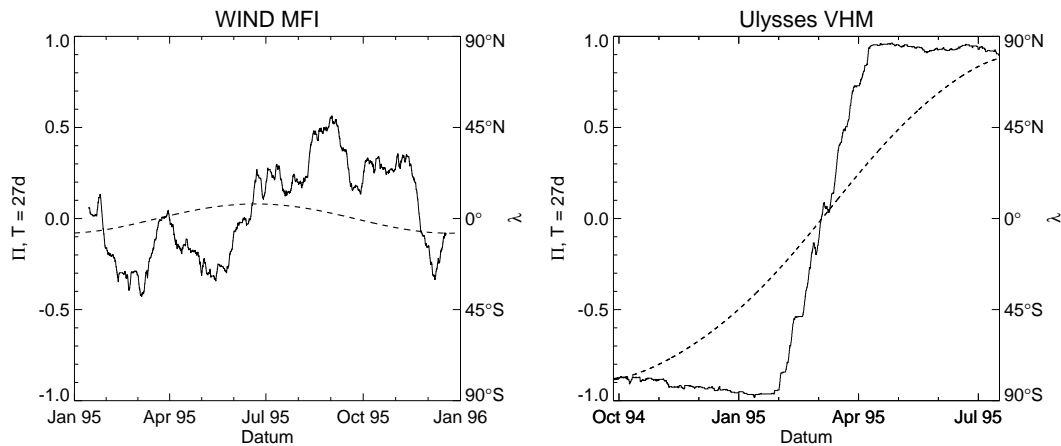


Abbildung 2.8: Die heliosphärische Polarität Π nach Gleichung 2.8 für eine Intervalllänge $T = 27\text{d}$. Links das Jahr 1995 für WIND, rechts für Ulysses $\lambda = 82^\circ\text{S}$ bis $\lambda = 82^\circ\text{N}$ während des „Fast Latitude Scans“. Die gestrichelte Kurve ist die heliographische Breite λ .

und negativen Radialanteilen des Magnetfeldes an. Ein Beobachter weit abseits der Stromschicht befindet sich innerhalb einer vollen Sonnenrotation vollständig in einem Magnetfeldsektor fester Polarität, in einem solchen Fall ist Π entsprechend $+1$ oder -1 . $\Pi = 0$ tritt ein, wenn die Anzahl positiver und negativer Magnetfeldanteile während einer Sonnenrotation exakt gleich ist.

Aus der zeitlichen Variation der Polaritätsfunktion, $\Pi(t)$, kann im Prinzip auf die Topologie der Stromschicht geschlossen werden, wenn diese stationär im rotierenden Koordinatensystem \mathcal{K}' ist, siehe Rosenberg und Coleman [1969]. Da ein ekliptikaler Beobachter im heliozentrischen Koordinatensystem eine Breitenvariation von $\pm 7,25^\circ$ innerhalb eines Jahres zeigt, lassen sich qualitative Aussagen über die Stromschichtform auch in einem solchen Fall treffen. Wichtig ist allerdings die Prämisse der Stationarität der koronalen Magnetfeldtopologie, denn auf eine zeitliche Evolution der Stromschicht reagiert Π entsprechend.

Dies wird in Abbildung 2.8 deutlich. Dort ist die Polaritätsfunktion Π bei einer Intervalllänge von $T = 27\text{d}$ für WIND (links) und Ulysses⁵ (rechts) dargestellt, die gestrichelte Linie ist die heliographische Breite λ . Als ekliptikale Raumsonde zeigt die Trajektorie von WIND während des hier dargestellten Jahres 1995 eine bedeutend schwächere Breitenvariation als Ulysses während des „Fast Latitude Scans“, entsprechend liegt Π für WIND nie außerhalb eines Wertebereiches von ungefähr -0.5 bis $+0.5$. Das heißt, es sind nie mehr als ungefähr 75% der Datenpunkte von nur einer Polarität. Dennoch kann man erkennen, dass für die erste Hälfte des Jahres bei WIND die negative Polarität überwiegt, wogegen für die zweite

⁵Quelle: http://helio.estec.esa.nl/uds01/uls_01_a/aareadme.htm

Hälfte des Jahres die positive überwiegt, bei sehr starken Schwankungen von Π .

Bei einer interplanetaren Magnetfeldkonfiguration, die einem gegen die Rotationsachse der Sonne geneigtem koronalen Dipol entspricht (*Zhao und Hundhausen* [1981]), erwartet man, dass es in der Äquatorebene während einer vollständigen Sonnenrotation keine dominante Polarität gibt (also $\Pi = 0$), da ein in \mathcal{K} ruhender äquatorialer Beobachter pro Sonnenrotation genau zwei unterschiedliche Magnetfeldsektoren gleicher Dauer wahrnimmt. Aufgrund der geringen Breitenvariation eines ekliptikalen Beobachters wie *WIND* während einer Sonnenrotation sollte die Polaritätsfunktion Π bei einem Durchgang durch die Äquatorebene einen Vorzeichenwechsel haben, wenn das einfache Bild einer glatten, gegen die Äquatorebene geneigten Stromschicht zutrifft.

Für den ersten Durchgang durch die Äquatorebene (Frühlingsäquinoktium) ist bei *WIND* in der Tat $\Pi \approx 0$, aber es findet kein signifikanter Vorzeichenwechsel statt. Zum Herbstäquinoktium bleibt die Polarität dominant positiv, der Vorzeichenwechsel findet erst Ende November statt. Beides kann darauf hindeuten, dass entweder die Annahme der Stationarität nicht erfüllt ist oder das Bild einer einfachen Topologie der Stromschicht nicht gegeben ist, oder beides.

Tatsächlich beobachtet man Anfang des Jahres 1995 eine leichte zeitliche Evolution der Stromschicht, die im Rückgang einer beobachteten Nord-Süd-Asymmetrie besteht (*Smith et al.* [2000a], *Smith et al.* [2000b]). Man beobachtet, dass die Größe $|B_r r^2|$ in der Hemisphäre unterhalb der Stromschicht, also $B_r < 0$, im mittlerem Sinne größer ist als in der Hemisphäre oberhalb der Stromschicht ($B_r > 0$). Da jedoch der magnetische Fluss durch eine heliozentrische Kugel vom Radius r ,

$$\Phi_r = \iint B_r r^2 \sin \theta d\theta d\phi,$$

verschwinden muss, bedeutet dies, dass die Fläche mit $B_r r^2 < 0$ auf der Kugeloberfläche kleiner sein muss als die Fläche mit $B_r r^2 > 0$, um den Unterschied in $|B_r r^2|$ kompensieren zu können. Dies hat jedoch zur Folge, dass die Stromschicht um einige Grad in Bezug auf die Äquatorebene nach Süden verschoben ist. Diese Asymmetrie verschwindet erst Ende April 1995, was bedeutet, dass in dieser Zeit eine Relaxation der Stromschicht in eine ungefähr symmetrische Form der beiden Magnetfeldhemisphären stattfindet. Anschaulich sollte dies einer schwachen Nordwärtsbewegung der Stromschicht entsprechen. Vermutlich ist das erneute Auftreten einer dominanten negativen Polarität nach dem Frühlingsäquinoktium darauf zurückzuführen, dass *WIND* nun wieder südlich der Stromschicht liegt, da sich diese nach Norden verlagert hat. Ganz anders stellt sich der Verlauf der heliosphärischen Polarität bei *Ulys-*

ses dar. Für $|\lambda| > 30^\circ$ herrschen klar dominante Polaritäten vor, deren Abweichung von dem Idealwert ± 1 durch Fluktuationen des Magnetfeldes in den zugrunde liegenden Stundenmittelwerten entsteht. Innerhalb des schmalen Bandes von $\pm 30^\circ$ um die Äquatorebene zeigt Π einen fast linearen Verlauf, der weniger der Struktur der Stromschicht als vielmehr der starken Breitenvariation der Trajektorie von *Ulysses* zugeschrieben werden kann. Das Breitenintervall, in dem die Polaritätsfunktion fast linear das Vorzeichen wechselt, ist das „Band der Sonnenwindvariabilität“. Qualitativ bestätigt dies das Bild der „koronalen Prägung“: die Polaritätsfunktion Π ist ein Indikator für die Lage des Raumfahrzeuges bezüglich der Stromschicht, die heliosphärische Stromschicht wiederum ist ein passiver Indikator der koronalen Quellregionen, die die Variabilität in diesem Breitenintervall verursachen.

In den zuvor beschriebenen kompressiblen Wechselwirkungszonen kommt es auch zu einem Anwachsen des Magnetfeldbetrages, da das Magnetfeld in das Plasma „eingefroren“ ist und mit der Verkleinerung der Volumina des Plasmas auch die darin enthaltenen Feldlinien dichter liegen. Dies wird in Abbildung 2.5 deutlich: man erkennt, dass in jeder Region mit erhöhter Dichte auch der Betrag des Magnetfeldes stark ansteigt. Umgekehrt beobachtet man eine Abnahme des Magnetfeldbetrages innerhalb der Verdünnungsregionen (*Burlaga* [1995]).

2.3.1.3 Der „Fast Latitude Scan“ von *Ulysses*

Der bereits erwähnte erste schnelle Periheldurchgang von *Ulysses* („Fast Latitude Scan“) bietet die einzigartige Möglichkeit der Untersuchung der dreidimensionalen Struktur der Heliosphäre während des solaren Minimums. Nimmt man zunächst die Stationarität der Korona an, so erlaubt dies, die Variation der Observablen als rein räumlich im rotierenden Koordinatensystem \mathcal{K}' zu interpretieren. Ekliptikale Raumsonden wie *WIND* haben jedoch eine so geringe Breitenvariation ihrer Trajektorie, dass Aussagen über die dreidimensionale Struktur nur aus dem schmalen Band von $\pm 7.25^\circ$ um die Äquatorebene möglich sind – und das auch nur, wenn tatsächlich die Annahme der Stationarität der Korona für einen längeren Zeitraum gerechtfertigt ist.

Die Tatsache, dass *Ulysses* sich relativ schnell von 80°S bis 80°N bewegt (siehe Abbildung 2.2), macht diese Mission im allgemeinen und dieses spezielle Intervall im besonderen interessant für die Untersuchung der dreidimensionalen Struktur der Heliosphäre.

An dieser Stelle sollen die Messdaten von *WIND* und *Ulysses* qualitativ verglichen und überprüft werden, ob die Annahme der Stationarität in \mathcal{K}'

überhaupt erfüllt ist. Abweichungen von der Stationarität können durch Änderungen der Gesamttopologie des koronalen Magnetfeldes entstehen, was sich durch die globale Modifikation der Lage und Form der Stromschicht äußert. Ein Beispiel dafür ist der langsame Rückgang der zuvor beschriebenen Nord-Süd-Asymmetrie und die damit verbundene Aufwärtsbewegung der Stromschicht. Diese leichte Umkonfiguration der Korona findet während des „Fast Latitude Scans“ statt, die globale topologische Änderung ist vermutlich nur schwach, die Verschiebung der Stromschicht nach Süden beträgt nach *Smith et al.* [2000b] ungefähr 10° . Sie wird zwischen Carringtonrotation 1892 und 1894 abgebaut, das heißt das auch die damit verbundene zeitliche Variation relativ schwach ist.

Weiterhin kann die Anwesenheit transienter Ereignisse die Annahme der Stationarität in \mathcal{K}' beeinträchtigen, dies ist zum Beispiel während des solaren Maximums der Fall. Transiente Ereignisse umfassen unter anderem die interplanetare Manifestationen der koronalen Masseauswürfe (ICMEs).

Einen qualitativen Überblick erhält man in Abbildung 2.9 für Messungen der Mission *WIND*, wobei das Zeitintervall so gewählt ist, dass sich *Ulysses* zu dieser Zeit innerhalb des Breitenintervalles $\lambda = [40^\circ\text{S}, 40^\circ\text{N}]$ befindet. Zusätzlich sind transiente Ereignisse für dieses Zeitintervall entsprechend des *ISTP Solar Wind Catalog* eingetragen. Diese Liste ist eine Übersicht von Kandidaten für Sonnenwindereignisse wie Stoßwellen oder magnetischen Wolken. Diese wird gewonnen aus so genannten „Key Parameter Data“ der *WIND*-Mission mit einer zeitlichen Auflösung von ungefähr einer Minute und dient nur der groben Verifikation. Demnach existieren magnetische Wolken an den Tagen 39, 63 und 96, Stoßwellen an den Tagen 71, 82 und 97. Es ist offensichtlich, dass die transienten Ereignisse das quasistationäre Bild nicht stören, sie sind eingebettet in die korotierenden Strukturen. Man erkennt für die Carringtonrotationen 1892 bis 1894 jeweils zwei Hochgeschwindigkeitsströme, die beide negative Polarität haben und somit dem Koronaloche der Südhemisphäre entspringen. Das einfache Bild eines geneigten solaren Dipols (*Zhao und Hundhausen* [1981], *Pizzo* [1994a]) ist deshalb nicht anwendbar. Hochgeschwindigkeitsströme aus dem nördlichen Koronaloche sind nicht erkennbar. Da aber die negative Polarität in diesem Intervall dominiert (siehe Abbildung 2.8), kann es sich dabei um einen reinen Breiteneffekt handeln, denn *WIND* befindet sich mehr unterhalb der Stromschicht und somit in der Hemisphäre negativer Polarität.

Abbildung 2.10 zeigt das gleiche Zeitintervall für *Ulysses*, welches zumindest für die Geschwindigkeiten in Abbildung 2.1, linke Hälfte, enthalten ist. Zentriert um den Äquatordurchgang an Tag 63 erstreckt sich das „Band der Sonnenwindvariabilität“. Das Bild ähnelt in diesem Inter-

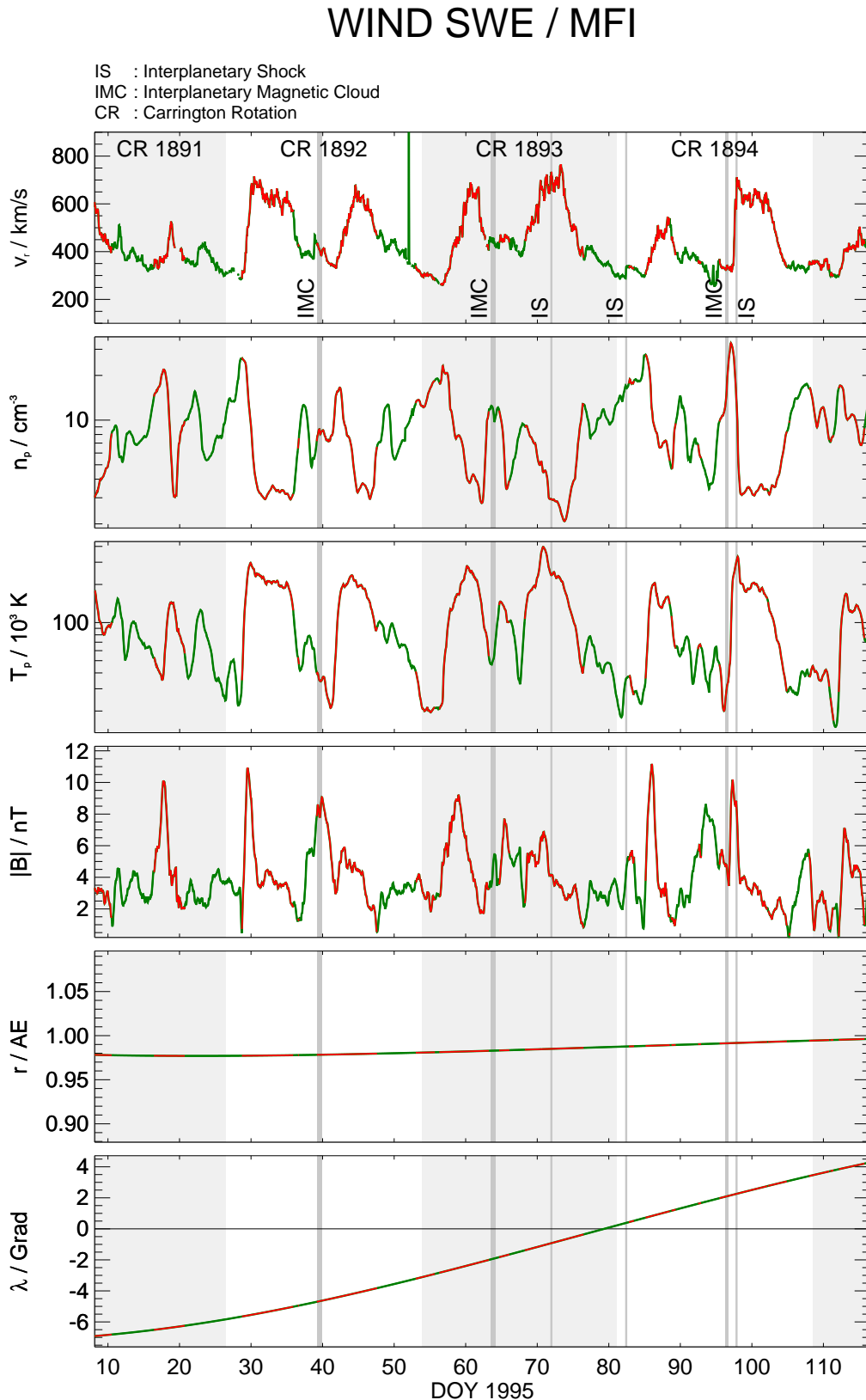


Abbildung 2.9: Beobachtungen von WIND zur Zeit des „Fast Latitude Scans“ von Ulysses. Dargestellt sind Radialgeschwindigkeit (Stundenmittelwerte), Dichte und Temperatur (Tagesmittelwerte) der Protonen sowie der Magnetfeldbetrag, der heliozentrische Abstand und die Breite. Die Polarität des Magnetfeldes ist farblich kodiert wie in Abbildung 2.5. Markiert sind interplanetare Stoßwellen (IS) und magnetische Wolken (IMC) nach dem ISTEP-Katalog.

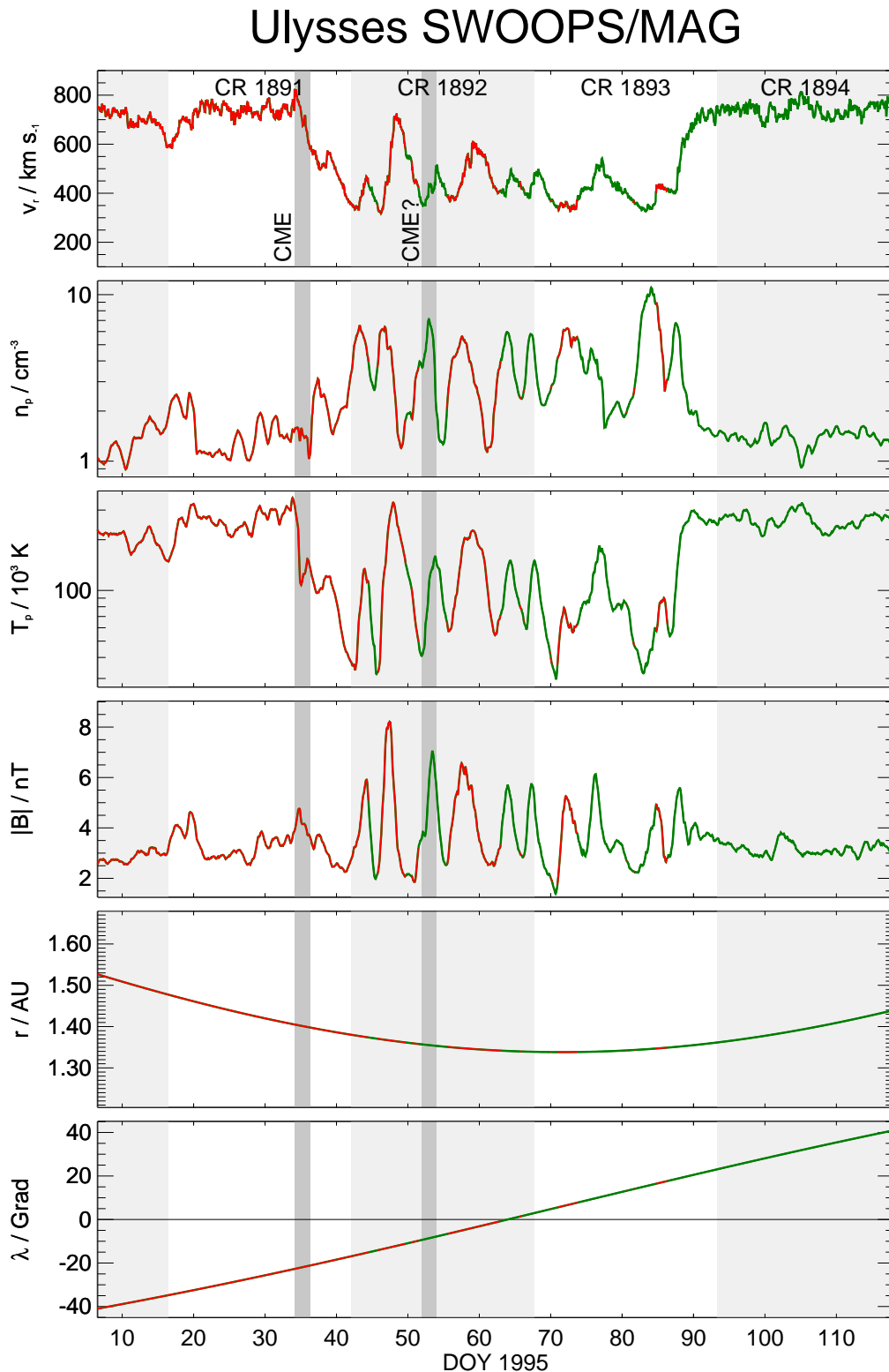


Abbildung 2.10: Beobachtungen von Ulysses zur Zeit des „Fast Latitude Scans“. Die Darstellung entspricht Abbildung 2.9, markiert sind interplanetare CMEs nach Gosling et al. [1995b], Gosling et al. [1995c].

vall dem bei *WIND*, man erkennt kompressible Wechselwirkungszonen, deren Periodizität jedoch durch die starke Breitenabhängigkeit verschleiert wird. Außerhalb von $\lambda = \pm 30^\circ$ erkennt man die fast homogenen Regime der Koronalöcher. Die Grundvariation von Dichte, Temperatur und Magnetfeld erfolgt hier im Wesentlichen aufgrund der radialen Bewegung der Raumsonde. *Ulysses* befindet sich von der Erde aus gesehen hinter der Sonne, der Einsatz einer Carringtonrotation bei der Erde beginnt dementsprechend fast eine halbe Rotation später erst bei *Ulysses*. Für Carringtonrotation 1892 decken *WIND* und *Ulysses* ein vergleichbares Längen- und Breitenintervall der koronalen Quellregionen ab, entsprechend sind hier die Übereinstimmungen am größten. Auch *Ulysses* sieht hier das für *WIND* bestimmende Muster zweier Hochgeschwindigkeitsströme, die ihren Ursprung im südlichen Koronaloch haben. Zwischen Tag 52 und 54 sind die Daten jedoch durch die Anwesenheit eines transienten Ereignisses beeinflusst (*Gosling et al.* [1995c]). In der folgenden Carringtonrotation ist die dominante Polarität bei *Ulysses* positiv (siehe Abbildung 2.8) und die beiden Hochgeschwindigkeitsströme aus dem südlichen Koronaloch sind bis auf ein kleines Intervall negativer Polarität verschwunden. Statt dessen tritt erstmals ein Regime höherer Sonnenwindgeschwindigkeit (> 500 km/s) und positiver Polarität auf, also eine Struktur, die dem nördlichen Koronaloch entspringt.

Der Übergang zwischen den homogenen Regionen über dem südlichen Koronaloch zum „Band der Sonnenwindvariabilität“ ist zwischen Tag 34 und 36 überlagert mit einem weiteren transienten Ereignis, der interplanetaren Fortsetzung eines koronalen Masseauswurfes (ICME, *Gosling et al.* [1995b]). Dieses Ereignis ist insofern interessant, als dass hier die Ausbreitung einer durch ein plötzliches Ereignis in der Korona verursachten Störung eingebettet in einen stark strukturierten quasistationären Sonnenwind beobachtet wurde. Wir werden auf dieses Ereignis in Kapitel 5 genauer eingehen.

Abschließend lässt sich ein qualitatives Bild der inneren Heliosphäre während des solaren Minimums aus den Beobachtungen von *WIND* (Abbildung 2.9) und *Ulysses* (Abbildung 2.10) gewinnen. Innerhalb des „Bandes der Sonnenwindvariabilität“ bestimmt das Wechselspiel zwischen langsamem und schnellem Sonnenwind das Bild, dieses ist bestimmend für *WIND*. Kompression ist erkennbar und gekoppelt an die Lage der Hochgeschwindigkeitsströme. Die Regionen über den Koronalöchern sind vergleichsweise strukturlos, was es ermöglicht, sich in der Entwicklung des numerischen Modells auf die Darstellung innerhalb eines Breitenintervalles um den Äquator zu beschränken (siehe Kapitel 3).

2.3.2 Die mittlere Heliosphäre

Bestimmend für die Struktur des Sonnenwindes der mittleren Heliosphäre ist die Evolution der in der inneren Heliosphäre beobachteten kompressiblen Wechselwirkungszonen. Ähnlich wie schon in der inneren Heliosphäre kommt es hier zunächst zu einem Wettbewerb zweier Effekte, der Aufsteilung der radialen Geschwindigkeitsgradienten im Übergang vom langsamen zum schnellen Sonnenwind und den damit verbundenen dynamischen Konsequenzen sowie der steten Erosion eben dieses Geschwindigkeitsgradienten durch den radialen Druckgradienten der korotierenden Kompressionszone. Aber es kommt auch zu dynamischen Wechselwirkungen korotierender Strukturen untereinander.

2.3.2.1 Stoßwellenumrahmte Kompressionszonen

Der von eindimensionalen „einfachen“ gasdynamischen Kompressionswellen bekannte Effekt der Entstehung von Stoßwellen (z.B. *Landau und Lifschitz* [1966], *Whitham* [1974]) lässt sich in der speziellen Form der Magneto hydrodynamik (MHD, siehe Kapitel 3) auch im Sonnenwind finden. (*Schwenn* [1990]) formulieren eine qualitative Bedingung für die Entstehung von Stoßwellen an den CIR: demnach muss die Änderung der Geschwindigkeit im Übergang vom langsamen zum schnellen Sonnenwind in Richtung des Normalenvektors der Kompressionszone größer sein als die lokale schnelle magnetoakustische Geschwindigkeit.

Die hier relevanten charakteristischen Geschwindigkeiten wollen wir an dieser Stelle einführen: für einen linearen Störungsansatz ergeben sich in der MHD drei charakteristische Ausbreitungsgeschwindigkeiten im Sinne der Theorie hyperbolischer Differenzialgleichungen (*Jeffrey und Taniuti* [1964]). Für die so genannte schnelle und langsame magnetoakustische Geschwindigkeit gilt:

$$c_{f,s,0} := \sqrt{\frac{a_0^2 + v_{A,0}^2}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{a_0^2 + v_{A,0}^2}{2}\right)^2 - v_{A,0}^2 a_0^2 \cos^2 \Theta}} \quad (2.9)$$

Der Index 0 bezieht sich hierbei auf die Parameter des ungestörten Hintergrundmediums. Dabei ist Θ der Winkel zwischen dem Wellenzahlvektor \vec{k} der Störung und dem ungestörten Hintergrundmagnetfeld \vec{B}_0 , a_0 ist die (lineare) Schallgeschwindigkeit und $v_{A,0}$ die Alfvéngeschwindigkeit, die dritte der charakteristischen Ausbreitungsgeschwindigkeiten. Für

diese Geschwindigkeiten gilt:

$$a_0 := \sqrt{\gamma \frac{p_0}{\rho_0}} \quad (2.10)$$

$$v_{A,0} := \frac{B_0}{\sqrt{\mu_0 \rho_0}} \quad (2.11)$$

wobei p_0 der Plasmadruck, ρ_0 die Dichte, γ der Adiabatenindex und B_0 der Betrag des ungestörten Hintergrundmagnetfeldes ist. Für den Fall, dass $\Theta \approx 90^\circ$, den wir als quasisenkrecht bezeichnen, gilt

$$c_{f,0} \approx \sqrt{a_0^2 + v_{A,0}^2} \quad (2.12)$$

$$c_{s,0} \approx 0 \quad (2.13)$$

Diese charakteristischen Geschwindigkeiten beziehen sich auf eine linearisierte Form des MHD-Gleichungssatzes. Es zeigt sich jedoch, dass diese auch im nichtlinearen Fall eine Bedeutung haben. Insbesondere dienen sie zur Unterscheidung der in der MHD auftretenden Stoßwellen, man unterscheidet hier aufgrund der Existenz von drei verschiedenen charakteristischen Ausbreitungsgeschwindigkeiten (schnelle und langsame magnetoakustische Geschwindigkeit, Alfvéngeschwindigkeit) auch zwischen entsprechenden Stoßwellentypen. Die Alfvénstoßwelle jedoch hat keine Entropieerhöhung zur Folge, weshalb man sie nicht unter der Liste der Stoßwellen führt, sondern als Rotationsdiskontinuität (RD) bezeichnet (*Burlaga [1995]*). Die beiden verbleibenden Stoßwellentypen werden im Rahmen dieser Arbeit kurz als schnelle beziehungsweise langsame Stoßwellen bezeichnet (*Baumjohann und Treumann [1996]*).

Die an dieser Stelle wichtigen schnellen magnetoakustischen Stoßwellen lassen sich folgendermaßen charakterisieren: im Ruhesystem der Stoßwelle beobachtet man eine plötzliche Abnahme der Geschwindigkeit bei gleichzeitiger Zunahme von Temperatur, Dichte und Magnetfeldbetrag. Dies ist Ausdruck für die für Stoßwellen charakteristische Umwandlung von gerichteter, kinetischer Energie in ungerichtete thermische durch dissipative Vorgänge, die jedoch auf einer von der idealen MHD nicht darstellbaren Längenskala stattfinden (siehe Kapitel 3). Im Rahmen der MHD behandeln wir Stoßwellen deshalb als infinitesimal dünne Diskontinuitäten.

Dennoch lassen sich auf Längenskalen, die sehr viel größer sind als die des eigentlichen Stoßwellenüberganges, Bedingungen im Rahmen der MHD formulieren. Diese aus den Erhaltungssätzen gewonnenen Bedingungen werden wie in der Gasdynamik als Rankine-Hugoniot-Bedingungen bezeichnet (*Bazer und Ericson [1959]*), auf deren vollständige Darstellung wir hier jedoch verzichten wollen.

Kennzeichen der hier vorliegenden Stoßwellen ist ihre dreidimensio-

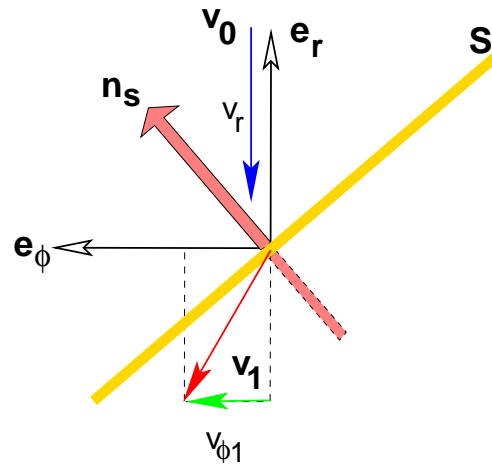


Abbildung 2.11: Geometrie der Strömungsablenkung bei schrägen Stoßwellen (schematisch). Die Stoßwelle S breitet sich in positive Radial- und Azimutalrichtung aus, im Stoßwellenruhesystem komme die Strömung näherungsweise aus der Richtung $-\vec{e}_r$. Dann wird \vec{v}_0 in positive Azimutrichtung abgelenkt, also vom Lot der Stoßwellennormale \vec{n}_s weg gebrochen, \vec{v}_1 hat einen positiven Azimutalanteil.

nale Orientierung im Raum. Wir definieren deshalb als Stoßwellennormale \vec{n}_s den Vektor senkrecht zu der Fläche, in der die Observablen die Sprünge entsprechend der Rankine-Hugoniot-Bedingungen durchlaufen. Bei endlicher Dicke der Stoßwelle kann dieser Normalenvektor in Analogie zu den Kompressionswellen aus der Richtung des Druckgradienten bestimmt werden. Für einen Beobachter, der sich mit dem ungestörten Plasma auf der Vorderseite der Stoßwelle bewegt, breitet sich die Stoßwelle in Richtung des Normalenvektors aus. Bei so genannte schrägen Stoßwellen, Abbildung 2.11, ist der Winkel zwischen der Anströmung (\vec{v}_0 , im Stoßwellenruhesystem) und \vec{n}_s von Null verschieden. Da im Falle der quasisenkrechten Stoßwelle die Geschwindigkeiten transversal zu \vec{n}_s keinen Sprung zeigen, entsteht hier ein Bild, das vergleichbar ist mit dem gasdynamischen Fall: Die Strömungen werden aufgrund der Abnahme der parallelen Geschwindigkeit abgelenkt, und zwar werden sie anschaulich vom Lot der Stoßwellennormale weg gebrochen, siehe Abbildung 2.11.

Im Rahmen der Evolution der zuvor beschriebenen dynamischen Wechselwirkungszonen treten schnelle, quasisenkrechte Stoßwellen als diskontinuierliche Nachfolger der Kompressionswellen auf, sie unterscheiden sich von ihnen durch die Existenz scharf diskontinuierlicher Übergänge der MHD-Observablen, die durch die Rankine-Hugoniot-Bedingungen beschrieben werden. Ein in Bezug auf den heliozentrischen Abstand von 1.4 AE frühes Beispiel findet sich während des „Fast-Latitude-Scans“ von *Ulysses* (Gosling et al. [1995c], Forsyth et al. [1996b]), Abbildung 2.12. Das Auftreten der Wechselwirkung zwischen dem langsamen

Sonnenwind und dem Hochgeschwindigkeitsstrom, der dem südlichen Koronalocho entstammt, wird zunächst bei Tag 46.6 durch ein „Stream Interface“ (SI) eingeläutet, gefolgt von einer vorwärts laufenden Stoßwelle (F) bei Tag 47.2 und schließlich einer rückwärts laufenden Stoßwelle (R) bei Tag 48.0. Dabei definieren wir eine vorwärts laufende Stoßwelle dadurch, dass ihr Normalenvektor in die positive Radialrichtung zeigt, eine rückwärts laufende Stoßwelle entsprechend dadurch, dass ihr Normalenvektor einen Anteil hat, der zur Sonne zurück zeigt. Da jedoch die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Stoßwelle deutlich kleiner als die Strömungsgeschwindigkeit des Sonnenwindes ist, wird die rückwärts laufende Stoßwelle dennoch nach außen transportiert

Geschwindigkeit, Dichte, Temperatur und Magnetfeldbetrag zeigen diskontinuierliche Änderungen an den gekennzeichneten Stellen. Auch wenn in beiden Fällen die Radialgeschwindigkeit (als Funktion der Zeit) anwächst, haben die beiden Stoßwellen unterschiedliche Orientierung, denn der Gesamtdruck wächst bei F an und fällt bei R.

An den Stoßwellen beobachtet man – wie bei den Kompressionszonen – eine Ablenkungen der Strömung, die für die Orientierung der Stoßwellennormale \vec{n}_s (und damit ihrer Ausbreitungsrichtung) charakteristisch ist (Gosling und Pizzo [1999]). Die Ablenkung der Strömung ist von gleicher Richtung wie die zuvor beschriebene Ablenkung an Kompressionszonen der inneren Heliosphäre (Abbildung 2.5), an denen sich noch keine Stoßwellen gebildet haben. Die räumliche Lage dieser Stoßwellen hängt ab von der Lage der sie erzeugenden Kompressionszonen, die wiederum von der Lage der schnellen und langsamen Sonnenwindströme und somit – zumindest in der inneren Heliosphäre – von der Lage der Stromschicht bestimmt werden.

Anschaulich ausgedrückt wird die Strömung in die Richtung abgelenkt, in die sich die Stoßwelle ausbreitet (Gosling und Pizzo [1999]). Das Schema der so entstehenden Ablenkungen entspricht formal dem in Tabelle 2.1 für die Kompressionszonen angegebenen.

Obwohl solche Stoßwellen vereinzelt auch bei 1 AE beobachtet werden (z.B. Ogilvie [1972]), ist ihre Beobachtung bedeutend häufiger zwischen 2 und 8 AE (Smith et al. [1979], Gazis [2000]).

Dabei beobachtet man üblicherweise solche Stoßwellenpaare wie in Abbildung 2.12, zunächst eine vorwärts laufende Stoßwelle, gefolgt von einer rückwärts laufenden. Die beiden Stoßwellen bestimmen auch die Ausdehnung der Kompressionszone, man spricht deshalb von einer von Stoßwellen eingegrenzten, korotierenden Wechselwirkungszone, in deren Mitte sich häufig, aber nicht immer, ein „Stream-Interface“ befindet. Zwischen 2 und 8 AE ist, in symbolischer Schreibweise, die typische Beobachtungsabfolge F-SI-R. Dies verdeutlicht, dass es sich bei dem Stoßwellenpaar in Abbildung 2.12 um ein sehr frühes Stadium dieser Struktu-

Ulysses SWOOPS/MAG

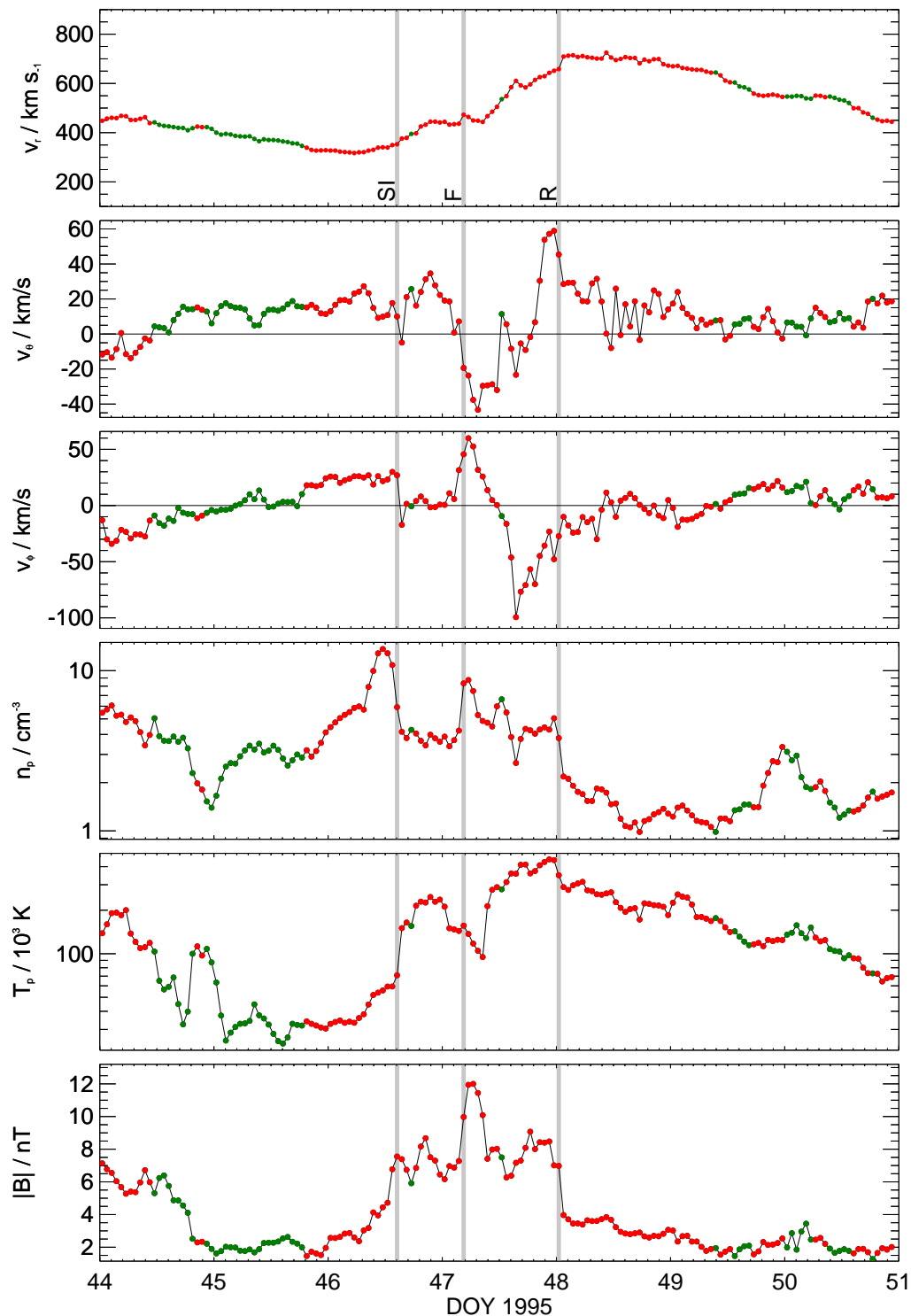


Abbildung 2.12: Beispiel einer von einem Stoßwellenpaar eingerahmten Kompressionszone (CIR) während des „Fast Latitude Scans“ von Ulysses (in Stundenmittelwerten; siehe Gosling et al. [1995c], Forsyth et al. [1996b]). Markiert sind ein „Stream Interface“ (SI), die vorwärts laufende Stoßwelle (F) und die rückwärts laufende Stoßwelle (R).

ren handelt, denn hier wird das „Stream-Interface“ noch vor der vorwärts laufenden Stoßwelle beobachtet. Da sich das „Stream-Interface“ in Bezug auf die Sonnenwindströmung nicht, die vorwärts laufende Stoßwelle aber sehr wohl ausbreitet, ist klar, dass sich auch hier in größeren heliozentrischen Abständen das Muster F-SI-R einstellen wird.

Charakteristisch für die Beobachtung dieser Stoßwellen ist ein „Sägezahnartiger Verlauf“ (*Hundhausen und Gosling [1976]*) des Übergangs vom langsamen zum schnellen Sonnenwind, da in der ansteigenden Flanke der Geschwindigkeit nun zwei Stoßwellen enthalten sind, für die scharfe Geschwindigkeitssprünge kennzeichnend sind. Dieser Verlauf ist ebenfalls in Abbildung 2.12 noch nicht erkennbar, tritt aber in größeren heliozentrischen Abständen deutlich zu Tage. Der Sprung der Geschwindigkeit an einer solchen Stoßwelle beträgt nach *Gazis [2000]* zwischen 50 und 150 km/s.

Bis in welche heliographischen Breiten diese korotierenden Stoßwellen gemessen werden können, hängt von der meridionalen Erstreckung des Bandes langsamen Sonnenwindes ab, ist es doch die Wechselwirkung der beiden Sonnenwindzustände, die diese Stoßwellen erzeugt. Unabhängig von der Lage der Stromschicht jedoch verschwindet der Effekt der Kompression und damit auch die Entstehung korotierender Stoßwellen an den Polen, da dies eine Auswirkung der Rotation der Sonne ist. Im Rahmen der *Ulysses*-Mission konnte erstmals eine meridionale Verteilung beobachteter Stoßwellen an Kompressionszonen bestimmt werden (*Gosling und Pizzo [1999]*). Es zeigt sich, dass erwartungsgemäß weniger Stoßwellen in hohen Breiten gemessen werden als in äquatorialen Breiten, unabhängig vom solaren Zyklus. Man beobachtet weiter, dass in hohen Breiten mehr rückwärts laufende Stoßwellen beobachtet werden als vorwärts laufende, da diese Stoßwellen an der Rückseite der Kompressionszone entstehen und sich somit polwärts ausbreiten, im Gegensatz zu den sich äquatorwärts ausbreitenden vorwärts laufenden Stoßwellen (vergleiche Tabelle 2.1). Durch ihre polwärtige Ausbreitung gelangt die rückwärts laufende Stoßwelle in höhere Breiten, weshalb sie dort häufiger beobachtet werden als die vorwärts laufenden.

2.3.2.2 Verschmelzung korotierender Kompressionszonen

Bei größeren heliozentrischen Abständen, ab ca. 5 AE, beobachtet man periodische, also korotierende Strukturen, bei denen jedoch die für die stoßwellenumrahmte korotierende Wechselwirkungszone typische Beobachtungsabfolge einer vorwärts laufenden Stoßwelle gefolgt von einer rückwärts laufenden durchbrochen wird durch die Anwesenheit zusätzlicher Stoßwellen, aber auch weiterer „Stream-Interfaces“. So erkennt

man in Abbildung 2.13 (*Gazis* [2000]) bei einer Messung von *Pioneer 10* in 7.4 AE zwischen Tag 160 und 174 des Jahres 1975 die Abfolge F-F-F-SI-R, das sonst so typische Muster der Stoßwellen an korotierenden Wechselwirkungszonen ist durchbrochen durch die Anwesenheit von drei vorwärts laufenden Stoßwellen. Da es sich hierbei um die Wechselwirkung zunächst disjunkter Strukturen handelt, die zu einer neuen, gemeinsamen Struktur „verschmelzen“, bezeichnet man diese in der englischen Literatur als „Merged Interaction Region“, (Abkürzung MIR, *Burlaga* [1983], *Whang und Burlaga* [1985b], *Burlaga et al.* [1985a]).

Ihr dynamisches Charakteristikum ist die Kollision von Stoßwellen, die aus unterschiedlichen korotierenden Wechselwirkungszonen entspringen. Beachten muss man hierbei, dass der Begriff MIR unterschiedlich verwendet wird: während *Burlaga* [1995] diesen allgemein über das Zusammenwachsen von Wechselwirkungszonen definiert, benutzt *Gazis* [2000] die Anwesenheit von Stoßwellen als bestimmendes Charakteristikum der MIR. Diese Identifikation von MIR ist demnach zwingend gekoppelt an die Existenz von Stoßwellen: mit dem beobachteten Verschwinden der Stoßwellen in der radialen Evolution verschwinden in der Definition von *Gazis* [2000] auch die MIR. In der Definition von *Burlaga* [1995] werden MIR auch in größeren heliozentrischen Abständen beobachtet (*Burlaga und Ness* [2000]).

Entspringt die beobachtete Struktur nachweislich der Wechselwirkung korotierender Stoßwellen, so spricht man auch von „Corotating MIR“, CMIR. Wir werden im Folgenden jedoch bei der etwas allgemeineren Notation bleiben und auch diese korotierenden Strukturen als MIR bezeichnen. Die Tatsache, dass zwei periodische Strukturen durch dynamische Wechselwirkung zu einer gemeinsamen verschmelzen, erklärt die als Periodenverdopplung (*Burlaga und Mish* [1987], *Burlaga* [1988]) bezeichnete Eigenschaft, dass man in der Ekliptik üblicherweise zwei CIR pro solarer Rotation beobachtet, aber nur eine MIR.

Bei der Kollision zweier Stoßwellen kann es in der Gasdynamik zu der Transmission oder der Verschmelzung der Stoßwellen kommen (*Courant und Friedrichs* [1948]). Formal entspricht das Problem der Stoßwellenkollision zu dem Zeitpunkt, an dem sich die Stoßwellen berühren, einem Riemannproblem, für das es auch im Rahmen der MHD Lösungen gibt (*Jeffrey und Taniuti* [1964]). Diese bestehen darin, dass die beiden kollidierten Stoßwellen in weitere Diskontinuitäten beziehungsweise Verdünnungswellen zerfallen. So bilden sich beim frontalen Zusammenstoß zweier Stoßwellen, die sich gegeneinander ausbreiten, zwei Stoßwellen, die sich in die gleiche Richtung ausbreiten wie vor der Kollision. Allerdings können sich in der Kollision die Stärke der beteiligten Stoßwellen und deren Ausbreitungsgeschwindigkeiten ändern.

Man spricht in diesem Fall von der Transmission von Stoßwellen, zwi-

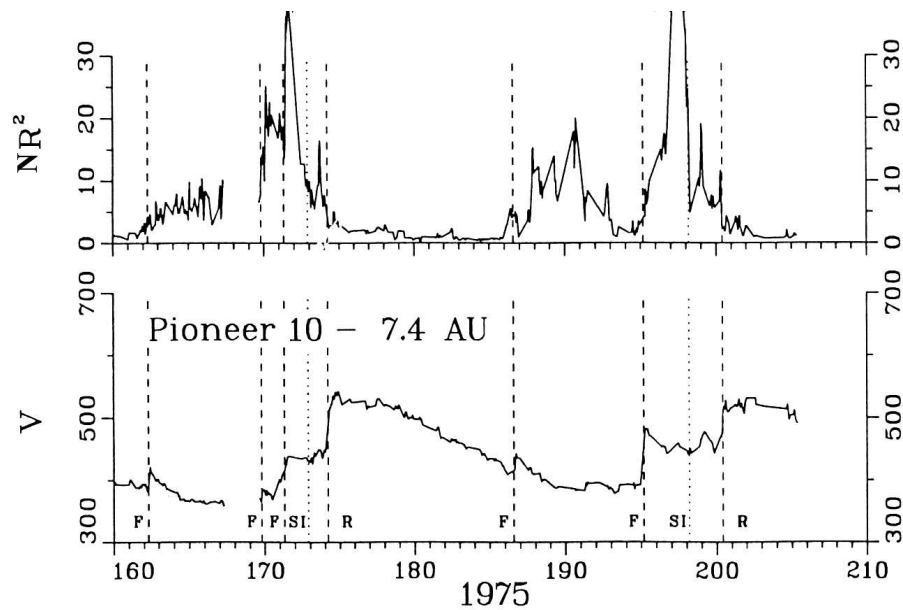


Abbildung 2.13: Beispiel einer „verschmolzenen“ Wechselwirkungsregion (MIR) aus Gazis [2000]. Im Vergleich zu den CIR (Abbildung 2.12) sind hier drei vorwärts laufende Stoßwellen (F) zwischen Tag 160 und 190 zu erkennen.

schen diesen Stoßwellen kann sich im gasdynamischen Fall eine Kontakt-diskontinuität bilden, wenn die beiden Stoßwellen unterschiedlich stark sind. Aber auch im magnetogasdynamischen Fall zeigen Computersimulationen, dass es bei frontaler Stoßwellenkollision zur Transmission der Stoßwellen kommt (Whang und Burlaga [1985b], Burlaga et al. [1985b]). Da sich sowohl die vorwärts als auch die rückwärts laufende Stoßwelle in Bezug auf ihr Umgebungsplasma ausbreiten, kann es zu Wechselwirkungen mit anderen korotierenden oder transienten dynamischen Strukturen kommen, insbesondere aber mit anderen korotierenden Stoßwellen. Prinzipiell kann es zur Selbstwechselwirkung eines korotierenden Stoßwellenpaares kommen, wenn die von den Stoßwellen zurückgelegte Strecke hinreichend groß ist, so dass sich die Stoßwellen unterschiedlicher Carringtonrotation berühren. Allerdings zeigt es sich, dass dies erst in sehr großen heliozentrischen Abständen (20 bis 25 AE, Whang [1984]) der Fall sein kann. Beobachtet werden MIR in der Definition von Gazis [2000] jedoch zwischen 5 und 12 AE, demnach ist es eher wahrscheinlich, dass Stoßwellen unterschiedlicher Kompressionszonen miteinander wechselwirken.

Auch für den zweiten Typus der Stoßwellenwechselwirkung, der Verschmelzung von Stoßwellen, die sich in die gleiche Richtung ausbreiten, gibt es Nachweise durch numerische Modelle (Whang [1984]). Formalholt eine Stoßwelle eine vor ihr in die gleiche Richtung propagierende Stoßwelle immer ein, unabhängig von der Stärke der Stoßwellen. Das

Zusammentreffen dieser beiden Stoßwellen erzeugt eine einzige Stoßwelle in gleicher Richtung, weshalb man anschaulich vom Verschmelzen von Stoßwellen spricht. Formal entspricht natürlich dieser Vorgang im Moment des Kontakts der Stoßwellen einem MHD-Riemannproblem, auch hier können weitere Wellen und Diskontinuitäten entstehen.

Dieser Wechselwirkungstypus ist sowohl zwischen zwei rückwärts laufenden als auch zwei vorwärts laufenden Stoßwellen möglich, und hat einen gewissen Ordnungscharakter in Bezug auf die dynamischen Strukturen, da die Anzahl der Stoßwellen damit reduziert wird.

Raumsonden wie die *Voyager* oder *Pioneer*-Missionen beobachten einzelne, von Stoßwellenpaaren eingerahmte Kompressionszonen für eine Dauer von 3 bis 6 Tagen, entsprechend länger ist die Dauer der Messung von MIR mit 5 bis 10 Tagen (*Gazis* [2000]). In Bezug auf die Rotationsperiode der Sonne nehmen damit MIR schon einen erheblichen Anteil einer Rotation ein, räumlich entspricht dies einer großen azimuthalen Erstreckung dieser Strukturen im rotierenden Koordinatensystem \mathcal{K}' , in dem sie quasistationär sind.

Mit wachsendem radialen Abstand von der Sonne neigen vorwärts laufende Stoßwellen immer stärker dazu, den Äquator zu überschreiten (*Gosling* [1993]). Die erwartete Struktur der korotierenden Wechselwirkungszonen ist jedoch qualitativ symmetrisch zu Zeiten um das solare Minimum (*Pizzo* [1994b]): CIR getrieben aus Hochgeschwindigkeitsströmen der beiden verschiedenen Koronalöcher sind versetzt ineinander verzahnt. Die beobachtete transäquatoriale Ausbreitung der vorwärts laufenden Stoßwellen bedeutet, dass Wechselwirkungen von CIR aus unterschiedlichen Hemisphären wahrscheinlich sind. Die zu erwartenden Kollisionen der vorwärts laufenden Stoßwellen finden demnach bei einer starken Neigung der beteiligten Stoßwellen gegeneinander statt. Die Bildung verschmolzener Wechselwirkungszonen (MIR) ist wahrscheinlich sehr stark geprägt von der dreidimensionalen Orientierung der beteiligten kompressiblen Wechselwirkungszonen, die Lage der beobachteten Stoßwellen als Funktion der Zeit wird bestimmt durch die meridionale Lage des beobachtenden Raumfahrzeuges. Dies erklärt die Notwendigkeit einer eher qualitativen Definition der MIR, wenn man keine Informationen über die volle dreidimensionale Struktur hat.

Ein numerischer Ansatz zur Darstellung dieses Problems besteht in dem schon erwähnten Modell eines geneigten Dipols (*Zhao und Hundhausen* [1981], *Pizzo* [1991], *Pizzo* [1994a]). Hierbei nimmt man eine „glatte“ Stromschicht an, die entsteht, wenn das koronale Magnetfeld durch einen idealen Dipol beschrieben werden kann. Zusätzlich nimmt man an, dass die Achse dieses idealen Dipols gegen die Rotationsachse der Sonne um den Winkel α_{\odot} geneigt ist. Numerische Simulationen benutzen dann zur Bestimmung der inneren Randbedingung in einem Radius r_0 die Eigen-

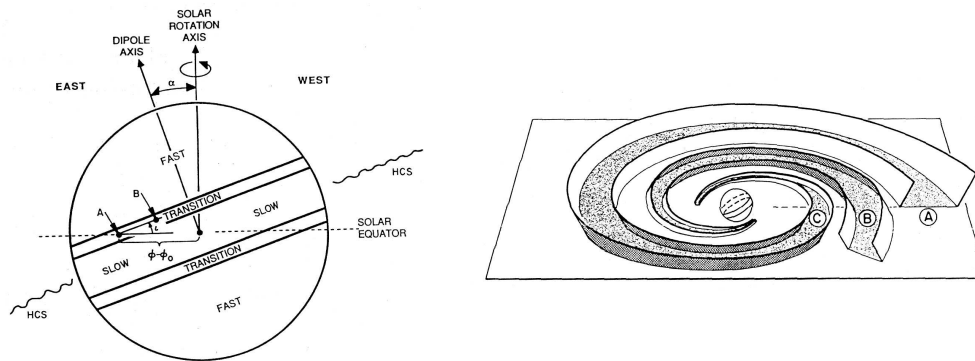


Abbildung 2.14: Das Zwillingsstrommodell. Links: Schematische Darstellung der inneren Randbedingungen auf einer Kugel vom Radius r_0 . Der ideale Dipol ist geneigt um den Winkel α gegen die Rotationsachse der Sonne, senkrecht zur Dipolachse liegt ein Band langsamen Sonnenwindes, das über den Polen des Dipols von einer Region schnellen Sonnenwindes eingeschlossen wird (aus Pizzo [1991]). Rechts: Schnitt durch die heliographische Äquatorebene, hier sind die entstehenden Zwillingsströme skizziert. Sie sind nur an der Neigung der Normalen der sie umfassenden Stoßwellen unterscheidbar (aus Pizzo [1994a]).

schaft der Stromschicht als passiven Indikator der koronalen Quellbedingungen. Alle relevanten physikalischen Parameter sind in solchen Modellen nur eine Funktion der magnetischen Breite, siehe Abbildung 2.14, links (Pizzo [1991]).

Bei einer solchen idealen Konfiguration ohne Verformung der Stromschicht in r_0 hat man eine strenge Symmetrie zwischen Nord- und Südhemisphäre vorliegen. In der Wechselwirkung zwischen schnellem und langsamem Sonnenwind bilden sich je genau eine korotierende Wechselwirkungszone unterschiedlicher Polarität aus, die um exakt 180° in der Äquatorebene gegeneinander versetzt sind, weshalb man diese Art von Modellen als „Zwillingsstrommodell“ (Burlaga [1995]) bezeichnet. Eine schematische Darstellung der in einem solchen Fall auftretenden korotierenden Stoßwellenpaare ist in Abbildung 2.14, rechts, gegeben (Pizzo [1994a]). Dargestellt ist hier die Neigung der Stoßwellenpaare an den beiden korotierenden Kompressionszonen in der Äquatorebene. Bei den Punkten A und C in Abbildung 2.14 (links) handelt es sich um die gleiche CIR aus der Nordhemisphäre, bei Punkt B handelt es sich um die zweite CIR aus der Südhemisphäre (unter der Annahme, dass Norden oberhalb der Ebene liegt). Es wird deutlich, dass mit der Ausbreitung der Stoßwellen bei wachsendem Abstand die beiden unterschiedlichen CIR miteinander wechselwirken und das damit inherent *schräge* Stoßwellenkollision auftritt, da – wie in der Darstellung veranschaulicht – die Stoßwellennormalen gegeneinander geneigt sind.

Ein Problem dieses Ansatzes jedoch ist seine strenge Symmetrie. Die sich

ausbildenden Stoßwellenpaare sind zwangsläufig von identischer Stärke, nur ihre Neigung bezüglich der Äquatorebene unterscheidet sich. Das schränkt die Art der möglichen Stoßwellenwechselwirkungen ein. In einem realistischen, *asymmetrischen* Fall sollte nicht nur die Orientierung der Stoßwellennormalen Einfluss auf die Wechselwirkung haben, sondern auch die unterschiedliche Stärke der Stoßwellen, was zu komplizierteren Lösungen führt.

Nach numerischen Modellen (*Pizzo [1994b]*, *Riley et al. [2001]*) wird die heliosphärische Stromschicht im Zuge der Kompression stark deformiert, dynamisch hat sie selber keine Auswirkungen. In der zu erwartenden Wechselwirkung von CIR unterschiedlicher Polarität wird zwangsläufig die Stromschicht in die entstehende MIR mit eingebaut und dabei deformiert. Die ehemals glatte Struktur der Stromschicht zeigt selbst bei den symmetrischen „Zwillingsstrommodellen“ nun Deformationen. Im Rahmen dieser Wechselwirkungen geht die fundamentale Eigenschaft der Stromschicht als passiver Indikator der koronalen Quellregionen verloren. Die ihr zugeordneten statistischen Plasmaeigenschaften nach *Borrini et al. [1981]* verlieren ihre Gültigkeit, wenn die Stromschicht in dieser Form in die „verschmolzenen“ Wechselwirkungszonen (MIR) eingebaut wird, denn hier werden die Eigenschaften des Plasmas bestimmt durch das Ausmaß und die Form der dynamischen Wechselwirkungen, die Bedeutung der koronalen Quellregionen geht zurück.

2.3.2.3 Korotierende Druckerhöhungen

Die weitere Evolution der großskaligen dynamischen Strukturen ist bestimmt von der schon erwähnten Erosion der schnellen Geschwindigkeitsströme. Ab ungefähr 10 AE (*Gazis [2000]*) beobachtet man korotierende Druckerhöhungen *ohne* die für sowohl CIR als auch MIR charakteristischen Hochgeschwindigkeitsströme und auch ohne korotierende Stoßwellen. Vereinzelt werden diese Strukturen auch schon bei ca. 2 AE (*Burlaga [1983]*) beobachtet. Besonders deutlich werden diese im Englischen als „Corotating Pressure Enhancement“ (Abkürzung: CPE) bezeichneten Objekte aber jenseits von 10 AE, wo man teilweise einen strukturlosen Geschwindigkeitsverlauf bei gleichzeitig starkem Anstieg von Dichte und Temperatur beobachtet. Die Grenzen dieser Strukturen sind durch das Fehlen von Stoßwellen wie bei den MIRs (im Sinne von *Gazis [2000]*) nicht so deutlich definiert wie diese. Man beobachtet CPEs typischerweise für eine Dauer von 14 bis 18 Tagen. Die Tatsache, dass diese Strukturen periodisch sind – wie CIR und MIR – deutet darauf hin, dass es sich bei ihnen tatsächlich um Folgeprodukte der MIR handelt, die durch den schon zuvor beschriebenen Mechanismus

der „Stream-Erosion“ entstehen. Auch numerische Simulationen bestätigen diesen evolutionären Zusammenhang (*Burlaga et al.* [1985b]). Der Hochgeschwindigkeitsstrom wird zerstört durch die Druckerhöhung, die er selber verursacht hat (*Burlaga* [1995]). Ein weiteres Indiz für die Annahme, dass CPEs aus MIRs entstehen, ist die qualitative Ähnlichkeit des Druckverlaufes, obwohl die beobachteten Druckerhöhungen für die CPEs geringer sind als für die MIR. Dies mag jedoch nicht überraschen, da die Ursache für die Entstehung der Druckerhöhung, ein Hochgeschwindigkeitsstrom, nicht mehr vorhanden ist.

Die bisher dargestellte radiale Evolution ist geprägt von nichtlinearen Strukturen und deren Wechselwirkungen, die irreversibel sind. Eine eindeutige Abbildung von gemessenen Strukturen auf ihre koronalen Quellregionen ist nicht mehr möglich, die „Erinnerung“ der Heliosphäre an ihre Quellregionen geht in diesen Wechselwirkungen unter der Bildung neuer Strukturen und deren Evolution verloren (*Burlaga* [1995]).

Jenseits von ungefähr 15 AE beobachtet man korrelierte Dichte- und Temperaturerhöhungen ohne erkennbare Geschwindigkeitsstruktur, die offenbar nicht mehr periodisch sind (*Gazis* [2000], Symbol: V-T). Neben der fehlenden Periodizität unterscheidet diese Strukturen von den CPEs, dass sie teilweise bedeutend länger andauern (deutlich länger als 15 Tage). Welche Effekte für ihr Entstehen verantwortlich sind, bleibt bisher unklar.

Zusammenfassend sind die zuvor beschriebenen Strukturen des Son-

Typus	r [AE]	Δv [km/s]	$\frac{\rho_1}{\rho_0}$	$\frac{T_1}{T_0}$	Dauer [d]	Stoßwellen
CIR	2-8	100-300	10-20	10-20	3-6	Paar
MIR	5-12	50-150	~ 10	~ 10	5-10	Multiple
CPE	10-25	40-80	~ 10	~ 10	10-15	Keine
V-T	> 15	< 30	~ 5	~ 5	≥ 15	Keine

Tabelle 2.2: Die Evolution großskaliger dynamischer Strukturen in der Heliosphäre; aus *Gazis* [2000]. Gegliedert nach ihrem Typus sind der heliozentrische Abstand ihres Auftretens, die Größe des beobachteten Geschwindigkeitssprunges Δv , die relative Dichteerhöhung $\frac{\rho_1}{\rho_0}$ zum Umgebungsplasma, die relative Temperaturerhöhung $\frac{T_1}{T_0}$ und die typische Dauer notiert. Weiterhin ist in der letzten Spalte vermerkt, ob Stoßwellen an den Strukturen beobachtet werden.

nenwindes der mittleren Heliosphäre in Tabelle 2.2 aus *Gazis* [2000] dargestellt, wobei wir auch der dort gewählten Notation folgen.

Die in Tabelle 2.2 getroffene Einteilung ist relativ unabhängig von zeitlichen Variationen im Rahmen des solaren Zyklus, da sie aus Messdaten von *Pioneer 10* und *Voyager 2* gewonnen wurden, die vergleichbare heliozentrische Abstände zu unterschiedlichen Zeiten innerhalb des jeweili-

gen solaren Zyklus erreicht haben. So befand sich *Pioneer 10* während des solaren Maximums bei ungefähr 20 AE, den gleichen Abstand erreichte *Voyager 2* zum solaren Minimum. Desweiteren befanden sich beide Raumfahrzeuge zumindest bis 30 AE in einem vergleichbaren Breitenintervall von $\pm 10^\circ$ um den Äquator. Dennoch ist nicht auszuschließen, dass entweder räumliche oder zeitliche Variationen die Einteilung der heliozentrischen Abstände in Tabelle 2.2 modifizieren. Die angegebenen Intervallgrenzen beziehen sich auf die Intervalle, in denen diese Objekte dominant beobachtet werden, Beobachtungen von zum Beispiel MIR in größeren Abständen als den angegebenen werden sehr wohl gemacht.

2.3.3 Die äußere Heliosphäre

Im Rahmen der Zielsetzung dieser Arbeit soll die weitere radiale Evolution des Sonnenwindes hier nur skizziert werden. Die Abgrenzung von unserem Modell des Sonnenwindes erfolgt durch physikalische Prozesse, die durch interstellare Einflüsse verursacht werden. Ein Modell der äußeren Heliosphäre muss diese Effekte berücksichtigen – mit der Beschränkung auf die innere und den Beginn der mittleren Heliosphäre kann diese Forderung an unser Modell vernachlässigt werden.

2.3.3.1 Modifikation des Sonnenwindes durch Fremdionen

Im Übergang zur äußeren Heliosphäre erlebt der Sonnenwind eine wesentliche Modifikation seiner gasdynamischen Eigenschaften durch die Anwesenheit von Fremdionen im Sonnenwind. Obwohl die Dichte dieser Teilchenpopulation stets vernachlässigbar ist gegenüber der des Sonnenwindes, ist ihre Temperatur doch so hoch, dass ab einem gewissen heliozentrischen Abstand einerseits die lokale Schallgeschwindigkeit wieder anwächst, andererseits der Partialdruck dieser Teilchenpopulation dominiert (Zank und Pauls [1997]).

Unter Fremdionen des Sonnenwindes verstehen wir einfach geladene Ionen, deren Quelle Neutralteilchen in der Heliosphäre sind. Diese werden nach der Ionisation vom Magnetfeld des Sonnenwindes „aufgenommen“, weshalb sie in der englischen Literatur als „Pickup Ions“ (Abkürzung PI) bezeichnet werden. Als Quelle für die Neutralteilchen kommt einmal in die Heliosphäre einströmendes Neutralgas in Frage (Blum und Fahr [1970]), das aufgrund der Relativbewegung der Sonne in Bezug auf das lokale interstellare Medium (Frisch [1994]) mit einer Geschwindigkeit von ungefähr 25 km/s (Geiss und Witte [1996]) in die Heliosphäre eindringt. Vornehmlich handelt es sich dabei um Wasserstoff und Helium,

wobei letztere Spezies durch das GAS-Experiment an Bord von *Ulysses* erstmals *in situ* gemessen werden konnte (Witte *et al.* [1992], Witte *et al.* [1996]).

Innerhalb der Heliosphäre werden die interstellaren Neutralteilchen zu Fremdionen durch Photoionisation oder Stoßionisation (Axford [1972]), die nun einfach geladenen Teilchen „sehen“ das heliosphärische Magnetfeld und sind in ihrer Bewegung an die Feldlinien und damit an die Strömung des Sonnenwindes gekoppelt (Mall [2000]).

Durch verschiedene Prozesse werden die Fremdionen vom Sonnenwind „assimiliert“: Die Teilchenpopulation der Fremdionen bewegt sich mit dem Sonnenwind, ist jedoch von diesem durch eine hohe Temperatur klar unterscheidbar (Vasyliunas und Siscoe [1976], Isenberg [1987]).

In situ konnte He^+ als erste Fremdionenspezies durch die Raumsonde AMPTE nachgewiesen werden (Moebius *et al.* [1985]). Durch Messungen des Experimentes SWICS auf *Ulysses* gelang es, H^+ als Fremdion zu identifizieren (Gloeckler *et al.* [1993], Gloeckler *et al.* [1997]), obwohl es natürlich durch seinen Ionisationsgrad nicht von koronalen Protonen unterscheidbar ist. Die Identifikation gelingt über die für Fremdionen charakteristische Geschwindigkeitsverteilung.

Neuere Messungen von SWICS zeigen, dass es neben interstellaren Neutralteilchen noch eine weitere Quelle für Fremdionen im Sonnenwind geben muss (Gloeckler und Geiss [2001]), die bei bedeutend kleineren heliozentrischen Abständen liegt und als Quelle vermutlich Ausgasungen an interstellarem Staub hat. Der Einfluss dieser „inneren“ Komponente der Fremdionen nimmt aber sehr stark gegenüber den interstellaren Fremdionen ab, diese dominieren nach Gloeckler und Geiss [2001] ab 10 AE den Anteil im Sonnenwind.

Die Dichte der Fremdionenpopulation ist immer bedeutend kleiner als die des Sonnenwindes, durch ihre hohe Temperatur jedoch besitzen die Fremdionen einen in der radialen Expansion immer dominanter werdenden Partialdruck. Über diesen Partialdruck gelingt ein indirekter Nachweis der Fremdionen auch bei sehr großen heliozentrischen Abständen. Eingebettet in den bisher beschriebene Expansion des Sonnenwindes existieren klein-skaligere Objekte wie Tangetialdiskontinuitäten (Soeding [1999]) und magnetische Löcher (Sperveslage [1999]), bei denen es sich nach Burlaga [1995] um Druckgleichgewichtsstrukturen handelt, da in ihnen (zumindest in der inneren Heliosphäre) der Gesamtdruck $p_{\text{Total}} = \frac{B^2}{2\mu_0} + p$ konstant bleibt, wobei p der Plasmadruck und $\frac{B^2}{2\mu_0}$ der Magnetfelddruck ist. Qualitativ beobachtet man solche Ereignisse auch in 35 AE (Burlaga *et al.* [1994]), jedoch stellt man fest, dass hier weder der Partialdruck der Elektronen noch der der Protonen in der Lage ist, die Änderung des Magnetfelddruckes zu balancieren.

Wenn man jedoch annimmt, dass es sich bei diesen Strukturen tatsächlich

immer noch um Druckgleichgewichtsstrukturen handelt, dann bleibt nur die Möglichkeit der Anwesenheit eines signifikanten Fremdionenpartialdruckes. Über diese Annahme lassen sich an vermuteten Druckgleichgewichtsstrukturen Temperatur und Dichte der Fremdionen in der mittleren Heliosphäre bestimmen. Für fünf solcher Ereignisse, gemessen auf der Raumsonde *Voyager 2* im Jahre 1991 zwischen 34.7 und 35.5 AE erhalten *Burlaga et al.* [1994] für die Temperatur der Fremdionen $T_{PI} = 5.2$ bis 6.1×10^6 K, was bedeutend höher ist als die Protonen- beziehungsweise Elektronentemperatur in 35 AE. Im Gegensatz dazu beträgt die Dichte der Fremdionen nur zwischen 2 und 9 % der lokalen Protonendichte. Man befindet sich nach *Burlaga et al.* [1994] in 35 AE in einer Übergangsregion von einem Bereich, der von der Sonne alleine beeinflusst wird zu einer Region, in der interstellare Einflüsse über die Fremdionen dominant werden.

2.3.3.2 Beobachtungen in 43 AE

Beobachtungen in der äußeren Heliosphäre ab ungefähr 40 AE durch die Raumsonden *Pioneer 10*, *Pioneer 11*, *Voyager 1* und *Voyager 2* sind einmal beeinträchtigt durch die Tatsache, dass diese Missionen zu unterschiedlichen Zeiten in Bezug auf den solaren Zyklus in verschiedenen heliographischen Breiten messen. Dies erschwert Aussagen, ob beobachtete Variationen räumliche oder zeitliche Ursachen haben. Zum anderen fallen eine Reihe vom Observablen (wie zum Beispiel Protonendichte oder Magnetfeld) in ihrer radialen Expansion stark ab und gelangen damit in den Bereich dessen, was von den Instrumenten gerade noch aufgelöst werden kann.

So beobachtet *Voyager 2* während des Jahres 1994 zwischen 41.9 und 44.8 AE beziehungsweise 10.8°S und 13.0°S quasiperiodische, korrelierte Sprünge in Geschwindigkeit und Temperatur, jedoch ohne die für MIR der inneren Heliosphäre typischen quasiperiodischen, korrelierten Sprünge in Magnetfeld und Dichte (*Burlaga et al.* [1997]). Trotz der fehlenden beziehungsweise nur unzureichend aufgelösten Sprünge der Dichte beschreiben *Lazarus et al.* [1999] diese Strukturen als sehr ähnlich den vorwärts laufenden Stoßwellen der MIR. Entsprechend Tabelle 2.2 definiert *Gazis* [2000] für diese Strukturen eine eigene Klasse (Geschwindigkeit-Temperatur-Erhöhungen, V-T). Da diese Strukturen nicht von *Pioneer 10* gemessen werden, kann es sich hierbei entweder um einen Breiteneffekt handeln, oder interstellare Einflüsse spielen eine Rolle (*Gazis et al.* [1999]), denn *Voyager 2* bewegt sich in Richtung des anströmenden interstellaren Neutralgases, *Pioneer 10* dagegen bewegt sich in die entge-

gengesetzte Richtung.

Durch ihre Ähnlichkeit zu vorwärts laufenden Stoßwellen kann es sich hierbei um Nachfolger der MIR handeln, wenn man die Abwesenheit von Strukturen, die den rückwärts laufenden Stoßwellen entsprechen, mit deren polwärtiger Ausbreitung in Verbindung bringt (*Burlaga et al.* [1997]). Die Tatsache, dass nur jeweils eine Stoßwellen-ähnliche Struktur pro solarer Rotation beobachtet wird, lässt sich demnach damit in Einklang bringen, dass eine beliebige Abfolge von Stoßwellen, die sich in einer Richtung ausbreiten, bei so großen heliozentrischen Abständen zu einer einzigen Stoßwelle verschmolzen sein sollte.

Durch die Anwesenheit der heißen Fremdionenpopulation wächst nach *Zank und Pauls* [1997] die Temperatur des Sonnenwindes wieder an, was bedeutet, dass die Schallgeschwindigkeit in Anwesenheit von solchen Fremdionen wieder stark anwächst. Damit wächst auch die charakteristische Ausbreitungsgeschwindigkeit c_f an, weshalb durch Fremdionen modifizierte Kompressionswellen und Stoßwellen sich schneller ausbreiten und somit auch schneller miteinander in Wechselwirkung treten sollten. Darüber hinaus nimmt nach numerischen Modellen (*Zank und Pauls* [1997]) die Komplexität der dynamischen Strukturen in ihrer radialen Evolution in einen von Fremdionen geprägtem Sonnenwind zu, eine Tatsache, die sich nach *Lazarus et al.* [1999] auch in den zuvor beschriebenen Messungen wiederfindet.

DAS SIMULATIONSKONZEPT

3.1 MHD-Formulierung des Problems

In diesem Abschnitt sollen die Differenzialgleichungen für ein Modell des Sonnenwindes beschrieben und ihre Anwendbarkeit nachgewiesen werden. Die hier untersuchten physikalischen Phänomene lassen sich sehr gut im Rahmen der idealen Magnetohydrodynamik (MHD) beschreiben. Für die Anwendbarkeit dieser Gleichungen sind Bedingungen an die Observablen geknüpft, die wir für die Parameter des Sonnenwindes in dem von uns untersuchten Gebiet überprüfen werden.

Anwendung findet hier das Programm *ZEUS*, welches am *Laboratory for Computational Astrophysics* an der Universität von Illinois entwickelt wurde.

3.1.1 Makroskopische Beschreibung des Sonnenwindes

3.1.1.1 Grundgleichungen und deren Gültigkeit

Kennzeichen der MHD ist die *makroskopische* Beschreibung plasmaphysikalischer Prozesse, was in Abwesenheit von elektromagnetischen Feldern formal der hydrodynamischen Beschreibung entspricht.

Gehen wir zunächst von einem Plasma mit einer beliebigen Anzahl von

Komponenten aus, so definieren wir

$$\rho := \sum_s \rho_s = \sum_s n_s m_s \quad (3.1)$$

$$\vec{v} := \frac{1}{\rho} \sum_s \rho_s \vec{v}_s \quad (3.2)$$

$$\vec{j} := \sum_s q_s \rho_s \vec{v}_s \quad (3.3)$$

$$p := \sum_s n_s k_B T_s \quad (3.4)$$

$$\eta := \sum_s q_s n_s \quad (3.5)$$

Gleichung (3.1) definiert die Massendichte ρ , wobei ρ_s , m_s , n_s die Massendichte, die Masse und die Teilchenzahldichte der einzelnen Spezies s sind. Analog sind die Massengeschwindigkeit (engl. „Bulk Velocity“, Gleichung (3.2)), die Stromdichte (Gleichung (3.3)), der Gesamtdruck nach dem Daltonschen Gesetz, hier für ideale Gase (Gleichung (3.4)) sowie die Raumladungsdichte (Gleichung (3.5)) definiert. \vec{v}_s ist die Geschwindigkeit, q_s die Ladung und T_s die Temperatur der Spezies s , k_B die Boltzmannkonstante. Wir machen an dieser Stelle die Annahme, dass die beteiligten Spezies die gleiche Temperatur haben, also $T = T_s$ für alle Spezies.

Für diesen Satz makroskopischer Observablen gelten im Rahmen der idealen MHD die folgenden Gleichungen im Inertialsystem \mathcal{K} :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (3.6)$$

$$\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \rho (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = -\nabla p - \rho \nabla \Phi + \vec{j} \times \vec{B} \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (3.8)$$

Wobei (3.6) die Kontinuitätsgleichung, (3.7) die Bewegungsgleichung und (3.8) die Induktionsgleichung ist, \vec{B} ist das magnetische Feld, Φ ist das Gravitationspotential.

Für die Gültigkeit dieser Gleichungen müssen Bedingungen erfüllt sein, die wir im Folgenden benennen und überprüfen wollen. Als erste Anforderung stellt sich die Bedingung, dass die auftretenden Geschwindigkeiten bedeutend kleiner als die Lichtgeschwindigkeit c sind, also

$$|\vec{v}| \ll c, \quad (3.9)$$

Mit dieser Bedingung kann die Krafterdichte $\eta \vec{E}$ gegenüber der Lorentz-Krafterdichte $\vec{f}_L = \vec{j} \times \vec{B}$ in Gleichung (3.7) vernachlässigt werden, wobei \vec{E} das elektrische Feld ist. Weiterhin erlaubt diese Bedingung die

Vernachlässigung der Verschiebungsströme in den Maxwellgleichungen. Bei hinreichend großer magnetischer Reynoldszahl (*Sturrock* [1994]) kann die Induktionsgleichung in der Form von Gleichung (3.8) geschrieben werden. Für den Sonnenwind ist diese Eigenschaft für die hier relevanten Längenskalen ohne weiteres erfüllt (*Cravens* [1997]).

Generell müssen Forderungen an Zeit- und Längenskalen des Modelles gestellt werden, damit die Beschreibung tatsächlich makroskopisch ist. Für die Zeitskala \mathcal{T} muss folgende notwendige Bedingung gelten:

$$\mathcal{T} \gg \frac{2\pi}{\Omega_c^*} \quad (3.10)$$

wobei Ω_c^* die kleinste auftretende Gyrokreisfrequenz aller Komponenten des Plasmas ist, für die Spezies s gilt:

$$\Omega_c^s := \frac{q_s |\vec{B}|}{m_s}. \quad (3.11)$$

Anschaulich bedeutet Gleichung (3.10), dass man sich im Rahmen der MHD-Beschreibung im niederfrequenten Bereich der Plasmaphysik befindet.

An die Längenskala \mathcal{L} muss die notwendige Bedingung geknüpft werden, dass sie größer sein muss als der größte auftretende thermische Gyroradius R_c^* aller Komponenten, also

$$\mathcal{L} \gg R_c^*. \quad (3.12)$$

Der thermische Gyroradius der Komponente s ist definiert als das Verhältnis von thermischer Geschwindigkeit zu Gyrokreisfrequenz:

$$R_c^s := \frac{\sqrt{\frac{2k_B T_s}{m_s}}}{\Omega_c^s} \quad (3.13)$$

Mit der erwähnten Vernachlässigung der Verschiebungsströme lässt sich die Lorentzkraftdichte \vec{f}_L in (3.7) in folgender Form schreiben:

$$\vec{f}_L = \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \vec{B}) \times \vec{B}$$

Diese Parameter sollen nun für mittlere Werte des Sonnenwindes ab einer astronomischen Einheit überprüft werden. Wir benutzen hierzu die nach *McComas et al.* [2000] bestimmten Mittelwerte im Regime des schnellen Sonnenwindes, extrapoliert vom Ort des Raumfahrzeuges *Ulysses* nach 1 AE. Dazu bestimmen die Autoren einen mittleren, radialen Temperaturverlauf in der folgenden Form:

$$T_s(r) = T_{0,s} r^\alpha, \quad (3.14)$$

wobei T_s eine der relevanten Temperaturen, $T_{0,s}$ deren Wert in 1 AE und R der heliozentrische Abstand in astronomischen Einheiten ist. Wenn man annimmt, dass die Parameter des schnellen Sonnenwindes innerhalb der Korona nur schwachen räumlichen Variationen unterworfen sind, gestattet die Bahn von *Ulysses*, die Ursache der beobachteten Variationen primär der radialen Evolution zuzuordnen. Wesentliche Komponenten des Sonnenwindplasmas sind Elektronen, Protonen und Alphateilchen, wobei das Verhältnis der beiden Ionenspezies nach *McComas et al.* [2000] 96.61% zu 4.39% beträgt. Für die Elektronen benutzen wir einen mittleren Wert der Temperatur nach *Srivastava und Schwenn* [2000], für die radiale Evolution bestimmen wir den Exponenten a in (3.14) mittels eines Polytropenansatzes (siehe den folgenden Abschnitt), wobei der Polytropenindex $\alpha = 1.2$ gewählt wurde (*Sittler Jr. und Scudder* [1980]). Die Parameter sind in Tabelle 3.1 für die Temperatur von Elektronen, Protonen und Alphateilchen dargestellt. Für den Betrag des Magnetfeldes ergibt sich nach *McComas et al.* [2000] folgende mittlere Radialabhängigkeit:

$$B(R) = 2.83 \cdot R^{-1.47} \text{ nT} \quad (3.15)$$

Der sich aus diesem empirischen, mittleren Verhalten der drei Spezies ergebende radiale Verlauf der kritischen Zeitskala $\frac{2\pi}{\Omega_e}$ und der kritischen Längenskala R_c ist in Abbildung (3.1) dargestellt. Aufgrund der größeren Masse sind die kritischen Skalen von Protonen und Alphateilchen sehr viel größer als die der Elektronen, für alle Spezies sind die kritischen Skalen streng monoton wachsend als Funktion des radialen Abstandes. Für die drei betrachteten Spezies lässt sich jedoch festhalten, dass innerhalb von 10 AE auf Zeitskalen größer als ungefähr eine Stunde und Längenskalen größer als einer Tausendstel AE die Bedingungen (3.10) und (3.12) erfüllt sind.

Zeit- und Längenskalen sind jedoch nicht unabhängig voneinander. Bei den hier benutzten Stundenmittelwerten der Beobachtungen des Sonnenwindes und einer typischen Sonnenwindgeschwindigkeit von 500 km s^{-1} ergibt sich eine charakteristische Längenskala von ungefähr 10^{-2} AE, die in dem von uns untersuchten Gebiet also stets sehr viel größer als die kritische Längenskala ist.

	Protonen	Alphateilchen	Elektronen
$T_0/10^5\text{K}$	2.58	14.2	1.0
a	-1.02	-0.80	-0.40

Tabelle 3.1: Mittleres Radialverhalten von Protonen, Alphateilchen und Elektronen im schnellen Sonnenwind nach Gleichung 3.14 (*McComas et al.* [2000], *Srivastava und Schwenn* [2000] und *Sittler Jr. und Scudder* [1980]).

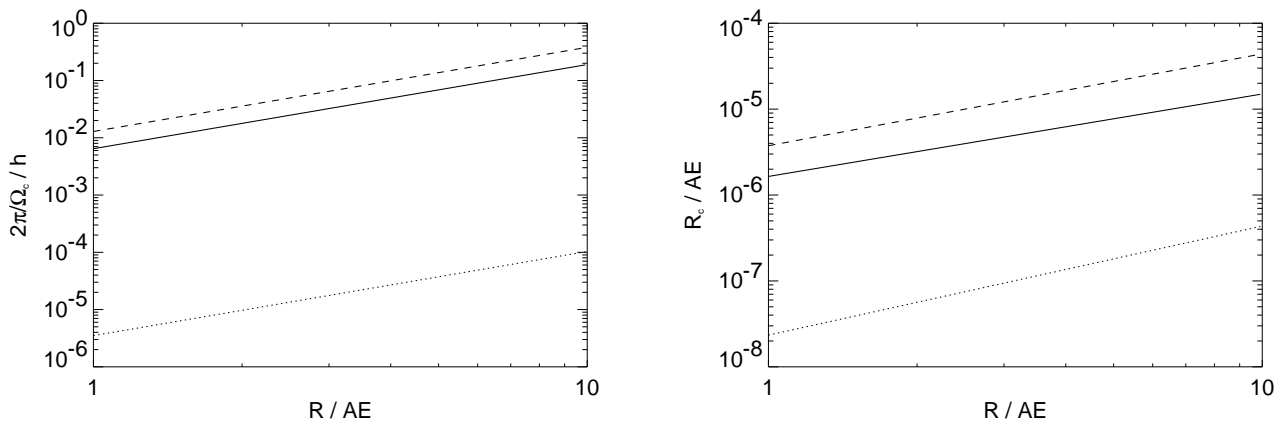


Abbildung 3.1: Zur Abschätzung der Größen $\frac{2\pi}{\Omega_e}$ (Gleichung (3.11), links) in Stunden und R_c (Gleichung (3.13), rechts) in Astronomischen Einheiten, als Funktion des heliozentrischen Abstandes R in AE. Nach Tabelle 3.1 für Protonen (durchgezogene Linie), Elektronen (gepunktete Linie) und Alphateilchen (gestrichelte Linie).

Die obige Abschätzung gilt nur für den vergleichsweise homogenen schnellen Sonnenwind, die qualitative Aussage hat auch für den langsamen Sonnenwind Gültigkeit.

Bei den erwähnten typischen Sonnenwindgeschwindigkeiten ist die Erfüllung der Bedingung (3.9) immer gegeben.

Mit der qualitativen Einschränkung an die Längen- und Zeitskalen ist somit die Anwendbarkeit des Gleichungssatzes (3.6) bis (3.8) gerechtfertigt. Im Folgenden werden wir dieses Grundgleichungssystem auf die in ZEUS gelöste Form bringen und es über einen Polytropenansatz schließen.

3.1.1.2 ZEUS-Formulierung der Grundgleichungen

Innerhalb des numerischen Modelles werden die MHD-Gleichungen teilweise in Erhaltungsform gelöst, unter Benutzung von (3.6) und der Definition der Impulsdichte

$$\vec{s} := \rho \vec{v} \quad (3.16)$$

lässt sich für diese Größe die Bewegungsgleichung (3.7) schreiben als

$$\frac{\partial \vec{s}}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{s} \vec{v}^T) = -\nabla p - \rho \nabla \Phi + \vec{j} \times \vec{B}. \quad (3.17)$$

Dabei ist $\vec{s} \vec{v}^T$ ein Tensor 2. Stufe, wenn wir Vektoren als Spaltenvektoren beziehungsweise 3×1 -Matrizen schreiben. In Komponenten gilt:

$$[\vec{s} \vec{v}^T]_{i,j} = \rho v_i v_j$$

In unserem Modell wird der Einfluss des Gravitationsfeldes der Sonne berücksichtigt, das heißt wir schreiben für Φ in der Bewegungsgleichung:

$$\Phi = -\frac{Gm_{\odot}}{r}$$

Dabei ist G die Gravitationskonstante, m_{\odot} die Masse der Sonne und r der heliozentrische Abstand. Die Natur der physikalischen Fragestellung legt eine „natürliche“ Wahl des Koordinatensystems nahe: wir werden das Problem in sphärischen Polarkoordinaten beschreiben, deren Ursprung im Zentrum der Sonne ist. Die komplementäre Breite θ beschreibt dabei den Winkel zwischen der Rotationsachse der Sonne $\vec{\Omega}_{\odot}$ und dem Aufpunktvektor \vec{r} eines Punktes.

Die Winkelgeschwindigkeit $\frac{\partial\theta}{\partial t}$ und $\frac{\partial\phi}{\partial t}$ hängen dann in folgender Form mit den metrischen Geschwindigkeiten zusammen:

$$v_r := \frac{\partial r}{\partial t} \quad (3.18)$$

$$v_{\theta} := r \frac{\partial \theta}{\partial t} \quad (3.19)$$

$$v_{\phi} := r \sin \theta \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (3.20)$$

Durch die Wahl von orthogonal-krummlinigen Koordinaten müssen einerseits die metrischen Koeffizienten der Differenzialoperatoren berücksichtigt werden, andererseits treten aufgrund der Ableitung der krummlinigen Basisvektoren Pseudokräfte in den Bewegungsgleichungen auf. Diese Pseudokräfte beschreiben die Änderung der Komponenten eines geradlinig gleichförmig bewegten Punktes in diesem Koordinatensystem. In den Basisvektoren lässt sich der Geschwindigkeitsvektor schreiben als

$$\vec{v} = v_r \vec{e}_r + v_{\theta} \vec{e}_{\theta} + v_{\phi} \vec{e}_{\phi}$$

Aus der totalen zeitlichen Ableitung dieses Vektors lassen sich die Pseudokraftterme in den einzelnen Komponenten bestimmen:

$$\frac{d}{dt} \vec{v} = \frac{dv_r}{dt} \vec{e}_r + \frac{dv_{\theta}}{dt} \vec{e}_{\theta} + \frac{dv_{\phi}}{dt} \vec{e}_{\phi} \quad (3.21)$$

$$- \left\{ \frac{v_{\theta}^2 + v_{\phi}^2}{r} \right\} \vec{e}_r \quad (3.22)$$

$$+ \left\{ \frac{v_r v_{\theta}}{r} - \frac{v_{\phi}^2}{r \tan \theta} \right\} \vec{e}_{\theta} \quad (3.23)$$

$$+ \left\{ \frac{v_r v_{\phi}}{r} + \frac{v_{\theta} v_{\phi}}{r \tan \theta} \right\} \vec{e}_{\phi} \quad (3.24)$$

Gleichungen (3.22) bis (3.24) stellen die Pseudobeschleunigung \vec{a}_p in sphärischen Polarkoordinaten dar. Diese Schreibweise erlaubt es formal, Gleichung (3.17) unter Hinzunahme einer Pseudokraftdichte \vec{f}_p auf

der rechten Seite beizubehalten, da Gleichung (3.21) sich nicht von der Komponentendarstellung des kartesischen Beschleunigungsvektors unterscheidet.

Eine weitere natürliche Wahl ist es, in das mit der Sonne rotierende Koordinatensystem \mathcal{K}' zu gehen. Für die Geschwindigkeiten gilt folgende Transformation:

$$\vec{v}' = \vec{v} - \vec{\Omega}_\odot \times \vec{r} = \vec{v} - \Omega_\odot r \sin \theta \vec{e}_\phi \quad (3.25)$$

wobei \vec{v}' die Geschwindigkeit in \mathcal{K}' und \vec{v} die Geschwindigkeit im Inertialsystem \mathcal{K} ist. Für die Rotationsperiode $\Omega_\odot = 2\pi/T_\odot$ des Koordinatensystems wählen wir den siderischen Wert von $T_\odot = 25.38\text{d}$, was einer synodischen Rotationsperiode von 27.28 Tagen entspricht (Carringtonrotation, *Blumberg und Boksenberg* [1995]). Wir vernachlässigen somit die Effekte der differentiellen Rotation. Da bei einer im wesentlichen sphärischen Expansion des Sonnenwindes die Azimutalgeschwindigkeit in \mathcal{K} gegenüber der Radialgeschwindigkeit vernachlässigbar ist, wird demnach v'_ϕ bestimmt durch den Term $-\Omega_\odot r \sin \theta$, der in der Äquatorebene sehr groß werden kann. So beträgt er in 5 AE 2143 km/s und ist damit bedeutend größer als die Radialgeschwindigkeit. Eine solch hoher Wert ist aufgrund der quadratischen Terme von v'_ϕ in der Pseudobeschleunigung (3.22 - 3.24) ein numerisches Problem, weshalb üblicherweise numerische Modellierungen des Sonnenwindes in sphärischen Polarkoordinaten im inertialen System \mathcal{K} realisiert werden (*Gosling und Pizzo* [1999]), mit dem Nachteil, dass dann zeitlich abhängige innere Randbedingungen bei r_0 gewählt werden müssen.

Dieses numerische Problem lässt sich lösen, indem man in der Darstellung der Bewegungsgleichung im rotierenden Koordinatensystem (unter Berücksichtigung der Scheinkräfte) die Substitution

$$v'_\phi = v_\phi - \Omega_\odot r \sin \theta$$

vornimmt, das heißt in den Gleichungen taucht nur die – numerisch traktable – Azimutalgeschwindigkeit im Inertialsystem auf. Es zeigt sich (siehe Anhang A), dass dann die Scheinkräfte in ihrer ursprünglichen Form verschwinden und statt dessen die Gleichung geschrieben werden kann als

$$\left. \frac{d}{dt} \right|_{\mathcal{K}'} \vec{v}' = \left. \frac{d}{dt} \right|_{\mathcal{K}} \vec{v} - \Omega_\odot \frac{\partial}{\partial \phi} \vec{v} \quad (3.26)$$

Das bedeutet, dass die Lösung des Problems im rotierendem Koordinatensystem unter Benutzung von \vec{v}' identisch ist mit der Lösung von \vec{v} im Inertialsystem unter Hinzunahme eines Operators $-\Omega_\odot \partial_\phi$. Dieser numerisch leicht realisierbare Operator beschreibt die starre Rotation in die negative ϕ -Richtung mit der Winkelgeschwindigkeit Ω_\odot . Die Trajektorie eines Teilchens, das sich im Inertialsystem radial bewegt, wird

durch diesen Operator in die negative Azimutrichtung abgelenkt. Dies entspricht aber genau der Trajektorie im rotierendem Koordinatensystem – der Parkerspirale. Es sei betont, dass Gleichung (3.26) *exakt* gilt und keine Näherung ist, numerisch aber sehr zur Stabilität beiträgt, da die großen Werte der Azimutalgeschwindigkeit im rotierenden Koordinatensystem nicht explizit auftauchen und die Scheinkräfte nicht numerisch gelöst werden müssen.

Für die skalaren Gleichungen in Erhaltungsform mit einem Skalarfeld ψ lässt sich schreiben:

$$\frac{\partial}{\partial t}\psi + \nabla \cdot (\psi \vec{v}') = \frac{\partial}{\partial t}\psi + \nabla \cdot (\psi \vec{v}) - \Omega_{\odot} \frac{\partial}{\partial \phi} \psi \quad (3.27)$$

Insbesondere gilt dies natürlich für die Kontinuitätsgleichung im rotierendem System mit $\psi = \rho$. Auch die Induktionsgleichung (3.8) kann in dieser Form behandelt werden:

$$\frac{\partial}{\partial t} \vec{B} - \Omega_{\odot} \frac{\partial}{\partial \phi} \vec{B} = \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (3.28)$$

Dies ist die Induktionsgleichung im rotierenden System unter der Verwendung der Geschwindigkeiten aus dem Inertialsystem (Herleitung siehe Anhang A).

Die abhängigen Variablen des Gleichungssystems sind die drei Komponenten der Geschwindigkeit und des Magnetfeldes sowie Dichte und Druck, also acht Unbekannte. Bis jetzt haben wir aber nur sieben Gleichungen. Die Schließung des MHD-Gleichungssystems soll im nun folgenden Abschnitt dargestellt werden.

3.1.2 Die Schließung des Problems – der Polytropenansatz

Gehen wir von einem idealen Gas aus, so gilt zwischen der inneren Energie pro Volumen, ε , und dem Druck folgende Beziehung:

$$\varepsilon = \frac{1}{\gamma - 1} p \quad (3.29)$$

wobei γ der Adiabatenindex ist (also das Verhältnis der spezifischen Wärmekapazitäten). Für den Druck nehmen wir in einem Ansatz an, dass er sich gemäß eines so genannten Polytropengesetzes in Relation zur Dichte setzen lässt:

$$p = p_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\alpha} \quad (3.30)$$

Diese Gleichung beschreibt die Änderung des Druckes längs einer Stromlinie, wenn zum einen an einem bestimmten Punkt \vec{r}_0 die Werte ρ_0 und p_0

bekannt sind und zum anderen die Variation der Dichte längs der Stromlinie bekannt ist. Dabei bezeichnet man α als den Polytropenindex, der hier als konstant angenommen wird. Bildet man die totale zeitliche Ableitung und benutzt (3.29), so erhält man

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\varepsilon}{\rho} \right) = -\frac{\alpha-1}{\gamma-1} p \frac{dV}{dt} \quad (3.31)$$

$$= -p \frac{dV}{dt} + \frac{\gamma-\alpha}{\gamma-1} p \frac{dV}{dt} \quad (3.32)$$

Hierbei ist $V = \frac{1}{\rho}$ das spezifische Volumen. In Gleichung (3.32) erkennt man den ersten Hauptsatz der Thermodynamik (in Einheiten von Energie pro Masse), der für $\alpha = \gamma$ eine adiabatische (isentropische) Zustandsänderung beschreibt. Für $\alpha = 1$ ist andererseits $\frac{\varepsilon}{\rho}$ und damit T längs der Stromlinie konstant und beschreibt somit eine isotherme Zustandsänderung. Wir interpretieren den zweiten Term auf der rechten Seite von (3.32) als polytrophe Pseudowärme, wobei wir mit der Teilchenmasse m multiplizieren:

$$\delta Q_\alpha := \frac{\gamma-\alpha}{\gamma-1} p m dV = -\frac{\gamma-\alpha}{\gamma-1} \delta W \quad (3.33)$$

Dabei ist δW die Volumenarbeit in Joule. Man erkennt, dass über den Ansatz (3.30) je nach Wahl des Parameters α eine direkt an die Volumenarbeit gekoppelte Wärmezufuhr ($\alpha < \gamma$) oder Wärmeabgabe ($\alpha > \gamma$) des Gases beschrieben wird. Für $\alpha < 1$ ist diese Wärmezufuhr so stark, dass in einer sphärischen Expansion des Gases die Temperatur als Funktion von r anwächst.

Unter Verwendung der Kontinuitätsgleichung (3.6) lässt sich (3.31) in die in *ZEUS* benutzte Form bringen:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon \vec{v}) = -F_\alpha p \nabla \cdot \vec{v} \quad (3.34)$$

wobei

$$F_\alpha := \frac{\alpha-1}{\gamma-1} \quad (3.35)$$

Für $F_\alpha = 1$ entspricht das dem adiabatischen Fall bei beliebigem Adiabatenexponenten γ , der ursprünglichen Form von *ZEUS* (*Stone und Norman [1992a]*). Die Modifikation auf polytrophe Zustandsänderungen ist durch die Hinzunahme des Faktors F_α denkbar einfach.

In der polytropen Näherung ändert sich auch die Schallgeschwindigkeit, für sie gilt:

$$a^2 := \frac{dp}{d\rho} = \alpha \frac{p}{\rho}$$

Mit T^{-1} als integrierendem Faktor und unter Benutzung der idealen Gasgleichung erhalten wir aus (3.33) für die Entropie

$$dS = C_V (\gamma - \alpha) \frac{dV}{V}$$

wobei C_V die Wärmekapazität in Joule pro Kelvin ist. Für ein ideales Gas in sphärischer Expansion ist $\alpha = \gamma$ eine obere Schranke für die Wahl des Polytropenindex, da sonst die Entropie längs der Stromlinie abnimmt. Realistischerweise sollte α somit in unserem Fall im Intervall $[1, \gamma]$ liegen. In diesem Ansatz wird keine Aussage über die Quelle der Wärmezufuhr gemacht. Es zeigt sich jedoch, dass der Sonnenwind mit diesem Ansatz beschrieben werden kann, obwohl es einerseits Unterschiede zwischen den einzelnen Spezies gibt und andererseits auch räumliche Unterschiede des Parameters α existieren können.

Für Elektronen ist die Wärmeleitung aufgrund der freien Beweglichkeit längs der Feldlinien sehr hoch und deshalb findet man Werte für α_e , die mit 1.175 ± 0.03 (*Sittler Jr. und Scudder* [1980]) sehr nahe am isothermen Wert von $\alpha = 1$ sind. Für Protonen hingegen finden *Goldstein et al.* [1996] den fast adiabatischen Wert von $\alpha_p = 1.5$. Das Problem der empirischen Bestimmung des Polytropenindex liegt in der Methodik: Den Wert von α kann man in dem Polytropenansatz nur durch Messung von p und ρ längs einer Stromlinie bestimmen. Eine Methode der Bestimmung von α besteht darin, die radiale Evolution der Parameter auf zwei verschiedenen Raumfahrzeugen in unterschiedlichen heliozentrischen Abständen zu untersuchen (zum Beispiel *Sittler Jr. und Scudder* [1980]). Diese Methode ist dann am genauesten, wenn der Abstand zwischen den beteiligten Raumfahrzeugen groß ist – dann jedoch ist es unter Umständen schwierig, gleiche Stromlinien in den Daten zu identifizieren.

Unter der Annahme, dass die koronalen Parameter ρ_0 und p_0 am Fuß der Stromlinie über den homogenen Koronalöchern wenig variieren, kann man die Änderung der Parameter längs der *Ulysses*-Trajektorie ebenfalls zur Bestimmung des Polytropenindex benutzen (*Feldman et al.* [1998]). Das unterschiedliche Verhalten von Elektronen und Protonen in der Energiegleichung legt eigentlich eine Behandlung des Sonnenwindproblems im Rahmen eines Zwei-Fluid-Konzeptes nahe, im Rahmen dieser Arbeit jedoch soll darauf verzichtet werden. Wir werden im Folgenden nur die Protonen berücksichtigen, was sich im Bezug auf die Elektronen über ihre größere Masse, im Bezug auf die Alphateilchen über ihre größere Häufigkeit rechtfertigen lässt. Für unseren Satz Observablen ergibt sich also folgende Vereinfachung:

$$\rho \approx n_p m_p, \quad \vec{v} \approx \vec{v}_p$$

Der Einfluss der Elektronen kommt alleine durch den Gesamtdruck zum Ausdruck, unter der Annahme, dass $T_e = T_p$ gilt:

$$p = 2n_p k_B T_p$$

Dies erlaubt es, alleine Messungen der Protonen zu berücksichtigen, was im Rahmen der Ein-Fluid-Gleichungen eine vertretbare Vereinfachung ist.

3.2 Numerische Realisierung mit ZEUS

3.2.1 Das numerische Grundschema

Mit ZEUS steht ein magnetohydrodynamisches Simulationsprogramm zur Verfügung, welches sich als recht flexibel und robust erwiesen hat und entsprechend weite Verbreitung in extraterrestrischer Physik und Astrophysik zeigt. Die vorliegende Version ist eine dreidimensionale Erweiterung der in *Stone und Norman* [1992a] und *Stone und Norman* [1992b] dargestellten zweidimensionalen, hydrodynamischen beziehungsweise magnetohydrodynamischen Algorithmen. Benutzt werden hier die für unser Problem „natürlichen“ sphärischen Polarkoordinaten.

ZEUS benutzt ein explizites, voll zeitabhängiges Finite-Differenzen-Verfahren zur Lösung des im vorigen Abschnitt dargestellten Gleichungssystems. Zunächst wird an der numerischen Approximation der Gleichungen eine so genannte Operatorteilung vorgenommen, bei der die finite Differenzenapproximation des Operators $\frac{\partial}{\partial t}$ aufgespalten wird, um die Abarbeitung einzelner Terme der gelösten Gleichungen trennen zu können. In einem ersten Schritt wird für die Gleichungen (3.6), (3.7) und (3.34) eine Teilung in einen so genannten Quelltermschritt und einen Transportschritt vorgenommen. Im Quelltermschritt werden zunächst die Kräfte abgearbeitet, ihm schließt sich der Transportschritt an, in dem mittels Standardverfahren zur Lösung der Advektion die Größen durch das Gitter transportiert werden. Der von uns benutzte Transportalgorithmus basiert auf der Arbeit von *van Leer* [1977] und wird für ZEUS als bester Kompromiss zwischen Stabilität und Laufzeiteffizienz angesehen (*Stone und Norman* [1992b]).

Zur numerischen Lösung der von uns gewählten Darstellung im rotierenden Koordinatensystem sei an dieser Stelle auf den Anhang verwiesen, dort findet sich ebenfalls eine kurze Darstellung des benutzten numerischen Gitters.

3.2.2 Implementierung von Stoßwellen

Nach den Ausführungen in Kapitel 2 ist klar, dass wir mit dem Auftreten von Stoßwellen bei der Simulation realistischer Sonnenwindverhältnisse jenseits einer astronomischer Einheit rechnen müssen. Stoßwellen sind die dissipative, diskontinuierliche Fortsetzung der Kompressionswellen. Im Gegensatz zu diesen benötigen wir in unserem Satz an Gleichungen einen Term, der die Umwandlung von kinetischer Energie in innere Energie gewährleistet. Diese Vorgänge geschehen im Sonnenwind auf Größenordnungen des Gyroradius, sind demnach a priori durch die MHD-Gleichungen nicht formulierbar, obwohl über die Rankine-Hugoniot-Bedingungen aus den MHD-Gleichungen sehr wohl Sprungbedingungen abgeleitet werden können.

Die numerische Formulierung eines dissipativen Zusatztermes gelang von Neumann und Richtmyer [1950] in der Form einer artifiziellen Viskosität, deren Stärke aus dem Gradienten der Geschwindigkeit bestimmt wird. Für die Kraftdichte dieser künstlichen Stoßwellenviskosität gilt

$$\vec{f}_s := -\nabla \cdot \mathcal{Q} \quad (3.36)$$

Wobei \mathcal{Q} ein Tensor in Diagonalgestalt ist, für den in sphärischen Polarkoordinaten gilt

$$\mathcal{Q} = \begin{pmatrix} q_r & 0 & 0 \\ 0 & q_\theta & 0 \\ 0 & 0 & q_\phi \end{pmatrix} \quad (3.37)$$

$$q_r = \begin{cases} l^2 \rho \left(\frac{\partial v_r}{\partial r} \right)^2 & \text{wenn } \frac{\partial v_r}{\partial r} < 0 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (3.38)$$

$$q_\theta = \begin{cases} l^2 \rho \left(\frac{1}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} \right)^2 & \text{wenn } \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} < 0 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (3.39)$$

$$q_\phi = \begin{cases} l^2 \rho \left(\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial v_\phi}{\partial \phi} \right)^2 & \text{wenn } \frac{\partial v_\phi}{\partial \phi} < 0 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (3.40)$$

Dabei ist l ein Parameter der Dimension Länge. Die Fallunterscheidung, die sicherstellt, dass die Elemente des Tensors \mathcal{Q} nur dann von Null verschieden sind, wenn in Strömungsrichtung die Geschwindigkeit abnimmt, wird eingeführt um ein „Verschmieren“ von Verdünnungswellen zu verhindern (Roache [1972]).

Die physikalische Motivation bei diesem Ansatz ist nicht, die Prozesse innerhalb der Stoßwelle exakt zu beschreiben, vielmehr soll ein hinreichend effizienter Mechanismus eingebunden werden, der für die notwendige Energiedissipation innerhalb der Stoßwelle sorgt und somit die

Einhaltung der Sprungbedingungen ermöglicht. Die Eigenart der Rankine-Hugoniot-Bedingungen ist es, dass sie den Zusammenhang der Observablen über die Stoßwelle hinweg richtig wiedergeben, ohne dass in ihrer Herleitung Aussagen über den tatsächlichen physikalischen Mechanismus gemacht werden. Zur Bestimmung der Sprungbedingungen werden die fundamentalen Erhaltungssätze für Masse, Impuls und Energie benutzt. Ziel dieses numerischen Ansatzes ist, ein möglichst effizientes Verfahren zu formulieren, das die Einhaltung der Sprungbedingung und somit die Wahrung der Erhaltungssätze über Stoßwellen hinweg garantiert.

Die Energiegleichung (3.34) wird in folgender Form modifiziert, um die Energiedissipation in der Stoßwelle beschreiben zu können:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon \vec{v}) = -F_\alpha p \nabla \cdot \vec{v} - \mathcal{Q} : \nabla \vec{v} \quad (3.41)$$

wobei das Symbol „:“ bedeutet, dass der Tensor \mathcal{Q} zuerst auf den Operator ∇ angewandt wird und dann die Anwendung auf die Geschwindigkeit erfolgt.¹

Die Elemente des Tensors \mathcal{Q} haben die Dimension eines Druckes, der groß wird bei großen Geschwindigkeitsgradienten. Stellen wir uns in einem Gedankenexperiment eine schnelle Strömung vor, die in eine langsamere hineinläuft (mit einem zunächst kleinen Geschwindigkeitsgradienten), so besteht das dynamische Charakteristikum in der Aufsteilung des Geschwindigkeitsgradienten. Die Bedingung der Stoßwellenbildung in dieser Kompressionswelle ist dann gegeben, wenn der Geschwindigkeitsgradient so stark wird, dass \vec{f}_s (Gleichung (3.36)) dynamisch wirksam wird. Genau in der sich aufsteilenden Flanke der schnellen Strömung erscheint nun ein (künstlicher) Druckterm, dessen Gradienten nach (3.36) der Aufsteilung Einhalt gebieten. Gleichzeitig wird kinetische Energie nach (3.41) in innere umgewandelt wird. Im Ruhesystem der Stoßwelle stellt sich ein dynamisches Gleichgewicht ein, welches den Rankine-Hugoniot-Bedingungen Rechnung trägt.

Der Parameter l in (3.38) bis (3.40) steuert die Stärke der künstlichen Druckgradientenkraft. Wird der Parameter zu klein gewählt, dann stellt sich kein dynamisches Gleichgewicht im Sinne der Rankine-Hugoniot-Bedingungen ein, da einerseits die Kraft \vec{f}_s nicht ausreicht, die Aufsteilung zu unterbinden, andererseits wird nicht in einem hinreichenden Maße Energie dissipiert. Ein zu groß gewählter Parameter l erlaubt zwar formal die Beschreibung einer Stoßwelle im Sinne der Sprungbedingungen, aber auf einer unter Umständen ungewollt großen Längenskala. l steuert somit sowohl die Güte, mit der die Sprungbedingungen ein-

¹In Einsteinscher Summenkonvention: $\mathcal{Q} : \nabla \vec{v} = (Q_{i,j} g_j \partial_j) v_i$, wobei die g_j die metrischen Koeffizienten sind.

gehalten werden, als auch ganz anschaulich die Dicke der Stoßwelle. Die Modifikation auf polytrope Zustandsänderungen muss in Stoßwellen rückgängig gemacht werden, da wir von der Annahme ausgehen, dass die Änderungen in einer Stoßwelle adiabatisch ablaufen. Die dafür notwendigen Modifikationen sind im Anhang B dargestellt.

3.2.3 Die Lösung der Induktionsgleichung

Zur Lösung der Induktionsgleichung findet eine Methode Anwendung, die die Erhaltung des magnetischen Flusses in *ZEUS* gewährleistet. Dies bedeutet, dass $\nabla \cdot \vec{B} = \vec{0}$ in der Güte gewahrt wird, wie dies die Initialisierung vorgibt (*Stone und Norman [1992b]*). Dazu wird die folgende Größe definiert:

$$\vec{\epsilon} := \vec{v} \times \vec{B}$$

Damit folgt für die Induktionsgleichung (3.8)

$$\frac{\partial \Phi_B}{\partial t} = \oint_{\partial \mathcal{F}} \vec{\epsilon} \cdot d\vec{l} \quad (3.42)$$

Wobei der magnetische Fluss definiert ist als

$$\Phi_B := \iint_{\mathcal{F}} \vec{B} \cdot d\vec{\mathcal{F}}$$

Zur numerischen Lösung der Gleichung werden nun die Komponenten des Vektors $\vec{\epsilon}$ als Kanten-zentrierte Größen eingeführt, um das Linienintegral der Grenzfläche einer Gitterzelle darstellen zu können. Wertet man Gleichung 3.42 auf dem gesamten Simulationsgebiet, so zeigt sich, dass sich alle Terme im inneren des Simulationsgebietes *exakt* weg heben – es bleibt einzig ein das gesamte Simulationsvolumen umfassendes Integral übrig. Wenn nun an den Rändern des Simulationsgebietes kein neuer magnetischer Fluss erzeugt wird, dann gewährleistet dieses Verfahren, dass im Inneren des Simulationsgebietes auch kein Fluss erzeugt oder vernichtet wird, der einzige Fehler besteht in Rundungsfehlern des Prozessors.

Die Wahrung von $\nabla \cdot \vec{B} = \vec{0}$ ist bis auf die endliche Genauigkeit der Fließkommaoperationen gegeben durch die Genauigkeit bei der Initialisierung und, bei zeitabhängigen Randbedingungen, durch die Genauigkeit, mit der gewährleistet ist, dass kein neuer magnetischer Fluss in das Simulationsgebiet injiziert wird.

Die triviale Realisierung dieser Vorgabe besteht in der Wahl von $\vec{\epsilon} = \vec{0}$ bei der Initialisierung und zu allen Zeiten an den Rändern. Anschaulich entspricht dies der Forderung, dass das Magnetfeld parallel zu den

Geschwindigkeiten sei, einer Tatsache, die im rotierenden Koordinatensystem nach Kapitel 2 für das interplanetare Magnetfeld im Sinne von *Parker* [1963] als eine mittlere Eigenschaft jedoch gut erfüllt ist (*Thomas und Smith* [1980]).

Zur Berechnung der zentrierten zeitlichen Differenzen wird aus Stabilitätsgründen in *ZEUS* die Methode der Charakteristiken benutzt. Ziel dieser Methode ist es, in Differenzengleichungen eine adäquate Darstellung der zeitlich zentrierten numerischen Approximation der Differenzenquotienten zu finden. Dazu benutzt man die Tatsache, dass längs der Charakteristiken die Riemanninvarianten konstant sind (siehe zum Beispiel *Jeffrey und Taniuti* [1964]). Dabei wird in *ZEUS* zur Vereinfachung nur die Alfvéngeschwindigkeit herangezogen, die schnelle und langsame magnetoakustische Geschwindigkeit werden an diesem Punkt vernachlässigt, wobei numerische Tests die Anwendbarkeit dieser Verfahrensweise zeigen (*Stone et al.* [1992]). Der Ausbreitung der magnetoakustischen Geschwindigkeiten ist dieser Argumentation zufolge durch den hydrodynamischen Teil von *ZEUS* wegen des kompressiblen Charakters dieser Wellen Rechnung getragen. Zur Herleitung eines charakteristischen Gleichungssatzes wird an dieser Stelle angenommen, es handle sich um eine inkompressible Flüssigkeit, die nur unter dem Einfluss der Lorentzkraft steht. Dann gelten die beiden folgenden Gleichungen unter der Annahme, dass $\nabla \cdot \vec{v} = 0$ und dass $\nabla(p + B^2/2\mu_0) = 0$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + (\vec{v} + \vec{v}_A) \nabla \right) (\vec{v} - \vec{v}_A) = \vec{0} \quad (3.43)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + (\vec{v} - \vec{v}_A) \nabla \right) (\vec{v} + \vec{v}_A) = \vec{0} \quad (3.44)$$

Die Gleichungen (3.43) und (3.44) definieren die Alfvéncharakteristiken und die benötigten Riemanninvarianten, \vec{v}_A ist die Alfvéngeschwindigkeit, siehe Kapitel 2. Man benutzt dieses Gleichungssystem, um möglichst effiziente, zeitlich zentrierte Differenzenquotienten der Gleichung 3.42 bestimmen zu können.

Es sei abschließend noch einmal betont, dass die Beschränkung auf die Alfvéngeschwindigkeit sich nur auf die Bestimmung der Charakteristiken zur Lösung von Gleichung (3.42) bezieht. *ZEUS* kann alle drei charakteristischen Wellentypen der MHD stabil lösen, insofern ist dies eine gerechtfertigte Vereinfachung.

3.3 Das Simulationskonzept

In diesem Abschnitt soll die Vorgehensweise zur Simulation des Sonnenwindes dargestellt werden und die Wahl der diese Lösung bestimmen-

den Randbedingungen erläutert werden.

3.3.1 Motivation

Nach den Ausführungen in Kapitel 2 handelt es sich bei dem „Fast-Latitude-Scan“ von *Ulysses* um ein einzigartiges Intervall, das die Untersuchung dreidimensionaler großskaliger Sonnenwindverhältnisse während des solaren Minimums ermöglicht. Ziel dieser Arbeit ist, Messdaten des Sonnenwindes zur Modellierung heranzuziehen, und zwar in einem Umfang, der es unter anderem ermöglicht, die Beobachtungen von *Ulysses* zu reproduzieren. Durch die starke Breitenabhängigkeit der *Ulysses*-Trajektorie erhalten wir Aussagen über die Struktur des Sonnenwindes, die über die in situ zugänglichen Informationen ekliptikaler Raumsonden weit hinausgehen. Ein Modell, das Messdaten ekliptikaler Raumsonden wie *WIND* benutzt, um ein dreidimensionales Bild des Sonnenwindes zu erzeugen, muss in der Lage sein, die von *Ulysses* beobachtete räumliche Struktur wiederzugeben. Bei der von uns in Kapitel 4 vorgenommenen Validierung unseres Modelles durch *Ulysses*-Daten wird nicht alleine die radiale Evolution unserer inneren Randbedingung in 1 AE bis an den Ort von *Ulysses* zwischen 1.3 und 1.5 AE überprüft, sondern insbesondere auch die modellierte räumliche Struktur.

Obwohl erdnahe, ekliptikale Satelliten im Sonnenwind wie *IMP-8*, *WIND* oder *ACE* eine Fülle von Daten über einen sehr großen Zeitraum hinweg liefern, werden diese häufig nur zur Validierung von Modellen herangezogen, deren innere Randbedingungen sehr viel näher an der Korona liegen. Das hat seine Ursache sicherlich auch darin, dass ein großer Bedarf an Vorhersagen des „Weltraumwetters“ bei der Erde besteht, da in zunehmenden Maße die Beeinflussung unseres technisierten Lebensraumes durch magnetosphärische Störungen, verursacht durch den Sonnenwind, Beachtung findet.

Man findet Modelle, die in der Korona beginnen und die dortigen Randbedingungen aus der synoptischen Darstellung des beobachteten photosphärischen Magnetfeldes generieren (zum Beispiel *Linker et al.* [1999]). Wesentlich für solche Modelle ist die Bestimmung des koronalen Magnetfeldes, welches formgebend für die räumliche Struktur des Sonnenwindes ist. So wird in dem Modell von *Riley et al.* [2001] ein resistives, viskoses MHD-Modell von 1 bis $30 R_{\odot}$ numerisch gelöst, um das Magnetfeld an der inneren Randbedingung eines zweiten, idealen MHD-Modelles von $30 R_{\odot}$ bis 5 AE zu bestimmen. Das Modell ist nicht selbstkonsistent, da die aus dem inneren, koronalen Simulationsgebiet bestimmten Geschwindigkeiten in $30 R_{\odot}$ nicht groß genug sind, um die heliosphärische Lösung jenseits von $30 R_{\odot}$ zu treiben. Deshalb benutzen die

Autoren einen ad-hoc-Ansatz, um aus der berechneten Magnetfeldtopologie in $30 R_{\odot}$ die Plasmaparameter zu bestimmen. Dabei wird der langsame Sonnenwind denjenigen offenen Feldlinien zugeordnet, die in $1 R_{\odot}$ am Rand eines Koronaloches liegen, also dem Übergangsbereich von offenen zu geschlossenen Feldlinien. Die so bestimmten MHD-Parameter werden unter anderem während des „Fast-Latitude-Scans“ mit den Daten von *Ulysses* verglichen und es zeigt sich eine, wenn auch qualitative, Übereinstimmung.

Diese Übereinstimmung legt noch einmal den bestimmenden Charakter der koronalen Magnetfeldtopologie für die räumliche Struktur des Sonnenwindes nahe. Der in unserer Arbeit benutzte Ansatz ist, dass sich diese, dem Sonnenwind vom koronalen Magnetfeld aufgeprägte Ordnung in hinreichender Genauigkeit durch die Kenntnis der Lage der heliosphärischen Stromschicht bestimmen lässt – zumindest bis zur Erdbahn. Diese statistische Aussage (*Borrini et al.* [1981]) hat ihre Begründung darin, dass bis in diese heliozentrischen Abstände die dynamischen Wechselwirkungen zwischen langsamem und schnellem Sonnenwind noch nicht so stark ausgeprägt sind, dass es zu der bis in 5 AE vorhergesagten starken Deformation der Stromschicht kommen kann (*Pizzo* [1994a]). Ein weiteres Indiz dafür, dass die dynamischen Wechselwirkungen bis zur Erdbahn noch relativ moderat sind, ist die Tatsache, dass korotierende Stoßwellenpaare erst jenseits von einigen astronomischen Einheiten vermehrt beobachtet werden (*Gazis* [2000]). Wenn aber die dynamischen Effekte hinreichend schwach sind, dann sollten sich die benötigten MHD-Parameter tatsächlich über einfache Bedingungen an die angenommene Lage der Stromschicht koppeln lassen.

Eine Verbesserung dieses Ansatzes erlangt man, wenn neben einer empirisch bestimmten Stromschicht auch Beobachtungen ekliptikaler Raumsonden in ein Modell der Plasmaparameter auf einer Kugelschale in 1 AE eingebaut werden. Geschlossen wird dieser Modellansatz durch die Annahme, dass die von *Ulysses* über den Koronalöchern gemessenen, räumlich wie zeitlich homogenen Parameter als konstante Mittelwerte ober- und unterhalb des „Bandes der Sonnenwindvariabilität“ angenommen werden können. Dies erlaubt einmal die stabile Formulierung von Randbedingungen in der Koordinate θ , zum anderen kann mit dieser Annahme das Simulationsgebiet räumlich eingeschränkt werden.

3.3.2 Interpolation der Stromschicht

Kernpunkt unserer Vorgehensweise bei der Initialisierung des Problems ist die Bestimmung der Lage der Stromschicht. Mit dem „Fast-Latitude-

Scan“ von *Ulysses* bietet sich unter der Annahme der Stationarität aller Parameter im rotierenden Koordinatensystem eine gute Möglichkeit, die globale Struktur der Stromschicht abzuleiten, wenn man weiterhin annimmt, dass es sich zu diesem Zeitpunkt um eine hinreichend „glatte“ Fläche handelt.

Wir verlangen, dass bei r_0 die Breite λ_{HCS} , bei der sich die Stromschicht befindet, eine eindeutige Funktion der Länge ϕ ist, das heißt für alle $\phi \in [0^\circ, 360^\circ]$ existiert genau ein $\lambda_{\text{HCS}}(\phi)$ ². Weiterhin soll $\lambda_{\text{HCS}}(\phi)$ stetig sein.

Zu Zeiten um das solare Minimum herum sind sowohl die Annahme der Stationarität als auch die der „Glattheit“ der Stromschicht im allgemeinen erfüllt, insbesondere zeigen Modelle des koronalen Magnetfeldes abgeleitet aus photosphärischen Magnetfeldmessungen, dass die Stromschicht während der Carringtonrotationen 1890 bis 1894 eine glatte, zusammenhängende Fläche bildet, die beiden Koronalöcher sind in ihrer Lage und Ausdehnung erwartungsgemäß stabil, siehe hierzu Anhang C. Wir bestimmen zur Konstruktion eines Modelles für die Stromschicht bei $r_0 = 1 \text{ AE}$ zunächst die von *Ulysses* beobachteten Durchgänge durch die Stromschicht und bilden diese dann unter der Annahme, dass die Strömung radial mit der von *Ulysses* an diesem Punkt gemessenen Geschwindigkeit erfolgt, von der Trajektorie von *Ulysses* auf die Sphäre in 1 AE ab, unter Verwendung der Gleichung der Parkerspiralen im rotierenden Koordinatensystem (2.7):

$$\begin{aligned} (r_u, \theta_u, \phi_u) &\mapsto (r_0, \theta_0, \phi_0) \\ r_0 = r_u, \theta_0 = \theta_u, \phi_0 = \phi_u + \frac{\Omega_\odot \sin \theta_u}{v_{r,u}} (r_u - r_0) \end{aligned} \quad (3.45)$$

wobei (r_u, θ_u, ϕ_u) die Koordinaten von *Ulysses* im rotierenden Koordinatensystem sind und $v_{r,u}$ die dort gemessene Geschwindigkeit. Sind diese Durchgänge einmal bestimmt, benutzen wir einen einfachen Ansatz, um daraus ein Modell für die Breite λ_{HCS} als Funktion der Länge ϕ im rotierenden Koordinatensystem zu bestimmen.

Um die Stromschichtdurchgänge von *Ulysses* zu bestimmen, benutzen wir ein Verfahren, welches uns den gesuchten Punkt unter Verwendung der uns zur Verfügung stehenden Plasma- und Magnetfelddaten liefert. Wir verwenden dazu die schon in Kapitel 2 (Gleichung 2.8) eingeführte Polaritätsfunktion, wobei wir hier jedoch die Mittelungslänge T mit 2 Tagen bedeutend kürzer wählen als zur Darstellung der „dominanten“ Polarität in Abbildung 2.8. Damit wird Π bedeutend sensitiver gegenüber Polaritätswechseln, was wir ausnutzen wollen, um einen Durchgang durch die Stromschicht dadurch zu charakterisieren, dass in seiner

²Das Akronym HCS steht für „Heliospheric Current Sheet“

Umgebung ein *signifikanter* Polaritätswechsel stattfindet. Wir definieren als Umgebung, die wir auf einen Vorzeichenwechsel von Π überprüfen, ein Zeitintervall von drei Tagen vor und drei Tagen hinter dem potenziellen Stromschichtdurchgang.

Der Polaritätswechsel wird dann als signifikant angesehen, wenn Π innerhalb dieses Zeitfensters vor oder nach einem Zeitpunkt t_n einen Schwellenwert Π^* über- beziehungsweise unterschreitet. Schematisch ist dies in Abbildung 3.2 dargestellt. Die blauen Kurven stellen den zeitlichen Verlauf der Polarität Π dar, zentriert auf den Zeitpunkt t_n , zu dem wir die Signifikanz überprüfen wollen. Für die durchgezogene Linie findet ein solcher Polaritätswechsel statt, denn innerhalb des Zeitfensters wechselt die Polaritätsfunktion von $\Pi > \Pi^* > 0$ nach $\Pi < -\Pi^* < 0$. Für den durch die gestrichelte Linie schematisierten Fall jedoch wird der Polaritätswechsel als nicht signifikant verworfen.

Wir wählen für $\Pi^* = 0,2$, was zu plausiblen Ergebnissen führt. Zu einem Zeitpunkt t_n , bei dem ein signifikanter Polaritätswechsel stattfindet, muss demnach mindestens ein Zeitpunkt $t^- < t_n$ innerhalb des Zeitfensters existieren, bei dem mehr als 60% der Datenpunkte von einer Polarität sind. Weiterhin muss ein Zeitpunkt $t^+ > t_n$ existieren, bei dem mehr als 60% der Datenpunkte von der entgegengesetzten Polarität sind.

Die Menge der Punkte, bei der wir auf einen solchen signifikanten Wechsel der Polarität testen, wird bestimmt durch die Nullstellen des radialen Magnetfeldes. Tatsächlich ist B_r in dem Datensatz nirgendwo Null, weshalb wir eine Nullstelle über folgende Definition bestimmen:

$$t_n \text{ Nullstelle} \Leftrightarrow B_r(t_{n-1}) \cdot B_r(t_n) < 0 \quad (3.46)$$

Von 7724 Datenpunkten des „Fast-Latitude-Scans“ von *Ulysses* erfüllen 502 diese Bedingung, von diesen erfüllen 114 die Bedingung, dass in ihrer

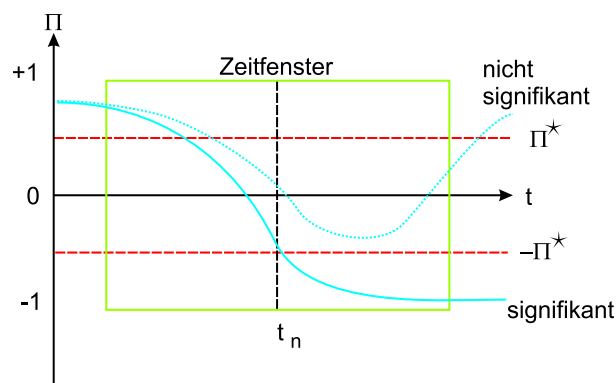


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung zur Definition des signifikanten Polaritätswechsels. Innerhalb des Zeitfensters (grün) wird überprüft, ob um die Nullstelle t_n die Polaritätsfunktion Π (blau) hinreichend stark wechselt. Die Schwellenwerte $\pm\Pi^*$ sind rot eingezeichnet.

Umgebung ein signifikanter Polaritätswechsel stattfindet. Man erkennt, dass aufgrund der Fluktuationen des Magnetfeldes in der Umgebung eines signifikanten Polaritätswechsels immer mehrere Nullstellen in der Definition von Gleichung 3.46 liegen. Aus der Menge der Nullstellen, die zu einem Vorzeichenwechsel von Π gehören, wählen wir diejenige aus, die den statistischen Eigenschaften der Stromschicht nach *Borrini et al.* [1981] am besten entspricht. Wir definieren dazu eine empirische Größe:

$$\Psi_{\text{HCS}} := \frac{v_r}{800} + 2|\Pi| - \frac{n_u R^2}{20}$$

Dabei ist $v_{r,u}$ die Radialgeschwindigkeit in km/s, n_u die Dichte in $1/\text{cm}^3$ und R_u der heliozentrische Abstand in astronomischen Einheiten. Wir definieren als Stromschichtdurchgang denjenigen, der Ψ minimiert. Diese Größe beruht alleine auf Erfahrungswerten und versucht aus der Menge aller qualifizierten Nullstellen diejenige zu bestimmen, bei der gleichzeitig die Geschwindigkeit minimal ist, die Polaritätsfunktion verschwindet und die Dichte maximal ist, was den statistischen Eigenschaften der Stromschicht entspricht (*Borrini et al.* [1981]). Die Normierung der einzelnen Terme definiert ihre Gewichtung untereinander und ist durch Variation der Werte ermittelt worden. Damit soll zumindest die Auswahl der Stromschichtdurchgänge anhand der beschriebenen Kriterien reproduzierbar sein, ohne dass die Vorgehensweise selber Anspruch auf absolute Objektivität hat.

Mit dem Schwellenwert $\Pi^* = 0.2$, einer Fensterweite von 3 Tagen und einer Mittelungslänge der Polaritätsfunktion von 2 Tagen erhalten wir 7 qualifizierte Stromschichtdurchgänge, die in Abbildung 3.3 und 3.4 dargestellt sind. Von oben nach unten sind jeweils die Radialgeschwindigkeit v_r , die abstandskorrigierte Dichte nR^2 , die Polaritätsfunktion Π und das abstandskorrigierte radiale Magnetfeld $B_r R^2$ als Funktion der Zeit, zentriert um den jeweiligen Stromschichtdurchgang t_{HCS} dargestellt. Über jeder Spalte sind die Koordinaten der Stromschicht in 1 AE nach (3.45) angegeben.

Vom Südpol kommend findet der erste Durchgang durch die Stromschicht in 9.8°S statt, der letzte in einer Breite von 17.7°N . Man erkennt, dass nicht alle dieser Durchgänge das im statistischen Sinne typische Verhalten nach *Borrini et al.* [1981] zeigen. So findet man die Maxima der Dichte zwar immer in der Nähe des bestimmten Stromschichtdurchganges, ein lokales Maximum der Dichte ist aber nicht zwangsläufig der Ort der Stromschicht, gleiches gilt für das geforderte Minimum der Geschwindigkeit an der Stromschicht.

In Tabelle 3.2 sind die Eigenschaften der so bestimmten Stromschichtdurchgänge zusammengefasst. Dargestellt sind dort das Datum, Breite und Länge in 1 AE sowie die Werte für Geschwindigkeit und Dichte an

Datum	Breite	Länge (1 AE)	v_r / km/s	nR^2 / cm^{-3}
20.2.95	9.8°S	249.0°	423.4	13.2
24.2.95	6.4°S	190.7°	378.9	5.3
4.3.95	0.6°S	84.7°	403.1	6.3
11.3.95	5.1°N	345.5°	361.1	5.6
14.3.95	7.6°N	303.7°	340.4	16.4
25.3.95	16.6°N	138.4°	425.2	23.2
27.3.95	17.7°N	119.0°	417.6	5.2

Tabelle 3.2: Die Parameter der Stromschichtdurchgänge von Ulysses, vergleiche Abbildungen 3.3 und 3.4.

dem nach obigem Schema ermitteltem Punkt. Die Geschwindigkeiten schwanken zwischen 340.4 km/s und 425.2 km/s, trotz dieser Schwankungen besteht kein großer Widerspruch zu der Annahme, dass die Geschwindigkeit am Ort der Stromschicht minimal ist, vergleicht man sie mit dem von *Ulysses* bestimmten Mittelwert der Protonen über den Koronalöchern von 758 km/s (*McComas et al.* [2000]). Der Mittelwert der abstandskorrigierten Protonendichte $n_p R^2$ über den Koronalöchern beträgt 2.7 cm^{-3} (*McComas et al.* [2000]), die an der Stromschicht gemessenen Werte liegen alle deutlich über diesem Wert. Die Schwankungen der Dichte in Tabelle 3.2 verdeutlichen, was in den Abbildungen 3.3 und 3.4 erkennbar ist: die Dichte zeigt sehr starke Fluktuationen auch in den Stundenmittelwerten.

Für die Diskussion ist es hilfreich, die bestimmten Punkte in eine Karte in 1 AE im rotierenden Koordinatensystem einzutragen, dargestellt in Abbildung 3.5 als blaue Kreise. Weiterhin eingezeichnet sind Markierungen für das Vorzeichen von B_r längs der *Ulysses*-Trajektorie, projiziert nach Gleichung (3.45), wobei für $B_r > 0$ ein grüner, für $B_r < 0$ ein roter Strich eingezeichnet wurde. Es sei angemerkt, dass Länge und Breite der Striche keine physikalische Bedeutung haben, sondern alleine der Visualisierung dienen. Als blaue Linie ist unser Modell der Stromschicht in 1 AE eingezeichnet, welches wir folgendermaßen bestimmt haben: Wir nehmen an, dass sich die Stromschicht in der Form

$$\lambda_{\text{HCS}} \equiv \lambda_{\text{HCS}}(\phi) \quad (3.47)$$

schreiben lässt, und entwickeln diese Funktion in folgender Weise:

$$\lambda_{\text{HCS}} = \sum_{i=0}^N c_i \sin(i(\phi - \phi_0)) \quad (3.48)$$

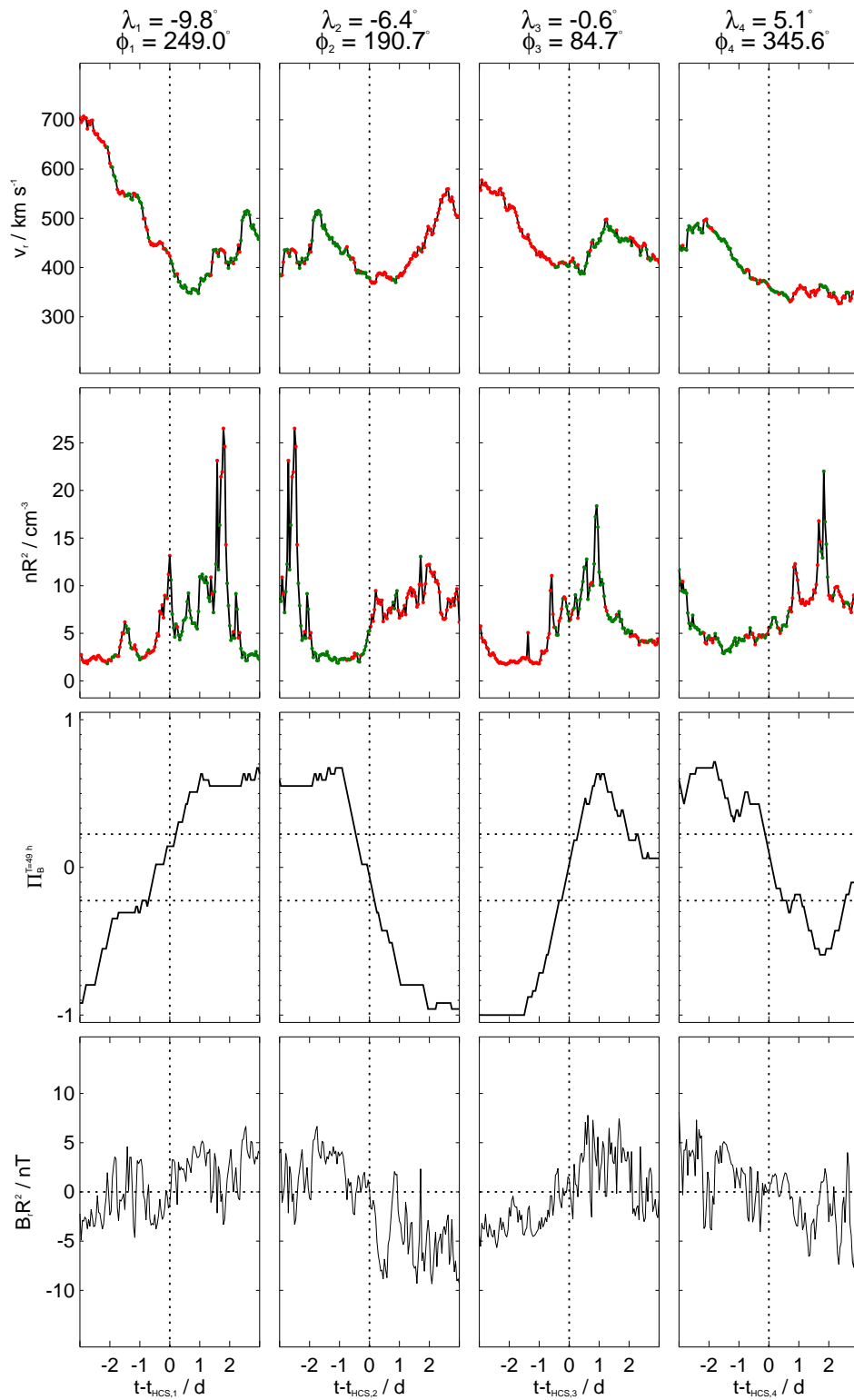


Abbildung 3.3: Zur Bestimmung des Stromschichtdurchganges. Dargestellt sind Geschwindigkeit, Dichte, Polarität und radiales Magnetfeld in der Umgebung der identifizierten Stromschichtdurchgänge.

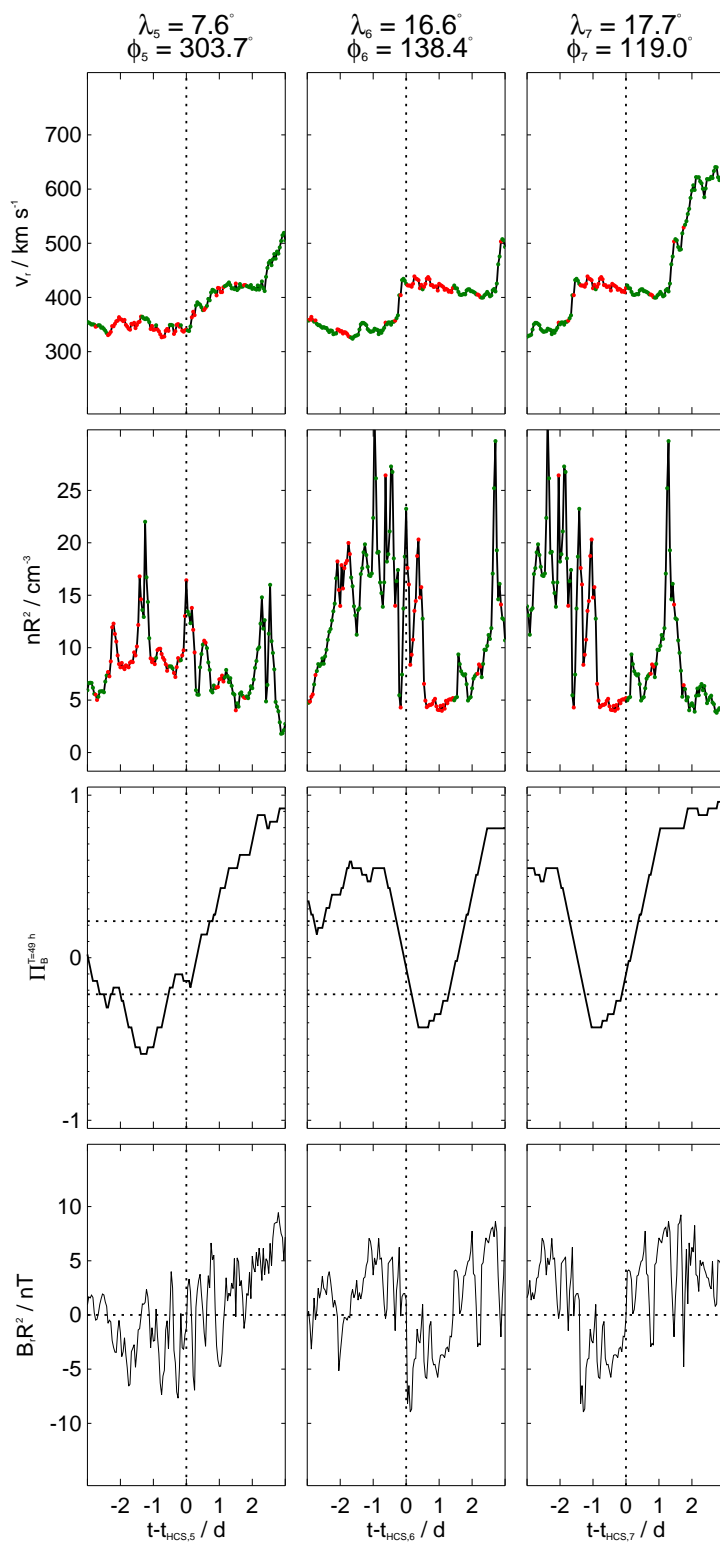


Abbildung 3.4: Zur Bestimmung des Stromschichtdurchganges, gleiche Darstellung wie in Abbildung 3.3

wobei wir $N = 7$ gewählt haben. Die Koeffizienten c_i und der Winkel ϕ_0 werden über simple Variation bestimmt, indem die Größe

$$\Psi_{\text{HCS}}^* := \sum_{j=1}^{N_0} (\lambda_{\text{HCS}}(\phi_j) - \lambda_j)^2 \quad (3.49)$$

minimiert wird. Hierbei sind die Tupel (λ_j, θ_j) die zuvor bestimmten Stromschichtdurchgänge von *Ulysses*, siehe Tabelle 3.2. Wir gehen davon aus, dass die Stromschicht nicht gegen die Äquatorebene verschoben ist, dass heißt wir setzen $c_0 = 0^\circ$, obwohl gerade für diesen Zeitraum ein Abklingen der Nord-Süd-Asymmetrie beobachtet wird (*Smith et al.* [2000b]). Da alleine die Zeitabhängigkeit dieses Vorganges eine Verletzung unserer (vereinfachten) Annahmen ist, stellen wir die Stromschicht hier ohne eine solche Asymmetrie dar, werden die Auswirkungen dieser Annahme jedoch in Kapitel 4 diskutieren.

Die nach dieser Methode bestimmten Parameter c_i sind in Anhang B aufgelistet und die resultierende Kurve ist als blaue Linie in Abbildung 3.5 dargestellt. Man erkennt eine qualitativ gute Übereinstimmung mit der Vorzeichenverteilung längs der *Ulysses*-Trajektorie. Einen ganz ähnlichen Verlauf der Stromschicht erhalten *Smith et al.* [1995], die ebenfalls 7 Stromschichtdurchgänge ermitteln, und eine konsistente Verteilung der von *Ulysses* beobachteten korotierenden Wechselwirkungszonen (CIR) beschreiben. Der größte Faktor in der Entwicklung (3.48) ist c_2 , entsprechend deutlich ist das Auftreten von je zwei Minima und Maxima in $\lambda_{\text{HCS}}(\phi)$. Das Modell eines geneigten Dipols (siehe Kapitel 2) lässt sich somit ausschließen, wir erwarten hiernach das Auftreten von je zwei Hochgeschwindigkeitsströmen gleicher Polarität. Dies wird durch *WIND* während der Carringtonrotationen 1892 bis 1894 auch beobachtet, vergleiche Abbildung 2.9. Eine solche Struktur der Stromschicht kann nach *Bruno et al.* [1982] als Indiz für die Anwesenheit von Quadrupolanteilen im solaren Magnetfeld zusätzlich zu den dominanten Dipolanteilen gesehen werden.

3.3.3 Bestimmung der inneren Randbedingungen

Nachdem wir nun ein Modell der Lage der Stromschicht in 1 AE gewonnen haben, werden wir die statistischen Eigenschaften der Stromschicht ausnutzen, um innere Randbedingungen für die numerische Simulation mit *ZEUS* zu konstruieren. Dazu werden wir Plasma- und Magnetfeld-daten von *WIND* während der Carringtonrotation 1893 benutzen. Diese Wahl wurde getroffen, weil der Breitenunterschied zwischen *WIND* und *Ulysses* nicht sehr groß ist (siehe Abbildungen 2.9 und 2.10), und

nach *Smith et al.* [2000b] ab etwa diesem Zeitintervall die Nord-Süd-Asymmetrie der Stromschicht verschwunden ist.

3.3.3.1 Vorgehensweise

Unser Ansatz ist nun, die Information über die Stromschicht zusammen mit Beobachtungen in situ durch *WIND* zur Bestimmung der inneren, radialen Randbedingungen zu benutzen. Innerhalb einer vollständigen Sonnenrotation decken die Messwerte das Längenintervall vollständig ab. Zu jedem Punkt $\phi_{S/C}$ existiert entsprechend unseres Modelles der Stromschicht ein Wert $\lambda_{HCS}(\phi_{S/C})$. Wir nehmen an, dass sich Radialgeschwindigkeit, Dichte und Temperatur bei $\phi_{S/C}$ als stetig differenzierbare Funktion der Breite λ darstellen lassen. Erste Nebenbedingung ist, dass diese Funktion bei $\lambda_{HCS}(\phi_{S/C})$ ein Extremum habe, siehe Abbildung 3.6. Weitere Nebenbedingungen sind, dass die Randwerte über den Koronalöchern den von *Ulysses* bestimmten Mittelwerten entsprechen, siehe Tabelle 3.5. Dazu definieren wir λ_N und λ_S , die den Beginn des nördli-

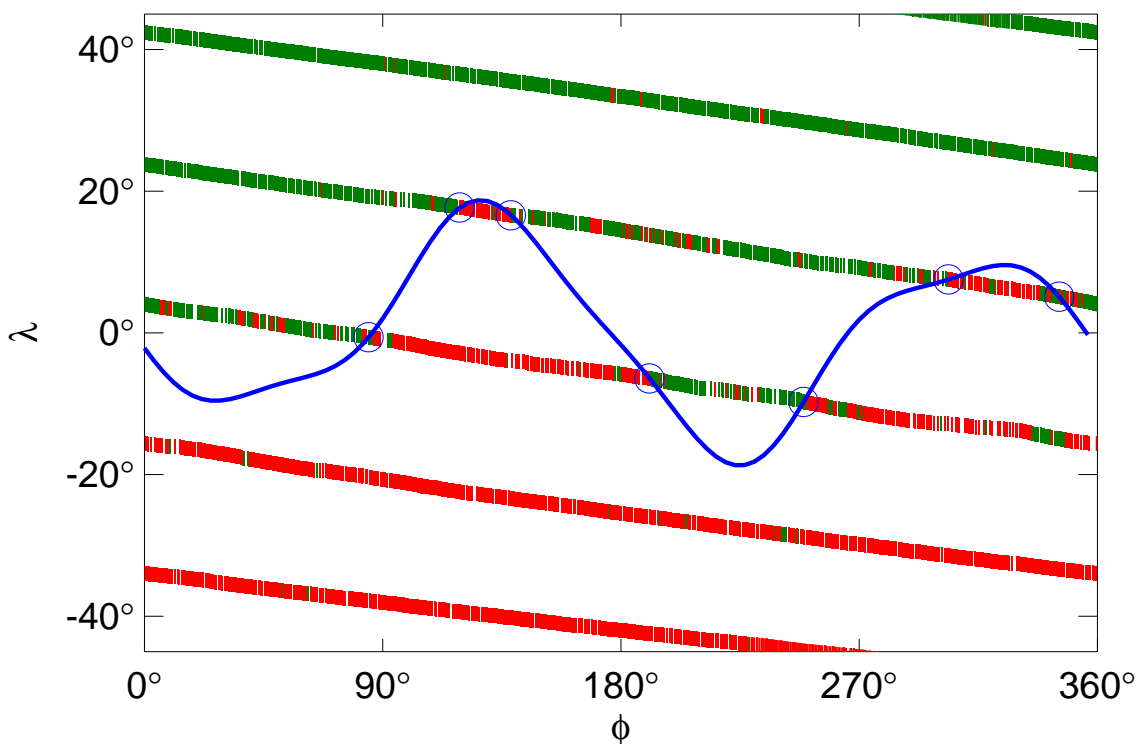


Abbildung 3.5: Das Modell der Stromschicht in 1 AE (blaue Linie) als Funktion der Länge ϕ im rotierenden Koordinatensystem. Die zuvor bestimmten Stromschichtdurchgänge (siehe Tabelle 3.2) sind als blaue Kreise eingetragen. Längs der Ulysses-Trajektorie ist als grüne ($B_r > 0$) beziehungsweise rote Striche ($B_r < 0$) die Polarität markiert.

chen und südlichen Koronaloches kennzeichnen. Für diese haben wir folgende Werte gewählt:

$$\begin{aligned}\lambda_S &= 33^\circ\text{S} \\ \lambda_N &= 33^\circ\text{N}\end{aligned}$$

was ungefähr den Beobachtungen der meridionalen Erstreckung des „Bandes der Sonnenwindvariabilität“ entspricht, siehe Abbildung 2.10. Da es in dieser Vorgehensweise a priori keine Annahme über den interpolierten Wert am Ort der Stromschicht gibt, kann es zu Ausnahmefällen kommen, deren Behandlung in Anhang C dargestellt ist.

Bestimmt wird die Interpolationsfunktion schließlich unter Verwendung des Messwertes am Ort $\lambda_{S/C}$. Anwendung findet eine stückweise Polynominterpolation, die ebenfalls im Anhang dargestellt ist.

3.3.3.2 Die Konstruktion der Karten in 1 AE

Zunächst wird in dem benutzten Datensatz Periodizität der Parameter auf dem Intervall $\phi \in [0^\circ, 360^\circ]$ erzwungen, um Unstetigkeiten an den periodischen Randbedingungen in der Azimutalkomponente zu unterdrücken, siehe dazu Anhang C.

Wir verwenden zwei numerische Gitter mit der Anzahl der aktiven Gitterzellen (ohne Ränder) N_r , N_θ und N_ϕ in den jeweiligen Koordinaten,

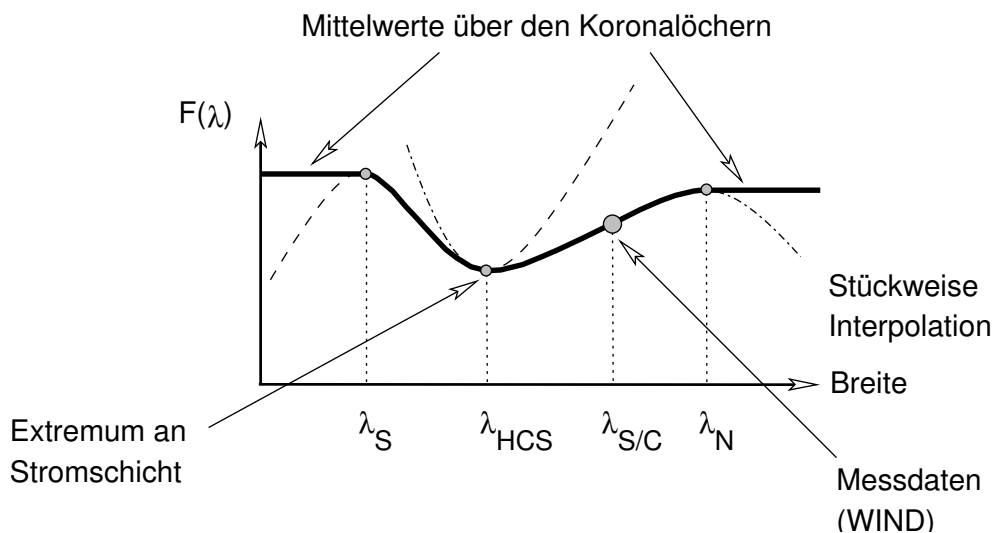


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung des Interpolationsverfahrens. Als Funktion der Breite ist das Interpolationspolynom F aufgetragen, dessen Eigenschaften durch ein Extremum am Ort der Stromschicht bestimmt werden, sowie eines Messpunktes von WIND. Über den Koronalöchern werden Mittelwerte nach McComas et al. [2000] angenommen.

	N_r	N_θ	N_ϕ	Gesamtgröße	Speicherbedarf
Normale Auflösung	200	200	200	8×10^6	ca. 2 GB
Hohe Auflösung	300	200	300	18×10^6	ca. 4 GB

Tabelle 3.3: Die verwendeten numerischen ZEUS-Gitter und ihr Speicherplatzbedarf.

siehe dazu Tabelle 3.3. Die inneren, radialen Randwerte müssen demnach in einer Auflösung von 200×200 beziehungsweise 200×300 Gitterpunkten angegeben werden. Selbst in der höchsten Auflösung stehen mit den Stundenmittelwerten in Azimutalrichtung während einer vollen Sonnenrotation mehr Messpunkte als numerische Gitterpunkte in ϕ zur Verfügung. Für die synodische Rotationsperiode von 27.28 Tagen (Blumberg und Boksenberg [1995]) stehen mindestens 654 Datenpunkte zur Verfügung. Sowohl in θ als auch in ϕ verwenden wir äquidistante Gitter, siehe Tabelle 3.4.

Ein Messpunkt, der im rotierenden Koordinatensystem bei ϕ_{HCS} liegt, wird dem nächstliegenden Gitterpunkt (r_0, θ_j, ϕ_k) des numerischen Gitters zugewiesen. Längs der Meridionalrichtung wird dann die im vorigen Abschnitt dargestellte Interpolation angewendet. Im Rahmen der unvermeidlichen Ungenauigkeiten unseres Ansatzes ist diese „Nächster-Nachbar“ Approximation eine vertretbare Näherung.

Zuvor jedoch werden Datenlücken linear zwischen dem letzten Punkt vor und dem ersten Punkt nach der Lücke interpoliert. Die Datenqualität ist jedoch relativ gut, da in dem Intervall der Carringtonrotation 1893 nur 3 Datenlücken von jeweils 4 Stunden vorliegen.

Damit ergibt sich die Interpolation der von WIND gemessenen Parameter auf das in ZEUS benutzte Gitter.

3.3.3.3 Diskussion

Die nach obiger Vorgehensweise gewonnenen inneren Randbedingungen der Plasmaparameter in r_0 sollen im Folgendem diskutiert werden.

Koordinate	Wertebereich	Gittertyp	Randtyp
r	[1AE, 5AE]	Exponentiell	Fest/Offen
θ	[45°, 135°]	Äquidistant	Fest
Φ	[0°, 360°]	Äquidistant	Periodisch

Tabelle 3.4: Die verwendeten Randbedingungen der numerischen Simulation und die benutzten Gittertypen (siehe Anhang B).

Parameter	Wert in 1 AE
v_r	758 km/s
n	2.7cm^{-3}
T	$2.7 \times 10^5 \text{ K}$
$ B_r $	2.83 nT

Tabelle 3.5: Die Parameter über den Koronalöchern gemessen durch Ulysses, nach McComas et al. [2000]

Die Werte für die Radialgeschwindigkeit sind für ein Gitter hoher Auflösung (siehe Tabelle 3.3) in Abbildung 3.7 dargestellt. Als dickere, durchgezogene weiße Linie ist die Stromschicht entsprechend unseres Modelles eingetragen, die gepunktete Linie ist die Trajektorie von *WIND* während der Carringtonrotation 1893. Die dünnere, durchgezogene Linie stellt die Werte für λ_S und λ_N dar, wobei λ_S variiert wurde, um die erwähnten Ausnahmefälle der Interpolation zu berücksichtigen (siehe Anhang C).

Man erkennt zwei dominante Hochgeschwindigkeitsströme, die im südlichen Koronaloch verankert sind. Ihre aus Symmetriegründen vielleicht erwarteten nördlichen Gegenspieler treten in diesem Modell nicht auf, was seine Ursache in der schon in Kapitel 2 erwähnten Abwesenheit von Hochgeschwindigkeitsströmen positiver Magnetfeldpolarität in den Daten von *WIND* hat, siehe Abbildung 2.9. Obwohl nach unserem Modell durchaus Intervalle existieren, in denen $\lambda_{S/C}$ um über 10° oberhalb der Stromschicht liegt und somit näher an den südlichen Ausläufern des nördlichen, positiven Koronaloches liegt, erreichen die Geschwindigkeiten in den positiven Sektoren bei *WIND* keine hohen Werte. Dies erklärt die Dominanz der beiden südlichen Hochgeschwindigkeitsströme, obwohl natürlich auch eine Verletzung der Annahme der Stationarität als Ursache möglich ist und eine schwache zeitliche Evolution der Stromschicht eine räumliche Struktur verschleiern kann. Wir werden diesen Punkt noch in Kapitel 4 im Vergleich mit den *Ulysses*-Messungen diskutieren.

An einigen Punkten erkennt man ein „Durchbrechen“ der hohen Geschwindigkeiten in Meridionalrichtung von Süden nach Norden. Dies sind Artefakte unserer Methode, da hier die im Anhang dargestellte Vorgehensweise zur Herabsetzung der Geschwindigkeit an der Stromschicht an ihre Grenzen stößt. Im Rahmen der numerischen Simulation jedoch sind diese recht schmalen Strukturen unkritisch, da sie im Zuge der starken dynamischen Wechselwirkungen durch die Rotation der Sonne sehr schnell abgebaut werden. Die Mittelwerte über den Koronalöchern sind hier symmetrisch zur Äquatorebene angenommen, obwohl dies im Rahmen unseres Konzeptes nicht notwendig ist.

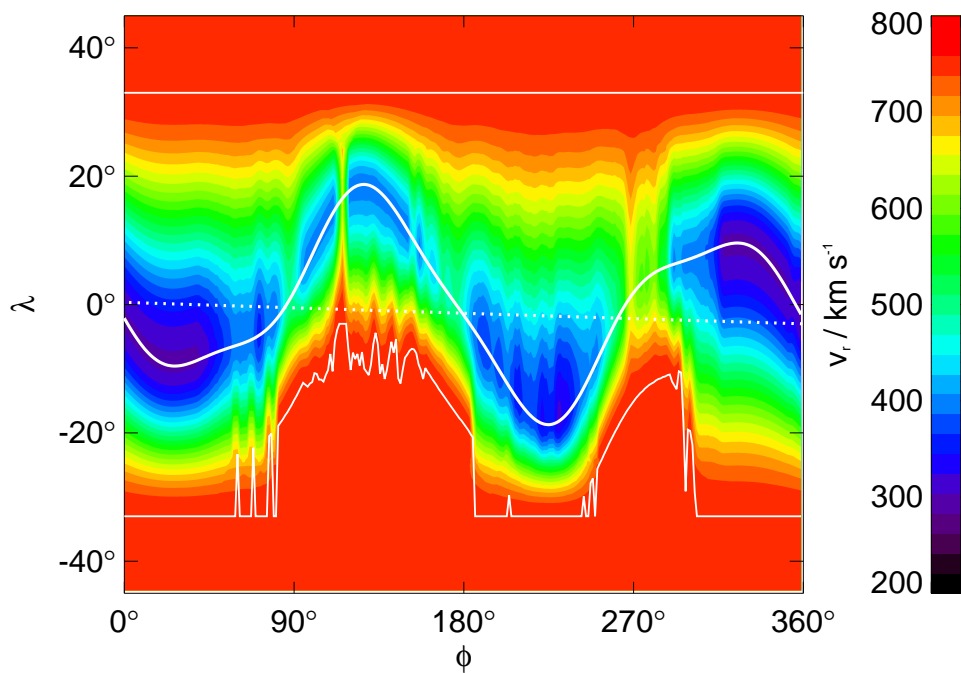


Abbildung 3.7: Die inneren r -Randbedingungen der Radialgeschwindigkeit in 1 AE. Die durchgezogene weiße Linie kennzeichnet die Lage der Stromschicht in unserem Modell, die gestrichelte Linie die Trajektorie von WIND während der hier zugrunde liegenden Carringtonrotation 1893. Die dünnere weiße Linie stellt den Verlauf von λ_N und λ_S , wobei λ_S variiert wurde (siehe Anhang C).

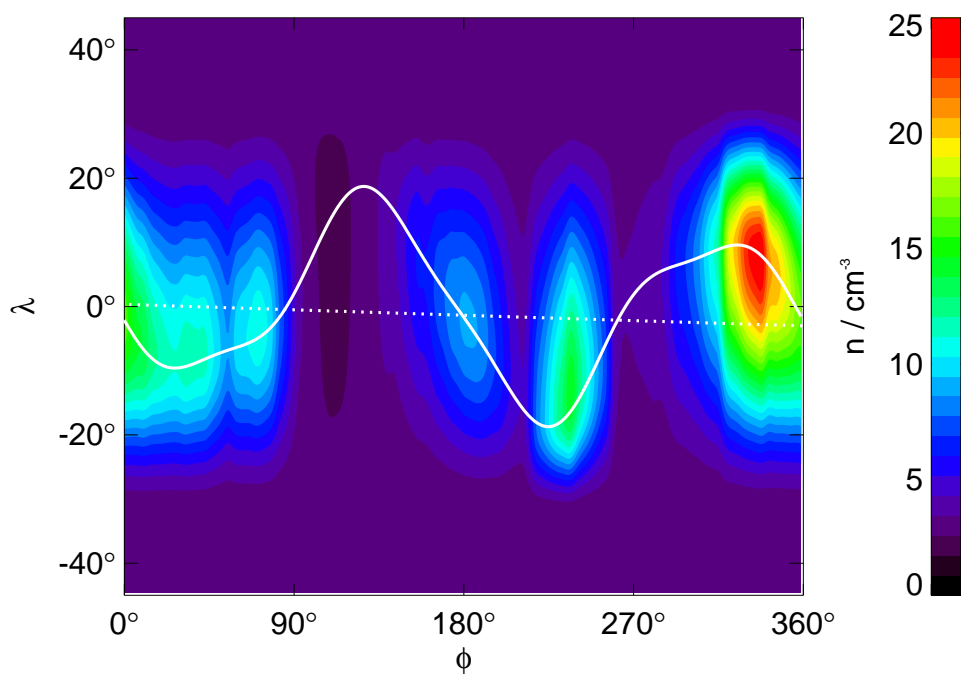


Abbildung 3.8: Die inneren r -Randbedingungen der Dichte in 1 AE. Die Darstellung entspricht Abbildung 3.7, λ_S und λ_N wurden nicht eingetragen, da diese hier konstant gehalten werden.

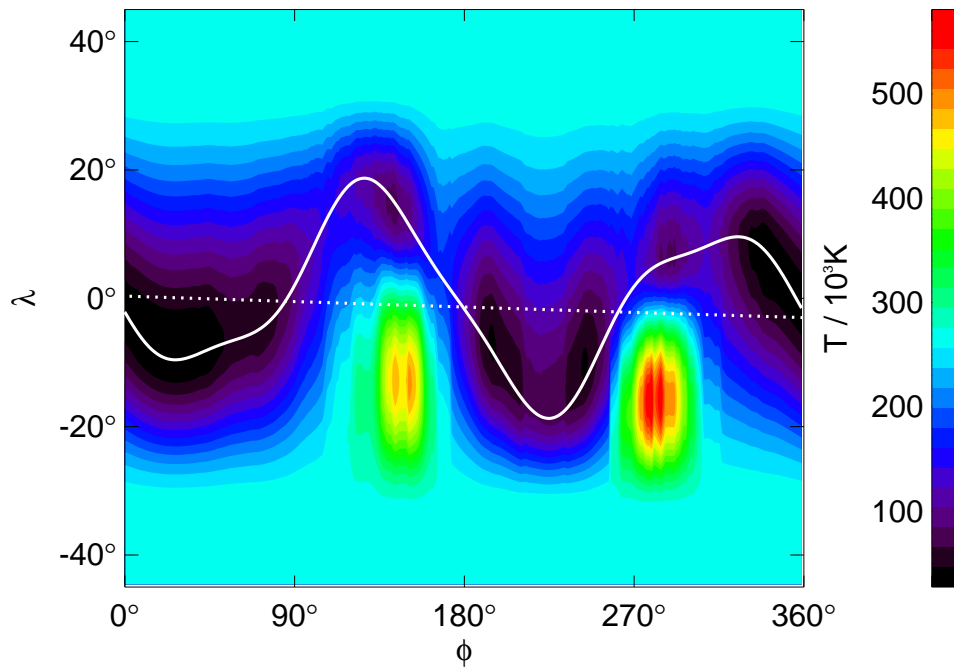


Abbildung 3.9: Die inneren r -Randedingungen der Temperatur in 1 AE. Die Darstellung entspricht Abbildung 3.7.

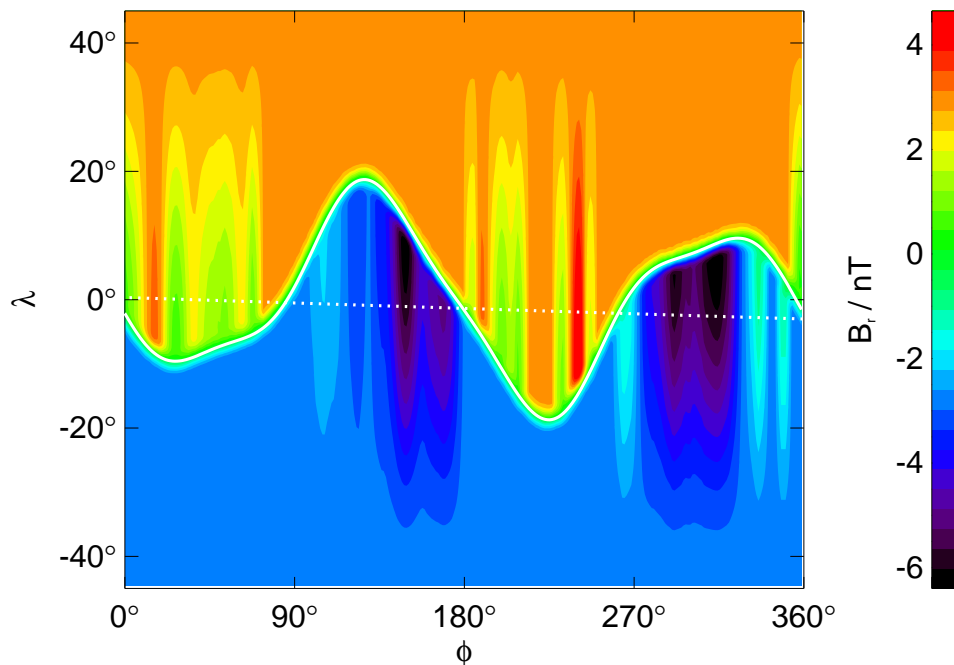


Abbildung 3.10: Die inneren r -Randedingungen des radialen Magnetfeldes in 1 AE. $B_r = 0$ wird am Ort der Stromschicht gemäß unseres Modelles erzwungen, Messwerte finden nur auf dem Teilintervall in λ Verwendung, auf dem sich $\lambda_{S/C}$ zwischen Koronaloeh und Stromschicht befindet.

Die Parameter sind in Tabelle 3.5 nach *McComas et al.* [2000] zusammengefasst und entstammen den Messungen für Protonen.

In Abbildung 3.8 sind die inneren Randbedingungen für die Dichte dargestellt, als Anhaltspunkte sind wie in Abbildung 3.7 die Stromschicht und die *WIND*-Trajektorie eingezeichnet.

Eine aufgrund der starken Fluktuationen notwendige Mittelung (siehe Anhang C) hat zur Folge, dass im Vergleich zur Geschwindigkeit deutlich weniger Feinstruktur wiedergegeben werden kann. Qualitativ erkennt man jedoch das geforderte Verhalten, die Werte höherer Dichte liegen im allgemeinen am Ort der Stromschicht. Eine deutlichere Abweichung ist zwischen $\phi = 100^\circ$ und 130° zu sehen, dies hat seine Ursache darin, dass in diesem Intervall *WIND* sehr weit von der Stromschicht in unserem Modell entfernt ist.

Dieser große Breitenabstand macht eine Prognose für den Wert am Ort der Stromschicht schwierig und führt in diesem Fall zu sehr niedrigen Werten an der Stromschicht, die sogar noch kleiner sind als die Mittelwerte über den Koronalöchern. Auch dieser Punkt wird im Rahmen des Vergleiches mit den Daten von *Ulysses* noch einmal diskutiert werden.

In Abbildung 3.9 sind die Ergebnisse für die Temperatur dargestellt. Auch hier muss zwangsläufig durch eine rigorose Glättung auf eventuelle Feinstrukturen verzichtet werden. Dennoch gibt das Ergebnis qualitativ das erwartete Verhalten wieder, da die Temperatur minimal an der Stromschicht ist. Innerhalb der beiden südlichen Hochgeschwindigkeitsströme erwarten wir demnach erhöhte Temperaturen. Die Gültigkeit dieser Annahme wird durch den Vergleich mit *Ulysses* überprüft werden.

Die Geschwindigkeiten v_θ und v_ϕ werden für die inneren Randbedingungen auf Null gesetzt, obwohl nach der Diskussion in Kapitel 2 auch in 1 AE an den schon vorhandenen Kompressionszonen nichtradiale Geschwindigkeiten erzeugt werden. Da diese jedoch Folgen der dynamischen Wechselwirkungen sind, ist es im Rahmen dieses einfachen Interpolationsverfahrens nicht möglich, sinnvolle Vorhersagen in 1 AE zu machen, sie auf Null zu setzen ist ein sinnvoller Kompromiss (man beachte unsere spezielle Formulierung, wir bestimmen Geschwindigkeiten im rotierenden Koordinatensystem in der Schreibweise nach Gleichung (A.1), siehe Anhang A).

Da in *ZEUS* nicht die Temperatur, sondern die innere Energie berechnet wird, muss bei der Initialisierung noch folgende Umrechnung erfolgen:

$$\varepsilon = \frac{2}{\gamma - 1} n k_B T$$

3.3.4 Die Implementierung des Magnetfeldes

Um auch das Magnetfeld sinnvoll einbauen zu können, bedarf es aufgrund der geforderten Einhaltung der Quellenfreiheit des Magnetfeldes eines anderen Vorgehens als bei den Plasmaparametern. Der am inneren Rand in r_0 injizierte magnetische Fluss muss sich durch das ganze Simulationsgebiet fortsetzen. Wir benutzen dazu bei der Initialisierung das Parkermodell, Gleichungen (2.1 bis 2.3), um eine in 1 AE gegebene Verteilung von unterschiedlichen Werten $B_0(r_0, \theta, \phi)$ vom inneren Rand vollständig längs der Parkerspiralen auf den äußeren Rand bei 5 AE abzubilden. Dazu muss eine Annahme über die Geschwindigkeit im gesamten Simulationsraum zum Zeitpunkt $t = 0$ (dem Beginn der Simulation) gemacht werden. Unsere Vorgehensweise besteht darin, zunächst auf allen Gitterpunkten des Simulationsgebietes die gleiche Radialgeschwindigkeit anzusetzen, und zwar die nach Tabelle 3.5 gegebene mittlere Geschwindigkeit über den Koronalöchern. Damit lassen sich die Parkerspiralen konstruieren und die Komponenten des Magnetfeldes an allen Gitterpunkten entsprechend der Gleichungen (2.1 bis 2.3) bestimmen. Anschaulich hat unsere Vorgehensweise die Bedeutung, dass wir den Betrag am Fußpunkt jeder Feldlinie frei wählen können und dass an jedem Punkt im rotierenden Koordinatensystem das Magnetfeld parallel zur Geschwindigkeit ist. Wir bestimmen zunächst ein Modell der Verteilung von B_r in 1 AE und berechnen B_ϕ dann über die Bedingung

$$B_\phi = -\Omega_\odot r \sin \theta \frac{B_r}{v_r}$$

Das Ergebnis dieser Vorgehensweise ist in Abbildung 3.10 dargestellt. Als Einschränkung gilt, dass wir den Messwert nicht zur Prognose über die Stromschicht hinweg benutzen. Befindet sich *WIND* zum Beispiel unterhalb der Stromschicht, wird (in Meridionalrichtung) oberhalb der Stromschicht der konstante Mittelwert entsprechender Polarität nach Tabelle 3.5 benutzt, interpoliert wird unter Einbindung des Messwertes jedoch unterhalb der Stromschicht.

Auffällig sind in Abbildung 3.10 Strukturen, die sich längs eines Meridians anordnen. Dies ist ein Artefakt unserer Vorgehensweise, es wird sich jedoch zeigen, dass diese Strukturen durch die Rotation sehr schnell verlagert werden. Nach dieser Verteilung von B_r in $r_0 = 1$ AE wird dann B_ϕ berechnet und das so gewonnene Magnetfeld längs der Parkerspiralen in das Simulationsgebiet fortgesetzt. Praktisch wird dazu an jedem Gitterpunkt im Simulationsgebiet längs der Parkerspirale zurück extrapoliert nach r_0 und das Magnetfeld am Fuße der Parkerspirale auf der Karte 3.10 bestimmt.

3.3.5 Die Simulation bis zur Stationarität

Wir initialisieren unser Modell als Riemannproblem in radialer Richtung. Zum Zeitpunkt $t = 0$ (dem Beginn der Simulation) ist der Simulationsraum für $r > r_0$ an den Gitterpunkten mit einer simplen Wahl der Parameter bestückt, die näherungsweise stationär bliebe, wenn die inneren Randbedingungen nicht in obiger Form gewählt würden. Für die Plasmaparameter gilt:

$$\begin{aligned} \text{Für } r > r_0, t = 0: \quad v_r &= v_{r,0} \\ v_\theta &= 0 \\ v_\phi &= 0 \\ n &= n_0 \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-2} \\ \varepsilon &= \varepsilon_0 \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-2\alpha} \end{aligned}$$

Die Parameter $v_{r,0}$, n_0 und ε_0 entsprechen dabei den Mittelwerten über den Koronalöchern, siehe Tabelle 3.5

Die Magnetfelder werden in der zuvor beschriebenen Form gewählt, so dass die Funktion $B_{r,0}(\theta, \phi)$ von r_0 längs der Parkerspiralen in den Simulationsraum abgebildet wird:

$$\begin{aligned} \text{Für } r > r_0, t = 0: \quad B_r &= B_{r,0}(\theta, \phi) \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-2} \\ B_\theta &= 0 \\ B_\phi &= -\frac{\Omega_\odot \sin \theta}{r_0} B_{r,0}(\theta, \phi) \left(\frac{r}{r_0}\right)^{-1} \end{aligned}$$

Zu allen Zeiten bestimmen diese Gleichungen auch die Randbedingungen in θ , die wir festhalten auf den obigen Werten. Diese Vorgehensweise erlaubt es zwar nicht, Strömungen in Meridionalrichtung aus dem Simulationsgebiet heraus zu beschreiben, da jedoch die meridionalen Ränder unseres Simulationsgebietes bei $\lambda = \pm 45^\circ$ innerhalb der homogenen, schnellen Sonnenwindregime liegen und dort die (mittlere) Strömung rein radial ist, stellt diese Wahl hier keine Einschränkung des Ergebnisses dar. Es zeigt sich auch, dass die dynamisch entstehenden Strukturen zu späteren Zeiten nicht in Konflikt mit diesen Randbedingungen geraten. Die azimuthalen Randbedingungen sind durch die Periodizität der Koordinate ϕ sehr einfach realisierbar, indem die Ränder überlappen.

Die äußeren Randbedingungen in $r_1 = 5$ AE werden so gewählt, dass sie ein Herauslaufen der dynamischen Strukturen erlauben, in dem aus dem Simulationsgebiet auf die äußeren Randpunkte extrapoliert wird, um die Differenzenquotienten bilden zu können. Da unsere Strömungen immer sehr viel schneller als alle charakteristischen Geschwindigkeiten sind, können Fehler, die bei dieser Extrapolation entstehen, nicht in das

Simulationsgebiet zurücklaufen, entsprechend stabil lässt sich der Rand in r_1 realisieren.

Die Tatsache, dass die Geschwindigkeiten überall größer als die größte charakteristische Geschwindigkeit c_f sind, erlaubt es, die inneren Randbedingungen in obiger Form zu wählen, alle Parameter dürfen frei gewählt werden, da alle Charakteristiken vom inneren Rand in das Simulationsgebiet hineinlaufen. Wäre dies nicht der Fall, müssten über die Riemanninvarianten Bedingungen zwischen den MHD-Parametern geknüpft werden.

Zum Zeitpunkt $t = 0$ stellt diese Initialisierung ein Riemannproblem in radialer Richtung dar (zum Beispiel *Courant und Friedrichs* [1948]), für $t > 0$ breitet sich eine Störung vom inneren Rand in das Simulationsgebiet hinein aus. Dabei handelt es sich um eine Verdünnungswelle, die entsteht, da die Geschwindigkeiten im Simulationsraum vor der Verdünnungswelle größer sind als dahinter.

Die stationäre Lösung wird als unser Referenzmodell fungieren, unsere Wahl für den Polytropenindex α entspricht dem in der Literatur im Zusammenhang mit den Ergebnissen der *Ulysses*-Mission dargestellten Wert für die Protonen: $\alpha = 1.5$ (*McComas et al.* [2000], *Feldman et al.* [1998]).

Hinter der Verdünnungswelle erstreckt sich die stationäre Lösungsregion, unsere Simulation ist beendet, wenn die Verdünnungswelle das Simulationsgebiet verlässt. Die sich dann einstellende Lösung ist stationär, in unserem Fall, bei der Verwendung von Daten von *WIND* während Carringtonrotation 1893, ist dies nach ungefähr 22 Tagen (simulierte Zeit) der Fall. Je nach benutzter Zeitschrittweite, die gemäß des CFL³-Kriteriums aus der maximalen charakteristischen Ausbreitungsgeschwindigkeit bestimmt wird (*Stone und Norman* [1992a]), werden dazu zwischen 2500 und 4000 Iterationen benötigt (für $r_0 = 1$ AE und $r_1 = 5$ AE). Diese stationäre Lösung im rotierenden System ist Grundlage für die folgende Diskussion.

³Courant-Friedrichs-Lewy-Kriterium, z.B. in *Jeffrey und Taniuti* [1964]

DER SONNENWIND ZUR ZEIT DES FAST-LATITUDE-SCANS VON ULYSSES

In diesem Kapitel soll der stationäre Zustand im rotierenden Koordinatensystem \mathcal{K}' basierend auf den in Kapitel 3 formulierten Randbedingungen dargestellt und im Kontext von Kapitel 2 diskutiert werden. Wir beginnen unsere Darstellung mit der Validierung unseres Modelles durch den Vergleich mit den Messungen von *Ulysses*, was die qualitative Gültigkeit unseres Modelles bestätigen, aber auch implizite Limitationen aufzeigen wird. In den sich anschließenden Abschnitten wird der dreidimensionale Zustand, das Weltraumwetter, zwischen 1 AE und 5 AE diskutiert und mit den in Kapitel 2 dargestellten Beobachtungen verglichen. Wir werden die radiale Evolution der Kompressionszonen und die Bildung von Stoßwellen beschreiben, insbesondere im Hinblick auf die räumliche Struktur.

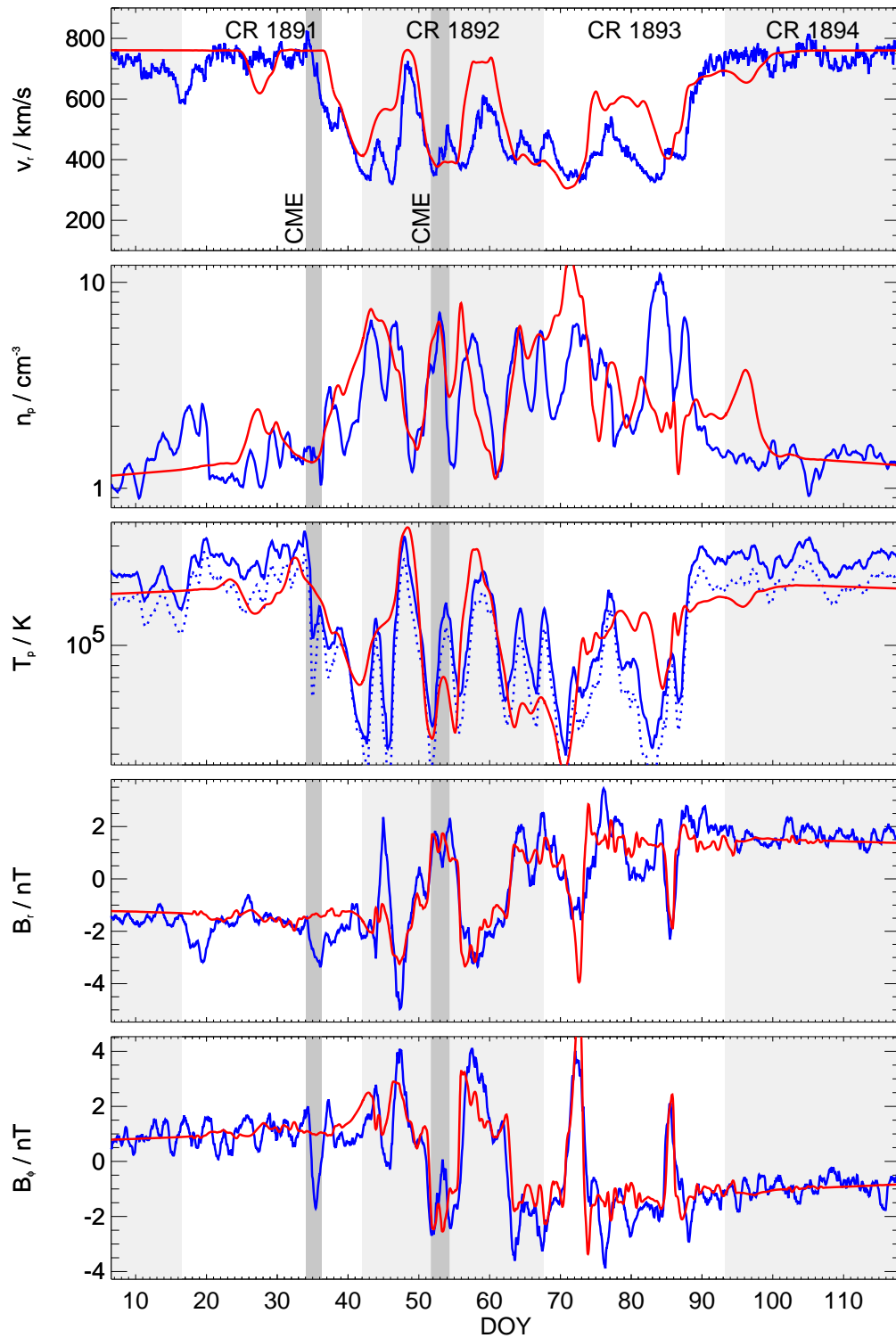


Abbildung 4.1: Validierung der Simulation mit ZEUS (rote Kurve) durch den Vergleich mit Ulysses (blaue Kurve) während des „Fast-Latitude-Scans“. Dargestellt sind Messwerte der Protonen, die Radialgeschwindigkeit in Stundenmittelwerten, die übrigen Größen in gleitend bestimmten Tagesmittelwerten.

4.1 Validierung des Modells

Die Tatsache, dass zur Bestimmung der Randbedingungen in r_0 *Ulysses*-Daten nur zur Ermittlung der Mittelwerte über den homogenen Regionen der Koronalöcher verwendet werden, erlaubt es, die simulierten Werte am Ort der *Ulysses*-Trajektorie mit den Messdaten zu vergleichen. Einzige Einschränkung ist dabei die Lage der Stromschicht, die als Information – gewonnen aus *Ulysses*-Daten – Eingang in unser Modell gefunden hat. Die Zeit taucht hier nur als Bahnparameter der Trajektorie von *Ulysses* im rotierenden Koordinatensystem \mathcal{K}' auf, wenn unsere Annahme der Stationarität richtig ist. Wir werden im Folgenden die Parameter des Fixsternsystems \mathcal{K} darstellen, jedoch alle räumlichen Darstellungen im rotierenden Koordinatensystem \mathcal{K}' vornehmen, da dies es ermöglicht, bei der Darstellung der Simulationsergebnisse auf die Angabe eines Zeitpunktes zu verzichten. Nur zum Vergleich mit den Messdaten von *Ulysses* werden Zeitangaben verwendet.

Wie bereits in Kapitel 3 erwähnt, werden in diesem Vergleich mehrere Anforderungen an unser Simulationskonzept und das numerische Modell gleichzeitig überprüft: Während unsere inneren Randbedingungen in der Lage sein müssen, die dreidimensionale Struktur richtig wiederzugeben, muss das numerische Modell die radiale Entwicklung von r_0 bis r_u , dem Ort, an dem sich *Ulysses* befindet, richtig wiedergeben. Zwar beträgt der radiale Abstand vom inneren Rand r_0 bis r_u nur zwischen 0.3 und 0.5 AE, dennoch werden wir feststellen, dass dynamische Prozesse auch schon auf diese Distanz erkennbar sind.

Unsere Vorgehensweise ist hier folgende: zunächst wird für das Koordinatentripel (r_u, θ_u, ϕ_u) – dem Ort, an dem sich *Ulysses* zur Zeit t im rotierenden Koordinatensystem befindet – die Gitterzelle des *ZEUS*-Gitters bestimmt, innerhalb derer sich der Punkt befindet. Alle Observablen der Simulation werden dann trilinear an den Ort (r_u, θ_u, ϕ_u) interpoliert. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Für Radialgeschwindigkeit, Dichte, Temperatur, radiales und azimutales Magnetfeld werden Messwerte von *Ulysses* (blau, vergleiche Abbildung 2.10) zusammen mit den über die obige Interpolation gewonnenen simulierten Werten (rot) als Funktion der Zeit verglichen. Die Messwerte sind in Tagesmittelwerten, die gleitend aus Stundenmittelwerten gewonnen werden, dargestellt, mit Ausnahme der Radialgeschwindigkeit, für die Stundenmittelwerte benutzt werden. Hierbei handelt es sich um eine Simulation mit hoher Gitterauflösung (Tabelle 3.3); wir benutzen den fast adiabatischen Polytropenindex $\alpha = 1.5$.

Für die gemessene Protonentemperatur liegen Daten des Experimentes *SWOOPS* (*Bame et al.* [1992]) in zwei Arten vor, da diese über verschie-

dene Vorgehensweisen gewonnen werden¹. Die erste Methode, die eine höhere Temperatur liefert (durchgezogene Linie in Abbildung 4.1), wird gebildet, in dem über die gemessene, dreidimensionale Geschwindigkeitsverteilung der Protonen integriert wird. Bei dieser Methode können auch Rauschanteile in die Bestimmung der Temperatur eingehen, weshalb die so bestimmte Temperatur eine *obere Schranke* der wahren Temperatur sein sollte. In der zweiten Methode wird zunächst eine eindimensionale Geschwindigkeitsverteilung aus den gemessenen Werten generiert und dann von dieser die Temperatur bestimmt. Diese Temperatur (gestrichelte Linie in Abbildung 4.1) stellt laut Aussage der Experimentatoren eine *untere Schranke* der wahren Temperatur dar. Wir haben beide Temperaturen für den Vergleich mit den Simulationsergebnissen herangezogen. In allen Größen erkennt man eine verhältnismäßig gute Übereinstimmung. Wir werden im Folgenden jede der hier dargestellten Observablen einzeln diskutieren und versuchen, die Ursache für Abweichungen zu erläutern sowie die Messungen in den Kontext der dreidimensionalen Struktur zu stellen.

4.1.1 Die Radialgeschwindigkeit

Die radiale Evolution des Sonnenwindes ist dominiert von der Wechselwirkung der unterschiedlichen Geschwindigkeitsregime, insofern ist v_r eine für die Modellierung sehr wichtige Observable. Da das Ausmaß der dynamischen Wechselwirkungen bestimmt wird von der räumlichen Lage der Hochgeschwindigkeitsströme, muss unser Modell diese richtig wiedergeben können.

Um den Vergleich von gemessenen und simulierten Daten auch im Kontext unseres räumlichen Modelles durchführen zu können, ist in Abbildung 4.2 ein Schnitt der Simulationsdaten in 1.3 AE dargestellt, auf diesen Abstand ist die Trajektorie von *Ulysses* nach Gleichung (3.45) projiziert. Jeder Punkt ist der Beginn eines Tages, der Tag des Jahres kann der Beschriftung dieser Punkte entnommen werden. Als Referenz ist die Lage der Stromschicht mittels der Isolinie für $B_r = 0$ eingezeichnet.

Bei Tag 17 erkennt man in den Messdaten ein kleineres, lokales Minimum der Geschwindigkeit (580 km/s, Abbildung 4.1), welches nicht durch unsere Simulationsdaten wiedergegeben werden kann. Dieser Störung der ansonsten homogenen Geschwindigkeit folgt nach *Gosling et al.* [1995c] an Tag 20 eine rückwärts laufende Stoßwelle. Betrachtet man die Darstellung in Abbildung 4.2, so kann man in dieser Stoßwelle den südlichen Ausläufer des in Kapitel 2, Abbildung 2.12, dargestellten korotie-

¹Siehe *SWOOPS/Ion - User Notes*,

http://helio.estec.esa.nl/uds01/uls_01_a/Html/Swoops/Ion/Bai_un.htm

renden Stoßwellenpaares (Tag 47 und 48) sehen, welches von dem Hochgeschwindigkeitsstrom bei $\phi \approx 270^\circ$ (in Abbildung 4.2) getrieben wird. Da jedoch die dynamischen Wechselwirkungen in unseren Simulationsdaten in diesem Abstand noch nicht sehr stark ausgeprägt sind, können wir diese Stoßwelle nicht reproduzieren. Wie wir noch ausführen werden, findet für größere radiale Abstände in dieser Region eine so starke dynamische Wechselwirkung auch in unserer Simulation statt, dass sich ein korotierendes Stoßwellenpaar bildet

Bei Tag 27 erkennt man in den simulierten Daten ein kleines Minimum, da in unserer Simulation der Übergang zum langsamen Sonnenwind gestreift wird (Abbildung 4.2), mit den Messdaten stimmt dies jedoch nicht überein (Abbildung 4.1). Ursache für diese Abweichung kann die Lage der Stromschicht in unserem Modell sein. Eine solche Ungenauigkeit in der Bestimmung der Stromschichtlage ist jedoch im Rahmen unserer Vorgehensweise nicht auszuschließen. Eine weitere mögliche Ursache für eine solche Abweichung kann unsere einfache Annahme über den meridionalen Verlauf der Geschwindigkeit sein.

Der gemessene Übergang zum langsamen Sonnenwind beginnt bei Tag 34, der simulierte bei Tag 37, allerdings ist der Übergang in den *Ulysses*-Daten modifiziert durch die Anwesenheit des transienten Ereignisses (ICME) zwischen Tag 34 und 36 (*Gosling et al. [1995a]*). Diese interplanetare Manifestation eines koronalen Masseauswurfes wird Thema von Kapitel 5 sein und kann im Rahmen des stationären Modelles nicht behandelt werden. Wahrscheinlich jedoch ist durch unser Modell die azimutale Ausdehnung des Hochgeschwindigkeitsstroms, den *Ulysses* dann zwischen Tag 57 und Tag 62 beobachtet, überschätzt.

Bei Tag 43 beobachtet *Ulysses* ein schwaches lokales Maximum der Geschwindigkeit von 414 km/s, gefolgt von einem Hochgeschwindigkeitsstrom (Maximum 725 km/s) bei Tag 48, der die beiden oben genannten Stoßwellen treibt. Als zusammenhängende Struktur vermag unser Modell diesen Hochgeschwindigkeitsstrom sowohl in seiner Ausdehnung als auch in seiner Amplitude relativ gut wiederzugeben.

Zwischen Tag 52 und 54 schließt sich nach *Gosling et al. [1995c]* ein weiteres, transientes Ereignis an, das unter der Prämisse der Stationarität nicht reproduziert werden kann. Bei Tag 59 beobachtet *Ulysses* den zweiten, südlichen Hochgeschwindigkeitsstrom, den wir, wie bereits erwähnt, sowohl in der Breite als auch in seiner Amplitude in der Simulation offenbar überschätzen. Das kann ein Indiz für die langsame Verlagerung der Stromschicht von Süden nach Norden sein (*Smith et al. [2000b]*), denn die hohen simulierten Geschwindigkeiten sind Folge des großen Abstands zur Stromschicht unseres Modelles. Die meridionale Auslenkung in unserem Stromschichtmodell ist in diesem Längenintervall bestimmt durch die Beobachtungen der Stromschichtdurchgänge bei Tag 84 und 86, siehe

Tabelle 3.2 und Abbildung 3.4. Zu diesem Zeitpunkt sollte nach *Smith et al.* [2000b] die gesamte Stromschicht jedoch um einige Grad weiter nördlich sein als bei Tag 59. Nach dieser Vorstellung läge die formgebende Stromschicht zur Zeit der *Ulysses*-Messung weiter südlich, also läge auch der Hochgeschwindigkeitsstrom weiter südlich. Die geringere Breite und schwächere Amplitude der Beobachtungen erklären sich in dieser Vorstellung dadurch, dass *Ulysses* tatsächlich näher an der Stromschicht ist, als dies unser Modell wiedergibt, und deshalb niedrigere Geschwindigkeiten beobachtet werden.

Bei Tag 64 und 68 werden zwei kleinere Maxima der Geschwindigkeit (jeweils 498 km/s) beobachtet, die zumindest in ihrem Ansatz durch die Simulation wiedergegeben werden. Dabei handelt es sich um Strukturen, die dem Übergang zum nördlichen Koronaloach entspringen. Bei Tag 77 wird die mit 542 km/s bisher deutlichste Auswirkung des nördlichen Koronaloaches beobachtet, die Simulationsdaten überschätzen jedoch auch hier Breite und Amplitude. Der endgültige Übergang zum schnellen Sonnenwind des nördlichen Koronaloaches findet in Messung und Simulation zu vergleichbaren Zeiten statt. Das leichte Absinken der simulierten Geschwindigkeit bei Tag 96 deutet darauf hin, dass bei dieser Länge die Stromschicht in unserem Modell etwas zu weit nördlich angesiedelt ist. Generell ist die Lage der Ausläufer der Hochgeschwindigkeitsströme besser getroffen als die Amplitude, dies lässt sich jedoch in Einklang bringen einerseits mit der zwangsläufigen Ungenauigkeit unseres Stromschichtmodelles oder andererseits mit der zeitlichen Variationen der Lage der Stromschicht. Diese Amplitudenabweichungen ändern nichts an der qualitativen Gültigkeit unseres Modelles, die bestimmt wird durch die Lage der Regionen schnellen Sonnenwindes in Bezug auf den langsamen Sonnenwind.

4.1.2 Dichte und Temperatur

In Abbildung 4.3 und 4.4 sind Schnitte durch das stationäre Simulationsergebnis in 1.3 AE für Dichte und Temperatur analog zu Abbildung 4.2 dargestellt. Zunächst beobachtet *Ulysses* einen Abfall der Dichte (siehe Abbildung 4.1) bei Tag 20 (der rückwärts laufenden Stoßwelle), die Änderung der Temperatur ist jedoch schwächer ausgeprägt. Schon in der Geschwindigkeit ist erkennbar, dass unser Modell diese dynamische Wechselwirkung nicht reproduzieren kann, entsprechend fehlen auch in diesen beiden Observablen Indizien für die Anwesenheit einer Stoßwelle in den Simulationsergebnissen.

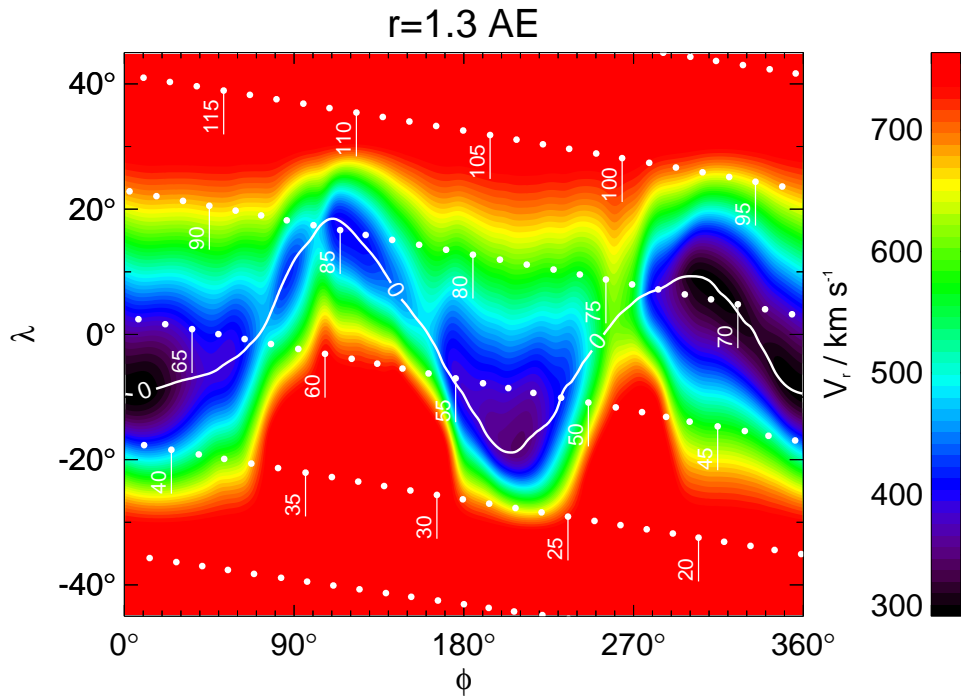


Abbildung 4.2: Schnitt in $r = 1.3 \text{ AE}$: Radialgeschwindigkeit (vergleiche Abbildung 3.7). Als weiße Linie ist die Konturlinie für $B_r = 0$ eingezeichnet. Die Punkte stellen die auf 1.3 AE nach Gleichung (3.45) abgebildete Ulysses-Trajektorie dar, jeweils bei 0:00 eines jeden Tages; die Beschriftung der Punkte repräsentiert den Tag des Jahres, vergleiche Abbildung 4.1

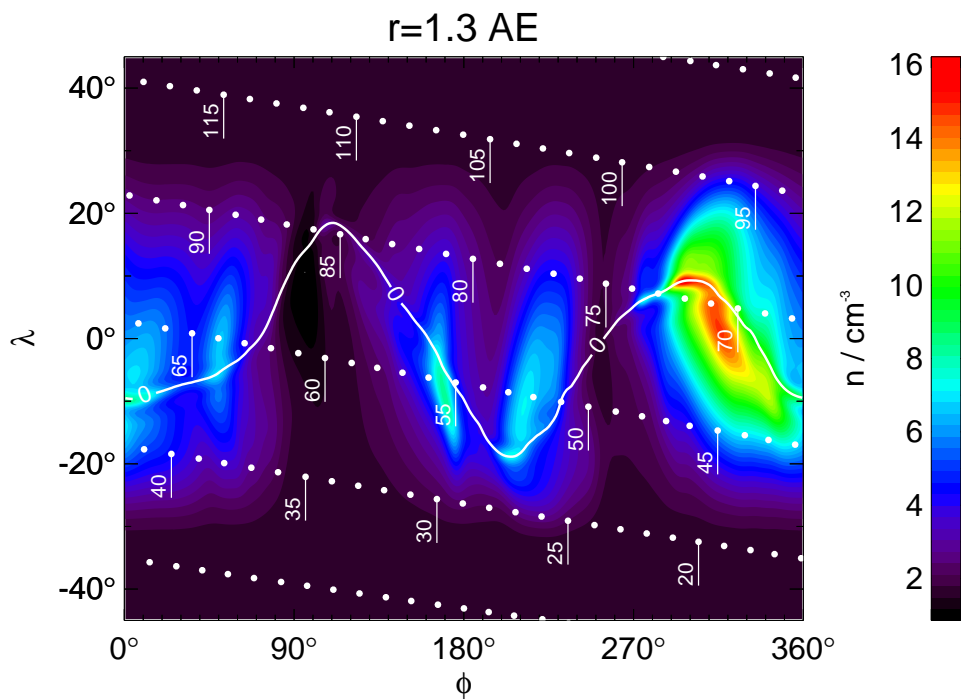


Abbildung 4.3: Schnitt in $r = 1.3 \text{ AE}$: Darstellung der Dichte im stationären Modell (vergleiche Abbildung 3.8).

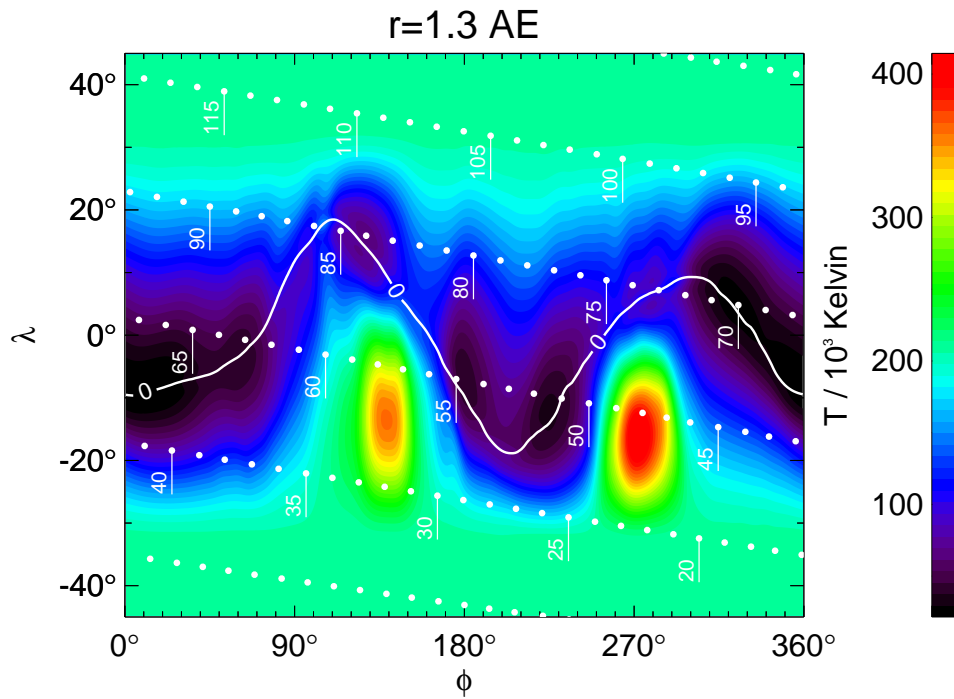


Abbildung 4.4: Schnitt in $r = 1.3 \text{ AE}$: Darstellung der Temperatur im stationären Modell (vergleiche Abbildung 3.9).

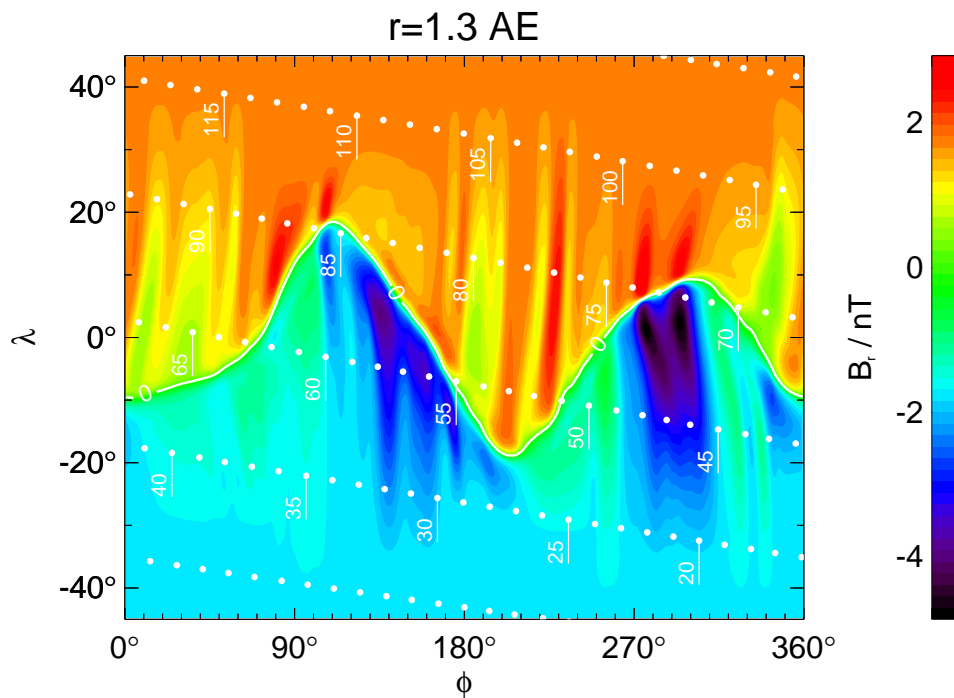


Abbildung 4.5: Schnitt in $r = 1.3 \text{ AE}$: Darstellung des radialen Magnetfeldes im stationären Modell (vergleiche Abbildung 3.10).

Bei Tag 27 erkennt man ein lokales Maximum der simulierten Dichte, korrelierend mit einem Minimum der simulierten Temperatur. Nach unserem Modell befindet man sich hier näher an der Stromschicht, als dies tatsächlich der Fall ist, was man auch an dem Abfall der simulierten Geschwindigkeit erkennt.

Um Tag 43 findet sich in den simulierten Daten ein breites Maximum der Dichte und ein Minimum der Temperatur. Nach Abbildung 4.3 erklärt sich dies durch die relative Nähe zur Stromschicht. Im Vergleich zu den tatsächlich beobachteten Werten erkennt man, dass die simulierte Dichte eine Einhüllende der gemessenen Werte bildet. Ähnlich die Temperatur, sie bleibt obere Schranke der tatsächlichen Messwerte. Somit ist das Verhalten innerhalb dieser korotierenden Wechselwirkungszone unter Verlust der Feinstruktur dennoch qualitativ richtig wiedergegeben.

Die offenbar mit den beiden lokalen Maxima der Geschwindigkeit bei Tag 64 und 68 verbundenen Strukturen werden in der Dichte zumindest im Ansatz reproduziert. Für diese in der Realität stärker strukturierte Wechselwirkungsregion bilden simulierte Dichte und Temperatur bis ungefähr Tag 80 eine Einhüllende beziehungsweise eine obere Schranke. Auch hier werden die dynamischen Effekte der Kompression qualitativ wiedergegeben.

Die größte Abweichung der simulierten von der beobachteten Dichte ereignet sich bei Tag 84, das gemessene starke Maximum der Dichte kann nicht wiedergegeben werden. Ursache dafür ist, dass hier der meridionale Abstand von Stromschicht und *WIND* sehr groß ist (siehe Abbildung 3.8 und die Diskussion in Kapitel 3), weshalb die Qualität der mit dem Messwert von *WIND* prognostizierten Dichte am Ort der modellierten Stromschicht sehr schlecht ist.

Im Übergang zum schnellen Sonnenwind tritt bei Tag 96 eine Abweichung der simulierten Daten zu den Beobachtungen auf: die simulierte Dichte hat hier ein lokales Maximum, Geschwindigkeit und Temperatur haben ein Minimum. Abbildung 4.3 zeigt, dass es sich in den Simulationsdaten hierbei um die nördlichen Ausläufer des breiten Maximums der Dichte zwischen $\phi \approx 290^\circ$ und $\approx 330^\circ$ (in 1.3 AE) handelt. Die meridionale Erstreckung dieser Struktur in Abbildung 4.3 wird in unserem Modell offenbar überschätzt.

An diesem Dichtemaximum lassen sich in Abbildung 4.3 schon dynamische Effekte erkennen, denn die Form der räumlichen Dichteverteilung ändert sich im Vergleich zu Abbildung 3.8. Das Maximum der Dichte wird im Zuge der Wechselwirkung des schnellen Sonnenwindes mit dem in Rotationsrichtung davor liegenden langsamen Sonnenwind in die Nähe der Stromschicht verschoben. Dass die dynamische Wechselwirkung an diesem Hochgeschwindigkeitsstrom aus dem südlichen Ko-

ronaloch tatsächlich sehr stark ist, zeigt die Anwesenheit eines korotierenden Stoßwellenpaares in den Messdaten. Auch wenn die Amplitude der Dichte bei Tag 72 in den simulierten Daten (Abbildung 4.1) die realen Werte überschätzt, scheint diese Wechselwirkungsregion dennoch relativ stark zu sein, so dass trotz der eventuellen Überbewertung dieser Region erhöhter Dichte die dynamische Wechselwirkung in dieser korotierenden Kompressionszone für die radiale Evolution der Sonnenwindstrukturen bestimmend ist. Es überrascht demnach nicht, dass gerade aus dieser Wechselwirkungszone auch in der Simulation – wenn auch erst in größeren radialen Abständen – ein korotierendes Stoßwellenpaar entsteht, welches wir noch genauer diskutieren werden.

4.1.3 Das Magnetfeld

Bei der Diskussion des Magnetfeldes muss betont werden, dass mit der Lage der Stromschicht aus unserem Modell natürlich schon Informationen der Messungen durch *Ulysses* Eingang in die Simulation gefunden haben. Dass die Polaritätswechsel des Magnetfeldes in Abbildung 4.1 entsprechend gut durch die Simulation getroffen werden überrascht, demnach nicht. Doch auch innerhalb der einzelnen Sektoren erreichen wir mit unserem Modell gute Übereinstimmungen. In Abbildung 4.5 ist die Magnetfeldkomponente B_r in gleicher Weise wie in den vorherigen Abbildungen in 1.3 AE dargestellt. Die Azimutalkomponente kann Abbildung 4.1 entnommen werden. Die Meridionalkomponente des Magnetfeldes ist in der Simulation überall bedeutend kleiner als die übrigen Komponenten, weshalb hier auf eine Diskussion dieser Größe verzichtet wird.

In den Messdaten gibt es nur zwei wesentliche Abweichungen des meridionalen Magnetfeldes von seinem Mittelwert Null, nämlich während der beiden transienten Ereignisse (CMEs). Die starke Änderung von B_ϕ bei Tag 35 in den *Ulysses*-Daten ist auf das erste der beiden Ereignisse zurückzuführen. Zumindest teilweise ist die Störung bei Tag 53 ebenfalls durch einen koronalen Masseauswurf verursacht.

Zwischen Tag 44 und 45 beobachtet *Ulysses* einen Polaritätswechsel, der in der Radialkomponente allerdings stärker ausgeprägt ist. Betrachtet man die Lage dieser Punkte in Abbildung 4.5, so erkennt man, dass es sich hierbei um eine „Faltung“ der Stromschicht handeln kann, die jedoch im Widerspruch zu unserer Annahme steht, dass sich λ_{HCS} eindeutig als Funktion der Länge ϕ schreiben lässt, obwohl diese Annahme allein technisch begründet ist. Es erweist sich als hilfreich, an dieser Stelle Messwerte von *WIND* und *Ulysses* in Stundenmittelwerten direkt mit

einander zu vergleichen, siehe Abbildung 4.6.

Zentriert sind beide Darstellungen auf ein „Stream-Interface“ (SI, siehe Kapitel 2), diese relativ gut lokalisierbaren Strukturen befinden sich in folgenden Koordinaten, wobei ϕ_{SI} auf 1 AE projiziert ist:

	r_{SI}/AE	λ_{SI}	ϕ_{SI}
WIND:	0.98	2° S	329°
Ulysses:	1.37	14° S	322°

Demnach liegt *Ulysses* um 12° weiter südlich als *WIND*. Dieses „Stream-Interface“ liegt in der Übergangsregion zu dem Hochgeschwindigkeitsstrom, der die von *Ulysses* beobachteten Stoßwellen treibt (vergleiche Abbildung 2.12). Für beide Missionen kann man in chronologischer Reihenfolge vor dem „Stream-Interface“ ein Intervall mit $B_r > 0$ erkennen, welches danach in $B_r < 0$ umschlägt, das positive Intervall ist allerdings deutlicher ausgeprägt bei *Ulysses*. Vergleicht man die Radialgeschwindigkeit um das „Stream-Interface“ herum, so erkennt man in beiden Fällen den Hochgeschwindigkeitsstrom.

Vor dem „Stream-Interface“ erkennt man in den *Ulysses*-Daten bei Tag 44 ein Anwachsen der Geschwindigkeit auf über 400 km/s, was wir in unserem Modell dadurch erklären, dass sich *Ulysses* im Gegensatz zu *WIND* den Ausläufern des südlichen Koronaloches nähert, siehe Abbildung 4.2. Sehr schematisch lässt sich diese Region vielleicht wie in Abbildung 4.7 darstellen: Im Gegensatz zu unserem Modell der Stromschicht (gelbe Fläche) weist die Stromschicht lokal eine um einige Grad in meridionale Richtung ausgedehnte Einbuchtung auf, diesem positiven Polaritätsin-

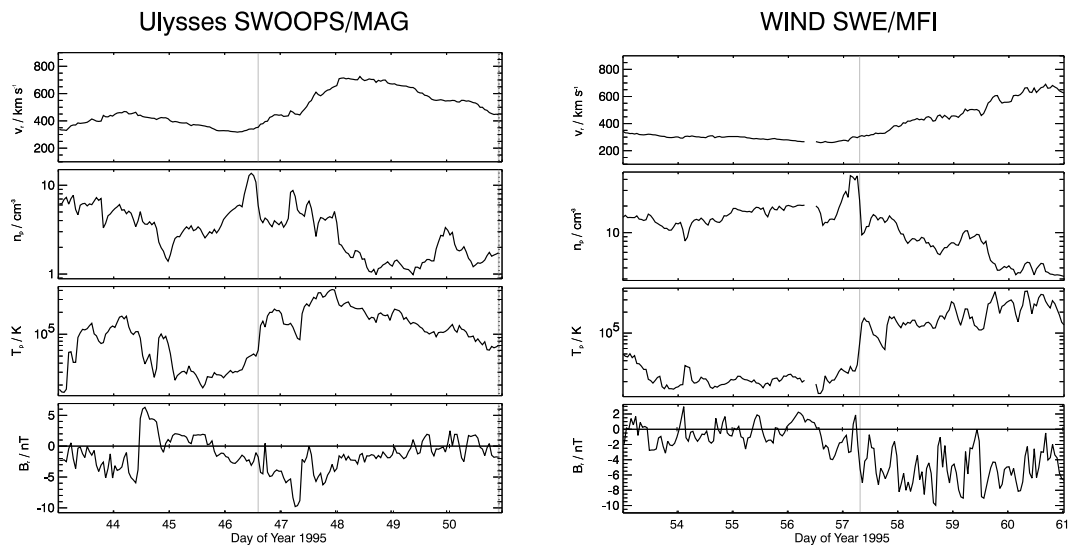


Abbildung 4.6: Hinweis auf eine Faltung der Stromschicht? Vergleich der Messwerte von *Ulysses* (links) und *WIND* (rechts) um ein „Stream-Interface“ (SI) bei $\phi \approx 329^\circ$ beziehungsweise 322° .

tervall vorgelagert ist das „Stream-Interface“. Die dargestellte Neigung dieser „Einbuchtung“ in Abbildung 4.6 lässt sich aus den unterschiedlichen Koordinaten des „Stream-Interfaces“ für *WIND* und *Ulysses* ablesen.

Im Zuge der dynamischen Wechselwirkung durch die Bildung von Stoßwellen ist zu erwarten, dass diese lokale Faltung der Stromschicht in der radialen Evolution noch verstärkt wird.

Obwohl im Prinzip auch eine solche Faltung in die inneren Randbedingungen eingebaut werden kann, haben wir darauf verzichtet, da in der fehlenden Eindeutigkeit der Funktion $\lambda_{\text{HCS}}(\phi)$ eine Grundprämisse unserer (technischen) Vorgehensweise verletzt ist. Dennoch sollte es sich bei dieser Struktur um ein lokales Gebilde handeln, welches kaum Einfluss auf die globale Entwicklung des Sonnenwindes hat.

Den Verlauf von B_r und B_ϕ gibt das Modell teilweise überraschend gut wieder, insbesondere zwischen Tag 56 und 70, wo zwar die Amplitude von B_ϕ (Abbildung 4.1) etwas unterschätzt wird, aber insbesondere in B_r ein Teil der Feinstruktur reproduziert wird. Man erkennt in Abbildung 4.5 generell, dass auch das Magnetfeld durch die Kompression beeinflusst wird, insbesondere bei Tag 72. Die Amplituden beider Komponenten wachsen an der Spitze des südlichen Hochgeschwindigkeitsstromes stark an. Obwohl die Radialkomponente offenbar überschätzt wird, zeigt die Azimutalkomponente eine den Messwerten vergleichbare Amplitude.

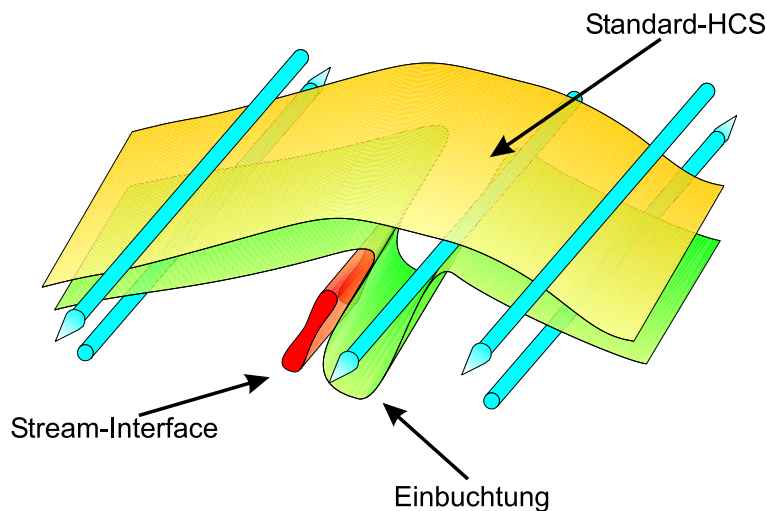


Abbildung 4.7: Schematische Darstellung zur möglichen Stromschichtfaltung, Blickwinkel ist in Richtung Sonne, die Rotationsrichtung ist nach rechts. Unser „glattes“ Modell der Stromschicht ist als gelbe Fläche eingezeichnet. Die Blauen Linien stellen Magnetfeldlinien dar, das beobachtete „Stream-Interface“ ist rot eingezeichnet. Das beobachtete Intervall positiver Polarität findet in der grünen Fläche, einem alternativen Stromschichtmodell, Berücksichtigung.

Der Einfluss von Rotation und Kompression ist auch daran zu erkennen, dass die zunächst parallel zu den Meridianen angeordneten Strukturen in B_R (vergleiche Abbildung 3.10) eine deutliche Neigung bekommen, da am Ort der Stromschicht die Geschwindigkeiten niedriger sind und somit den Regionen in höheren Breiten „hinterherhinken“. Auch an den Flanken der Hochgeschwindigkeitsströme wächst aufgrund von Kompression der Betrag des Magnetfeldes an.

4.1.4 Die Wahl des Polytropenindex

In Abbildung 4.8 ist der Einfluss der Wahl des Polytropenindex α dargestellt. Als Funktion der Breite sind hier die obere und untere Schranke der Protonentemperatur, gemessen durch *Ulysses*, verglichen mit den Ergebnissen der Simulation mit zwei verschiedenen Werten für α . Die blaue Kurve stellt das Referenzmodell mit $\alpha = 1.5$ dar, wohingegen die rote Kurve das Ergebnis für $\alpha = 1.3$ zeigt.

Erwartungsgemäß liegt der Verlauf der Temperaturkurve für den kleineren Polytropenindex überall oberhalb der Kurve für $\alpha = 1.5$. Wenn die Dichte wie r^{-2} abfällt, dann fällt die Temperatur in einem Polytropenansatz in folgender Form:

$$T \propto r^{2(1-\alpha)}$$

Da jedoch die inneren Randbedingungen für beide Simulationen gleich sind und die radiale Evolution von $r_0 = 1$ AE bis zum Ort der *Ulysses*-Messung nicht sehr groß ist, fällt der Unterschied zwischen beiden Kurven eher gering aus, insbesondere in der unteren Abbildung, da dieses Intervall den Periheldurchgang in 1.3 AE beinhaltet, entsprechend größer ist der Unterschied über den Koronalöchern (linke und rechte obere Abbildung; man beachte jedoch die lineare Ordinate).

Wir werden im Folgenden bei dem von den Experimentatoren des *Ulysses*-Teams publizierten Wert von $\alpha = 1.5$ bleiben (*Goldstein et al.* [1996], *Feldman et al.* [1998], *McComas et al.* [2000]). Mit einer Erweiterung der numerischen Algorithmen ließe sich auch eine Formulierung realisieren, bei der α , im Gegensatz zu unserem hier verwendeten Ansatz, nur längs jeder Stromlinie konstant ist, räumlich aber sehr wohl variieren kann.

4.1.5 Zusammenfassung der Validierung

Die Validierung unseres Modelles durch den Vergleich mit den von *Ulysses* während des „Fast-Latitude-Scans“ bestimmten Daten zeigt die qualitative Gültigkeit unserer Vorgehensweise. Im Rahmen der notwendi-

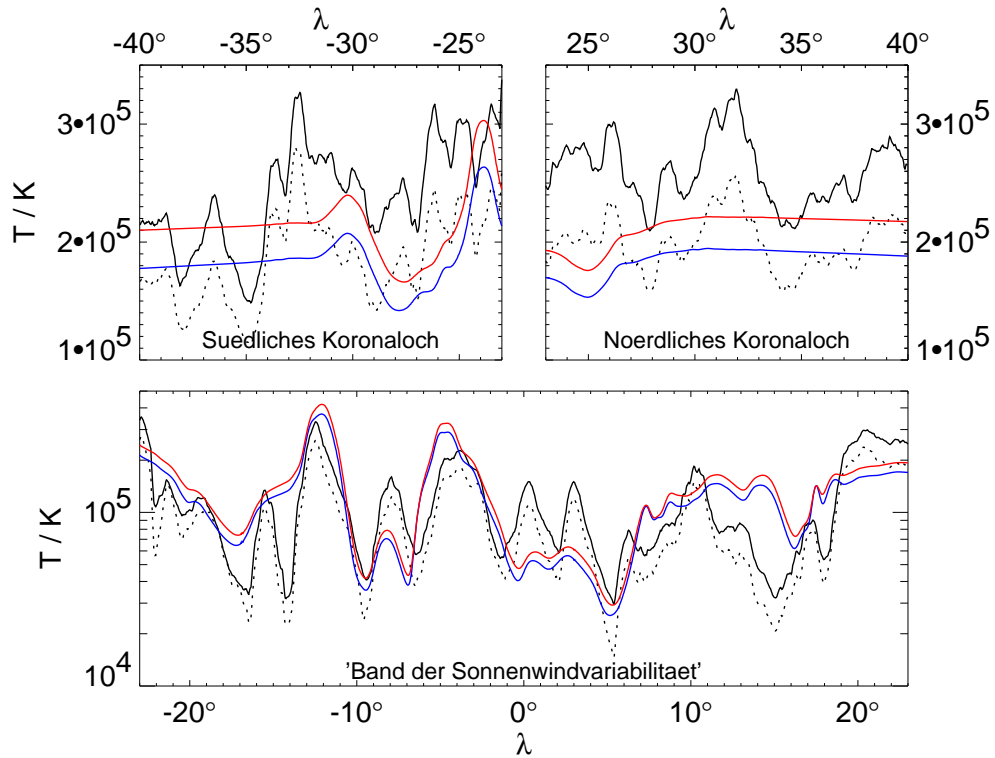


Abbildung 4.8: Die simulierte Temperatur längs der Ulysses-Trajektorie für zwei verschiedene Polytropenindizes, $\alpha = 1.5$ (blaue Kurve), $\alpha = 1.3$ (rote Kurve). Die durchgezogene schwarze Linie ist die obere Schranke, die gepunktete schwarze Linie die untere Schranke der gemessenen Protonentemperatur. Die beiden oberen Abbildungen stellen die Größen als Funktion der Breite über den Koronalöchern dar, die untere Abbildung stellt das „Band der Sonnenwindvariabilität“ dar, wo die Ordinate logarithmisch gewählt ist.

gen Vereinfachungen der inneren Randbedingungen – insbesondere in Dichte und Temperatur – geht zwangsläufig die offenbar vorhandene Feinstruktur verloren. Das generelle Verhalten, bestimmt durch die Wechselwirkung des Sonnenwindes aus seinen unterschiedlichen koronalen Quellregionen, kann jedoch reproduziert werden. Wichtig ist hierbei die Tatsache, dass die Lage der Hochgeschwindigkeitsströme, trotz einiger Abweichungen, im wesentlichen wiedergegeben werden kann. Aufgrund der starken Kompression in der radialen Entwicklung ist eine gewisse Fehlertoleranz unserer Simulation bezüglich der Abweichungen in der Bestimmung der inneren Randbedingungen in r_0 zu erwarten: unterschiedliche Randbedingungen können zu sehr ähnlichen Strukturen in größeren heliozentrischen Abständen führen. Wie wir im Folgenden ausführen werden, wird der Verlauf von Dichte, Temperatur und Magnetfeld immer mehr bestimmt durch die dynamischen Effekte und immer weniger durch die Verteilung dieser Parameter in 1 AE.

Die beste Übereinstimmung lässt sich für das Magnetfeld erreichen, was

zumindest zum Teil durch die Verwendung von *Ulysses*-Daten zu Bestimmung des Stromschichtmodelles erklärbar ist.

Abweichungen der Simulation von gemessenen Werten können auch über die schwache zeitliche Evolution der Stromschicht während des gesamten „Fast-Latitude-Scans“ erklärt werden, einem Widerspruch zu unserer Annahme der Stationarität im rotierenden Koordinatensystem. Dennoch ist die Änderung der Stromschichtlage relativ schwach und liegt im Rahmen der generellen Ungenauigkeit des Modelles.

Die beobachteten Abweichungen können nicht zwingend mit der vermuteten zeitlichen Evolution der Stromschicht (*Smith et al.* [2000a], *Smith et al.* [2000b]) in Einklang gebracht werden, auch wenn diese Annahme an einigen Punkten plausibel erscheint. Auch bei einer stationären Stromschicht ist die Bestimmung ihrer Lage mit Fehlern verbunden. Ursache sind zunächst die in Kapitel 3 diskutierten Schwierigkeiten der eindeutigen Identifikation eines Stromschichtdurchganges. Andererseits stellt die Datenabdeckung auf einer Karte in 1 AE (Abbildung 3.5) für den „Fast-Latitude-Scan“ eine Einschränkung der möglichen Genauigkeit dar: immerhin liegen ungefähr 20° in meridionaler Richtung zwischen zwei Messpunkten bei gleicher Länge.

Abschließend lässt sich festhalten, dass die qualitative Gültigkeit unserer Vorgehensweise zur Bestimmung der räumlichen Struktur des heliosphärischen Plasmas in 1 AE impliziert, dass die Stromschicht in der Tat ein guter, wenn auch passiver Indikator für die räumliche Verteilung der physikalischen Parameter ist. Zumindest zu Zeiten um das solare Minimum herum können wir diese Eigenschaft, die eine Prämisse für unsere Vorgehensweise ist, anhand des Vergleiches mit dem einzigartigen „Fast-Latitude-Scan“ von *Ulysses* bestätigen.

4.2 Die Dynamik der radialen Evolution

Nachdem die qualitative Gültigkeit unseres Modelles des „Fast-Latitude-Scans“ sichergestellt ist, werden wir nun die Ergebnisse der Simulation innerhalb des gesamten Simulationsgebietes diskutieren. Dabei werden wir die auftretenden physikalischen Vorgänge mit der in Kapitel 2 dargestellten, beobachteten radialen Evolution vergleichen.

Einen Überblick über diese Evolution erhält man in Abbildung 4.9, hier sind Schnitte durch das stationäre Simulationsgebiet zwischen 1 und 5 AE abgebildet. Abgebildet ist hier die Größe $n \left(\frac{r}{r_0} \right)^2$, um die starken Effekte der sphärischen Expansion zu unterdrücken und die verschiedenen Abstände besser vergleichen zu können. Als Isolinien sind Werte der Radialgeschwindigkeit eingetragen.

Mit wachsendem radialen Abstand wird die Dichte immer mehr konzentriert in den Übergangsregion vom schnellen zum langsamen Sonnenwind (in Rotationsrichtung). Die ursprüngliche Verteilung der Dichte in 1 AE wird durch die Kompression stark modifiziert, die breiten Maxima werden verlagert in sehr schmale Kompressionszonen, die eine klare Neigung gegen die Äquatorebene haben, entsprechend der Hemisphärenzugehörigkeit der die Kompression treibenden Hochgeschwindigkeitsströme. In deren rückwärtigen Gebieten liegen Verdünnungszonen, innerhalb derer die Dichte weit unter den Wert über den Koronalöchern in gleichem radialen Abstand abfällt. Aber auch die Form der Hochgeschwindigkeitsströme ändert sich in der Rückwirkung der Druckgradienten der Kompressionszonen. Im Folgenden werden wir diese dynamischen Effekte verdeutlichen und diskutieren.

4.2.1 Korotierende Wechselwirkungszonen (CIR, MIR)

Die Bildung der in Kapitel 2 dargestellten korotierenden Wechselwirkungszonen (CIR) ist erkennbar an der relativen Konzentration der Dichte in den Übergangsregionen der beiden Sonnenwindzustände. Auch wenn die beiden südlichen Hochgeschwindigkeitsströme stärker ausgeprägt sind als die nördlichen, so bilden sich Kompressionszonen in allen Gebieten, die einen negativen azimuthalen Geschwindigkeitsgradienten aufweisen, wenn auch in unterschiedlicher Stärke. Man erkennt vier Kompressionszonen, je zwei pro Hemisphäre.

Zur Vereinfachung der Diskussion haben wir in Abbildung 4.10 die Radialgeschwindigkeit in 5 AE dargestellt und in dieser Darstellung die Strukturen benannt. Die beiden südlichen Hochgeschwindigkeitsströme F1 und F2 treiben die Kompressionszonen C1 und C2. In der Region, in der die azimuthalen Geschwindigkeitsgradienten entgegen der Rotationsrichtung verlaufen, bilden sich die beiden Verdünnungszonen R1 und R2.

Zwar treiben die beiden nördlichen Hochgeschwindigkeitsströme F3 und F4 ebenfalls Kompressionszonen, da jedoch die azimuthalen Geschwindigkeitsgradienten hier kleiner sind, fallen die Kompressionszonen C3 und C4 schwächer aus als C1 und C2. Die Verdünnungszonen sind ebenfalls schwerer zu identifizieren, weshalb wir auf eine Kennzeichnung verzichtet haben.

Zwischen den Kompressionszonen C1 und C4 kommt es zu einer Verschmelzung, sie bilden eine zusammenhängende, V-förmige Kompressionszone, obwohl sie von Hochgeschwindigkeitsströmen F1 und F4 aus unterschiedlicher Hemisphäre getrieben werden.

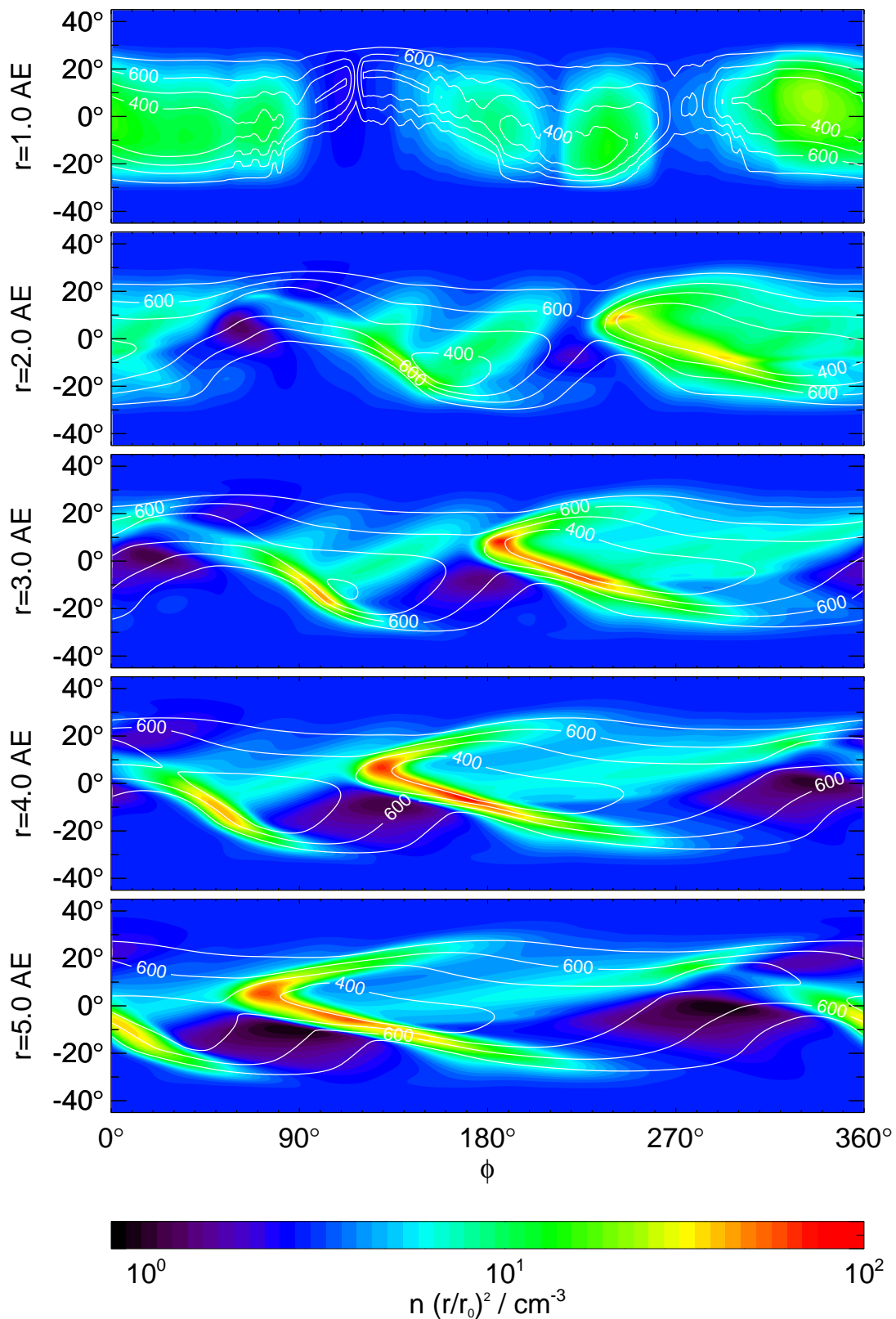


Abbildung 4.9: Die radiale Evolution der Dichte und der Radialgeschwindigkeit (Isolinien in km/s): Schnitte in 1 bis 5 AE. Dargestellt für die Dichte ist die Größe $n \left(\frac{r}{r_0} \right)^2$, die bei wechselwirkungsfreier, sphärischer Expansion in r konstant wäre, siehe die homogenen Regionen über den Koronalöchern.

Im Sinne von *Burlaga* [1995] handelt es sich hierbei um eine „Merged Interaction Region“ (MIR, vergleiche Kapitel 2), da sie aus der Verschmelzung zweier unterschiedlicher Wechselwirkungszone entsteht.

Teil dieser verschmolzenen Wechselwirkungszone ist die Region erhöhter Dichte, die in Abbildung 4.3 bei Tag 72 liegt, wobei wir nicht ausschließen können, dass wir diese Region in den inneren Randbedingungen in r_0 überschätzen (siehe unsere obige Diskussion der Dichte bei der Validierung). Dies kann auch zu einer Überbewertung der dynamischen Wechselwirkungen bei der Entstehung von C1 und C3 führen, jedoch spricht die Beobachtung eines korotierenden Stoßwellenpaares durch *Ulysses* (Abbildung 2.12) schon in 1.4 AE dafür, dass diese Wechselwirkungen hier tatsächlich relativ stark sind. Insbesondere sind in unserem Modell die dynamischen Effekte an der Kompressionszone C1 stärker als an C2, was auch in einem gewissen Einklang mit den Beobachtungen steht: *Ulysses* beobachtet keine Stoßwellen, die mit C2 assoziiert sind.

Auch das zweite Paar von Kompressionszonen, C2 und C4, zeigt die Tendenz einer Verschmelzung, denn die Ausläufer der Dichteerhöhung von C2 ragen in 5 AE ($\phi \approx 330^\circ$) deutlich über den Äquator hinweg in die nördliche Hemisphäre, wo sie in Kontakt geraten mit der Kompressionszone C4. Im Gegensatz zum „Zwillingsstrommodell“ (Abbildung 2.14, *Pizzo* [1994a]) kommt es in unserem Modell schneller zur Bildung von MIR, da hier vier korotierende Wechselwirkungszone – ineinander verzahnt – paarweise in Wechselwirkung treten.

Ein weiteres Charakteristikum unseres Modelles ist die Asymmetrie der Wechselwirkungszone. Während im „Zwillingsstrommodell“ alle CIR symmetrisch auftreten müssen, erkennt man in unserem Modell klare Unterschiede zwischen den einzelnen Wechselwirkungszone. Die unterschiedlich starke Wechselwirkung an den Kompressionszone bewirkt, dass C2 und C4 im Gegensatz zu C1 und C3 in 5 AE noch keine verschmolzene Wechselwirkungszone gebildet haben. Bei einer numerischen Simulation bis in größere heliozentrische Abstände sollte es jedoch auch bei diesem Paar zu der Bildung einer MIR kommen, was im Einklang ist mit den Beobachtungen der mittleren Heliosphäre (vergleiche Tabelle 2.2, *Gazis* [2000]).

Eine wichtige Eigenschaft der hier entstehenden MIR ist, dass sie aus CIR entstehen, die von Hochgeschwindigkeitsströmen aus unterschiedlichen Hemisphären getrieben werden. Kennzeichen einer solchen MIR sollte demnach sein, dass mindestens ein Stromschichtdurchgang in ihr enthalten ist. Zumindest außerhalb des solaren Maximums sollten MIR generell zunächst aus einer Verschmelzung über den Äquator hinweg entstehen, weshalb die unterschiedlichen CIR, die diese verschmolzene Wechselwirkungszone bilden, zumindest theoretisch unterscheidbar sein sollten. Die V-förmige, verschmolzene Kompressionszone aus C1 und C4

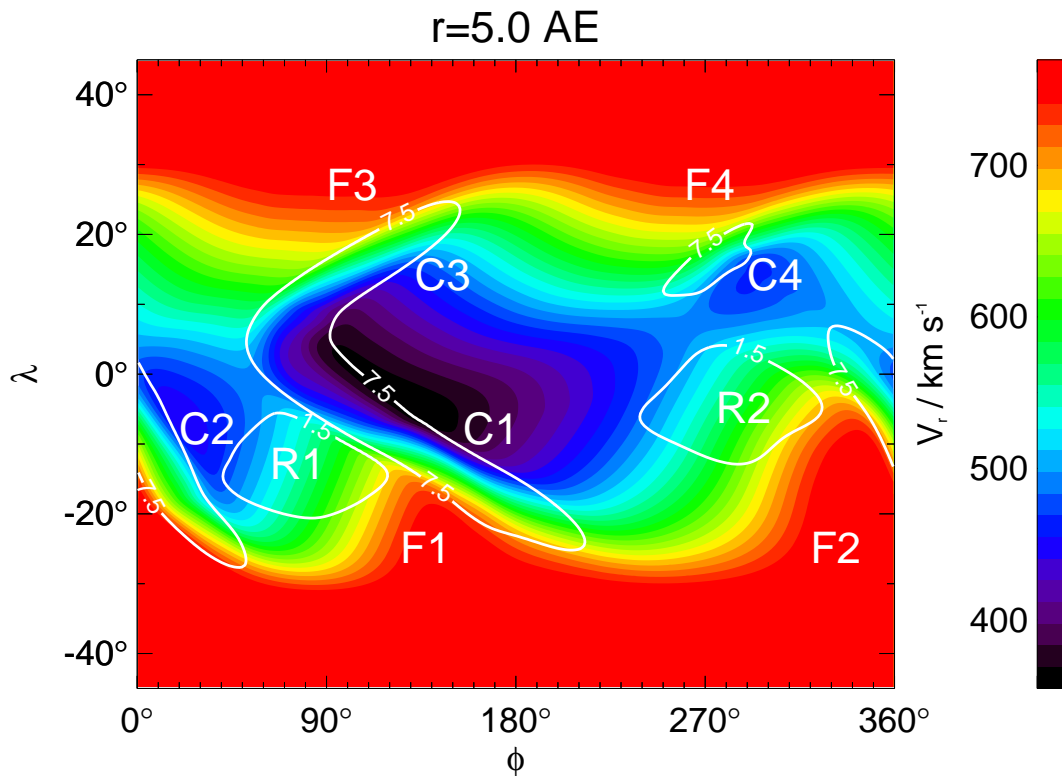


Abbildung 4.10: Die Radialgeschwindigkeit in 5 AE, als Isolinien sind die Werte für $n \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 = 1.5$ und 7.5 cm^{-3} dargestellt, um Kompressions- und Verdünnungsregionen besser trennen zu können. Zur weiteren Diskussion ist es hilfreich, die Strukturen zu benennen: Hochgeschwindigkeitsströme werden mit dem Symbol F, Kompressionszonen mit dem Symbol C und Verdünnungszonen mit dem Symbol R gekennzeichnet.

ist anhand des Vorzeichens von B_r klar trennbar in zwei unterschiedliche Kompressionszonen, siehe Abbildung 4.11. In Abbildung 4.11 ist die Größe $B_r \left(\frac{r}{r_0} \right)^2$ dargestellt, die nach Gleichung (2.1) ohne dynamische Wechselwirkung sich längs einer Stromlinie nicht ändern sollte. Auch hier erkennt man eine stark ausgeprägte Kompression, die in den gleichen Gebieten liegt, in denen auch die Dichte lokal stark anwächst. Das Vorzeichen auf den beiden Ästen C1 und C4 der verschmolzenen Wechselwirkungszone unterscheidet sich jedoch, was bedeutet, dass die Stromschicht im Zuge der Verschmelzung in diese Kompressionszone „eingearbeitet“ wird.

Man erkennt in den Abbildungen 4.9 und 4.11, dass die Kompressionszonen in den dargestellten Schnittebenen eine Neigung gegen die Richtung der Rotation haben. Schematisch ist dies in Abbildung 2.6 veranschaulicht. Eine Folge der räumlichen Orientierung der Kompressionszonen ist die mit ihnen assoziierte Ablenkung der Strömung durch die Druckgradientenkraft. Das Verhalten der nichtradialen Geschwindigkeiten ist in Abbildung 4.12 (v_θ) und 4.13 (v_ϕ) erkennbar.

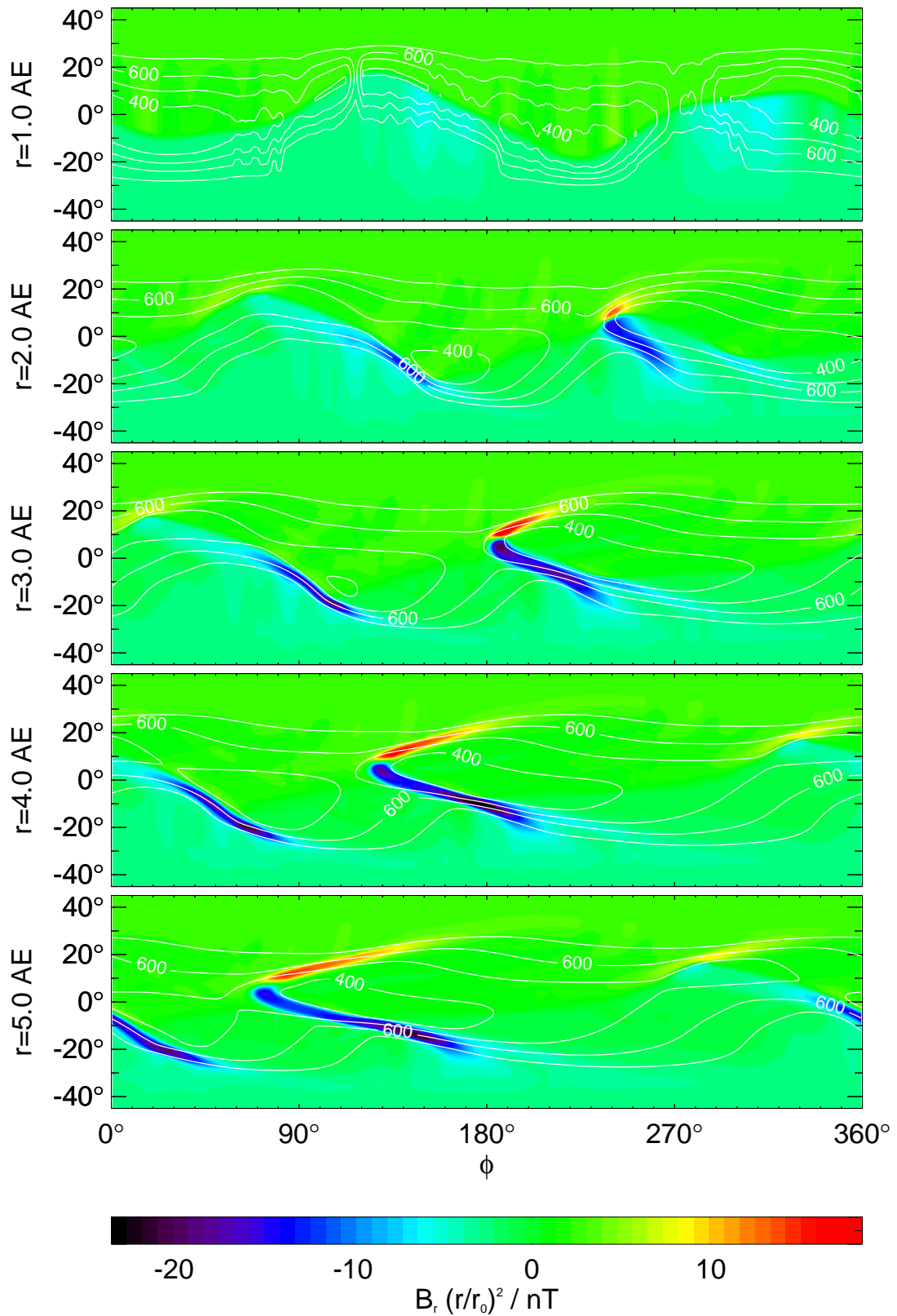


Abbildung 4.11: Die radiale Evolution der Größe $B_r \left(\frac{r}{r_0}\right)^2$ von 1 bis 5 AE, die im Parkermodell des Magnetfeldes ohne Wechselwirkung konstant wäre (siehe Gleichung (2.1)). Isolinien sind auch hier gegeben durch die Radialgeschwindigkeit.

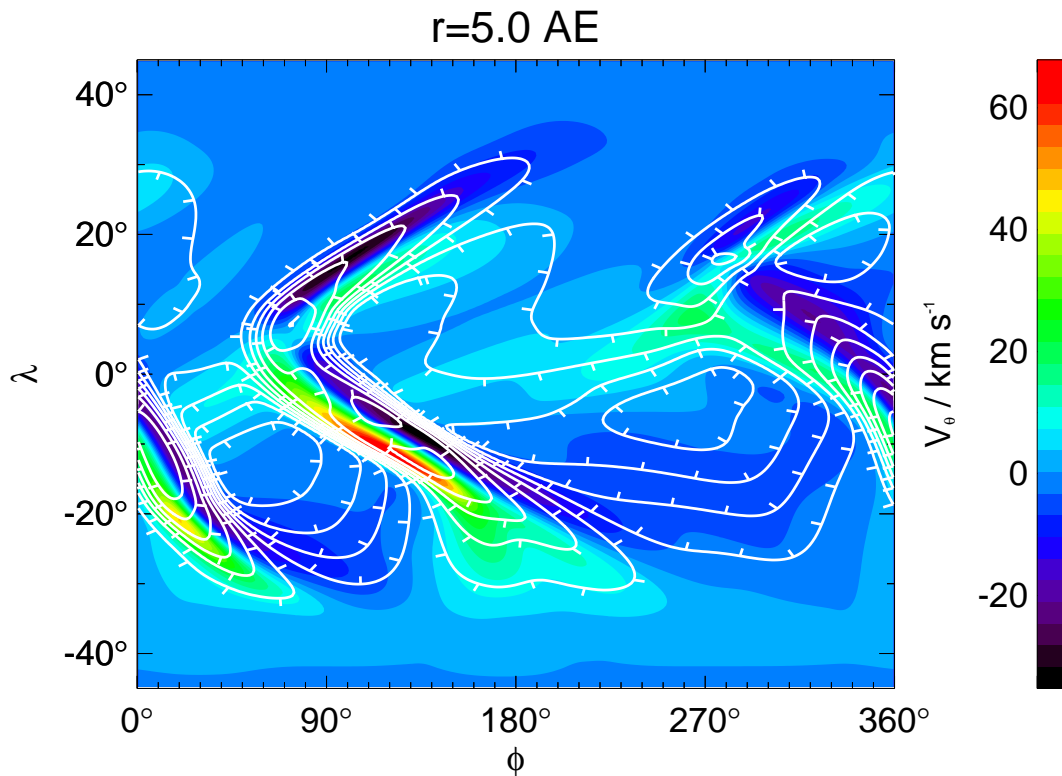


Abbildung 4.12: Die Meridionalgeschwindigkeit in 5 AE mit Isolinien des Druckes (logarithmischer Abstand). Die Striche zeigen in Richtung von $-\nabla p$.

In den Isolinien ist der Druck dargestellt, wobei der Wert des Druckes von einer Isolinie zur nächsten jeweils um den Faktor 2 wächst. Die Richtung des negativen Druckgradienten ist durch kurze Striche senkrecht zum Verlauf der Isolinie dargestellt. Deutlich wird die Ablenkung der Strömung an den Flanken der Kompressionszonen und der Zusammenhang mit der Druckgradientenkraft. Die Richtung der Ablenkungen entspricht dem in Tabelle 2.1 angegebenen Verhalten und ist somit ähnlich zu den Beobachtungen, siehe Abbildung 2.5. Die Stärke der nicht-radialen Geschwindigkeiten ist bestimmt durch die Stärke des Druckgradienten, sowohl v_θ als auch v_ϕ sind dem Betrage nach am größten an der Kompressionszone C1, die stärker zum Äquator geneigt ist als C2. An der Rückseite der Kompressionszone C1 erreicht v_θ über 60 km/s, v_ϕ erreicht jedoch nur ungefähr -20 km/s. Dieser Unterschied entspringt der stärkeren Meridional Komponente der Druckgradientenkraft und ist Indiz für die starke äquatorwärtige Neigung der Kompressionszone.

Die Isolinien liegen in diesem Bereich ausgesprochen dicht, dies deutet auf die Anwesenheit eines korotierenden Stoßwellenpaares hin, wir werden dieses Detail später genauer beleuchten.

Man kann eine grobe Abschätzung des Winkels des negativen Druckgradienten der Vorderseite der Kompressionszone C1 mit der Azimutalrich-

tung \vec{e}_ϕ gewinnen, indem man zunächst eine Gerade längs der Kammlinie der Druckerhöhung in Abbildung 4.12 einträgt und dann graphisch den Winkel der Senkrechten zu der Kammlinie mit \vec{e}_ϕ bestimmt. Über diese Methode erhält man an C1 einen Winkel von ungefähr 67° , was dem Betrage nach in etwa dem Arkustangens des Verhältnisses von v_θ zu v_ϕ an C1 entspricht. Die stärkere meridionale Ablenkung entspringt somit der starken äquatorwärtigen Neigung der Kompressionszone.

Riley et al. [1996] werten die statistische Verteilung von Stoßwellennormalen an korotierenden Stoßwellen zwischen 4 und 5 AE, gemessen auf *Ulysses*, aus. Die Stoßwellennormale sollte mit der von uns über den Gradienten des Druckes bestimmten Richtung übereinstimmen. Auch hier finden die Autoren eine leichte Dominanz der Meridionalkomponente der Stoßwellennormalen gegenüber der Azimutalkomponente, wobei dieser Effekt stärker ausgeprägt an den rückwärts laufenden Stoßwellen ist. *Lazarus et al.* [1988] beobachten mit *Voyager 2* in 25 AE meridionale Strömungsablenkungen des Sonnenwindes an korotierenden Kompressionszonen, die bedeutend größer sind als die azimutalen Strömungsablenkungen. Diese Messungen finden in 1986 statt, also in der Nähe eines solaren Minimums und sollten somit qualitativ mit unseren Simulationsergebnissen vergleichbar sein, auch wenn diese Messung in wesentlich größerem heliozentrischem Abstand erfolgt. Die radiale Evolution bis

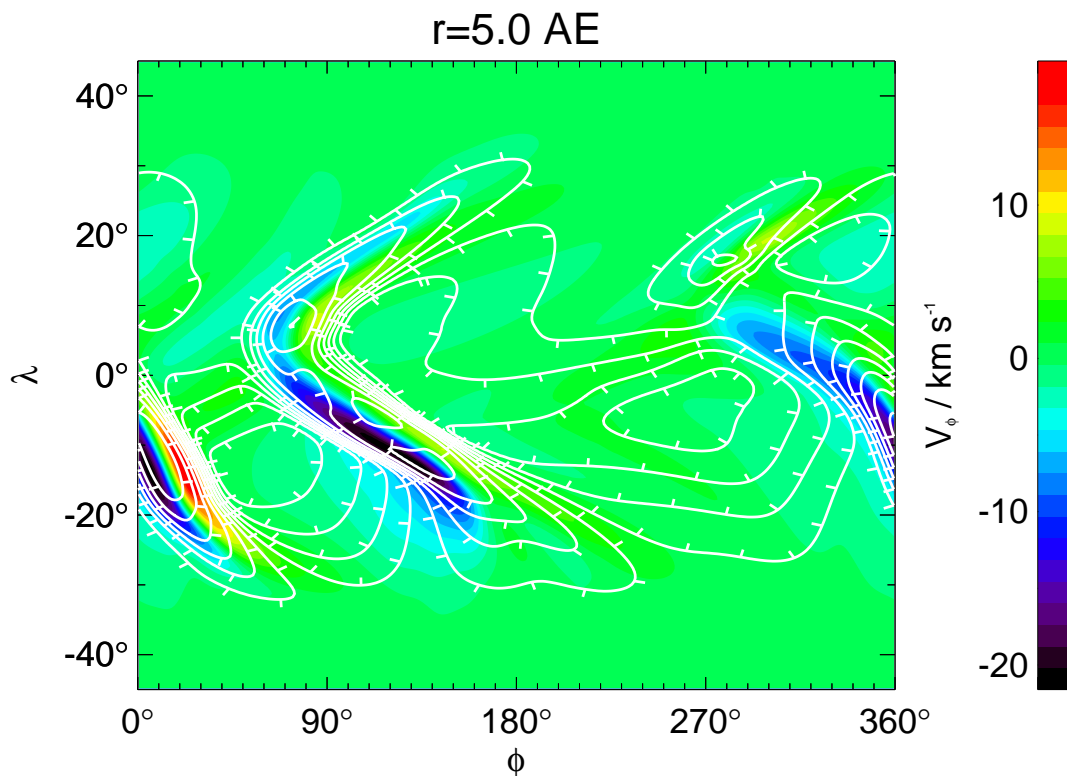


Abbildung 4.13: Die Azimutalgeschwindigkeit in 5 AE.

in 25 AE ist nach Kapitel 2 von „Stream-Erosion“ geprägt, weshalb die Variation der beobachteten Radialgeschwindigkeiten dort deutlich kleiner ist. Dennoch bleiben korotierende Druckerhöhungen erhalten, die über ihre Druckgradienten eine Ablenkung der Strömung verursachen, in gleicher Weise, wie dies in unserer Simulation der Fall ist. Numerische Simulationen des „Zwillingsstrommodelles“ (Pizzo [1994a]) bis in 50 AE zeigen ein ähnliches Verhalten.

Die Dominanz der meridionalen Ablenkung gegenüber der azimuthalen ist offenbar ein räumlicher Effekt, der aus der starken äquatorwärtigen Neigung der Kompressionszonen entsteht. In unseren Simulationsergebnissen erkennt man, dass die Stärke der Neigung offenbar von dem Ausmaß der dynamischen Wechselwirkung an der Kompressionszone abhängt, denn sowohl die Neigung gegen die Azimutalrichtung als auch die Ablenkung der Strömung ist an der Kompressionszone C2 ausgeprägter als an der Kompressionszone C1. Als Maß für die Stärke der Wechselwirkung kann die Tatsache dienen, dass die Druckgradienten an dem Hochgeschwindigkeitsstrom F1 auf Vorder- und Rückseite stärker sind als bei der Kompressionszone C2, und zwar bis hin zur Bildung eines Stoßwellenpaares.

Neben den starken Kompressionszonen fallen aber auch die Verdünnungsregionen im rückwärtigen Bereich der Hochgeschwindigkeitsströme auf, denn auch bei diesen erkennt man schwache Strömungen, die in die Verdünnungszonen hineinlaufen. Dies ist in Abbildung 4.12 am nördlichen Übergang zur Verdünnungszone R1 erkennbar. Grund sind auch hier die Druckgradienten, die an dieser Stelle nach Süden und in Rotationsrichtung zeigen, es treten meridionale Geschwindigkeiten von ungefähr 7 km/s auf.

In Abbildung 4.14 sind verschiedene Parameter als Funktion von ϕ bei $\lambda = 5^\circ\text{S}$ in 5 AE dargestellt. Bei der Radialgeschwindigkeit v_r erkennt man, dass das Maximum der Geschwindigkeit des Hochgeschwindigkeitsstromes F1 mit ungefähr 510 km/s deutlich schwächer ist als das Maximum von F2, welches bei über 700 km/s liegt. Auch dies ist ein Indiz für die stärkere dynamische Wechselwirkung an der Kompressionszone C1, wir werden diese „Stream-Erosion“ noch genauer diskutieren. Dichte, Temperatur und Gesamtdruck wachsen an der Flanke von F1 stark an. Die nichtradialen Geschwindigkeiten sind jedoch nicht symmetrisch auf Vorder- und Rückseite der Kompressionszone C1, sowohl in Meridional- als auch in Azimutalrichtung ist die Geschwindigkeit an der Rückseite dem Betrag nach größer. Allerdings erwartet man auch nicht zwingend eine Symmetrie in der Stärke der Druckgradienten von Vorder- und Rückseite einer Kompressionszone, denn auch Beobachtungen zeigen keine eindeutige Symmetrie, siehe Abbildung 2.5 und 2.12. Die räumliche Lage der Kompressionszonen ist in Abbildung 4.15 dar-

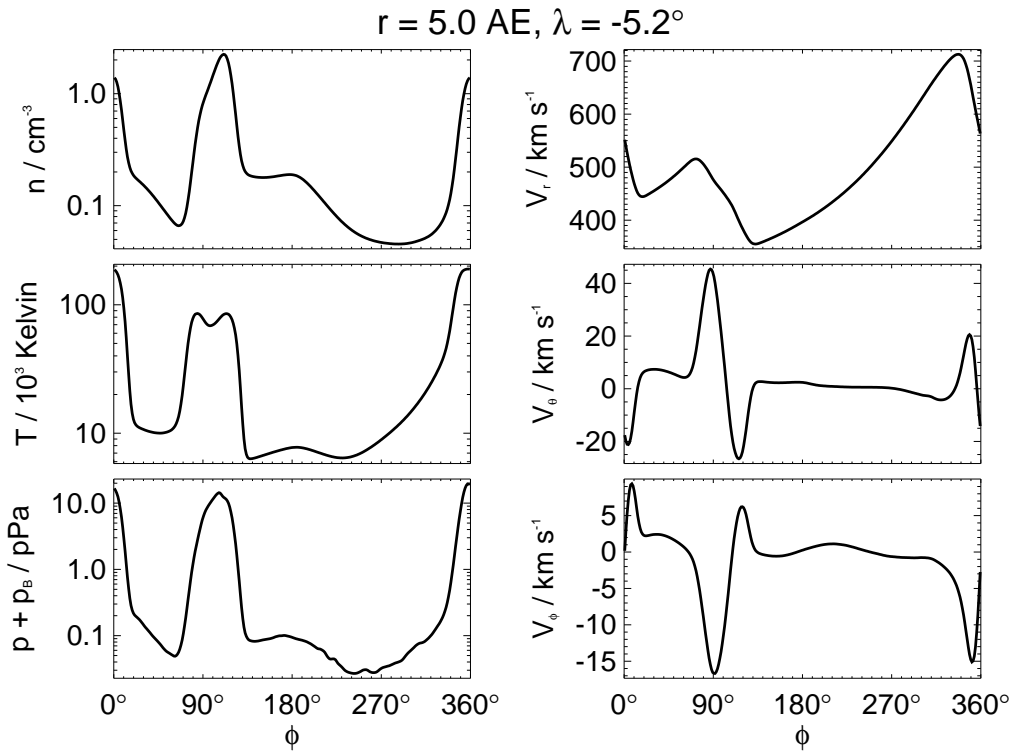


Abbildung 4.14: Dichte, Geschwindigkeit Temperatur und Gesamtdruck bei $\lambda = 5^\circ\text{S}$, 5 AE als Funktion von ϕ .

gestellt. Dort sind Schnitte durch das Simulationsgebiet bei $\phi = 197^\circ$ (Abbildung 4.15 oben) und $\phi = 107^\circ$ (Abbildung 4.15 unten) dargestellt. Dieser Längenunterschied im rotierenden Koordinatensystem entspricht bei der hier angenommenen siderischen Rotationsdauer von 25.38 Tagen einer zeitlichen Differenz der beiden Abbildungen von 6.3 Tagen im Fixsternsystem. Abgebildet ist der Plasmadruck in logarithmischer Auftragung, Werte der Radialgeschwindigkeit sind als Isolinien eingetragen. Die rote Linie stellt die Lage der Stromschicht dar, die als Isolinie für den Wert $B_r = 0$ bestimmt wurde.

Bei $\phi = 197^\circ$ erkennt man in ungefähr 3 AE den südlichen Hochgeschwindigkeitsstrom F1, der die Kompressionszone C1 treibt. In der nördlichen Hemisphäre bei ungefähr 2.5 AE erkennt man den Hochgeschwindigkeitsstrom F3, vor dem es ebenfalls zu einer starken Druckerhöhung kommt. Die Lage der Stromschicht wird durch den Vorgang der Kompression beeinflusst, sie verläuft an der Vorderseite der Kompressionszone C1 in etwa parallel zu den Isobaren. Zwischen den Kompressionszonen C1 und C3 zeigt die Stromschicht eine deutliche Ausbuchtung über die Äquatorebene hinaus, ein Effekt, der sich bei $\phi = 107^\circ$ deutlich verstärkt hat.

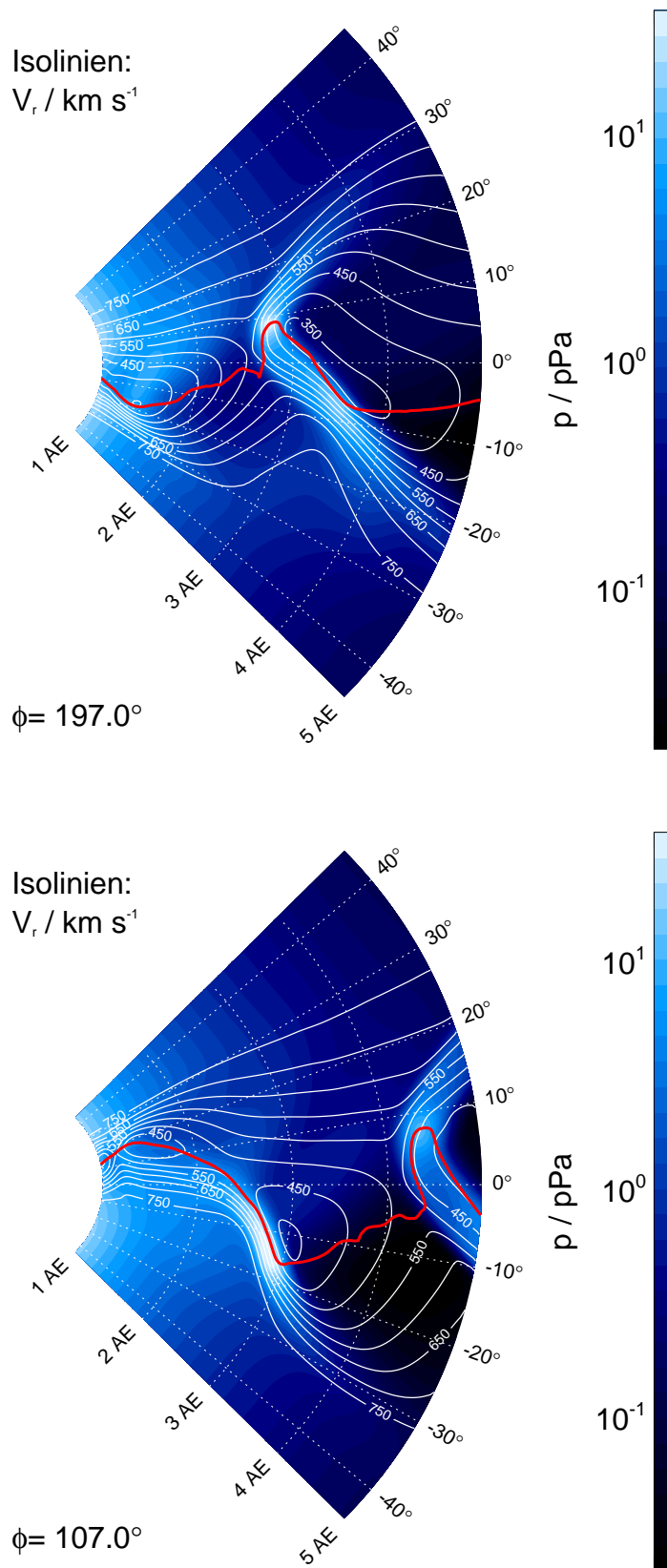


Abbildung 4.15: Zur Evolution der Stromschicht: Schnitte bei $\phi = 107^\circ$ und $\phi = 197^\circ$ im rotierenden Koordinatensystem. In logarithmischer Darstellung ist der Druck abgebildet, als Isolinien Werte der Radialgeschwindigkeit. Die rote Linie ist die Isolinie zu $B_r = 0$ und stellt die Lage der Stromschicht dar.

Die Stromschicht ist durch die Kompression – verursacht von den beiden Hochgeschwindigkeitsströmen F1 und F3 – stark deformiert worden, sie verliert die in unserem Modell in r_0 angenommene „Glattheit“.

Man erkennt weiterhin, dass die Isolinien der Geschwindigkeit an den Kompressionszonen C1 und C3 bei $\phi = 107^\circ$ weniger dicht liegen als noch bei $\phi = 197^\circ$. Dies ist Folge der in den Abbildungen ersichtlichen radialen Druckgradienten, es handelt sich dabei um die schon erwähnte „Stream-Erosion“. Die Reaktion der Druckgradienten ist ein Abbau der sie erzeugenden Geschwindigkeitsgradienten.

Hinter der Kompressionszone C1 erkennt man bei etwa 4 AE die Verdünnungsregion R1. In ihr ist der Druck um etwa eine Größenordnung kleiner als im gleichen radialen Abstand bei $|\lambda| > 35^\circ$.

In der unteren Abbildung erkennt man in ca. 2.5 AE den zweiten südlichen Hochgeschwindigkeitsstrom F2. Auch dieser erzeugt starke Kompression in der Region starker Geschwindigkeitsgradienten, und ähnlich wie bei der Kompressionszone C1 bei $\phi = 197^\circ$ liegt auch bei C2 die Stromschicht parallel zu den Isotachen.

Die starke Deformation der Stromschicht im Zuge der radialen Evolution ist konsistent mit anderen numerischen Simulationen (*Pizzo [1994a], Riley et al. [2001]*). Es muss jedoch angemerkt werden, dass die graphische Darstellung der Stromschicht über die Bedingung $B_r = 0$ nicht ohne Probleme ist, da die so gewonnenen Isolinien teilweise von numerischen Störungen des Magnetfeldes beeinträchtigt werden. Dieses Problem tritt auf, wenn die so bestimmte Stromschicht durch die Verdünnungsregion R1 verläuft, da hier die Feldstärken stark abfallen und schwache Störungen aus der Initialisierung des Magnetfeldes – die keine dynamischen Auswirkungen haben – die räumliche Bestimmung der Isolinie mit $B_r = 0$ beeinträchtigen. Eine aufwendigere Methode der Bestimmung der Stromschicht wäre, Strom- oder Feldlinien in der stationären Lösung vom Ort der Stromschicht in r_0 bis in den gewünschten Abstand zu verfolgen.

4.2.2 Ein korotierendes Stoßwellenpaar

Für die Existenz von Stoßwellen an der Kompressionszone C1 spricht die Stärke der Druckgradienten ebenso wie das Ausmaß der Strömungsablenkung, die im Vergleich zu den übrigen Kompressionszonen bedeutend stärker sind. Abbildung 4.16 zeigt die radiale Evolution der Kompressionszone C1 in 2.0, 3.5 und 5.0 AE in der Äquatorebene. Für die Radialgeschwindigkeit (schwarze Kurve) ist ein festes Ordinatenintervall von 300 bis 700 km/s gewählt, um die Abnahme der Geschwindigkeitssamplituden zu verdeutlichen, im Gegensatz dazu ist das Ordinatenintervall des Druckes variabel.

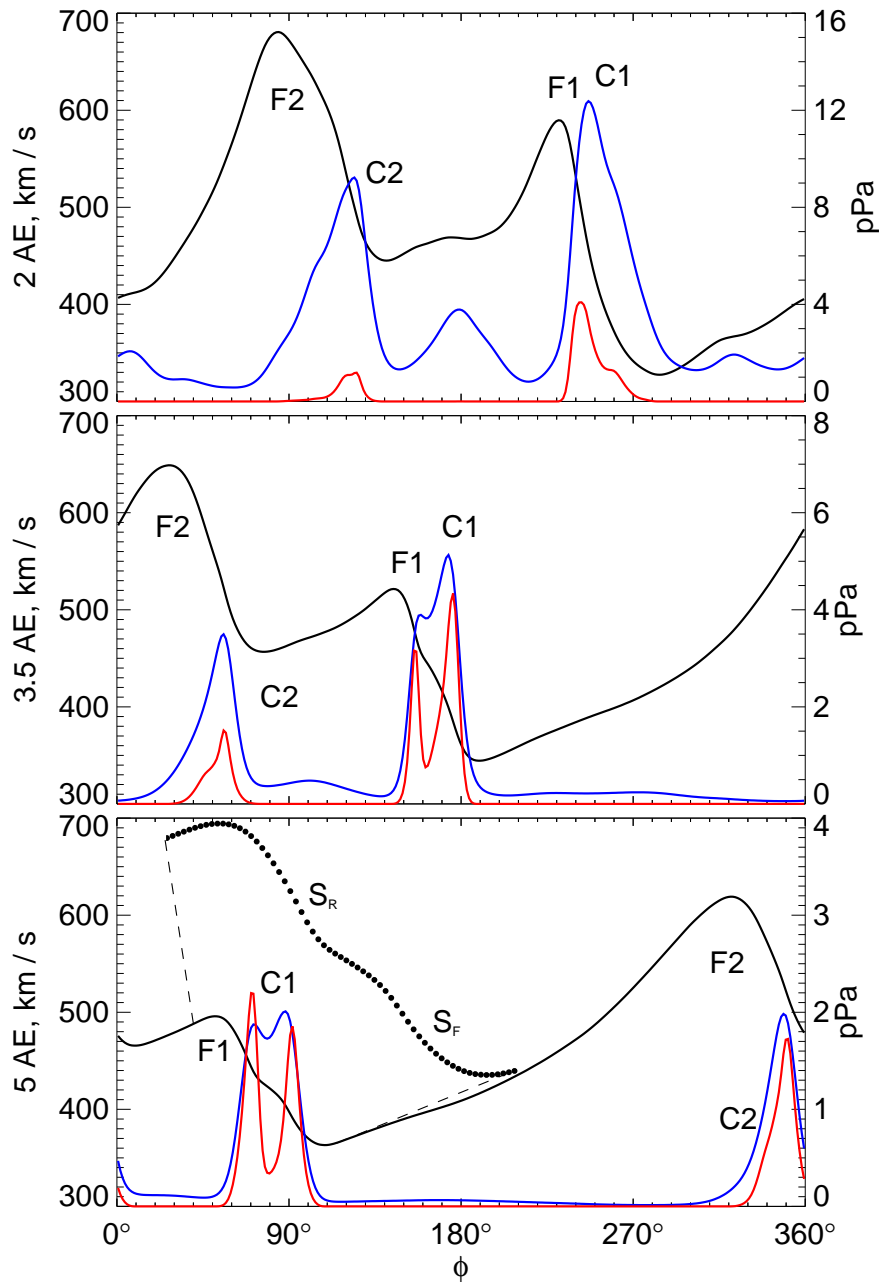


Abbildung 4.16: Die Bildung eines Stoßwellenpaares: Schnitte in der Äquatorebene ($\lambda = 0^\circ$) in 2.0, 3.5 und 5.0 AE. Dargestellt ist die Radialgeschwindigkeit (schwarze Kurve), der Plasmadruck (blaue Kurve) und das Tensorelement q_r der von-Neumann-Richtmyer-Viskosität (rote Kurve, Gleichung (3.38), siehe Anhang). Die linke Ordinatenachse bezieht sich auf die Geschwindigkeit, die rechte auf p und q_r (die Tensorelemente von \mathcal{Q} haben die Dimension eines Druckes, siehe Kapitel 3). Die Geschwindigkeit ist vergrößert dargestellt in dem Intervall des Stoßwellenpaares, zur Verdeutlichung der numerischen Limitationen und zur Identifizierung der Stoßwellen sind hier zur Darstellung diskrete Punkte gewählt. Die Notation der Strukturen entspricht der in Abbildung 4.10. Die vorwärts laufende Stoßwelle ist mit S_F , die rückwärts laufende mit S_R gekennzeichnet.

Den Übergang von einer Kompressionszone zu einem Stoßwellenpaar verdeutlicht das relative Verhältnis von Plasmadruck (blaue Kurve) und dem Tensorelement q_r (rote Kurve) der künstlichen Viskosität (Gleichung (3.38)).

Bei 2 AE erkennt man eine relativ breite Region erhöhten Plasmadruckes in Rotationsrichtung vor dem Hochgeschwindigkeitsstrom F1, die ungefähr zwischen $\phi \approx 210^\circ$ und $\phi \approx 280^\circ$ liegt. Die Steigung der Radialgeschwindigkeit an F1 zeigt einen glatten, stetigen Abfall in ϕ . Aufgrund der Rotation ist dieser azimutale Gradient längs einer Parkerspirale äquivalent zu einem radialen Gradienten. Entsprechend ist q_r nicht Null, hier jedoch noch deutlich kleiner als der Plasmadruck.

Das Bild ändert sich bei 3.5 AE: Die Region erhöhten Druckes ist schmaler geworden, sie liegt nun zwischen $\phi \approx 150^\circ$ und $\phi \approx 190^\circ$, gleichzeitig tauchen in q_r zwei klare Maxima auf, die fast von gleicher Größe sind wie der Druck. Auch der Verlauf der Geschwindigkeit hat sich geändert, man erkennt (wenn auch schwach) zwei Teilintervalle innerhalb der gesamten Flanke, in denen der Betrag der Steigung etwas größer ist.

Dieser Effekt verstärkt sich bis in 5 AE, das linke Maximum von q_r ist sogar größer als der Plasmadruck, in der Flanke der Geschwindigkeit erkennt man zwei Stellen mit größerer Steigung. Diese Flanke der Radialgeschwindigkeit haben wir noch einmal vergrößert als diskrete Punkte dargestellt, um die Auflösung des gewählten *ZEUS*-Gitters zu verdeutlichen. Durch unsere Wahl der Konstanten C (siehe Anhang) haben Stoßwellen in der numerischen Realisierung mindestens eine Breite von 4 Gitterpunkten, diese Breite entspricht in etwa der Breite der steileren Teilintervalle in der Geschwindigkeitsflanke. Dabei ist allerdings zu beachten, dass es sich hierbei um eine schräge Stoßwelle handelt und deswegen die Stoßwellendicke auf dem Gitter größer sein kann als 4 Gitterpunkte, die sich auf eine eindimensionale Stoßwelle beziehen.

Insofern haben wir es mit einem Problem der begrenzten Gitterauflösung zu tun, denn im Vergleich zu realen Stoßwellenpaaren (siehe Abbildung 2.12) ist die simulierte Dicke der Stoßwellen natürlich viel zu groß. Bei einer höheren Auflösung bliebe die Dicke der simulierten Stoßwelle bei ungefähr 4 Gitterpunkten, mit wachsender Auflösung fällt somit die physikalische Dicke der simulierten Stoßwelle. Da unsere Simulationen in drei Dimensionen durchgeführt werden, ist eine höhere Gitterauflösung zu kostspielig und wir müssen vorlieb nehmen mit unrealistisch dicken Stoßwellen. Dennoch lassen sich physikalisch sinnvolle Aussagen über die Bildung von Stoßwellenpaaren an korotierenden Wechselwirkungszonen gewinnen, denn der Grundmechanismus wird korrekt dargestellt. Nicht nur eine größere Auflösung, sondern auch die Erweiterung des Gitters bis in größere heliozentrische Abstände würde dazu beitragen, dieses Stoßwellenpaar in der Radialgeschwindigkeit deutlicher in Erschei-

nung treten zu lassen. Aufgrund der unterschiedlichen Ausbreitungsrichtung der beiden Stoßwellen sollte der Abstand zwischen ihnen wachsen, was im Idealfall das in Kapitel 2 beschriebene „Sägezahn-Muster“ (Hundhausen und Gosling [1976]) der Geschwindigkeit zur Folge hätte und man die beiden Stoßwellen besser von einander trennen könnte.

„Stream-Interfaces“, die sich üblicherweise zwischen korotierenden Stoßwellen befinden, lassen sich in den Simulationsergebnissen nicht finden. Nach den Ausführungen in Kapitel 2 existieren diese jedoch schon weit innerhalb der Erdbahn. Abbildung 4.6 zeigt, dass auch an der Kompressionszone C1 ein „Stream-Interface“ beobachtet wird und das dieses bei WIND vor der Bildung der Stoßwellen beobachtet wird. Da wir jedoch die Randwerte in r_0 für Dichte und Temperatur stark glätten müssen (siehe Kapitel 3 und Anhang C), werden solche Strukturen in unserem Modell nicht injiziert und können somit auch nicht zwischen dem Stoßwellenpaar reproduziert werden.

Die physikalische Bedeutung der artifiziellen Viskosität wird auch an einem weiteren Verhalten des Druckes erkennbar. Bis in 5 AE bilden sich auch im Druck zwei lokale Maxima in der Kompressionszone C1 aus, und zwar an den gleichen Stellen, an denen auch q_r seine Maxima hat. Nach Gleichung (3.41) bedeuten von Null verschiedene Tensorelemente von \mathcal{Q} die Dissipation von kinetischer Energie und haben somit ein Anwachsen der inneren Energie (also des Plasmadruckes) zur Folge. Das Auftreten der beiden Maxima im Plasmadruck ist Folge dieser Energiedissipation.

Da die Stoßwellen nicht sehr klar auszumachen sind, wird hier auf eine Bestimmung der Stoßwellenstärke verzichtet, dazu müssten zunächst die Stoßwellennormalen \vec{n}_s bestimmt werden und dann längs der durch sie definierten Achsen der Sprung der Observablen ausgewertet werden. Dieses Vorgehen führt zu verschiedenen Schwierigkeiten, einmal ist die Dicke der schrägen Stoßwelle nur ungefähr bekannt, zum anderen müssen dann Gitterpunktsapproximationen von der Normalenachse auf das ZEUS-Gitter vorgenommen werden, was zu sehr ungenauen Aussagen führt, weshalb wir hier darauf verzichten.

Auch an der Kompressionszone C2 (in 5 AE zwischen $\phi \approx 330^\circ$ und $\phi \approx 20^\circ$) erkennt man die Bildung einer Stoßwelle, denn auch hier ist q_r von gleicher Größe wie der Plasmadruck p . Allerdings fehlt das für die Kompressionszone C1 charakteristische Auftreten von zwei Maxima, entsprechend bildet sich hier nur eine, vorwärts laufende Stoßwelle. Das Ausbleiben der rückwärts laufenden Stoßwelle könnte hier eine Folge des zunächst schwächeren Druckgradienten an der Rückseite der Kompressionszone C2 (in 2 beziehungsweise 3.5 AE) sein. Da die Stoßwellen die Fortsetzung der Kompressionswellen sind und die rückwärts laufende Kompressionswelle wegen des kleineren Gradienten schwächer ist,

scheint es plausibel, dass sich zunächst auch keine rückwärts laufende Stoßwelle bildet.

4.2.3 Die Erosion der Radialgeschwindigkeit

Wie bereits in Kapitel 2 erläutert, beobachtet man in der radialen Evolution der Geschwindigkeit v_r in der Nähe der Äquatorebene eine Abnahme der auftretenden minimalen und maximalen Geschwindigkeiten. So beschreiben *Collard et al.* [1982] die Abnahme der Breite der Verteilung der Geschwindigkeiten im Jahr 1974, also in der Nähe des solaren Minimums, im Vergleich von *IMP 7/8* in 1 AE zu *Pioneer 11* in ungefähr 5 AE. Verwendet werden dazu jeweils 90 tägliche Stichproben aus Stundenmittelwerten zu Zeiten, bei der denen Sonne und die betreffenden Raumfahrzeuge ungefähr auf einem Strahl liegen, der seinen Ursprung in der Sonne hat (radiale Ausrichtung). Das Ergebnis ist eine Abnahme des Maximums und eine Zunahme des Minimums, also eine Einengung der Geschwindigkeitsverteilung. Liegt die Verteilung in 1 AE zwischen 300 und 800 km/s, so liegt sie um 5 AE zwischen 350 und 650 km/s, wobei der Mittelwert der Stichproben sich nur wenig ändert. Diese Tendenz der Abflachung der Extrema setzt sich auch in größere heliozentrische Abstände fort, siehe *Gazis* [2000].

In Abbildung 4.17 sind als Funktion von r jeweils das Maximum (obere Kurve), der Mittelwert (mittlere Kurve) und das Minimum der simulierten Geschwindigkeit v_r längs des Breitenkreises in der Äquatorebene dargestellt. Gemäß unserer Annahme der Stationarität sind dies also Mittelwerte über eine Rotationsperiode bei fester Breite und als Funktion von r . Man erkennt das von *Collard et al.* [1982] dargestellte Verhalten, das Maximum sinkt und das Minimum steigt, aber der Mittelwert bleibt relativ konstant.

Bei der in Abbildung 4.17 gewählten Form der Darstellung ist jedoch zu beachten, dass die Erosion der Radialgeschwindigkeit ein lokaler Effekt an Kompressionszonen ist, der in Abbildung 4.16 klar erkennbar ist. Die gesamte Änderung der Geschwindigkeit an der Kompressionszone C1 im Übergang vom schnellen zum langsamen Sonnenwind nimmt, trotz der Bildung von Stoßwellen, stark ab. Auch ist klar erkennbar, dass der radiale Druckgradient nicht nur zur Erosion der Hochgeschwindigkeitsströme führt, sondern dass auch der Druckgradient der Vorderseite den langsamen Sonnenwind beschleunigt. Dies führt dazu, dass der Mittelwert in Abbildung 4.17 fast unverändert bleibt. Insofern ist es illustrativer, von einer Nivellierung der Geschwindigkeit zu sprechen.

Betrachtet man Abbildung 4.9, so wird deutlich, dass trotz der Nivel-

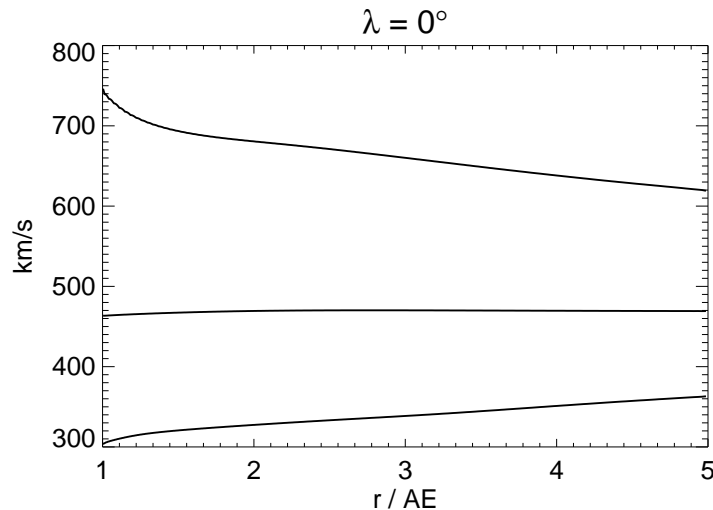


Abbildung 4.17: Die Erosion der Radialgeschwindigkeit als Konsequenz der radialen Druckgradienten. Dargestellt sind Maximum, Mittelwert und Minimum längs eines Breitenkreises in der Äquatorebene als Funktion des Radialabstandes.

lierung der Geschwindigkeit deutliche Maxima der Dichte an den Kompressionszonen übrig bleiben. In der gedanklichen Extrapolation zu größeren heliozentrischen Abständen bleiben diese korotierenden Druck erhöhungen (CPE, siehe Kapitel 2) auch in Abwesenheit ausgeprägter Hochgeschwindigkeitsströme erhalten, was im Einklang mit den Beobachtungen ist (siehe Tabelle 2.2).

Die Entwicklung der Isolinien der Geschwindigkeit in Abbildung 4.9 zeigt den räumlichen Effekt der Nivellierung: die maximale äquatorwärtige Auslenkung der Linie $v_r = 700$ km/s am Hochgeschwindigkeitsstrom F1 verlagert sich von ungefähr $\lambda = 5^\circ\text{S}$ in 1 AE nach $\lambda = 15^\circ\text{S}$ in 5 AE. Die Verlagerung der gleichen Isolinie ist schwächer am Hochgeschwindigkeitsstrom F2, ein weiteres Indiz dafür, dass die dynamische Wechselwirkung hier schwächer ist.

Global gesehen ist die Auswirkung der kompressiblen dynamischen Wechselwirkungen die Vernichtung der Hochgeschwindigkeitsströme, die die Ursache dieser Wechselwirkung sind (Burlaga [1995]). Dieser Prozess findet statt innerhalb eines Breitenintervalles um die Äquatorebene, insofern bekommt diese Ebene in der radialen Evolution des Sonnenwindes eine Bedeutung für die Morphologie des Plasmas. Innerhalb dieses Breitenintervalles kommt es durch die Nivellierung der Geschwindigkeiten zu einer räumlichen Umverteilung kinetischer Energie, wobei die kompressiblen Wechselwirkungen hierfür den Kanal liefern.

Die Stärke der dynamischen Wechselwirkungen an den Kompressionszonen bestimmt das Ausmaß dieser Umverteilung: da die Wechselwirkung offensichtlich am Hochgeschwindigkeitsstrom F1 stärker als am Strom

F2 ist, ist die Nivellierung an F1 in 5 AE auch stärker ausgeprägt (siehe Abbildung 4.16). Entsprechend stärker ist die äquatorwärtige Neigung der Kompressionszone C1.

Die Dominanz der meridionalen Strömung in 25 AE (*Lazarus et al.* [1988]) bei gleichzeitiger Anwesenheit von korotierenden Druckerhöhungen und relativ geringer Variation der Radialgeschwindigkeit impliziert, dass sich dieser Prozess in der radialen Evolution fortsetzt.

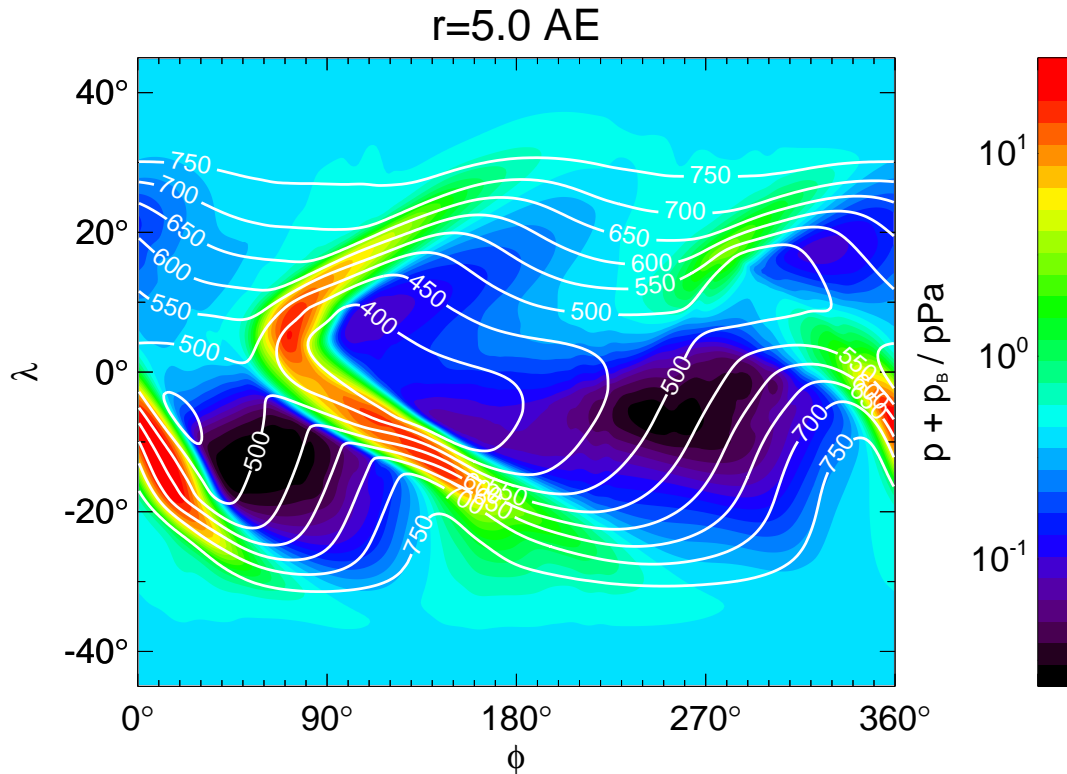


Abbildung 4.18: Korotierende Druckerhöhungen in 5 AE. Dargestellt ist in logarithmischer Auftragung der Gesamtdruck aus Plasma- und Magnetfelddruck, als Isolinien sind Werte der Geschwindigkeit eingetragen.

Die Bedeutung der aus der dynamischen Wechselwirkung entspringenden Struktur des Druckes in 5 AE ist abschließend noch einmal in Abbildung 4.18 dargestellt. Der Gesamtdruck, also die Summe von Plasma- und Magnetfelddruck, ist hier logarithmisch aufgetragen. Auf der gesamten Fläche variiert der Gesamtdruck um drei Größenordnungen, was an dem Wechselspiel von Kompression und Verdünnung liegt. Eine solche starke periodische Variation ist zum Beispiel von Bedeutung für das dynamische Gleichgewicht zwischen dem Sonnenwind und der Magnetosphäre des Jupiters. Die Vorhersage des Weltraumwetters bei Jupiter kann als Randbedingung für Magnetosphärenmodelle dienen.

4.3 Diskussion

Unterschiede in den koronalen Quellregionen des Sonnenwindes manifestieren sich im interplanetaren Raum insbesondere durch Unterschiede in der Radialgeschwindigkeit. Durch die solare Rotation werden die schnellen und langsamen Regime hintereinander ausgerichtet und treten in dynamische Wechselwirkung miteinander, die sich durch Kompression und Verdünnung des Plasmas ausdrückt. Die Regionen erhöhten Gesamtdruckes in unserer Simulation sind den Erwartungen und den Beobachtungen entsprechend im Raum orientiert und erzeugen zum einen nichtradiale Strömungen und zum anderen nivellieren sie die starken Unterschiede in der Radialgeschwindigkeit.

Die Kompression bewirkt, dass in den korotierenden Wechselwirkungszonen die Strom- und Feldlinien dicht liegen: ihre Fußpunkte an den inneren Randbedingungen in r_0 decken einen weitaus größeren Anteil der Fläche ab, als dies in 5 AE der Fall ist. Plasmaparameter aus unterschiedlichen Regionen der inneren radialen Randbedingungen werden in der Kompressionszone „verschmolzen“, somit geht ein Teil der „Erinnerung“ des Sonnenwindes an seine koronalen Quellregionen zu Gunsten der dominierenden Kompressionszonen verloren (*Burlaga* [1995]). Die Kompression kann so stark werden, dass es zur Ausbildung von Stoßwellen kommt, deren paarweises Auftreten zumindest an einer der korotierenden Wechselwirkungszonen in der Simulation nachgewiesen werden kann.

Die starke Abnahme des Gesamtdruckes im Vergleich zum Umgebungsdruck in den Verdünnungszonen zeigt, dass hier ein analoger Prozess am Werk ist: die Fläche, die die Verdünnungszonen auf einer Kugel in 5 AE einnehmen, stammt aus sehr wenigen Punkten der inneren Randbedingungen in 1 AE.

Insgesamt entsteht ein Bild der Ordnung der physikalischen Parameter durch die dynamische Wechselwirkung (*Burlaga* [1995]), denn es dominieren die Kompressionszonen und die zwischen ihnen liegenden Verdünnungszonen. Deren Lage und Form wird zwar von den inneren Randbedingungen bestimmt, aber nicht notwendigerweise in eindeutiger Form – unterschiedliche innere Randbedingungen können zu sehr ähnlichen Ergebnissen in 5 AE führen. Da auch die Stromschicht als passiver Teilnehmer an der dynamischen Wechselwirkung ihre Form ändert, ist klar, dass sich unsere Vorgehensweise zur Bestimmung der inneren Randbedingungen in 5 AE nicht wiederholen ließe. Unser Modell der inneren Randbedingungen ist nicht in der Lage, die dynamische Wechselwirkung mit zu berücksichtigen, bis auf die Effekte, die schon in den Messdaten von *WIND* vorhanden sind. Es zeigt sich jedoch, dass die

räumliche Struktur der MHD-Parameter in 5 AE beeinflusst wird durch die Neigung der Kompressionszonen in Bezug zur Äquatorebene. Diese ist eine Folge der Rotation und hängt offensichtlich ab vom Ausmaß der Wechselwirkung an der Kompressionszone. An keinem Punkt (mit Ausnahme des Magnetfeldes) geht in unser Modell zur Bestimmung der inneren Randbedingungen die Information über die Rotation der Sonne direkt ein.

Die Validierung unseres Modelles der inneren Randbedingungen zeigt, dass in einer astronomischen Einheit die Effekte der Kompression vernachlässigbar sind, was in fünf astronomischen Einheiten nicht mehr der Fall ist. Allerdings hat die Vernachlässigung von Kompression und Verdünnung – über die in den Messdaten von *WIND* enthaltenen Informationen hinaus – bei der Modellierung der inneren Randbedingungen auch Abweichungen zwischen Simulation und den Beobachtungen durch *Ulysses* zur Folge: so kann das korotierende Stoßwellenpaar (Abbildung 2.12) bei *Ulysses* erst in größeren heliozentrischen Abständen reproduziert werden. Auch die nichtradialen Geschwindigkeiten, die ja in unserem Modell in 1 AE auf Null gesetzt werden, können von der Simulation am Ort von *Ulysses* nicht angemessen reproduziert werden. Auch hier werden realistische Werte erst in einigen astronomischen Einheiten erreicht. Insofern ist klar, daß für unsere Vorgehensweise der Bestimmung der inneren Randbedingungen in 1 AE eine Grenze liegt, denn hier lässt sich die in einem Modell der Stromschicht enthaltene Information noch sinnvoll unter Vernachlässigung der dynamischen Effekte zur Konstruktion von Randwerten heranziehen.

Auch wenn unsere Simulation in 5 AE endet, so lassen sich doch die für die weitere radiale Evolution des Sonnenwindes bestimmenden Effekte erkennen: die Nivellierung der Radialgeschwindigkeit, die Bildung stark komprimierter Regionen, deren räumliche Orientierung zu einer Dominanz der meridionalen Strömungsablenkungen führt und schließlich die Bildung von Stoßwellen sowie das Verschmelzen von Kompressionszonen unterschiedlicher Magnetfeldpolarität. Kennzeichen unserer Vorgehensweise ist, insbesondere im Vergleich zu den streng symmetrischen „Zwillingsstrommodellen“ (*Pizzo [1994a]*, siehe Abbildung 2.14), dass Kompressionszonen hier sehr unterschiedliche Stärke haben und somit der Einfluss dieser Unterschiede auf die Evolution deutlich wird.

Die Bildung von verschmolzenen Wechselwirkungszonen (MIR) erfolgt in unserem Modell durch eine Wechselwirkung über die Äquatorebene hinweg. Konstituenten einer MIR sind dann korotierende Wechselwirkungszonen (CIR), die von Hochgeschwindigkeitsströmen unterschiedlicher Koronalöcher getrieben werden und somit unterschiedliche Orientierung der Normalenvektoren an Vorder- und Rückseite haben. Die Wechselwirkung der beiden CIR stellt ein dreidimensionales Problem

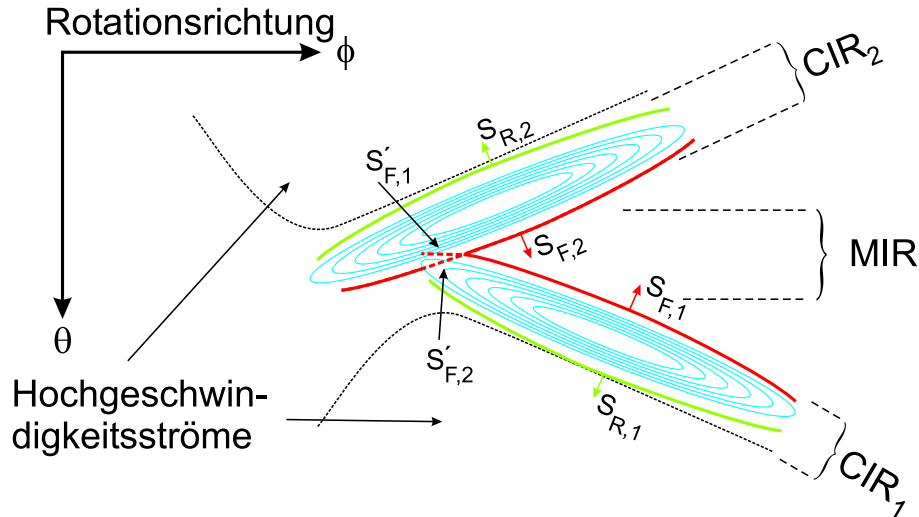


Abbildung 4.19: Schematische Darstellung einer möglichen MIR-Topologie. Die korotierenden Wechselwirkungszone CIR₁ und CIR₂ bilden eine MIR, für die schräge Kollision der Stoßwellen charakteristisch ist. S_F und S_R sind dabei die vorwärts und die rückwärts laufende Stoßwelle, S'_F ist eine transmittierte Stoßwelle.

dar: dort, wo sich die beiden CIR berühren, zeigen die Normalenvektoren der Vorderseite (bestimmt über den negativen Druckgradienten) nicht in die gleiche Richtung. Wenn sich an der Vorderseite beider CIR vorwärts laufende Stoßwellen gebildet haben, kommt es zu schräger Stoßwellenkollision. Eindimensionale MHD-Modelle der Bildung von MIR (Whang und Burlaga [1985a], Whang und Burlaga [1985b]) können ein solches Verhalten nicht wiedergeben.

Schematisch ist die Topologie einer solchen MIR in Abbildung 4.19 dargestellt. Getrieben von zwei Hochgeschwindigkeitsströmen bilden sich zwei korotierende Wechselwirkungszone CIR₁ und CIR₂. Wir nehmen nun zunächst an, dass sich an diesen schon vor dem Beginn der Verschmelzung korotierende Stoßwellenpaare gebildet haben. Die vorwärts laufenden Stoßwellen sind mit S_F , die rückwärts laufenden mit S_R notiert. Im Zuge der transäquatorialen Wechselwirkungen kommt es zur Kollision der beiden vorwärts laufenden Stoßwellen, die transmittiert werden und die Stoßwellen $S'_{F,1}$ und $S'_{F,2}$ bilden. Zwischen diesen können nach Kapitel 2 weitere MHD-Diskontinuitäten liegen. Im allgemeinen Fall ist auch die Ausbreitungsrichtung nach der Transmission der Stoßwelle verändert. In dem skizzierten Fall kann man sich für die Stoßwelle $S'_{F,2}$ auch eine Kollision mit der rückwärts laufenden Stoßwelle $S_{R,1}$ vorstellen, auch hier kommt es zu schräger Stoßwellenwechselwirkung. Im Sinne von Burlaga [1995] entsteht eine verschmolzene Wechselwirkungszone (MIR) dort, wo sich die CIR berühren. Je nach Trajektorie eines Beobachters wird diese gesamte Struktur unterschiedlich wahrgenommen: in mittleren Breiten werden Stoßwellen aus beiden CIR be-

obachtet, was dann der Definition einer MIR im Sinne von *Gazis* [2000] genügt. In hohen Breiten hingegen werden nur die CIR und die mit ihnen assoziierten Stoßwellenpaare beobachtet. Innerhalb der MIR erwartet man in diesem Bild Abfolgen unterschiedlicher vorwärts laufender Stoßwellen, aber von verschiedener Orientierung der Stoßwellennormalen.

Die aus den Kompressionszonen C1 und C3 gebildete MIR in unserem Simulationsergebnis zeigt noch keine solche Wechselwirkung. Allerdings deuten die Druckgradienten an C3 in Abbildung 4.12 darauf hin, dass es auch hier in größeren heliozentrischen Abständen zur Bildung von Stoßwellen kommen kann. Dann sind Wechselwirkungen von dem in Abbildung 4.19 dargestellten Typus möglich, wenn die Ausbreitungsgeschwindigkeit der vorwärts laufenden Stoßwellen hinreichend groß ist. Charakteristikum der in unserer Simulation entstehenden MIR ist, dass es zu der transäquatorialen Verschmelzung von Material schon vor der Entstehung von Stoßwellen kommt. Die MIR im Sinne von *Burlaga* [1995] bilden sich hier noch vor den für sie im Sinne von *Gazis* [2000] kennzeichnenden multiplen Stoßwellen.

STÖRUNGSAUSBREITUNG IM STRUKTURIERTEN SONNENWIND

In diesem Kapitel soll die zeitabhängige Störung unseres zuvor erstellten stationären Modelles durch ein transientes Ereignis dargestellt werden. Hierzu untersuchen wir die Ausbreitung der interplanetaren Auswirkung der koronalen Masseauswürfe (ICME, siehe Kapitel 2) und verwenden dazu für unsere Modellierung den von *Ulysses* zwischen Tag 34 und 36 im Jahre 1995 gemessenen ICME (*Gosling et al. [1995a]*, *Gosling et al. [1995c]*, *Forsyth et al. [1996b]*, siehe Abbildung 4.1).

Wir werden unsere Vorgehensweise zunächst anhand von Beobachtungen und vergleichbaren numerischen Simulationen motivieren. Aufgrund der zu erwartenden komplizierten dreidimensionalen, zeitabhängigen Struktur der Störung und der Tatsache, dass für diese transiente Störung weder vergleichende Messungen einer anderen Raumsonde noch koronale Beobachtungen vorliegen, müssen wir notwendigerweise vereinfachende Annahmen machen. Unsere Ergebnisse können nicht den Anspruch erheben, die tatsächliche Struktur in vollem Umfang korrekt wiederzugeben, jedoch werden wir den unseres Erachtens wesentlichen Punkt der Störungsausbreitung im strukturierten Sonnenwind in diesem Zusammenhang diskutieren.

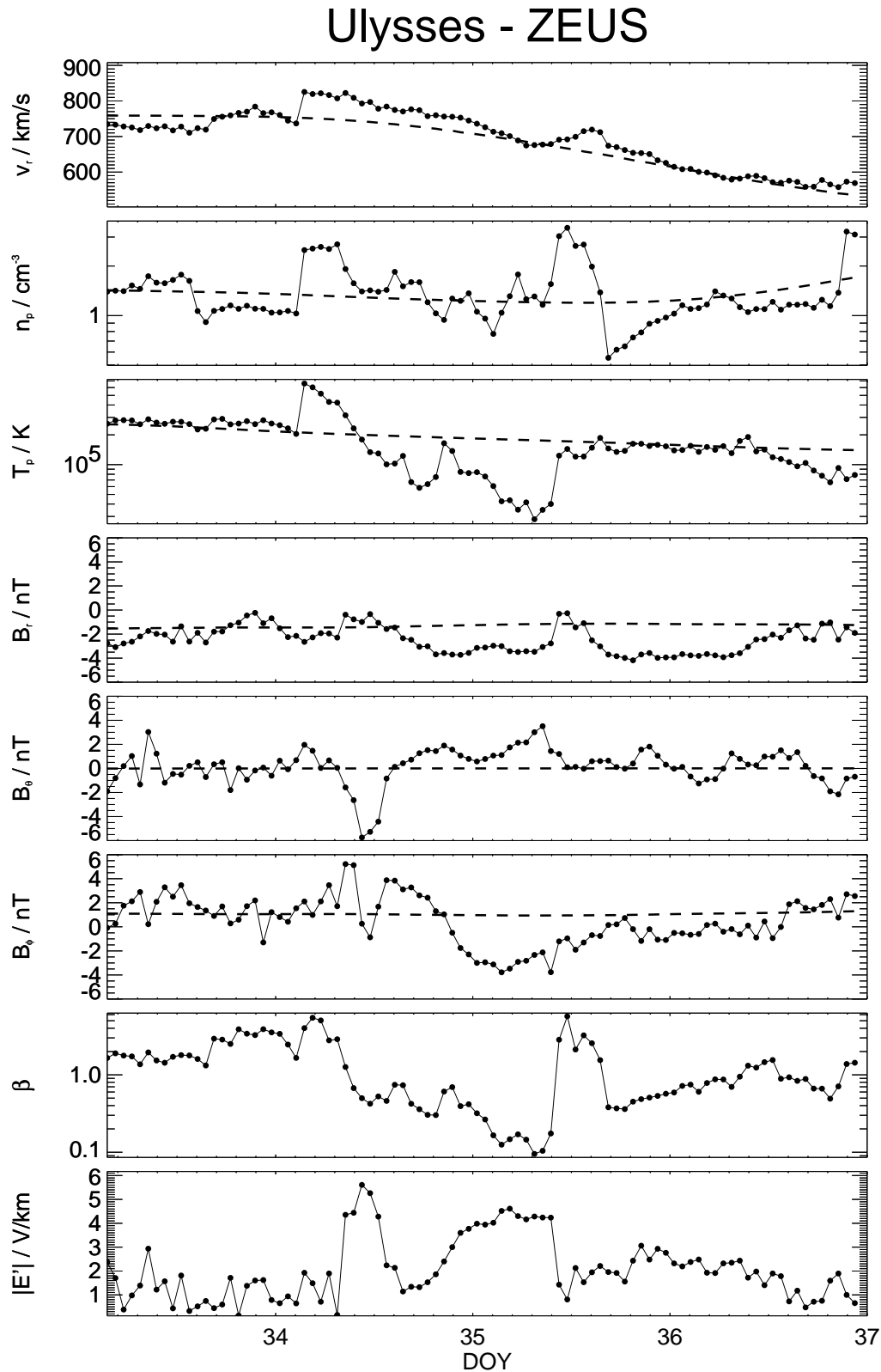


Abbildung 5.1: Der ICME bei Ulysses zwischen Tag 34 und 36, 1995 (Gosling et al. [1995a]). Dargestellt sind Stundenmittelwerte (Punkte), die gestrichelte Linie stellt die simulierte Messkurve des stationären Hintergrundmodelles dar.

5.1 Koronale Masseauswürfe im interplanetaren Medium

Nach den Ausführungen in Kapitel 2 handelt es sich bei einem koronalen Masseauswurf um einen plötzlichen Eintrag von Masse und Energie aus der Korona in den Sonnenwind. Dies führt zu Störungen des interplanetaren Plasmas und des Magnetfeldes, für die es verschiedene charakteristische Indikatoren gibt. In Abbildung 5.1 ist ein ICME dargestellt, beobachtet von *Ulysses* zwischen 22.7°S und 21.3°S . Dieses Ereignis beinhaltet einige der charakteristischen Indikatoren von ICMEs. Der Beginn der Störung ist definiert durch eine vorwärts laufende Stoßwelle bei Tag 34.1, bei der die Geschwindigkeit von 736.8 auf 825.3 km/s, die Dichte von 1.03 auf 2.50 cm $^{-3}$ und die Temperatur der Protonen von 2.04×10^5 auf 6.59×10^5 K springt. Da in den uns vorliegenden Daten nur eine obere (T_o) und eine untere Schranke (T_u) der Protonentemperatur angegeben ist, haben wir an dieser Stelle eine Temperatur

$$T_p := \frac{1}{2} (T_o + T_u)$$

als arithmetisches Mittel der beiden Schranken definiert, diese ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Über diese Temperatur haben wir den Plasmadruck $p = 2nk_B T_p$ und somit das Plasmabeta in Abbildung 5.1 gewonnen.

An die Stoßwelle schließt sich zwischen Tag 34.4 und 35.4 eine Region sehr niedrigen Plasmabetas an, bei gleichzeitigem starkem Abfall der Temperatur. Innerhalb dieser Region erkennt man einen deutlich Anstieg der Meridional Komponente des Magnetfeldes, deren Betrag auf 6 nT ansteigt. Auch die übrigen Komponenten des Magnetfeldes zeigen relativ stetige Variationen innerhalb dieser Region, in der insgesamt der Magnetfelddruck dominiert gegenüber dem Plasmadruck. Diese für eine Teilmenge der ICMEs typische Region wird aufgrund dieser Dominanz als magnetische Wolke bezeichnet (*Burlaga et al.* [1981]). Ein weiteres, typisches Kennzeichen dafür, dass es sich nicht um Strukturen des quasistationären Sonnenwindes handelt, erkennt man in der Tatsache, dass der Betrag des elektrischen Feldes im rotierenden Koordinatensystem \mathcal{K}'

$$\left| \vec{E}' \right| = \left| \vec{v}' \times \vec{B} \right| = \left| (\vec{v} - \Omega_\odot r \sin \theta \vec{e}_\phi) \times \vec{B} \right|$$

in der gleichen Region, in der β sehr klein ist, stark ansteigt. Diese Größe ist ein gutes Maß für die Eigenschaft des ungestörten Sonnenwindes, dass sich die Feldlinien im rotierenden Koordinatensystem parallel zu den Stromlinien ausrichten. Die Abweichung von dieser Eigenschaft ist Indiz für die Rotation des Magnetfeldes in der magnetischen Wolke und

die Tatsache, dass es sich um ein transientes Ereignis handelt. Da gleichzeitig zu den hier dargestellten Beobachtungen bidirektionale Ströme von suprathermischen Elektronen (*Gosling et al.* [1987]) mit Energien > 80 keV zeitweise beobachtet werden (*Gosling et al.* [1995c]), liegt die Vermutung nahe, dass die Feldlinien dieser Region zumindest teilweise mit beiden Fußpunkten in der Korona verankert sind (*Burlaga* [1995]). Eine Minimumvarianzanalyse an ekliptikalen magnetischen Wolken, gemessen durch *Helios 1* und *Helios 2*, zeigt, daß diese sich gut durch magnetische Flussröhren beschreiben lassen (*Bothmer und Schwenn* [1998]). Diese spezielle Form gebogener magnetische Flussröhren wird auch als „Fluxrope“ (*Priest* [1990]) bezeichnet. Ein solches Flusseil besteht in diesem Bild aus verschiedenen Lagen von Zylindern, um die das Magnetfeld in der Form einer Schraubenbahn gewickelt ist. Dies erklärt, warum man häufig, insbesondere in der Ekliptik, stetige Rotationen des Magnetfeldvektors beobachtet, während sich die Störung über den Betrachter hinweg bewegt. Weiterhin ist diese Zylinderform konsistent mit der Vorstellung der Eruption von koronalen Filamenten, die dann in den interplanetaren Raum expandieren (*Bothmer und Schwenn* [1998]). In Abbildung 5.1 erkennt man die für magnetische Wolken typische Rotation des Magnetfeldvektors, jedoch ist es schwierig, von dieser Beobachtung auf die dreidimensionale Magnetfeldtopologie zu schließen.

Das Ende des ICME wird von *Gosling et al.* [1995a], ohne genaue Angaben von Gründen, bei Tag 36.0 angesetzt. Als Referenz ist in Abbildung 5.1 das Ergebnis einer *ZEUS*-Simulation, basierend auf Daten von *WIND* während Carringtonrotation 1893, eingetragen. Diese Simulation unterscheidet sich in zwei Punkten von der in Kapitel 4 dargestellten: einerseits ist hier das *ZEUS*-Gitter normaler Auflösung benutzt worden (siehe Tabelle 3.3), andererseits ist der Verlauf der Geschwindigkeiten an der inneren radialen Randbedingung in 1 AE leicht modifiziert worden, um eine bessere Anpassung zu erlangen, vergleiche die Diskussion der Radialgeschwindigkeit bei der Validierung in Kapitel 4. Man erkennt, dass vor und nach dem ICME die Anpassung der Geschwindigkeit relativ gut ist (gestrichelte Kurve in Abbildung 5.1), auch ist die Störung der Geschwindigkeit im Bezug auf den stationären Hintergrund offenbar relativ schwach. Nach *Gosling et al.* [1995a] wird die vorwärts laufende Stoßwelle durch die als Überexpansion bezeichnete Ausdehnung der Region erhöhten Magnetfelddruckes getrieben und weniger durch starke Geschwindigkeitsunterschiede, wie dies bei starken, mit ICME assoziierten Stoßwellen der Ekliptik offenbar der Fall ist.

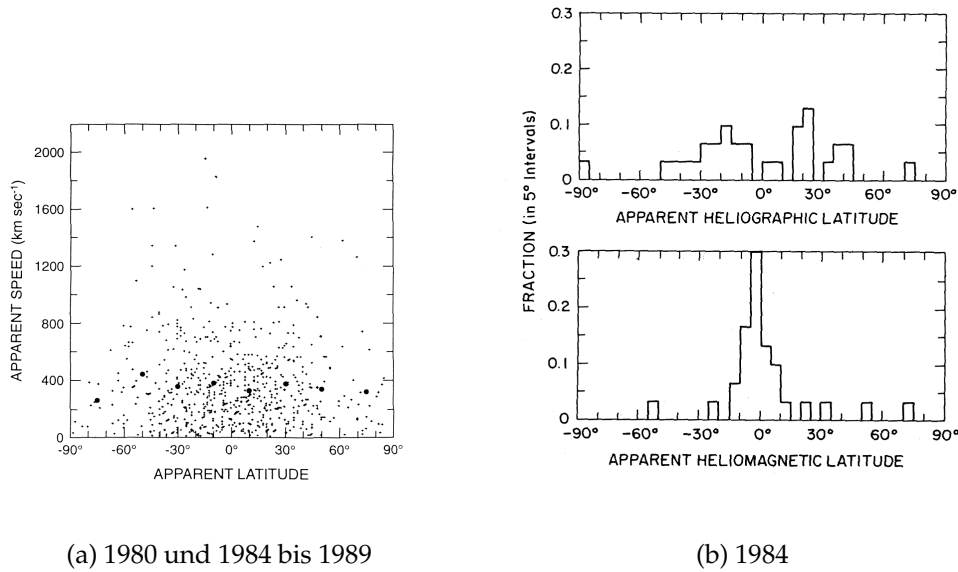
Kennzeichen der Überexpansion ist die Entstehung von Stoßwellen, die die Region erhöhten Druckes sowohl in radialer Richtung als auch in Richtung der Sonne treiben kann, was zur Bildung einer eigenständigen Art von vorwärts und rückwärts laufenden Stoßwellenpaaren in ho-

hen Breiten führt (Gosling *et al.* [1994a]). Von sechs in Breiten größer als 31° S beobachteten ICMEs bei *Ulysses* sind drei assoziiert mit sowohl einer vorwärts laufenden Stoßwelle als auch einer rückwärts laufenden. Eine eindimensionale, gasdynamische Simulation, bei der in 0.14 AE eine Störung in Form eines Dichtepulses injiziert wird, zeigt die Bildung eines Stoßwellenpaares, das die Region erhöhten Druckes einrahmt (Gosling *et al.* [1994b]). Dies ähnelt formal den korotierenden Stoßwellenpaaren (siehe Kapitel 4), allerdings handelt es sich hierbei um transiente Ereignisse. Solche Stoßwellenpaare an ICMEs sind Charakteristikum des Sonnenwindes hoher Breiten und werden beobachtet zu Zeiten abnehmender solarer Aktivität in den Jahren 1993 und 1994 (Gosling und Forsyth [2001], siehe Abbildung 2.4).

Die mittlere Geschwindigkeit innerhalb der ICMEs in hohen Breiten während des Übergangs zum Aktivitätsminimum ist mit 730 km/s (Gosling und Forsyth [2001]) ähnlich hoch wie die Geschwindigkeit des sie umgebenden Sonnenwindes. In der Ekliptik jedoch zeigen die im Zusammenhang mit magnetischen Wolken bestimmten Geschwindigkeiten einen Mittelwert von 478 km/s (Bothmer und Schwenn [1998]), der wiederum im Mittel vergleichbar zu den in der Ekliptik vorherrschenden Sonnenwindgeschwindigkeiten ist. Eine statistische Untersuchung der Breitenverteilung von CMEs mit dem Koronographen der *Solar Maximum Mission* (SMM, Hundhausen *et al.* [1994], Abbildung 5.2 (a)) zeigt jedoch keine solche Breitenabhängigkeit der Geschwindigkeit der CMEs innerhalb von sechs Sonnenradien der Korona, unabhängig von der Breite bleibt die mittlere Geschwindigkeit dort bei ungefähr 349 km/s. Dies legt den Schluss nahe, dass ICMEs mit dem sie umgebenden Sonnenwind beschleunigt werden (Webb [2001]). Einschränkungen an der Gültigkeit dieser Aussage müssen sicherlich aufgrund der geringen Anzahl beobachteter ICMEs in hohen Breiten gemacht werden, auch zeigt Abbildung 5.2 eine starke Variabilität der koronalen Geschwindigkeiten von CMEs.

Der direkte Vergleich von beobachteten koronalen und interplanetaren Geschwindigkeiten findet sich in Lindsay *et al.* [1999] und Gopalswamy *et al.* [2000]. Lindsay *et al.* [1999] verwenden Beobachtungen der Raumsonden *Helios 1*, *Helios 2* und *Pioneer Venus Orbiter* und bestimmen zu den Beobachtungen von ICMEs aus Daten der Missionen *Solwind* und *SMM* die zugehörigen koronalen Geschwindigkeiten. Für eine Reihe von Ereignissen zwischen 1979 und 1988 lassen sich so Aussagen gewinnen, die bestätigen, dass für koronale Geschwindigkeiten kleiner als der mittleren Sonnenwindgeschwindigkeit eine Beschleunigung, für höhere koronale Geschwindigkeit eine Abbremsung stattfindet.

Beobachtungen mit *WIND* und den Koronographen von *Yohkoh* und *SOHO* zwischen 1996 und 1998 zeigen ein ähnliches Bild (Gopalswamy *et al.* [2000]). Sind die beobachteten koronalen Geschwindigkeiten noch sehr



(a) 1980 und 1984 bis 1989

(b) 1984

Abbildung 5.2: CME-Beobachtungen durch die SMM-Mission. (a) Verteilung der beobachteten Geschwindigkeiten als Funktion der (scheinbaren) Breite (Hundhausen et al. [1994]). (b) Verteilung des Zentrums der beobachteten CMEs im Jahre 1984 als Funktion der heliographischen (oben) und der heliomagnetischen Breite (unten, Hundhausen [1993]).

breit verteilt (Abbildung 5.3 oben), so sind ihre beobachteten interplanetaren Geschwindigkeiten vergleichsweise eng um die mittlere, ekliptikale Sonnenwindgeschwindigkeit verteilt (Abbildung 5.3 unten). Bis in eine astronomische Einheit findet offenbar für viele CMEs eine gewisse Assimilation in den Sonnenwind statt. Ursache dürften dynamische Wechselwirkungen der Ejecta mit dem sie umgebenden Sonnenwind sein, ein langsamer CME wird beschleunigt, wo hingegen ein schneller durch den langsamen Sonnenwind abgebremst wird.

Das bedeutet, dass die dreidimensionale Struktur der ICMEs sehr stark bestimmt wird durch die lokale Strömungsgeschwindigkeit des Sonnenwindes. Da der Sonnenwind jedoch abseits der koronalen Löcher im „Band der Sonnenwindvariabilität“ starke meridionale Unterschiede aller Parameter aufweist, insbesondere aber der Geschwindigkeit, ist zu erwarten, dass der Beginn der Störung auf einem Meridian in einem radialen Abstand $r \gg R_{\odot}$ nicht gleichzeitig erfolgt. Der Störungseinsatz in Breiten des langsamen Sonnenwindes sollte dem des schnellen Sonnenwindes hinterherhinken. Dies macht den ICME in Abbildung 5.1 besonders interessant, wird er doch genau während des Übergangs vom schnellen zum langsamen Sonnenwind beobachtet.

Beobachtungen mit dem Koronographen der SMM-Mission zeigen, dass im Jahr 1984 zu Zeiten geringer solarer Aktivität, deren Kennzeichen

nach Kapitel 2 die Existenz einer vergleichsweise einfachen Dipolkonfiguration des solaren Magnetfeldes ist, die mittlere Breite des Zentrums eines beobachteten CMEs sehr schmal um die entsprechende Breite der Stromschicht verteilt ist (*Hundhausen* [1993], Abbildung 5.2 (b)). Dies verdeutlicht den Zusammenhang von koronalen Masseauswürfen und den geschlossenen Feldlinienregionen der Korona, über denen die Stromschicht verankert ist (siehe Kapitel 2). Der mittlere, scheinbare Öffnungswinkel der koronalen Masseauswürfe ergibt sich nach *Hundhausen* [1993] im Jahr 1984 zu 42.8° . Vergleichen wir diesen Wert mit der ungefähren Breitenerstreckung des „Bandes der Sonnenwindvariabilität“ während des „Fast-Latitude-Scans“ von $\pm 30^\circ$ um die Äquatorebene (siehe Abbildung 4.1), so wird deutlich, dass ICMEs zwangsläufig in unterschiedliche Sonnenwindregime geraten. Unter der Annahme, dass sowohl im langsamen als auch im schnellen Sonnenwind eine Anpassung der Geschwindigkeit eines ICMEs an die lokale Sonnenwindgeschwindigkeit stattfindet, unterliegt die räumliche Struktur des ICME starken Scherungen. Ein numerisches Modell von *Schmidt und Cargill* [2001] bestätigt den starken Einfluss einer Scherströmung auf die Topologie einer Störung. Dabei handelt es sich um ein so genanntes $2\frac{1}{2}$ -dimensionales MHD-Modell, bei dem die Geschwindigkeit und das Magnetfeld in drei Komponenten in zwei Raumdimensionen (r, θ) gelöst werden. Die zeitliche Evolution

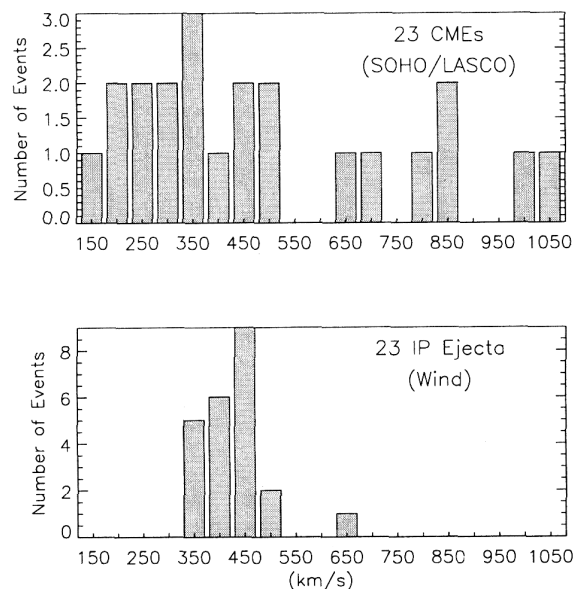


Abbildung 5.3: Anpassung der ICME-Geschwindigkeit an die Sonnenwindgeschwindigkeit (*Gopalswamy et al.* [2000]). Vergleich von koronalen Beobachtungen mit SOHO und Yohkoh (oben) und deren abgeleiteten Geschwindigkeiten mit interplanetaren Beobachtungen mit WIND (unten).

einer Flussröhre – als Modell einer magnetischen Wolke – in einem Sonnenwind, der bei $\lambda = 45^\circ$ von 300 km/s auf 600 km/s (bei einem radialen Abstand von $20R_\odot$) springt, zeigt bis in 5 AE eine stark unterschiedliche Ausbreitung der magnetischen Wolke in den beiden Sonnenwindregimen, die die zunächst einfache Topologie sehr stark verzerrt. Dies kann in diesem Modell sogar zur Rekonnexion innerhalb der magnetischen Wolke führen, was jedoch wahrscheinlich primär eine Folge des scharfen meridionalen Geschwindigkeitsgradienten ist.

In einem dreidimensionalen MHD-Modell von *Odstrčil und Pizzo* [1999a] wird eine zeitabhängige Störung in einen strukturierten Sonnenwind der Form des „Zwillingsstrommodelles“ (siehe Abbildung 2.14) bei 0.14 AE injiziert. Auch hier kommt es bis in c.a. 1 AE zur Ausbildung einer komplexen Topologie der Störung in Abhängigkeit der Lage der injizierten Störung in Bezug auf das Band des langsamen Sonnenwindes. Bei der numerischen Lösung eines vergleichbaren dreidimensionalen, jedoch rein hydrodynamischen Modelles bis in 5 AE (*Odstrčil und Pizzo* [1999b], *Odstrčil und Pizzo* [1999c]) zeigen sich starke Unterschiede der radialen Evolution der Störung. Bestimmt werden diese Unterschiede von der Struktur des Sonnenwindes, in die sich die Störung ausbreitet. Hier kann es zur dynamischen Wechselwirkung transienter Stoßwellen mit den korotierenden Kompressions- und Stoßwellen kommen, was zur Bildung von transienten, verschmolzenen Wechselwirkungszonen (MIR, *Burlaga* [1995], siehe Kapitel 2) führt und somit zur Komplexität sowohl der Topologie als auch der zeitlichen Entwicklung eines ICME beiträgt.

Für räumlich unterschiedlich positionierte Beobachter ein und desselben ICMEs müssen die beobachteten Störungen weder in ihrem zeitlichen Verlauf, noch in der Typologie der beinhalteten Störungen identisch sein. Diese hängt ab von der lokalen Wechselwirkung der Störung mit dem quasistationären Hintergrund.

5.2 Zeitverzögerte Injektion

In diesem Abschnitt wollen wir unsere Vorgehensweise zur zeitabhängigen Störung des stationären Sonnenwindmodelles darstellen. Dazu werden wir die Beobachtungen von *Ulysses* (Abbildung 5.1) heranziehen, um innere radiale Randbedingungen in 1 AE zu bestimmen. Nach den Ausführungen des vorigen Abschnittes ist insbesondere durch die unterschiedliche Geschwindigkeit des Sonnenwindes mit einer starken räumlichen Deformation der Störung zu rechnen. An dieser Stelle sind einige Annahmen notwendig, die wir zunächst motivieren und schließlich anhand des Ergebnisses diskutieren wollen.

Zunächst bestimmen wir modifizierte innere Randbedingungen in r_0 für die Radialgeschwindigkeit (siehe Abbildung 5.4), um die in Kapitel 4 diskutierten Abweichungen der Simulation von den *Ulysses*-Messungen zu reduzieren. Dazu wird zunächst graphisch der Verlauf einer möglichen Hintergrundlösung an die Beobachtungen von *Ulysses* in Abbildung 5.1 angepasst. Die so gewonnene Anpassung längs der *Ulysses*-Trajektorie wird nach Gleichung (3.45) auf $r_0 = 1$ AE abgebildet und fungiert dann zwischen der Länge $\phi = 63^\circ$ und $\phi = 125^\circ$ als virtueller Messwert an Stelle der sonst benutzten *WIND*-Daten. Die weitere Vorgehensweise zur Bestimmung der inneren Randbedingungen der Radialgeschwindigkeit ist identisch mit der in Kapitel 3 dargestellten. Diese Methode reduziert die Breite des südlichen Hochgeschwindigkeitsstromes F2 (siehe Abbildung 4.10 in 5 AE), das Ergebnis der Modifikation ist in Abbildung 5.1 als gestrichelte Linie eingetragen und entspringt dem stationären Zustand der aus Abbildung 5.4 gewonnenen Simulation.

Der Vergleich zu dem angenommenen Hintergrundmodell zeigt, dass die Störung der Geschwindigkeit relativ schwach ist. Wir können die Stoßwellengeschwindigkeit unter der Annahme abschätzen, dass die Ausbreitung nur in die Radialrichtung erfolgt, in dem wir die Erhaltung des Masseflusses ausnutzen:

$$v_s \approx \frac{v_{r,0}n_0 - v_{r,1}n_1}{n_0 - n_1}$$

Für die in Abbildung 5.1 dargestellten Werte erhält man damit für die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Stoßwelle $v_s \approx 825.3$ km/s. Der Unterschied zwischen lokaler ungestörter Sonnenwindgeschwindigkeit und der Stoßwellengeschwindigkeit ist also nicht sehr groß. Unser erster Ansatz ist, die eigene Ausbreitung der Störung bei der Bestimmung der inneren Randbedingung zu vernachlässigen. Wir nehmen an, dass innerhalb einer bestimmten Region auf einer Sphäre in 1 AE der zeitliche Beginn der durch den ICME verursachten Störung alleine durch die lokale Strömungsgeschwindigkeit bestimmt wird. Wir werden in unserem Modell die inneren Randbedingungen der Radialgeschwindigkeit, der Dichte und der inneren Energie (also des Druckes) zeitabhängig in folgender Form stören:

$$f(r_0, \theta, \phi, t) = f_0(r_0, \theta, \phi) + f'(\theta, \phi, t) \quad (5.1)$$

Dabei ist f der zeitabhängige Randwert in r_0 , f_0 der ungestörte Randwert des stationären Modelles und f' die zeitabhängige Störung. Wir werden die Störung nur innerhalb des in Abbildung 5.4 durch den dicken, orangen Kreis gekennzeichneten Gebietes anwenden, diese Region werden wir im Folgenden einfach als Störregion bezeichnen. Diese Region wurde nach folgenden Kriterien gewählt: Entsprechend Abbildung 5.2 (b) sollte das Zentrum der Störung möglichst nahe an der Stromschicht liegen,

andererseits muss das Intervall der *Ulysses*-Beobachtung (blaue Kurve Abbildung 5.2) durch die Störung abgedeckt sein und schließlich sollte die Winkelöffnung der Störung vergleichbar sein mit den Beobachtungen von *Hundhausen* [1993]. Um dies zu gewährleisten, haben wir eine kreisförmige Region mit einem Öffnungswinkel von 50° gewählt, deren Zentrum in der Mitte der kürzesten Verbindung zwischen der modellierten Stromschicht und der Mitte des Beobachtungsintervalles von *Ulysses* liegt. Die Koordinaten des Zentrums der Störung in r_0 lauten:

$$\lambda_{\text{ICME}} = 8.5^\circ \text{S}; \quad \phi_{\text{ICME}} = 103.6^\circ$$

Wir nehmen in unserem Ansatz an, dass die räumliche Struktur der Störung primär durch die unterschiedlich schnelle Strömung verursacht wird, in der der ICME ohne eigene Ausbreitung eingebettet ist. Wir nehmen an, dass in einem Radius $r_i \ll r_0$ zum Zeitpunkt t_i der Injektion der Störung in den Sonnenwind diese räumlich homogen verteilt ist und das auch der zeitliche Verlauf der Störung in r_i innerhalb der gestörten Region gleich ist. Der räumliche Verlauf von f' in r_0 zu einem Zeitpunkt $t > t_i$ sei durch die unterschiedliche Zeitverzögerung aufgrund des unterschiedlich schnellen Transportes bestimmt. Wir nehmen dazu an, dass die Strömung von r_i bis r_0 bei konstanter Geschwindigkeit rein radial verlaufe. Dann ist der zeitliche Verlauf der Störung f' gleich bis auf den unterschiedlichen Beginn:

$$f'(\theta, \phi, t) = F(t - \Delta t(\theta, \phi)) \quad (5.2)$$

wobei

$$\Delta t(\theta, \phi) = \frac{r_0 - r_i}{v_{r,0}(r_0, \theta, \phi)} \approx \frac{r_0}{v_{r,0}(r_0, \theta, \phi)} \quad (5.3)$$

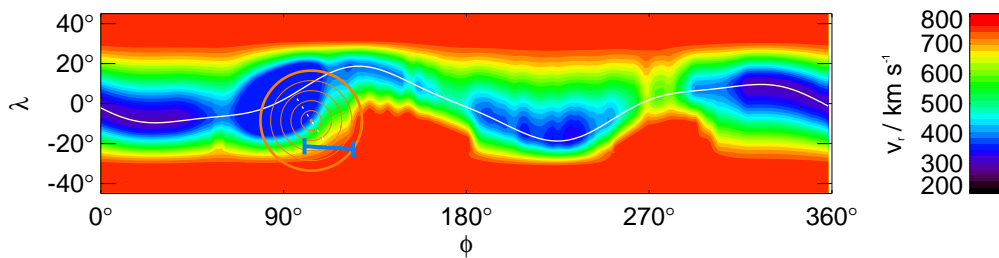


Abbildung 5.4: Modifizierte innere Randbedingungen (vergleiche Abbildung 3.7) zur Simulation eines ICME. Die weiße Linie gibt die Lage der Stromschicht unseres Modelles an, das dunkelblaue Intervall ist die Projektion der *Ulysses*-Trajektorie zwischen Tag 34.1 und Tag 36 auf $r_0 = 1 \text{AE}$, der orange Kreis gibt die Lage der Region an, innerhalb derer die zeitlich abhängige Störung initialisiert wird. Die gestrichelte, weiße Linie gibt den kürzesten Abstand zwischen der Mitte des *Ulysses*-Intervalls zur Stromschicht an. Das Zentrum der Injektion wurde auf der Mitte dieser Linie angesetzt, der Öffnungswinkel beträgt 50° .

$v_{r,0}$ ist dabei die in Abbildung 5.4 gegebene ungestörte Geschwindigkeit und $F(t)$ ist der zeitliche Verlauf der Störung. Die Zeitverschiebung Δt des Signaleinsatzes ist in Abbildung 5.5 dargestellt, wobei wir eine zusätzliche Zeitverschiebung vorgenommen haben, um nicht unnötig auf den Einsatz des Signals nach Beginn der Simulation warten zu müssen. Beginnen wir die Simulation zum Zeitpunkt t_0 , dann ist Δt so gewählt, dass im Punkt der größten ungestörten Radialgeschwindigkeit innerhalb der grau unterlegten Region in Abbildung 5.5 $\Delta t = 0$ ist und somit die zu $t = t_0$ die Störung dort einsetzt. Je näher man in dieser Abbildung an die eingezeichnete Stromschicht unseres Modelles kommt, desto kleiner werden die Geschwindigkeiten und um so stärker ist der Beginn des Störsignales gegenüber den Regionen des schnellen Sonnenwindes zeitlich verzögert.

Wir wollen nun den Verlauf von $F(t)$ für v_r , n und p aus dem Vergleich von Messdaten und Hintergrundmodell bestimmen. Dazu stellen wir

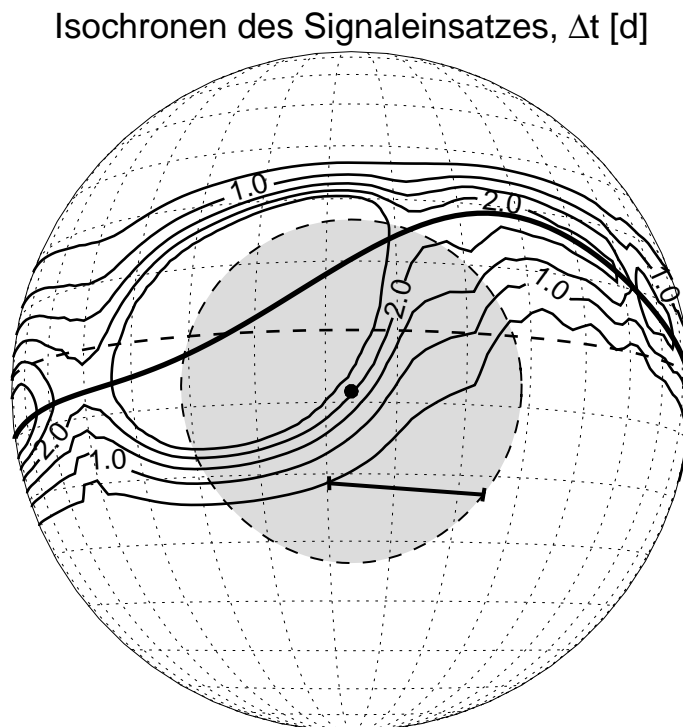


Abbildung 5.5: Isochronen von $\Delta t(\theta, \phi)$ in $r_0 = 1$ AE nach Gleichung 5.3 unter Verwendung der Radialgeschwindigkeit in Abbildung 5.4. Der Blickwinkel der Darstellung ist zentriert auf $\lambda_{\text{ICME}} = 8.5^\circ \text{S}$ und $\phi_{\text{ICME}} = 103.6^\circ$, die Störungsregion mit dem Öffnungswinkel von 50° ist grau unterlegt, die Stromschicht unseres Modelles ist als dickere schwarze Linie eingetragen. Die (schematische) Projektion des Ulysses-Beobachtungsintervalles ist ebenfalls eingetragen. Die Äquatorlinie ist gestrichelt eingetragen, das Gitternetz hat in λ und ϕ einen Abstand von 10° .

zunächst diese Größen dar als Funktion der korrigierten Zeit

$$t_{\text{corr}} = t_{\text{u}} - \frac{r_{\text{u}}}{V_{\text{r}}(\vec{r}_{\text{u}})} \quad (5.4)$$

wobei t_{u} die Ereigniszeit und r_{u} der Radialabstand bei *Ulysses* sind, $V_{\text{r}}(\vec{r}_{\text{u}})$ ist die an den Ort der *Ulysses*-Trajektorie interpolierte, simulierte Geschwindigkeit v_{r} , also die ungestörte Hintergrundgeschwindigkeit unseres stationären Modelles. Weiterhin definieren wir für die relevanten Größen die Störgröße

$$g' = g_{\text{u}} - G(\vec{r}_{\text{u}}) \quad (5.5)$$

wobei g_{u} der *Ulysses*-Messwert und $G(\vec{r}_{\text{u}})$ das an den Ort der Messung interpolierte Simulationsergebnis ist. Die so gewonnenen Störgrößen sind in Abbildung 5.6 (Punkte) als Funktion der korrigierten Zeit eingetragen. An diese Kurven haben wir jeweils Anpassungen in Form von Polynomen vorgenommen, diese ist als durchgezogene Linie eingetragen (siehe Anhang).

Im Rahmen unser Modellvorstellung findet bei Tag 30.9 die Injektion des CMEs in den Sonnenwind statt, der dann ab Tag 34.1 von *Ulysses* als ICME beobachtet wird. Man erkennt, dass das Zeitintervall der Störung in Abbildung 5.6 mit ungefähr einem Tag fast um einen Faktor zwei kleiner als die Dauer der Beobachtung des ICME bei *Ulysses*. Dies ist die Konsequenz der Tatsache, dass *Ulysses* die späteren Anteile der Störung in einem langsameren Sonnenwind beobachtet als den Beginn der Störung, was das Eintreffen des zeitlichen Endes der Störung hinauszögert.

Wir benutzen hier das stationäre Ergebnis der ungestörten Simulation, welches zu t_0 den Simulationsraum vollständig befüllt. Der aus der Polynomanpassung in Abbildung 5.6 gewonnene zeitliche Verlauf der Störung wird innerhalb der kreisförmigen Region (Abbildung 5.5) zum Randwert des stationären Modelles hinzuaddiert. Der Übergang der Störungsregion zu benachbarten Gitterpunkten in der r_0 -Sphäre wird geglättet (siehe Anhang), um die Initialisierung zu vereinfachen. Auch die Annahme der Kreisform in r_0 ist eine Vereinfachung, denn eine kreisförmige Fläche in r_i wird bei der Konvektion im strukturierten Sonnenwind deformiert, was wir jedoch hier vernachlässigen wollen. Wir werden auf die Konsequenzen der Annahme, dass die Störregion in r_0 im rotierenden Koordinatensystem kreisförmig ist, später noch einmal eingehen. Weiterhin verzichten wir darauf, auch die transversalen Magnetfelder an der inneren radialen Randbedingung in gleicher Vorgehensweise zu stören, da sich die stabile numerische Realisierung als schwierig erwiesen hat. Auch dies ist eine starke Einschränkung, da ein Charakteristikum der in Abbildung 5.1 dargestellten Störung ein sehr niedriges Plasmabeta ist.

5.3 Störungsevolution im 3D-Sonnenwind

Die zeitabhängige Variation der inneren Randbedingungen in der Form von Gleichung (5.1) hat eine dreidimensionale (3D) Störung des im rotierenden Koordinatensystems \mathcal{K}' stationären Sonnenwindes zur Folge. Dabei wird die räumliche Struktur der Störung stark bestimmt durch die Morphologie des ungestörten Hintergrundes.

Der Beginn der Störung in einem Punkt innerhalb der grau unterlegten Region in Abbildung 5.5 ist charakterisiert durch ein Riemannproblem, dieses werden wir im Folgenden als das primäre Riemannproblem bezeichnen. Durch die abrupte Änderung eines Parameters von f_0 auf $f_0 + f'$ wird im allgemeinen ein Ensemble von MHD-Diskontinuitäten und Wellen erzeugt, das sich teils in Bezug auf den Sonnenwind ausbreitet, teils von ihm mitgeführt wird. Eine bis auf die Normalkomponente des Magnetfeldes beliebige Änderung der MHD-Parameter bei ei-

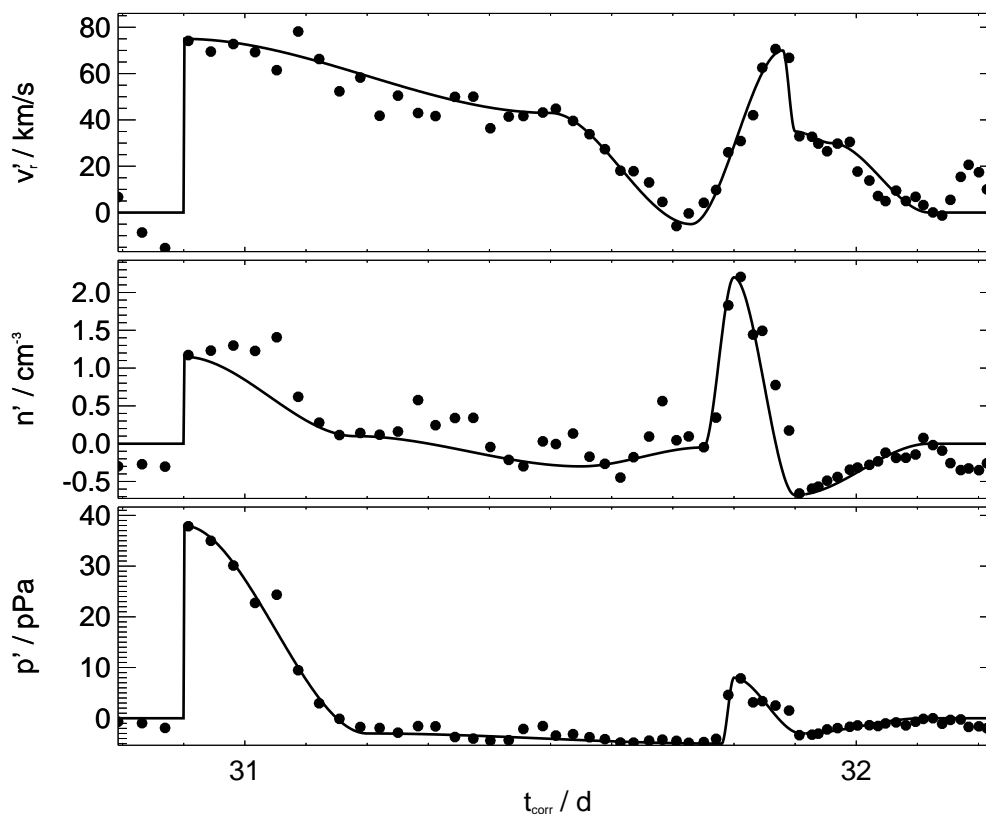


Abbildung 5.6: Die Konstruktion des zeitabhängigen Störsignales. Als Funktion der korrigierten Zeit t_c , Gleichung (5.4), sind die nach Gleichung (5.5) bestimmten Störungen der Radialgeschwindigkeit, der Dichte und des Druckes als Punkte dargestellt. Die durchgezogene Linie ist der Verlauf unserer Anpassung der zeitlichen Störung $F(t)$ nach Gleichung (5.2)

nem Riemannproblem kann als Superposition von erlaubten Diskontinuitäten der MHD dargestellt werden, wobei zur vollen Lösung noch die Verdünnungswellen hinzukommen können (*Jeffrey und Taniuti [1964]*). Da im allgemeinen die zur Lösung eines Riemannproblem es notwendigen Wellen und Diskontinuitäten unterschiedliche Ausbreitungsgeschwindigkeit und Ausbreitungsrichtung haben, zerfällt ein solcher beliebiger Sprung in den MHD-Observablen in eine räumliche Abfolge unterschiedlicher Diskontinuitäten der MHD, die in unserem Falle jedoch vollständig vom inneren Rand in das Simulationsgebiet hinein propagiert.

Die lokalen Lösungen des primären Riemannproblem es innerhalb der Störungsregion in r_0 (Abbildung 5.5) können unterschiedlich sein, da die ungestörten Parameter auf der Vorderseite der Störung unterschiedlich sind. Doch auch die zeitliche Variation der Störung nach ihrem Beginn in einem Punkt innerhalb der Störregion kann selber als eine Abfolge von Riemannproblem es angesehen werden, denn an die Änderung der Parameter innerhalb der numerisch diskreten Zeitschrittweite Δt_{ZEUS} werden keine Bedingungen geknüpft. Radialgeschwindigkeit, Dichte und Druck ändern sich gemäß unseres Modelles der Störung, ein funktionaler Zusammenhang zwischen diesen Störtermen besteht in unserem Ansatz nicht. Entsprechend ist im allgemeinen Fall die Folge der zeitabhängigen Störung eine Superposition einzelner Riemannproblem es, deren Lösungen mit einander wechselwirken und eine unter Umständen komplizierte Gesamtlösung ergeben. Entsprechend der Vielfalt der Lösungsmöglichkeiten eines einzelnen MHD-Riemannproblem es können unterschiedliche Konstituenten in der propagierten Lösung enthalten sein (*Jeffrey und Taniuti [1964]*).

Obwohl die Störungen teilweise klein sind, ist es nicht möglich, einen linearisierten Störungsansatz zur analytischen Beschreibung der entstehenden Lösung zu wählen, da immer mindestens ein Parameter in der Störung von ähnlicher Größenordnung wie der ungestörte Hintergrund ist. So sind zwar im langsamen Sonnenwind die Störungen von Druck und Dichte relativ klein, aber die Störung der Geschwindigkeit ist relativ groß, umgekehrt ist die Situation im schnellen Sonnenwind.

Die zeitliche Evolution der Störung ist in Abbildung 5.7 dargestellt durch den Verlauf der relativen Änderung der Dichte in Bezug auf ihren ungestörten Wert bei $t = 0$. Als Isolinien sind Werte der Radialgeschwindigkeit eingetragen, wobei eine Schnittebene senkrecht zur Äquatorebene im Fixsternsystem \mathcal{K} bei der Länge ϕ_{Fix} gewählt ist, die zu $t = 0$ bei der Länge ϕ liegt, es gilt:

$$\phi_{\text{Fix}} = \phi + \Omega_{\odot} t.$$

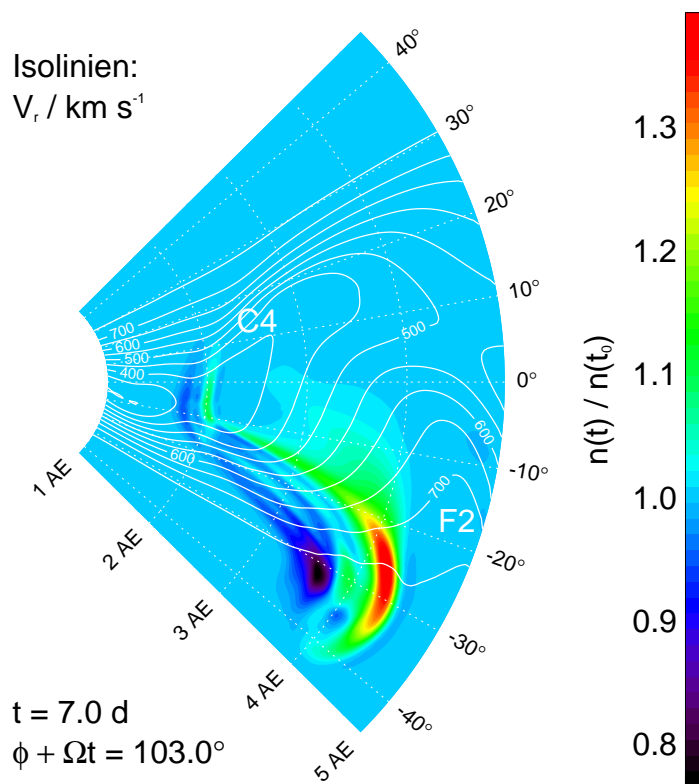
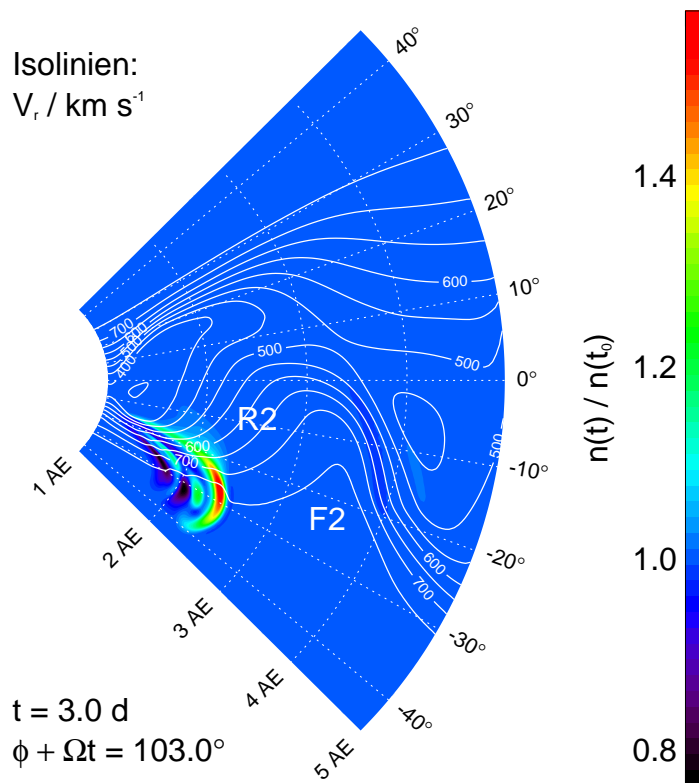


Abbildung 5.7: Zeitliche Evolution von $n(t)/n(t_0)$ bei $t = 3\text{d}$ und $t = 7\text{d}$. Dargestellt ist ein Schnitt senkrecht zur Äquatorebene im Fixsternsystem \mathcal{K} , wobei diese Ebene so gewählt ist, dass sie zu $t = 0$ bei der Carringtonlänge $\phi = 103^\circ$ liegt.

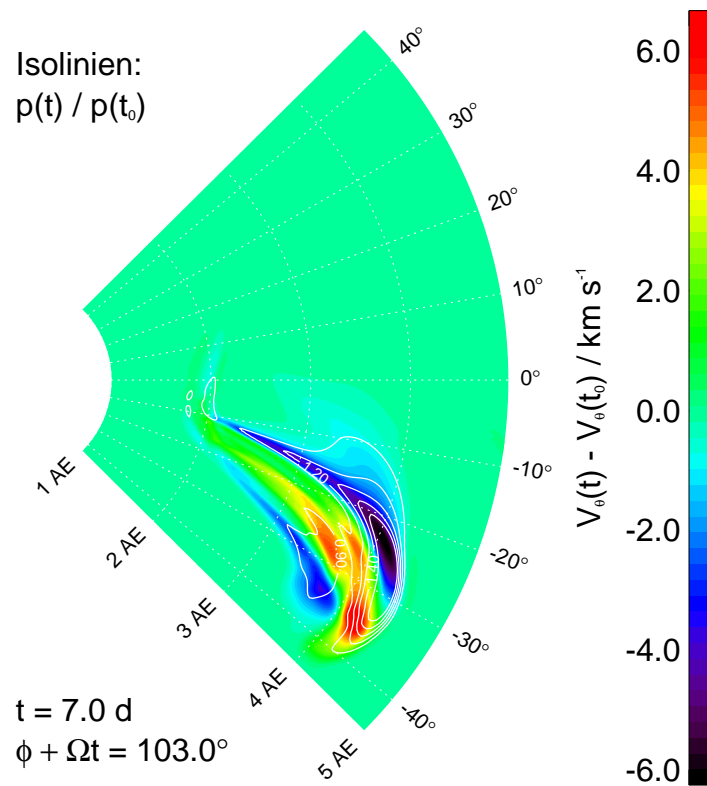
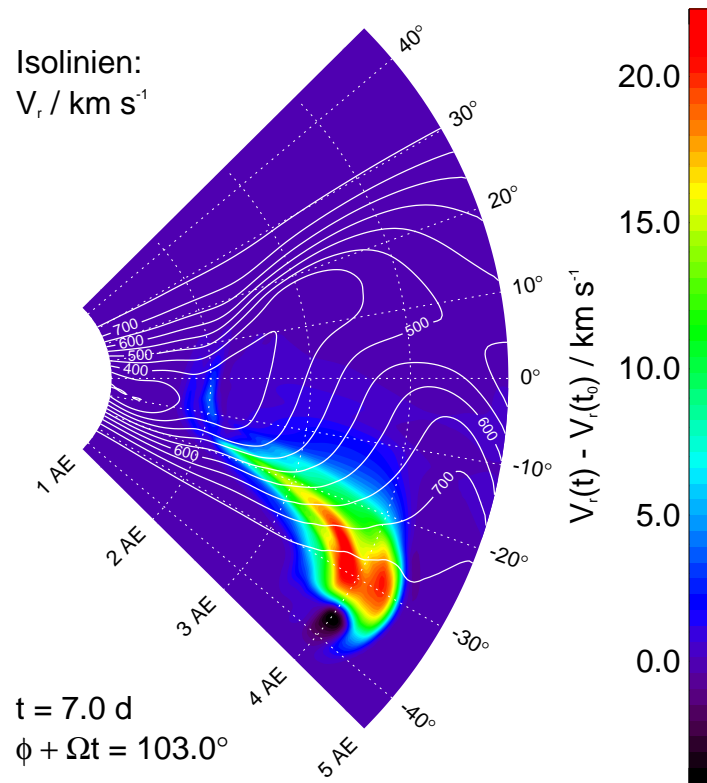


Abbildung 5.8: Absolute Änderungen von v_r (oben) und v_θ (unten) bei $t = 7 \text{ d}$. Als Isolinien sind Werte der Radialgeschwindigkeit (oben) sowie Werte von 0.9 und von 1.1 bis 1.5 für die relative Druckänderung eingetragen (unten).

Man erkennt in Abbildung 5.7 deutlich die unterschiedliche Ausbreitung der Störung im schnellen und langsamen Sonnenwind, was zu einer großen radialen Erstreckung der Störung führt. Liegt die Vorderfront der Störung im schnellen Sonnenwind in ungefähr 4.3 AE bei $t = 7d$ (Abbildung 5.7, unten), so liegt sie zum gleichen Zeitpunkt im langsamen Sonnenwind erst in c.a. 2 AE.

Die spezielle Lage dieses ICME im strukturierten Sonnenwind wird in Abbildung 5.7 deutlich. Die Störung breitet sich hinter dem Hochgeschwindigkeitsstrom F2 aus (vergleiche die Notation in Abbildung 4.10), liegt also zum Teil in der Verdünnungsregion R2, und kann schwach von der Kompressionszone C4 beeinflusst werden. Die meridionale Erstreckung des ICME ist jedoch so groß, dass auch Störungsanteile bei $\lambda > 30^\circ S$ liegen und somit im fast ungestörten, schnellen Sonnenwind. Entsprechend der niedrigen Hintergrunddichten ist $n(t)/n(t_0)$ zwischen $\lambda = 20^\circ S$ und $\lambda = 35^\circ S$ am größten und nimmt im Übergang zum langsamen Sonnenwind stark ab.

Die Korrelation der stärksten relativen Dichteänderung mit der absoluten Änderung der Geschwindigkeit erkennt man in Abbildung 5.8 (oben), denn an diesen Stellen ist auch der Zuwachs der Geschwindigkeit maximal und liegt bei ungefähr 20 km/s in ca. 4.3 AE. Das es sich an dieser Stelle um eine, wenn auch schwache, Stoßwelle handelt, wird in Abbildung 5.8 (unten) an den Isolinien der relativen Druckänderung deutlich. Die Linien des relativen Druckzuwachses liegen dicht an der Vorderfront der Störung, und zwar im gleichen Breitenintervall, in dem auch Dichte und Geschwindigkeit ihre stärkste Änderung haben. Die dynamische Auswirkung dieser Druckgradienten ist an der absoluten Änderung der Meridionalgeschwindigkeit ersichtlich, die sich entsprechend der Orientierung der Normalen dieser vorwärts laufenden Stoßwelle verhält (siehe Abbildung 2.11). Längs der Stoßwellenfläche in der dargestellten Ebene dreht der Normalenvektor, den wir qualitativ aus der Richtung des Druckgradienten der Störung ablesen können, von einer äquatorwärtigen Neigung zwischen $\lambda \approx 20^\circ S$ und $\lambda \approx 32^\circ S$ auf eine leichte Neigung in Richtung Süden. Entsprechend den Ausführungen in Kapitel 2 und Kapitel 4 findet eine äquatorwärtige Ablenkung für $\lambda < 32^\circ S$ statt, die dann im südlichen Teil der Störung in eine polwärtige Strömung übergeht. Auch im rückwärtigen Bereich der Stoßwelle kommt es zu Strömungsablenkungen, die assoziiert sind mit den lokalen Druckgradienten. Es bildet sich eine Verdünnungswelle, die in Abbildung 5.7 (unten) durch Werte von $n(t)/n(t_0) < 1$ charakterisiert ist. Auch durch die mit dieser Verdünnung verbundenen Druckgradienten wird die Strömung leicht aus der Radialrichtung abgelenkt.

Das es sich hierbei um eine relativ schwache Stoßwelle handelt, erkennt man im Vergleich zu den korotierenden Stoßwellen in Abbildung 4.12

und 4.13. Die dort verursachten Strömungsablenkungen sind um etwa eine Größenordnung stärker als in diesem Fall.

Im Zuge der Störungsausbreitung werden auch die Parameter beeinflusst, die nicht explizit bei der inneren Randbedingung gestört werden. Die Änderung des Magnetfeldes wird dadurch verursacht, dass durch die Störung der Radialgeschwindigkeit $\vec{v} \times \vec{B}$ im rotierenden Koordinatensystem nicht verschwindet. In Abbildung 5.9 sind die absoluten Änderungen von radialem (oben) und meridionalen Magnetfeld (unten) dargestellt. Beide Komponenten werden zunächst durch die Stoßwelle gestört, wobei B_θ ein ähnliches Ablenkungsverhalten zeigt wie v_θ , vergleiche Abbildung 5.8. Es entsteht eine äquatorwärtige Ablenkung des Magnetfeldes dort, wo die Stoßwellennormale in Richtung Äquator zeigt, eine polwärtige Ablenkung erfolgt in den Bereichen, in denen die Stoßwellennormale zum Südpol zeigt. Der Betrag des Magnetfeldes wird durch die Stoßwelle erhöht, dementsprechend handelt es sich um eine schnelle magnetoakustische Stoßwelle. Die Struktur des Magnetfeldes im rückwärtigen Bereich der Stoßwelle ist relativ komplex und entsteht aus der Reaktion des Magnetfeldes auf die dreidimensionale Struktur der Strömung. In Abbildung 5.10 sind Radialschnitte in 3.7, 4.0 und 4.3 AE zum Zeitpunkt $t = 7d$ für die absolute Änderung der Meridionalgeschwindigkeit (linke Spalte) und der Azimutalgeschwindigkeit (rechte Spalte) aufgetragen. Als Ordinate und Abszisse sind λ beziehungsweise ϕ_{Fix} aufgetragen. Zur Verdeutlichung des Zusammenhangs der Entstehung nicht-radialer Strömungen mit der Druckgradientenkraft sind als weiße Isolinien die Werte $p(t)/p(t_0) \in \{0.9, 1.1, 1.3, 1.5\}$ eingezeichnet. Der Wert $p(t)/p(t_0) = 0.9$ charakterisiert die Verdünnungswelle. Die Lage der Druckstörungen wiederum wird bestimmt durch die Radialgeschwindigkeit der Strömung, in die die Störung eingebettet ist, da die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Stoßwelle vernachlässigbar klein ist. Um diesen Zusammenhang zu verdeutlichen, sind als schwarze, gestrichelte Linien Werte der Radialgeschwindigkeit $v_r(t)$ eingetragen. Beginnen wir die Betrachtung in 4.3 AE, Abbildung 5.10 unten, so erkennt man, dass sich die Isolinien der relativen Druckänderung in der Übergangsregion zu niedrigeren Geschwindigkeitswerten parallel zu den Isotachen anordnen. Die Struktur der Geschwindigkeit bestimmt die Lage der Störung, also auch die räumliche Form der Isobarenflächen und somit die Form der Strömungsablenkung.

Beide Komponenten, v_θ und v_ϕ , zeigen das aufgrund der Isobaren erwartete Verhalten, wobei die Werte der azimutalen Störung generell kleiner sind als die der meridionalen, da die Druckgradienten in diese Richtung kleiner sind. Bei 4.0 AE (Abbildung 5.10, Mitte) hat sich das Maximum der Druckstörung in die Nähe der Linie mit $v_r = 700 \text{ km s}^{-1}$ verlagert.

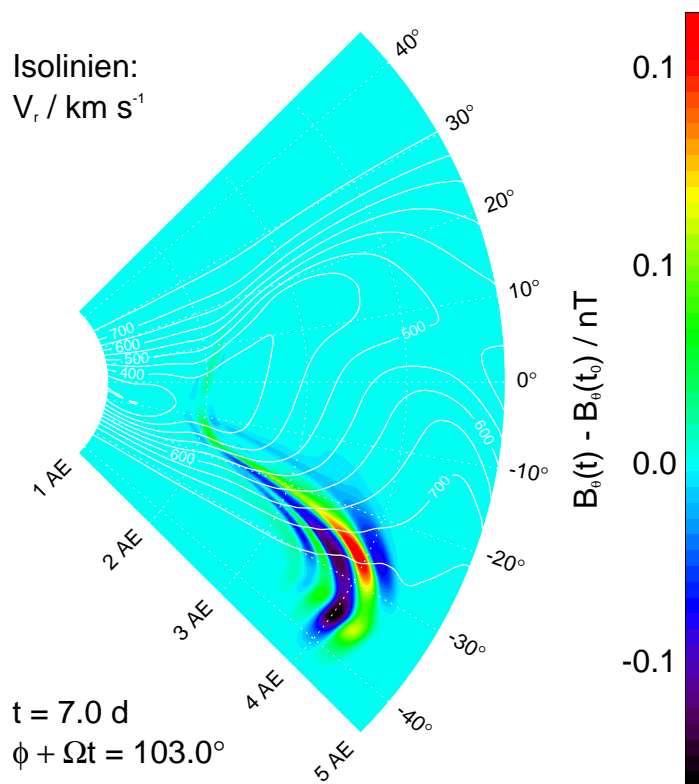
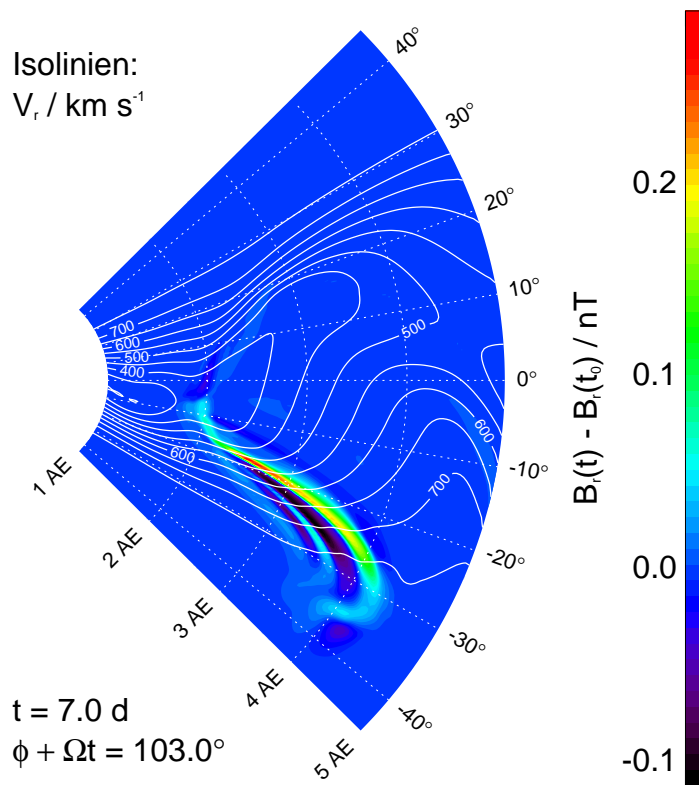


Abbildung 5.9: Absolute Änderung von B_r und B_θ bei $t = 7\text{d}$. Als Isolinien sind Werte der Radialgeschwindigkeit eingetragen.

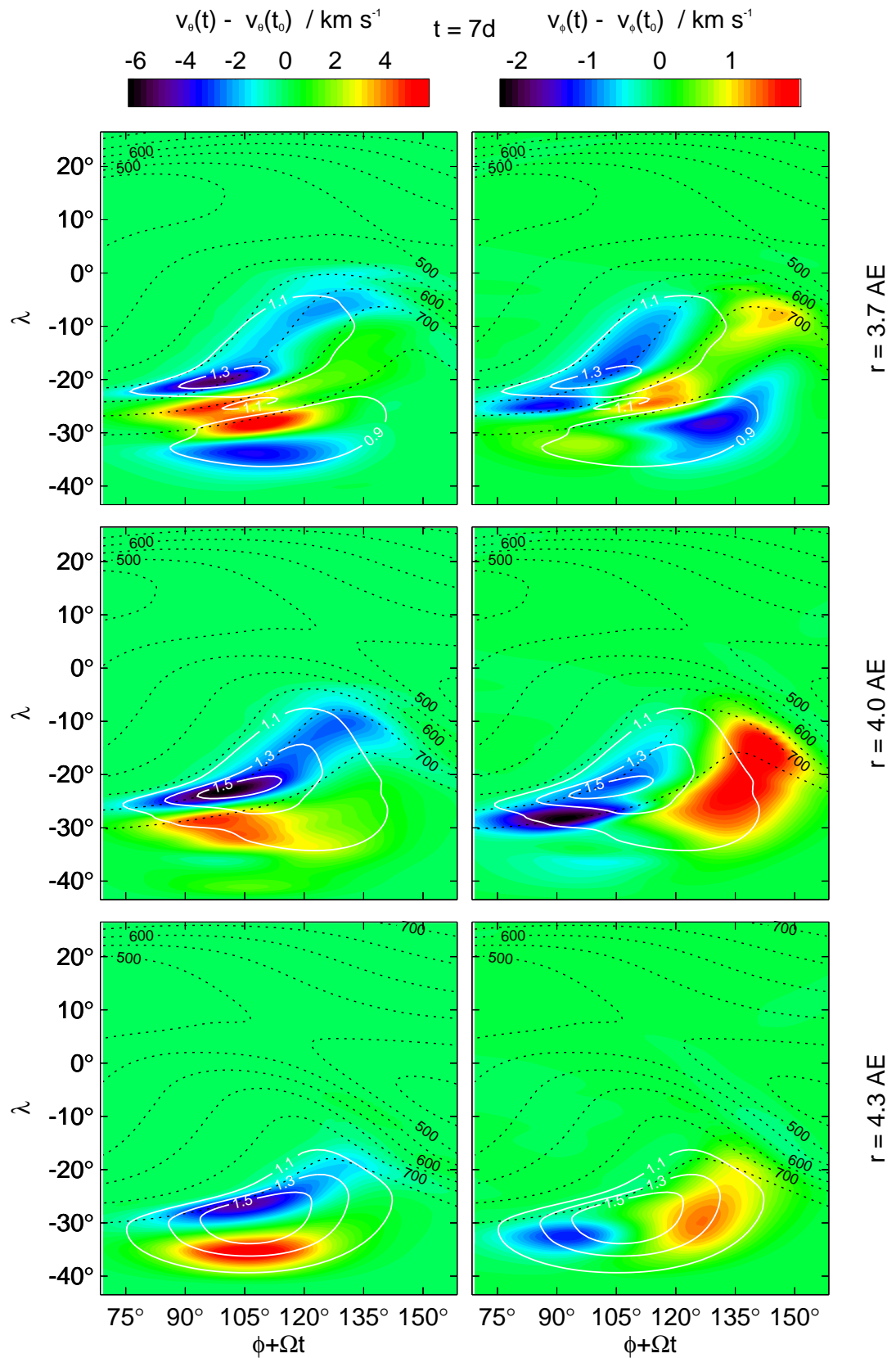


Abbildung 5.10: Radialschnitte für $v_\theta(t) - v_\theta(t_0)$ und $v_\phi(t) - v_\phi(t_0)$, aufgetragen als Funktion des Winkelabstandes vom Zentrum der Störung im Fixsternsystem zum Zeitpunkt $t = 7d$. Schwarze, gestrichelte Isolinien: Radialgeschwindigkeit in kms^{-1} ; weiße, durchgezogene Isolinien: relative Druckänderung $p(t)/p(t_0)$.

Insgesamt ist die gestörte Region stark aufgeweitet in azimuthaler Richtung, Anteile der Störung gelangen in die Kompressionszone C2 (siehe Kapitel 4), die wir rechts von der Störung an den starken azimuthalen Gradienten der Radialgeschwindigkeit erkennen können.

Der Verlauf der Isolinien der Druckänderung, die teilweise den Isotachen folgen, lässt Druckgradienten erkennen, die in Richtung des langsameren Sonnenwindes zeigen. Dies führt zu schwachen azimuthalen Ablenkungen in die negative ϕ -Richtung, was man auch in Abbildung 5.7 (unten) und 5.8 (unten) erkennt, denn zwischen der Äquatorebene und $\lambda = 10^\circ\text{S}$ und von $r = 3$ AE bis $r = 4$ AE zeigen Dichte und Druck Störungen, die nicht durch rein radiale Ausbreitung entstanden sein können. Die „reguläre“ Störung dieses Breitenintervalles befindet sich in ungefähr 2 AE. Demnach wird diese Störung durch die azimuthale Ausbreitung senkrecht zu der in den Abbildungen 5.7 und 5.8 dargestellten Ebene verursacht. Diese wiederum ist Folge der lokalen Druckgradienten der Störung, deren räumliche Struktur durch die Morphologie der Sonnenwindgeschwindigkeit bestimmt wird.

In Abbildung 5.10 (oben) erkennt man bei $r = 3.7$ AE, dass sich das Maximum der Druckstörung weiter in Richtung des langsameren Sonnenwindes verlagert hat, es liegt jetzt bei der Isolinie mit $v_r = 650$ km s⁻¹. Unterhalb des lokalen Maximums von $p(t)/p(t_0)$ tritt die Isolinie $p(t)/p(t_0) = 0.9$ auf, die ein Indikator für die räumliche Lage der Verdünnungswelle ist. Strömungsablenkungen sind hier auch Folge eines Hereinströmens in die lokale Verdünnungsregion, was die Morphologie der Störung verkompliziert – die lokale Evolution der Störung wird durch ihre dreidimensionale Struktur beeinflusst.

Abbildung 5.11 verdeutlicht die räumliche Struktur der Störung, dargestellt sind Schnitte bei $\lambda = 10^\circ\text{S}$, 20°S und 30°S als Funktion der Länge ϕ_{Fix} . Bei $\lambda = 30^\circ\text{S}$ (Abbildung 5.11 unten) zeigt die hier dargestellte relative Dichteänderung eine starke Erhöhung an der Stoßwelle, die man auch an der Störung der Isotachen erkennt. Das räumliche Ende der Störung wird durch die Verdünnungswelle gebildet, in der die Dichte um mehr als 20% abnimmt. Dies ist die Grundstruktur der Störung, die in dieser Region homogenen, schnellen Sonnenwindes besonders deutlich wird. Limitationen in der Beschreibung der Störung entstammen der nur mäßigen numerischen Gitterauflösung in diesem Bereich, weshalb die Störung zwischen Stoßwelle und Verdünnungswelle sich einer genaueren Interpretation entzieht.

Bei $\lambda = 20^\circ\text{S}$ (Abbildung 5.11 Mitte) erkennt man das gleiche Grundschema der Störung, wobei die Region erhöhter Dichte zwischen $\phi_{\text{Fix}} = 75^\circ$ und $\phi_{\text{Fix}} = 105^\circ$ aufgrund der niedrigeren Geschwindigkeiten „abknickt“. Hinter der Verdünnungswelle zwischen 2 und 3 AE tauchen Störungsanteile auf, die nicht in das Störungsgrundschema passen.

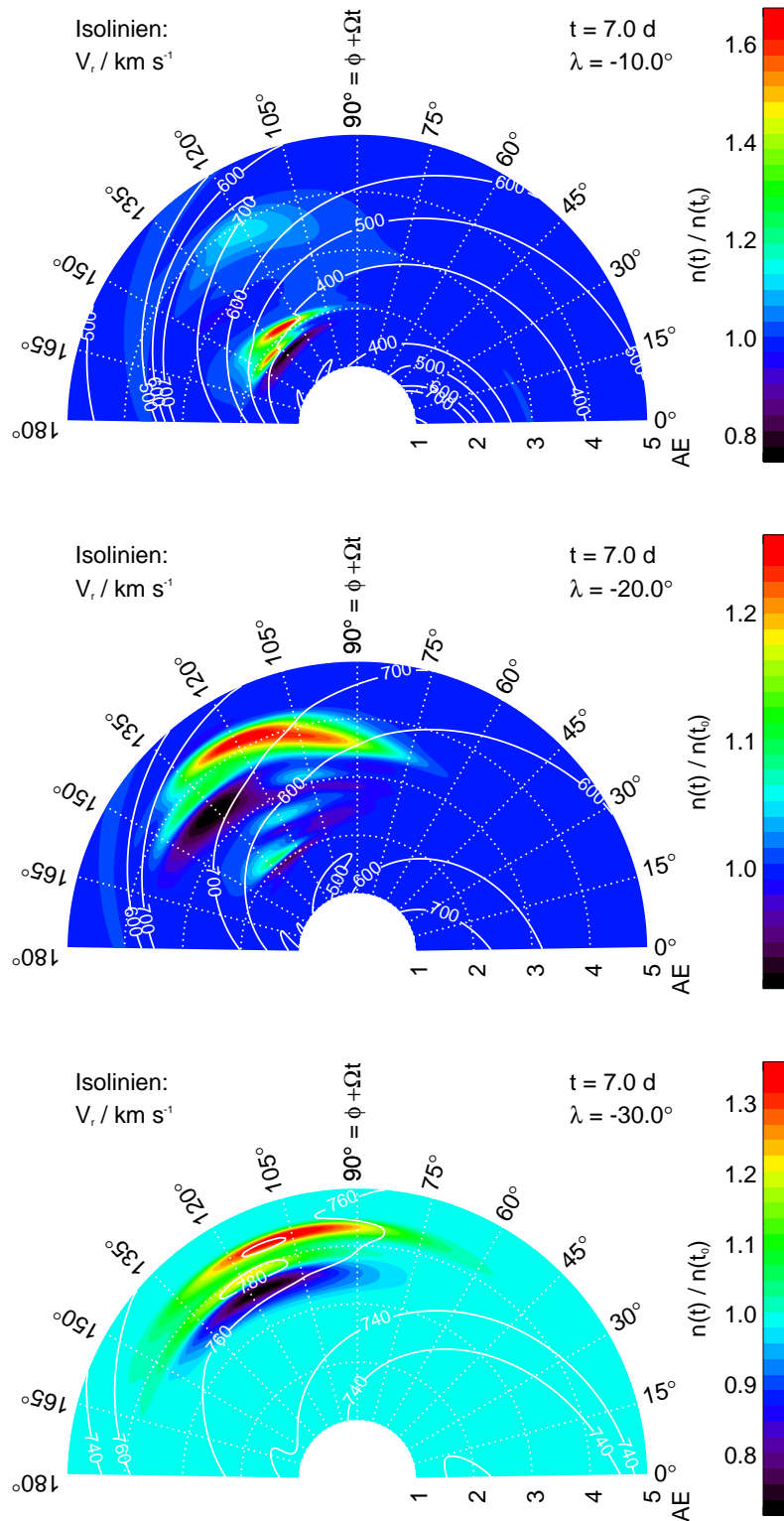


Abbildung 5.11: Schnitte zwischen $\lambda = 10^\circ\text{S}$ und $\lambda = 30^\circ\text{S}$ aufgetragen als Funktion von ϕ_{Fix} zum Zeitpunkt $t = 7\text{d}$. Dargestellt sind die relative Dichteänderung $n(t)/n(t_0)$ sowie die Radialgeschwindigkeit v_r als Isolinien.

Betrachtet man jedoch den Schnitt bei $\lambda = 10^\circ\text{S}$, so wird die Ursache klar: diese Anteile der Störung sind offensichtlich durch meridionale Strömungsablenkung entstanden. In beiden Schnittebenen sind Störungsanteile sichtbar, die durch äquator- oder polwärtige Strömung aus darunter beziehungsweise darüber liegenden Ebenen dorthin gelangen.

5.4 Diskussion

Die Struktur der Störung durch unser Modell ist intrinsisch dreidimensional. Eine in den Sonnenwind injizierte Störung, von der wir annehmen, dass sie sich selber in Bezug auf den Sonnenwind nicht ausbreitet, unterliegt starken Scherungen im Wechselspiel zwischen schnellem und langsamem Sonnenwind. Ein Charakteristikum der dreidimensionalen Störungstopologie ist die räumliche Orientierung der Gradienten an den Störungen des Druckes. Kompressionszonen und Stoßwellen haben Normalenvektoren, die bestimmt werden durch die unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten, in die die Störung eingebettet ist. Die meridionalen Geschwindigkeitsgradienten des ungestörten Sonnenwindes im „Band der Sonnenwindvariabilität“ verursachen die Neigung der Normalenvektoren, die wiederum meridionale Strömungen erzeugen.

In unserem speziellen Fall ist die Wechselwirkung der Störung mit den dynamischen Strukturen des ungestörten Sonnenwindes vergleichsweise schwach, da die Ausbreitung in die Verdünnungsregion R2 stattfindet. Der stärkste Effekt dabei wird verursacht durch die starke meridionale Scherung der Geschwindigkeiten im Übergang vom langsamen zum schnellen Sonnenwind. Dies erklärt die starke äquatorwärtige Neigung der Vorderfront der Störung in den Abbildungen 5.7 und 5.8. Die Wechselwirkung mit der Kompressionszone C4 ist dagegen vergleichsweise schwach, jedoch zeigt diese Wechselwirkungszone die schwächste Kompression aller korotierenden Wechselwirkungszone des stationären Modelles (siehe Abbildung 4.18). Wir werden deshalb auf eine Darstellung dieser Wechselwirkung verzichten.

Charakterisiert ist die Störungsausbreitung durch eine schnelle, vorwärts laufende Stoßwelle und eine ihr folgende Verdünnungswelle, was eine Folge des von uns aus den *Ulysses*-Beobachtungen gewonnenen Störungsmodelles ist. Die Störungsanteile, die über diese beiden klar identifizierbaren Konstituenten der Lösung des Riemannproblems bei der Injektion der Störung hinausgehen, sind weniger klar identifizierbar, was unter anderem auch an der begrenzten numerischen Auflösung liegt. So werden insbesondere Tangentialdiskontinuitäten durch *ZEUS* bedeutend schlechter aufgelöst als Stoßwellen (*Stone und Norman [1992b]*). Auf-

grund der geringen Ausbreitungsgeschwindigkeit der vorwärts laufenden Stoßwelle ist die Störung in radialer Richtung nicht sehr stark auseinander gezogen, wenn die Stoßwelle den äußeren Rand in 5 AE erreicht. Dies begrenzt die Anzahl der radialen Gitterpunkte zur Darstellung der Region zwischen Stoßwelle und Verdünnungswelle.

Allerdings lassen sich keine Indizien für die Entstehung einer zweiten, rückwärts laufenden Stoßwelle im Regime des schnellen Sonnenwindes finden. Eindimensionale, gasdynamische Simulationen, die solche Stoßwellenpaare aufweisen (*Gosling et al.* [1994a]) sind jedoch mit unserem Modell nicht vergleichbar, und nicht zuletzt entspricht das Fehlen einer solchen Stoßwelle den Beobachtungen durch *Ulysses* und der Wahl des zeitlichen Verlaufes der Störung (Abbildung 5.6).

Abschließend sei eine weitere Einschränkung durch unsere numerische Vorgehensweise betont. Aufgrund der Tatsache, dass wir die zeitabhängige Störung innerhalb einer festen Region der inneren radialen Randbedingungen im rotierenden Koordinatensystem wählen, ist die räumliche Struktur der Störung im Fixsternsystem a priori deformiert. Die Projektion der kreisförmigen Störregion in r_0 längs der Stromlinien auf den Radius $r_i \ll r_0$, in dem zur Zeit $t_i < t_0$ die Störung gleichzeitig existiert, hat keine Kreisform. Ein Grund für unsere Vorgehensweise ist die stabile numerische Realisierbarkeit zeitlich variierender innerer Randbedingungen. Über die wahre räumliche Struktur des CMEs bei seiner Injektion in den Sonnenwind können wir im Rahmen unseres Modelles keine einfachen Annahmen machen, weshalb wir uns für eine gute numerische Realisierbarkeit entschieden haben.

Insofern stellt unsere Vorgehensweise in eher allgemeiner Form die Effekte der Störungsausbreitung in einem dynamisch strukturierten Sonnenwind dar. Unsere Simulation ist nicht das „wahre“ Abbild dieses speziellen ICMEs, sondern ein qualitatives Bild allgemeiner Eigenschaften von ICMEs. Als eine statistische Eigenschaft ist die Annahme, dass die Ausbreitung eines ICMEs bestimmt wird durch die Geschwindigkeit des ihn umgebenden Sonnenwindes, gerechtfertigt. Die in vielen Modellen vernachlässigte Struktur des Sonnenwindes bestimmt dann die Form der Störung. Die Topologie der entstehenden Druckstörung bestimmt die Ablenkungen der Strömung und ist selber gekoppelt an die Morphologie des ungestörten Sonnenwindes. Innerhalb der dreidimensionalen Störung kann es zur Wechselwirkung einzelner Anteile der Störung kommen, wie man in Abbildung 5.10 bei 3.7 AE an dem Übergang der Strömungsblenkung von der Stoßwelle in die unter ihr liegende Verdünnungswelle erkennt. Solche Effekte treten nicht auf in Modellen, bei denen die Ausbreitung der Störung in einen Sonnenwind homogener Geschwindigkeit stattfindet. In Verallgemeinerung des hier dargestellten Falles bewirkt die Wechselwirkung transienter Störungen mit den ko-

rotierenden Kompressionszonen komplexe, aber transiente, dynamische Strukturen im Sonnenwind.

Eine wesentliche Annahme für unsere Simulation ist die Vernachlässigbarkeit der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Störung. Das andere Extrem ist eine so starke Stoßwelle, dass die Geschwindigkeit des Sonnenwindes vernachlässigt werden kann. Dies entspricht dem Bild einer Explosionsstoßwelle („Blast Wave“, *Whitham* [1974]), für einen solchen Fall erwartet man rein radiale Stoßwellennormalen. Zumindest theoretisch sollten Beobachtungen von Stoßwellennormalen zwischen diesen beiden Fällen unterscheiden können: im Falle der schwachen Störung erwarten wir Normalenvektoren, die entsprechend der dreidimensionalen Morphologie des Sonnenwindes orientiert sind. Insbesondere in der Übergangsregion von langsamen zum schnellen Sonnenwind erwartet man dann äquatorwärtige Neigungen der Normalenvektoren, im Gegensatz zu den rein radialen Normalenvektoren im Falle der sehr starken Stoßwelle.

ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

In der vorliegenden Arbeit wird ein dreidimensionales Modell des Sonnenwindes zwischen Erde und Jupiter entwickelt. Fundament dieses Modelles sind Beobachtungen im erdnahen Weltraum durch die Raumsonde *WIND* und die Verwendung eines Modelles für die Lage der heliosphärischen Stromschicht bei 1 AE. Dieses wird aus Messungen von *Ulysses* während des „Fast-Latitude-Scans“ gewonnen. Damit lassen sich für die Beschreibung großskaliger Sonnenwindstrukturen in hinreichender Genauigkeit innere Randbedingungen eines numerischen MHD-Modelles formulieren. Dies zeigt sich in der Validierung der simulierten Daten im Vergleich mit den Beobachtungen durch *Ulysses*.

Aus den Beobachtungen durch *WIND* erschließt sich die zweite Dimension in den Karten der inneren Randbedingungen in 1 AE durch die statistischen Eigenschaften der Stromschicht. Diese sind die Folge der Tatsache, dass sich die koronalen Quellregionen bis zur Erdbahn mit vergleichsweise schwacher dynamischer Wechselwirkung abbilden und die Stromschicht ihre Eigenschaft als Indikator der Koronastruktur beibehält. Dies ändert sich jedoch in der radialen Evolution des Sonnenwindes: durch die starken dynamischen Wechselwirkungen zwischen schnellem und langsamem Sonnenwind dominieren Kompression und Verdünnung das Bild in 5 AE. So findet sich das Maximum der Dichte nun nicht mehr

am Ort der Stromschicht, sondern in den Kompressionszonen, damit ist die Stromschicht kein Indikator koronaler Quellregionen mehr.

Zusätzlich kommt es zu sekundären dynamischen Effekten an den Kompressionszonen, für die die räumliche Orientierung der Regionen mit stark erhöhtem Gesamtdruck wesentlich ist. Zunächst treiben die Druckgradienten nichtradiale Strömungen, die in unserem Modell den theoretischen Erwartungen und den Beobachtungen gleichermaßen entsprechen. Ab ungefähr 3 AE bilden sich an den Kompressionszonen korotierende Stoßwellen, die in einem Fall das typische paarweise Auftreten von vorwärts und rückwärts laufender Stoßwelle zeigen. Als Konsequenz der räumlichen Orientierung der Kompressionszonen zeigen auch die Stoßwellennormalen das erwartete Verhalten.

Weiterhin kommt es zur transäquatorialen Wechselwirkung von Kompressionszonen unterschiedlicher Magnetfeldpolarität, und somit im Sinne von *Burlaga* [1995] zur Bildung einer verschmolzenen Wechselwirkungsregion (MIR). Da die Orientierung der Kompressionszonen davon abhängt, aus welcher Hemisphäre der sie treibende Hochgeschwindigkeitsstrom stammt, entsteht bei dieser Verschmelzung über den Äquator hinweg eine komplexe, dreidimensionale Topologie. In diesem Sinne lassen sich MIR nur sinnvoll in drei Dimensionen modellieren.

Die durch die radialen Druckgradienten verursachte Nivellierung der Geschwindigkeiten kann ebenfalls im Einklang zu den Beobachtungen reproduziert werden.

Wesentliches Kennzeichen unseres Modelles im Vergleich zu anderen Modellen ist die fehlende Symmetrie, wie sie für „Zwillingsstrommodelle“ typisch ist. Dies erlaubt den Vergleich zwischen den entstehenden Kompressionszonen, wobei sich zeigt, dass die Stärke der äquatorwärtigen Neigung der Kompressionszonen mit der Stärke der dynamischen Wechselwirkungen zusammenhängt.

Weiterhin untersuchen wir in dieser Arbeit die Ausbreitung einer Störung in einem solchen strukturierten Sonnenwind. Motiviert wird unser Vorgehen durch die Beobachtung einer durch einen koronalen Masseauswurf verursachten interplanetaren Störung, die von *Ulysses* beim Übergang vom schnellen zum langsamen Sonnenwind beobachtet wird. Da diese Störung im speziellen und (in einem statistischen Sinne) solche ICMEs im allgemeinen jenseits von 1 AE vergleichsweise schwache Störungen sind, unterliegt eine solche Störung starken Scherungen aufgrund meridionaler Geschwindigkeitsgradienten des ungestörten Sonnenwindes.

Dies wiederum bestimmt die dreidimensionale Struktur der Störung. In dieser Vorstellung erwartet man, dass die Vorderfront der Störung im Übergang zum langsamen Sonnenwind äquatorwärts geneigte Normalenvektoren hat. Ist der Störungsbeginn durch eine Stoßwelle charakteri-

siert, gilt diese Orientierung auch für die Stoßwellennormalen. Das hier vorgestellte Konzept zur Bestimmung des Weltraumwetters jenseits der Erdbahn lässt sich auch auf andere Zeitintervalle anwenden, wenn eine hinreichend genaue Modellvorstellung der Stromschicht existiert. Einzige Nebenbedingung ist, dass die Stromschicht ein Indikator koronaler Quellregionen sein muss, eine Annahme, die zu Zeiten des solaren Maximums nicht notwendigerweise erfüllt sein muss. Insbesondere die Dominanz transienter Ereignisse und somit die starke Verletzung der Annahme der Stationarität erschweren dann das Vorgehen. Allerdings lassen sich sehr wohl auch zeitabhängige Randbedingungen formulieren, wie unsere Ausführungen zur Störungsausbreitung zeigt. Zum solaren Minimum lässt sich die Stromschichtlage über verschiedene Ansätze bestimmen: zunächst können zum Beispiel von *WIND* beobachtete Stromschichtdurchgänge benutzt werden. Das von uns benutzte Verfahren zur Bestimmung verwendet zur Bestimmung der Stromschichtdurchgänge unter anderem die Polaritätsfunktion Π . Diese kann auch selber zur Bestimmung eines Stromschichtmodelles verwendet werden. Schließlich kann man zusätzlich Modelle der koronalen Polaritätsverteilung heranziehen.

Das so gewonnene Weltraumwetter kann von Interesse sein für Magnetosphärenmodelle des Jupiter und des Saturn, wenn hierfür das Simulationsgebiet erweitert wird. Dazu kann man das hier vorliegende Ergebnis in 5 AE als innere Randbedingung für eine Simulation von 5 bis 10 AE benutzen. Dabei ließe sich auch die weitere radiale Evolution der hier dargestellten dynamischen Strukturen verfolgen, was insbesondere für die weitere Entwicklung der verschmolzenen Wechselwirkungszone und die mögliche Kollision von Stoßwellen interessant ist.

DIE DARSTELLUNG IM ROTIERENDEN KOORDINATENSYSTEM

An dieser Stelle soll unsere Darstellungsweise des Gleichungssatzes im rotierenden Koordinatensystem durch den Beweis der Gleichungen (3.26) bis (3.28) belegt werden.

A.1 Die skalaren Gleichungen

Wir lösen die Gleichungen im rotierenden Koordinatensystem \mathcal{K}' , aber benutzen die Geschwindigkeit im Fixsternsystem \mathcal{K} . Dazu eliminieren wir die Geschwindigkeit \vec{v}' des Gleichungssystems in \mathcal{K}' nach folgender Gleichung

$$\vec{v}' = \vec{v} - \Omega_{\odot} r \sin \theta \vec{e}_{\phi} \quad (\text{A.1})$$

Wobei \vec{v}' die Geschwindigkeit im rotierenden Koordinatensystem, \vec{v} die Geschwindigkeit im Inertialsystem und Ω_{\odot} die Rotationskreisfrequenz der Sonne ist. Für die skalare Gleichungen, also der Kontinuitätsgleichung (3.6) und der Gleichung für die innere Energiedichte (3.34), lässt

sich in sphärischen Polarkoordinaten für ein Skalarfeld ψ schreiben:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}\psi + \nabla \cdot (\psi \vec{v}') &= \frac{\partial}{\partial t}\psi + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \psi v'_r) \\ &\quad + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta \psi v'_\theta) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} (\psi v'_\phi) \end{aligned}$$

Mit der Substitution (A.1) wird daraus

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}\psi + \nabla \cdot (\psi \vec{v}') &= \frac{\partial}{\partial t}\psi + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \psi v_r) \\ &\quad + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta \psi v_\theta) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} (\psi v_\phi) - \Omega_\odot \frac{\partial}{\partial \phi} \psi \\ &= \frac{\partial}{\partial t}\psi + \nabla \cdot (\psi \vec{v}) - \Omega_\odot \frac{\partial}{\partial \phi} \psi \end{aligned}$$

womit Behauptung (3.27) bewiesen wäre.

A.2 Die Bewegungsgleichung

Für die Bewegungsgleichung müssen wir zunächst die Scheinkräfte in sphärischen Polarkoordinaten formulieren, siehe dazu zum Beispiel *Holtton* [1979]. Bestimmen wir zunächst die Zentrifugalbeschleunigung, für diese gilt

$$\vec{F}_Z = -m \vec{\Omega}_\odot \times (\vec{\Omega}_\odot \times \vec{r})$$

Für den Vektor $\vec{\Omega}_\odot$ gilt in sphärischen Polarkoordinaten

$$\vec{\Omega}_\odot = \Omega_\odot (\cos \theta \vec{e}_r - \sin \theta \vec{e}_\theta) \quad (\text{A.2})$$

wobei \vec{e}_r , \vec{e}_θ und später \vec{e}_ϕ die orthogonal-krummlinigen Basisvektoren sind. In der Äquatorebene ($\theta = 90^\circ$) zeigt \vec{e}_r vom Ursprung weg, \vec{e}_θ steht senkrecht auf der Äquatorebene und zeigt nach unten und \vec{e}_ϕ vervollständigt das lokale Dreibein durch $\vec{e}_r \times \vec{e}_\theta = \vec{e}_\phi$, indem es in Rotationsrichtung der Sonne zeigt. Damit folgt für die Zentrifugalkraft:

$$\vec{F}_Z = m \Omega_\odot^2 r (\sin \theta \cos \theta \vec{e}_\theta + \sin^2 \theta \vec{e}_r) \quad (\text{A.3})$$

Wir überprüfen kurz dieses Ergebnis: die Zentrifugalkraft verschwindet an den Polen, hat keine Anteile in \vec{e}_ϕ und steht überall senkrecht auf der Rotationsachse.

Für die Corioliskraft gilt:

$$\vec{F}_C = -2m \vec{\Omega}_\odot \times \vec{v}'$$

Damit folgt:

$$\vec{F}_C = 2m \Omega_\odot \{ \sin \theta v'_\phi \vec{e}_r + \cos \theta v'_\phi \vec{e}_\theta - (\cos \theta v'_\theta + \sin \theta v'_r) \vec{e}_\phi \} \quad (\text{A.4})$$

Auch hier eine kurze Überprüfung des Resultates: In der Äquatorebene zeigt \vec{F}_C in die negative Azimutrichtung, wenn $\vec{v}' = v'_r \vec{e}_r$.

Von der Substitution (A.1) ist alleine die Corioliskraft betroffen, für sie gilt

$$\begin{aligned}\vec{F}_C &= 2m\Omega_\odot \{ \sin \theta v_\phi \vec{e}_r + \cos \theta v_\phi \vec{e}_\theta - (\cos \theta v_\theta + \sin \theta v_r) \vec{e}_\phi \} \\ &\quad - 2m\Omega_\odot^2 r \sin^2 \theta \vec{e}_r - 2m\Omega_\odot^2 r \sin \theta \cos \theta \vec{e}_\theta\end{aligned}$$

Neben den Scheinkräften müssen auch die Pseudobeschleunigungen (3.22) bis (3.24) der Substitution (A.1) unterzogen werden.

$$\begin{aligned}\frac{d'}{dt} \vec{v} &= \frac{d'v_r}{dt} \vec{e}_r + \frac{d'v_\theta}{dt} \vec{e}_\theta + \frac{d'v'_\phi}{dt} \vec{e}_\phi \\ &\quad - \left\{ \frac{v_\theta^2 + v_\phi^2}{r} - 2\Omega_\odot \sin \theta v_\phi + \Omega_\odot^2 r \sin^2 \theta \right\} \vec{e}_r \\ &\quad + \left\{ \frac{v_r v_\theta}{r} - \frac{v_\phi^2}{r \tan \theta} + 2\Omega_\odot \cos \theta v_\phi - \Omega_\odot^2 r \sin \theta \cos \theta \right\} \vec{e}_\theta \\ &\quad + \left\{ \frac{v_r v_\phi}{r} + \frac{v_\theta v_\phi}{r \tan \theta} - \Omega_\odot \sin \theta v_r - \Omega_\odot \cos \theta v_\theta \right\} \vec{e}_\phi\end{aligned}$$

Hierbei ist der Operator $\frac{d'}{dt}$ die totale Zeitableitung im rotierenden System, was bedeutet, dass gelten muss

$$m \frac{d'}{dt} \vec{v}' = \vec{F}' \Leftrightarrow m \frac{d}{dt} \vec{v}' = \vec{F}_Z + \vec{F}_C + \vec{F}'$$

wobei \vec{F}' die restlichen Kräfte sind. Beginnen wir mit der Auswertung dieser Gleichung in der Radialkomponente:

$$\begin{aligned}\frac{dv_r}{dt} - \frac{v_\theta^2 + v_\phi^2}{r} + 2\Omega_\odot \sin \theta v_\phi - \Omega_\odot^2 r \sin^2 \theta &= \Omega_\odot^2 r \sin^2 \theta \\ &\quad + 2\Omega_\odot \sin \theta v_\phi \\ &\quad - 2\Omega_\odot^2 r \sin^2 \theta \\ &\quad + F'_r\end{aligned}$$

Die Auswertung der totalen Zeitableitung ergibt:

$$\frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} + \frac{v_\phi}{r \sin \theta} \frac{\partial v_r}{\partial \phi} - \Omega_\odot \frac{\partial v_r}{\partial \phi} - \frac{v_\theta^2 + v_\phi^2}{r} = F'_r \quad (\text{A.5})$$

Hierbei kann auf die Unterscheidung der totalen Zeitableitung verzichtet werden, da dieser formal durch die Hinzunahme der Scheinkräfte Rechnung getragen wird.

Für die Meridional Komponente gilt analog:

$$\begin{aligned}\frac{dv_\theta}{dt} + \frac{v_r v_\theta}{r} - \frac{v_\phi^2}{r \tan \theta} + 2\Omega_\odot \cos \theta v_\phi - \Omega_\odot^2 r \sin \theta \cos \theta &= \Omega_\odot^2 r \sin \theta \cos \theta \\ &\quad + 2\Omega_\odot \cos \theta v_\phi \\ &\quad - 2\Omega_\odot^2 r \sin \theta \cos \theta \\ &\quad + F'_\theta\end{aligned}$$

Auch hier kürzen sich die Scheinkräfte weg, die Auswertung der totalen Zeitableitung ergibt

$$\frac{\partial v_\theta}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\theta}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{v_\phi}{r \sin \theta} \frac{\partial v_\theta}{\partial \phi} - \Omega_\odot \frac{\partial v_\theta}{\partial \phi} + \frac{v_r v_\theta}{r} - \frac{v_\phi^2}{r \tan \theta} = F'_\theta \quad (\text{A.6})$$

Es bleibt die Auswertung der Azimutalkomponente, wobei nur die Corioliskraft Anteile hat:

$$\begin{aligned} \frac{dv_\phi}{dt} + \frac{v_r v_\phi}{r} + \frac{v_\theta v_\phi}{r \tan \theta} - 2\Omega_\odot \sin \theta v_r - 2\Omega_\odot \cos \theta v_\theta &= -2\Omega_\odot \cos \theta v_\theta \\ &- 2\Omega_\odot \sin \theta v_r \\ &+ F'_\phi \end{aligned}$$

Daraus folgt analog zu den übrigen Komponenten:

$$\frac{\partial v_\phi}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_\phi}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_\phi}{\partial \theta} + \frac{v_\phi}{r \sin \theta} \frac{\partial v_\phi}{\partial \phi} - \Omega_\odot \frac{\partial v_\phi}{\partial \phi} + \frac{v_r v_\phi}{r} + \frac{v_\theta v_\phi}{r \tan \theta} = F'_\phi \quad (\text{A.7})$$

Damit ergibt sich für alle drei Komponenten die Behauptung (3.26), wenn wir den Operator $-\Omega_\odot \partial_\phi$ herausziehen und $\vec{F}' = \vec{F}$ gilt:

$$\frac{d'}{dt} \vec{v}' = \frac{d}{dt} \vec{v} - \Omega_\odot \frac{\partial}{\partial \phi} \vec{v}$$

Die Modifikation dieser Gleichung auf die Form (3.17) verläuft analog.

A.3 Die Induktionsgleichung

Wir definieren zunächst folgende Größe in Analogie zu *Stone und Norman [1992b]*:

$$\vec{\epsilon} := \vec{v} \times \vec{B}$$

Im rotierenden Koordinatensystem gilt:

$$\vec{\epsilon}' := \vec{v}' \times \vec{B}$$

In der Substitution A.1 folgt

$$\vec{\epsilon}' := \vec{\epsilon} - \Omega_\odot r \sin \theta \vec{e}_\phi \times \vec{B}$$

Zur Auswertung der Induktionsgleichung (3.8) beginnen wir mit der Radialkomponente:

$$\begin{aligned} [\nabla \times \vec{\epsilon}']_r &= [\nabla \times \vec{\epsilon}]_r + \frac{1}{r \sin \theta} \left\{ \frac{\partial}{\partial \phi} (\Omega_\odot r \sin \theta B_r) \right\} \\ &= [\nabla \times \vec{\epsilon}]_r + \Omega_\odot \frac{\partial}{\partial \phi} B_r \end{aligned}$$

Analog folgt für die Meridionalkomponente:

$$\begin{aligned} [\nabla \times \vec{\epsilon}']_{\theta} &= [\nabla \times \vec{\epsilon}]_{\theta} + \frac{1}{r \sin \theta} \left\{ \frac{\partial}{\partial \phi} (\Omega_{\odot} r \sin \theta B_{\theta}) \right\} \\ &= [\nabla \times \vec{\epsilon}]_{\theta} + \Omega_{\odot} \frac{\partial}{\partial \phi} B_{\theta} \end{aligned}$$

Für die Azimutalkomponente folgt unter Beachtung der Quellenfreiheit des Magnetfeldes:

$$\begin{aligned} [\nabla \times \vec{\epsilon}']_{\phi} &= [\nabla \times \vec{\epsilon}]_{\phi} - \frac{1}{r} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} (\Omega_{\odot} r^2 \sin \theta B_r) + \frac{\partial}{\partial \theta} (\Omega_{\odot} r \sin \theta B_{\theta}) \right\} \\ &= [\nabla \times \vec{\epsilon}]_{\phi} - \Omega_{\odot} r \sin \theta \left\{ \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 B_r) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta B_{\theta}) \right\} \\ &= [\nabla \times \vec{\epsilon}]_{\phi} + \Omega_{\odot} \frac{\partial}{\partial \phi} B_{\phi} \end{aligned}$$

Damit folgt, dass

$$\frac{\partial}{\partial t} \vec{B} = \nabla \times \epsilon' = \nabla \times \epsilon + \Omega_{\odot} \frac{\partial}{\partial \phi} \vec{B}$$

und somit ist Gleichung (3.28) bewiesen.

ANMERKUNGEN ZUR NUMERIK

B.1 Numerische Lösung von $-\Omega_{\odot} \partial_{\phi}$

Der von uns eingeführte Operator $-\Omega_{\odot} \partial_{\phi}$ wird durch ein so genanntes „Upwind“-Schema (zum Beispiel *Anderson* [1995]) beschrieben. Die physikalische Bedeutung dieser Gleichung besteht im Transport in negative Azimutrichtung mit der festen Winkelgeschwindigkeit Ω_{\odot} . Das Prinzip des „Upwind“-Schemas besteht nun darin, keinen räumlich zentrierten Differenzenquotienten zu benutzen, sondern in den Differenzenquotienten in die Richtung, aus der die Strömung kommt, zu verschieben, in diesem Falle also der positiven Azimutrichtung:

$$\frac{y_{i,j,k}^{n+1} - y_{i,j,k}^n}{\Delta t} = \Omega_{\odot} \frac{y_{i,j,k+1}^{n+\frac{1}{2}} - y_{i,j,k}^{n+\frac{1}{2}}}{\phi_{k+1} - \phi_k}$$

Zur Nomenklatur der Gleichung: Wir notieren (in Übereinstimmung zu *Stone und Norman* [1992a]) für ein räumlich diskretes Gitter entsprechend dem Koordinatentripel (r, θ, ϕ) deren Indizes mit (i, j, k) , n ist der Index der Zeitentwicklung, Δt ist die Zeitschrittweite und y die transportierte Größe. Den zentrierten Zeitschritt approximieren wir durch Verwendung der Annahme $y_{i,j,k}^{n+\frac{1}{2}} \approx y_{i,j,k}^n$. Damit folgt

$$\frac{y_{i,j,k}^{n+1} - y_{i,j,k}^n}{\Delta t} = \Omega_{\odot} \frac{y_{i,j,k+1}^n - y_{i,j,k}^n}{\phi_{k+1} - \phi_k} \quad (\text{B.1})$$

B.2 Das ZEUS-Gitter

Um möglichst effizient zentrierte Differenzen berechnen zu können benutzt *ZEUS* ein versetztes Gitter für Skalare und Vektoren. Skalare sind definiert als Gitterzellen-zentrierte Größen, das heißt sie sind im Mittelpunkt einer Gitterzelle definiert. Für eine Gitterzelle, die durch den Punkt (r_i, θ_j, ϕ_k) definiert ist und deren Größe durch die lokalen Gitterweiten $(\Delta r_i, \Delta \theta_j, \Delta \phi_k)$ gegeben ist, liegt die dieser Gitterzelle zugeordnete Dichte und innere Energie am Punkt $(r_i + \frac{1}{2}\Delta r_i, \theta_j + \frac{1}{2}\Delta \theta_j, \phi_k + \frac{1}{2}\Delta \phi_k)$. Man definiert als A-Gitter die Menge aller Gitterpunkte $\{(r_i, \theta_j, \phi_k)\}$, das so genannte B-Gitter ist das, auf dem die Skalare ρ und ε definiert sind. Wir schreiben im folgenden für die Punkte des A-Gitters $(r_i^A, \theta_j^A, \phi_k^A)$ und analog für die Punkte des B-Gitters $(r_i^B, \theta_j^B, \phi_k^B)$. Die beiden gegeneinander versetzten Gitter sind schematisch in Abbildung B.1 dargestellt.

Die Geschwindigkeiten und Magnetfelder sind über ihre Komponenten in den Gitterzellen definiert, man zerlegt einen Vektor in die Anteile, die dieser an den Grenzflächen der Gitterzellen in die Normalenrichtung der Grenzfläche hat, und zwar zentriert auf den Mittelpunkt der Fläche. In der folgenden Übersicht ist dargestellt, an welchen Punkten die vektoriellen Komponenten definiert sind, exemplarisch für die Geschwindigkeit:

$$\begin{aligned} v_{r,i,j,k} &: r_i^A, \theta_j^B, \phi_k^B \\ v_{\theta,i,j,k} &: r_i^B, \theta_j^A, \phi_k^B \\ v_{\phi,i,j,k} &: r_i^B, \theta_j^B, \phi_k^A \end{aligned}$$

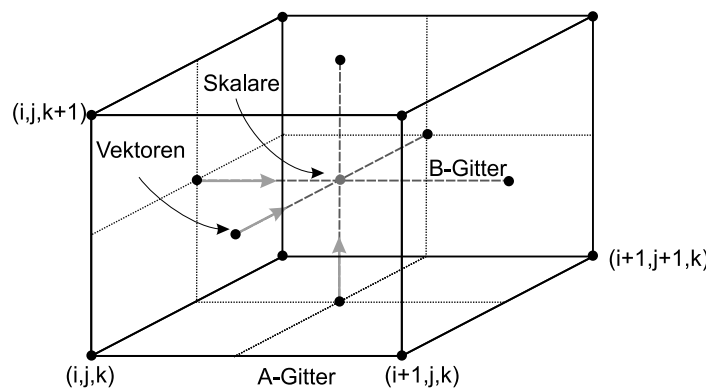


Abbildung B.1: Schematische Darstellung des in ZEUS benutzten Gitters. Definiert durch das Tripel (i, j, k) ist die Gitterzelle des so genannten A-Gitters. Um eine halbe Gitterzelle versetzt in jeder Raumrichtung ist das B-Gitter, auf dem die Skalare ρ und ε definiert sind. Die Vektoren \vec{v} und \vec{B} werden in ihre Komponenten aufgespalten und sind an den Grenzflächen der Gitterzelle in die jeweilige Normalenrichtung definiert.

Das Gitter muss in *ZEUS* nicht äquidistant gewählt werden, lineare Gitter lassen sich beliebig mit logarithmischen kombinieren. Für unser Problem wählen wir äquidistante Gitter für θ und ϕ , für die r -Koordinate wählen wir ein Gitter, dessen Gitterweite vom inneren Rand in r_0 bis zum äußeren radialen Rand r_1 (das heißt dem Punkt, an dem die letzte Gitterzelle endet) exponentiell anwächst. Für den i -ten Gitterpunkt des A-Gitters gilt bei N_r Gitterpunkten der Radialkoordinate:

$$r_i^A = r_0 \left(\frac{r_1}{r_0} \right)^{\frac{i-i_s}{N_r}}$$

Dabei ist i_s der Index, an dem das aktive Simulationsgebiet beginnt. Da für das Verfahren von *van Leer* [1977] jeweils 2 benachbarte Gitterpunkte benötigt werden, umfasst der Rand des Simulationsgebietes innen wie außen je zwei Gitterzellen, deshalb ist $i_s = 3$. Aus dieser Gleichung ist ersichtlich, dass die radialen Gitterabstände rekursiv zusammenhängen:

$$r_{i+1}^A = \left(\frac{r_1}{r_0} \right)^{\frac{1}{N_r}} r_i^A$$

Eine solche Wahl des Gitters hat sich als sehr effizient erwiesen, da im Rahmen unserer Zielsetzung der innere Rand r_0 so gewählt ist, dass er mit 1 AE in einer Region liegt, in der dynamische Wechselwirkungen zwischen den verschiedenen Sonnenwindzuständen beginnen, die radiale Evolution des Plasmas zu dominieren. In dieser „Saatregion“ der dynamischen Strukturen – wie korotierende Stoßwellenpaare – haben wir in der Radialkoordinate die beste Auflösung. Wenn sich Stoßwellen einmal gebildet haben, dann ist für ihre weitere Ausbreitung eine hohe Auflösung des Gitters weniger wichtig.

B.3 Die Begrenzung der Stoßwellenstärke

In der numerischen Approximation der Gleichungen (3.39) bis (3.41) wird ein dimensionsloser Parameter C eingeführt, den man formal als den Parameter l normiert auf die Gitterweite interpretieren kann:

$$\begin{aligned} q_{r,i,j,k} &= \begin{cases} C^2 \rho_{i,j,k} (v_{r,i+1,j,k} - v_{r,i,j,k})^2 & \text{wenn } v_{r,i+1,j,k} - v_{r,i,j,k} < 0 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \\ q_{\theta,i,j,k} &= \begin{cases} C^2 \rho_{i,j,k} (v_{\theta,i,j+1,k} - v_{\theta,i,j,k})^2 & \text{wenn } v_{\theta,i,j+1,k} - v_{\theta,i,j,k} < 0 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \\ q_{\phi,i,j,k} &= \begin{cases} C^2 \rho_{i,j,k} (v_{\phi,i,j,k+1} - v_{\phi,i,j,k})^2 & \text{wenn } v_{\phi,i,j,k+1} - v_{\phi,i,j,k} < 0 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \end{aligned}$$

Typischerweise (*Stone und Norman [1992a], Roache [1972]*) wählt man $C \approx 3$, wir werden in unseren Modellrechnungen immer $C = 4$ wählen, um eine möglichst gute Erfüllung der Sprungbedingungen zu erreichen. Damit beträgt die Dicke der Stoßwellen ungefähr 4 Gitterpunkte. Diese Dicke ist zwangsläufig viel größer als die Dicke beobachteter Stoßwellen im Sonnenwind, aber ein leider unvermeidlicher Kompromiss. Ein weiterer Effekt besteht in der scheinbaren Zunahme der Stoßwellendicke einer in die Radialrichtung propagierenden Stoßwelle, die sich durch die Wahl unseres Gitters in dieser Koordinate erklärt. Mit radial anwachsenden Gitterweiten wächst die Dicke in physikalischen Längeneinheiten, ohne dass die Gültigkeit der Sprungbedingungen beeinträchtigt wäre. Wir wollen sicherstellen, dass die polytrope Modifikation der Energiegleichung (also F_α) die Stoßwellen nicht modifiziert, unter der Annahme, dass die polytrope Wärmezufuhr δQ_α keine Rolle spielen soll innerhalb der Stoßwelle. Stoßwellen sind so abrupte Änderungen, dass sie adiabatisch ablaufen, weshalb in Stoßwellen $F_\alpha = 1$ gesetzt werden soll. Nach welchem Kriterium können wir nun Stoßwellen in der Simulation identifizieren? Es bietet sich an, dazu die Hauptdiagonalelemente des Tensors \mathcal{Q} heranzuziehen, jedoch sollte der Kontrollparameter K_α dimensionslos sein. Wir definieren deshalb

$$\begin{aligned} K_{\alpha,i,j,k} &= \frac{\text{spur } \mathcal{Q}}{\alpha p_{i,j,k}} \\ &= C^2 \frac{\rho_{i,j,k}}{\alpha p_{i,j,k}} \Delta V_{i,j,k}^2 \\ &= C^2 \frac{\Delta V_{i,j,k}^2}{a_{i,j,k}^2} \end{aligned}$$

Dabei ist α der Polytrophenindex, p der Plasmadruck und a die lokale Schallgeschwindigkeit. Den lokalen Geschwindigkeitssprung definieren wir als

$$\Delta V_{i,j,k}^2 = (v_{r,i+1,j,k} - v_{r,i,j,k})^2 + (v_{\theta,i,j+1,k} - v_{\theta,i,j,k})^2 + (v_{\phi,i,j,k+1} - v_{\phi,i,j,k})^2$$

Der Kontrollparameter K_α ist also proportional zum Verhältnis des Quadrats des Geschwindigkeitssprunges zum Quadrat der Schallgeschwindigkeit. Wir setzen

$$F_{\alpha,i,j,k} = \begin{cases} \frac{\alpha-1}{\gamma-1} & \text{wenn } K_{\alpha,i,j,k} < 1 \\ 1 & \text{sonst} \end{cases} \quad (\text{B.2})$$

Es sei jedoch angemerkt, dass die auftretenden Stoßwellen in unseren Simulationen generell nicht so stark werden, dass diese Stoßwellenbegrenzung notwendig wird, das Kriterium K_α wird nicht erreicht. Weiterhin

sollte das Kriterium im Falle sehr starker Stoßwellen auf den magneto-hydrodynamischen Fall der schnellen Stoßwelle modifiziert werden, also die lokale polytrope Schallgeschwindigkeit durch die schnelle magnetoakustische Geschwindigkeit ersetzt werden.

B.4 Die Normierungen

Wir rechnen innerhalb von *ZEUS* mit dimensionslosen Gleichungen, indem wir alle Größen zunächst einer Normierung unterziehen. Die Normierungen sind dabei so gewählt, dass sie aus charakteristischen Skalen des Problems abgeleitet werden. Für jede der acht gelösten MHD-Parameter, die Zeit und die Länge definieren wir die Normierungen in folgender Form:

$$x = \hat{x} \cdot X_{\text{Norm}}$$

Dabei ist x die dimensionsbehaftete Größe, \hat{x} die normierte, dimensionslose Größe und X_{Norm} die benutzte Normierung. Die Auswertung des in *ZEUS* benutzten Gleichungssatzes mit diesem Ansatz ergibt, dass nicht alle Normierungsgrößen frei gewählt werden können. So berechnen wir die Längennorm L_{Norm} aus der Geschwindigkeits- und der Zeitnorm, also

$$L_{\text{Norm}} = V_{\text{Norm}} \cdot T_{\text{Norm}}$$

Die Normierung des Magnetfeldes bestimmen wir aus der gegebenen Normierung des Druckes P_{Norm} , wobei zu beachten ist, dass in *ZEUS* μ_0 auf 1 gesetzt wird (*Clarke et al.* [1994]). Damit folgt für die Normierung des Magnetfeldes

$$B_{\text{Norm}} = \sqrt{\mu_0 P_{\text{Norm}}}$$

Für die Zeitnorm wählen wir einen Tag, also

$$T_{\text{Norm}} = 86400 \text{ s}$$

Die verbleibenden Normierungen bestimmen wir aus den Werten über den Koronalöchern in Tabelle 3.5. Die Dichte wird auf ihren Mittelwert in 1 AE normiert, also

$$R_{\text{Norm}} = \rho_0$$

Die Geschwindigkeit normieren wir auf die polytrope Schallgeschwindigkeit in r_0 :

$$V_{\text{Norm}} = \sqrt{\alpha \frac{p_0}{\rho_0}},$$

wobei α der gewählte Polytropenindex ist. Für den Druck definieren wir entsprechend der Argumentation in Kapitel 3

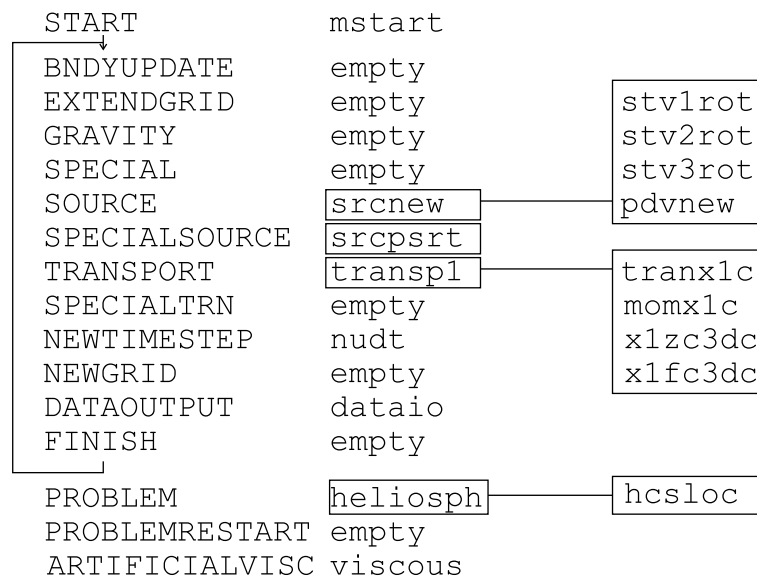
$$p_0 = 2n_0 k_B T_0$$

Hierbei ist T_0 wieder der Mittelwert der Protonentemperatur und n_0 die mittlere Protonendichte in 1 AE, siehe Tabelle 3.5 Es bleibt die Normierung des Druckes, für die wir definieren

$$P_{\text{Norm}} = \alpha p_0$$

B.5 Modifikationen an ZEUS

Am ZEUS-Grundsche (Clarke *et al.* [1994]) sind für die in Kapitel 4 dargestellten Ergebnisse des stationären Sonnenwindes Modifikationen vorgenommen worden, die in folgender Abbildung veranschaulicht werden:



Die Notation entspricht den in der Datei `zeus34.mac` definierten Aliasnamen, die durch den Präprozessor `xedit22` in ZEUS Anwendung finden.

Die Routine `srcnew` ruft während des Quelltermschrittes `pdvnew` auf. In dieser Routine ist die Modifikation der Energiegleichung in der Form 3.34 realisiert, um eine polytrope Zustandsänderung beschreiben zu können.

Weiterhin werden die Quelltermroutinen `stvlpsrt` bis `stv3psrt` benutzt, die die Modifikation der Bewegungsgleichung nach Abschnitt A beinhalten.

Die Modifikation des Transportschrittes in der Routine `transpl` ist notwendig, da für Randbedingungen in der r-Koordinate ein Fehler in der uns zur Verfügung gestellten Version enthalten ist. Dieser tritt nur dann auf, wenn die Geschwindigkeit am inneren, radialen Rand (oder allgemeiner in der Variablen `x1`) nicht konstant ist. Dazu müssen die Unter-routinen des Transportes nach dem Schema von *van Leer* [1977] ebenfalls

modifiziert werden. Diese Änderungen sind von uns aus dem eigentlichen Programm über den Aliasnamen `TRANSPORT` ausgelagert worden. Die Initialisierungsroutine `heliosph` liest die zuvor mittels des Programmes `inter` erzeugten inneren Randbedingungen ein und bestückt den Simulationsraum mit den in Kapitel 3 dargestellten Werten. Die zur Simulation notwendigen Parameter werden entsprechend des *ZEUS*-Konzeptes in der Datei `inzeus` in folgender Weise notiert:

```

$iocon      iotty=6, iolog=2                                $
$rescon     dtdmp=30.0, id='f0', resfile='zr04f0', iaddz=-1  $
$ggen1      nbl=300, x1min=21.1889591902159
            , x1max=105.875432410986
            , igrd= 3, lgrid=.t.                            $
$ggen2      nbl=200, x2min= 45.0, x2max= 135.0, igrd= 1
            , x2rat=1.0, units='dg', lgrid=.t.              $
$ggen3      nbl=300, x3min= 0.0, x3max= 360.0, igrd= 1
            , x3rat=1.0, units='dg', lgrid=.t.              $
$spcon      nlim= 999999, tlim=24.0, ttot=10000000.0
            , tsave=10.0                                     $
$hycon      qcon=4.0, qlin=0.0, dtr=0.001, courno=0.5
            , iord=2, istp=0, icool=0, itote=0               $
$iib        niib(1:205,1:305)=3                             $
$oib        noib(1:205,1:305)=2                             $
$ijb        nijb(1:305,1:205)=3                             $
$ojb        nojb(1:305,1:205)=3                             $
$ikb        nikb(1:305,1:205)=4                             $
$okb        nokb(1:305,1:205)=4                             $
$grvcon     g=6.6725985d-11, ptmass=123187887664.62
            , x1ptm=0.0, x2ptm=0.0, x3ptm=0.0              $
$eqos       gamma=1.6666666667, niso=0, ciso=1.0            $
$gcon       x1fac=0.0, x2fac=0.0, x3fac=0.0, ia=3, ja=3, ka=3
            , igcon=0                                        $
$extcon     istretch(1:4)=0, jstretch(1:4)=0, kstretch(1:4)=0 $
$hdfcon     dthdf=2.0, hdfvar='d ','v1','v2','v3','e '
            , 'b1','b2','b3'                                $
$pgen       ps=2d0, T0=0.27d6, r0irs= 215d0, alpha=1.5d0
            , B0=0.45942434                                 $

```

In der Datei `chg34` müssen noch die folgenden Präprozessorbefehle gesetzt werden:

```

*define    BRMAP
*read heliosph.f
*read hcsloc.f
*read transpl.f

```



```

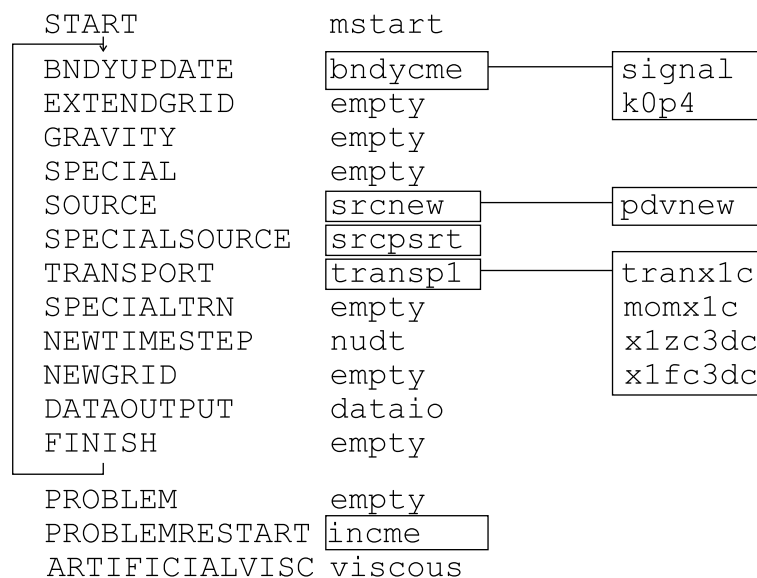
*read tranx1c.f
*read momx1c.f
*read x1fc3dc.f
*read x1zc3dc.f
*read srcnew.f
*read pdvnew.f
*define PSEUDOROT
*read stv1psrt.f
*read stv2psrt.f
*read stv3psrt.f
*read srcpsrt.f
*alias OMEGAS .247564432

```

Durch das Setzen des Parameters BRMAP wird in `heliosph` das Einlesen der Karte für B_r veranlasst. Der Parameter PSEUDOROT bindet alle Modifikationen ein, die notwendig sind in der numerischen Realisierung des Operators $-\Omega_{\odot} \partial_{\phi}$. OMEGAS schließlich ist die globale Konstante, die die solare Rotationsfrequenz definiert, für sie gilt in der normierten Form:

$$\hat{\Omega}_{\odot} = \frac{2\pi}{25.38}$$

Zur Simulation des ICMEs wird das folgende Schema benutzt:



Die Modifikationen des Quellterm- und des Transportschrittes werden hier natürlich beibehalten. Benutzt wird ein so genannter „Restart-Dump“ des stationären Sonnenwindmodelles. Dieser wird zunächst in der Routine `incme` eingelesen. Weiterhin werden der Iterationszähler `nhy` und die Simulationszeit `time` zurückgesetzt. Die zeitabhängige Störung wird

dann mit der Routine `bndycme` realisiert, die die Randwerte in jedem Zeitschritt entsprechend unseres Störungsmodelles modifiziert.

DIE INNEREN RANDBEDINGUNGEN

C.1 Parameter des Stromschichtmodelles

Die Parameter der Anpassung 3.48 lauten

$$\begin{aligned}c_0 &:= 0.000^\circ \\c_1 &= 3.508^\circ \\c_2 &= -13.553^\circ \\c_3 &= 1.383^\circ \\c_4 &= 0.029^\circ \\c_5 &= -2.208^\circ \\c_6 &= -0.001^\circ \\c_7 &= 0.001^\circ \\\phi_0 &= -4.125^\circ\end{aligned}$$

Hierzu werden die Werte der c_i innerhalb plausibler Grenzen variiert, bis die Größe (3.49) ein lokales Minimum erreicht. Das Ergebnis der Anpassung ist in Abbildung 3.5, blaue Kurve, dargestellt. Das so entstehende Modell der Stromschicht besitzt je zwei Minima und Maxima der Funktion $\lambda_{\text{HCS}}(\phi)$.

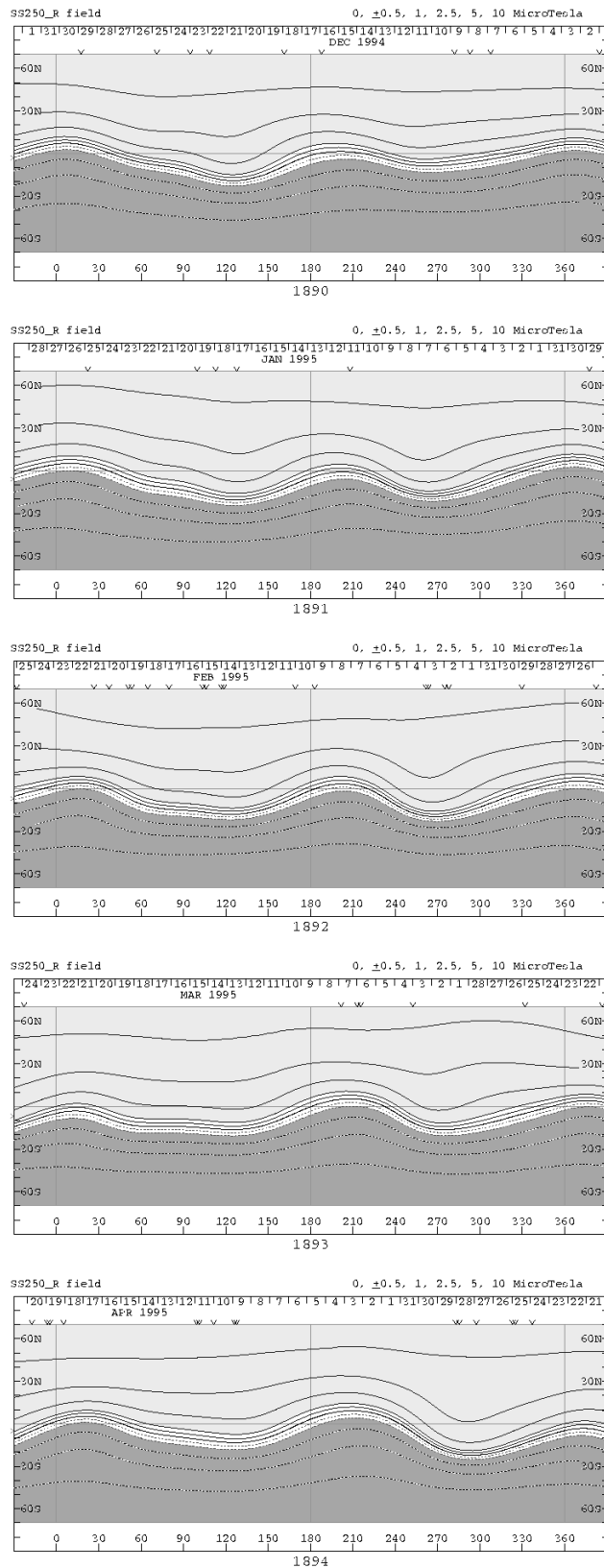


Abbildung C.1: Modell des koronalen Magnetfeldes auf der „Source Surface“ von Carringtonrotation 1890 bis 1894. Quelle: Wilcox Solar Observatory, Stanford University.

Zum Vergleich sind in Abbildung C.1 Modelle des koronalen Magnetfeldes in $2.5 R_{\odot}$ dargestellt¹. Dabei handelt es sich um Potenzialfeldmodell, welches das beobachtete photosphärische Magnetfeld auf die so genannte „Source Surface“ abbildet (zum Beispiel *Schmitt* [1998]). Als Funktion der Carringtonlänge und der Breite sind hier Karten von Carringtonrotation 1890 bis 1894 dargestellt. Die hellere Schattierung (in den Abbildungen in der nördlichen Hemisphäre) entsprechen positiver Polarität, die dunklere Schattierung entspricht negativer Magnetfeldpolarität. Der Übergang zwischen den beiden Gebieten bestimmt die Lage der Stromschicht in diesem Modell. Man erkennt auch hier, dass je vier, mehr oder weniger stark ausgeprägte Extrema in der Stromschicht als Funktion der Carringtonlänge existieren. Somit ergibt sich kein Widerspruch zu unserem Modell der Stromschicht in 1 AE.

C.2 Das Interpolationsverfahren

Zur Interpolation der Daten nach der in Kapitel 3 skizzierten Vorgehensweise bestimmen wir zunächst für jeden Punkt (r_0, θ_j, ϕ_k) des numerischen Gitters bei unserer inneren Randbedingung in r_0 den nächstliegenden Messpunkt $(r_{S/C}, \lambda_{S/C}, \phi_{S/C})$ und weisen dem Gitterpunkt diesen Messwert zu. Es seien $\theta_{S/C,k} = 90^\circ - \lambda_{S/C,k}$ und $\phi_{S/C,k}$ die Approximationen der Koordinaten des Raumfahrzeuges auf das numerische Gitter. Weiterhin sei $\theta_{HCS,k}$ die Lage der Stromschicht entsprechend unseres Modelles bei der Länge $\phi_{S/C,k}$. Der Messwert, den wir dem Gitterpunkt zugewiesen haben, sei $f_{S/C,k}$. Wir nehmen nun an, dass wir die Parameter v_r , n und T entlang des Längengrades durch $\phi_{S/C,k}$ stetig interpolieren können. Diese lokale Interpolationsfunktion bezeichnen wir mit $F_k(\theta)$. An diese Funktion stellen wir die folgenden Bedingungen:

1. Der Wert in $\theta_{S/C,k}$ sei gegeben durch

$$F_k(\theta_{S/C,k}) := f_{S/C,k} \quad (\text{C.1})$$

2. An der Stromschicht $\theta_{HCS,k}$ sei F_k extremal, also

$$\left. \frac{\partial F_k}{\partial \theta} \right|_{\theta_{HCS,k}} = 0 \quad (\text{C.2})$$

3. Über den Koronalöchern, deren Beginn mit den Breiten $\theta_{S,k}$ und $\theta_{N,k}$ bezeichnet wird, sollen die von *Ulysses* bestimmten Mittelwer-

¹Quelle: <http://quake.stanford.edu/~wso/coronal.html>

te F_S und F_N gelten

$$\forall \theta \leq \theta_{N,k} : F_k(\theta) = F_N \quad (C.3)$$

$$\forall \theta \geq \theta_{S,k} : F_k(\theta) = F_S \quad (C.4)$$

4. Der Übergang von den homogenen Regionen über den Koronalöchern zum Band der Sonnenwindvariabilität sei stetig in erster Ordnung:

$$\left. \frac{\partial F_k}{\partial \theta} \right|_{\theta_{N,k}} = 0 \quad (C.5)$$

$$\left. \frac{\partial F_k}{\partial \theta} \right|_{\theta_{S,k}} = 0 \quad (C.6)$$

Obwohl für jede lokale Interpolationsfunktion F_k längs des Längenkrees die Lage der Koronalöcher, $\theta_{S,k}$ und $\theta_{N,k}$ gesondert bestimmt werden kann, werden wir diese Parameter für alle k gleich setzen, also

$$\forall k : \theta_{N,k} = \theta_N \quad \text{und} \quad \theta_{S,k} = \theta_S.$$

Einzige Ausnahme ist hier die Geschwindigkeit, da wir dort zur Behandlung von Ausnahmefällen θ_S variieren. In allen anderen Fällen haben wir die in Kapitel 3 genannten Werte benutzt. Zur Bestimmung von $F_k(\theta)$ wählen wir eine stückweise Polynominterpolation für $\theta \in [\theta_N, \theta_S]$, da dies die erforderliche Ordnung des Polynoms niedrig hält und starke Schwingungen vermeidet. Dazu unterteilen wir $[\theta_N, \theta_S]$ in zwei Teilintervalle

$$I_0 = [\theta_N, \theta_{HCS,k}] \quad \text{und} \quad I_1 =]\theta_{HCS,k}, \theta_S]$$

Auf jedem dieser Teilintervalle benutzen wir ein Polynom 3. Grades (P_3) zur Darstellung von F_k . Dazu beginnen wir auf dem Teilintervall, welches den Messpunkt $\theta_{S/C,k}$ beinhaltet. Dort haben wir zwei Funktionswerte, den Messwert $f_{S/C,k}$ und den Mittelwert F_S beziehungsweise F_N , sowie die verschwindende Ableitung an den Intervallgrenzen. Damit extrapolieren wir an den Ort der Stromschicht und erhalten so einen prognostizierten Wert $F_k(\theta_{HCS,k})$. Diesen benutzen wir dann auf dem zweiten Intervall zusammen mit dem Mittelwert des anderen Koronaloches. Schematisch ist unsere Vorgehensweise in Abbildung 3.6 verdeutlicht. Damit ergibt sich folgende Darstellung:

$$F_k(\theta) = \begin{cases} F_N & \text{wenn } \theta \leq \theta_N \\ P_{3,0}(\theta) & \text{wenn } \theta_N < \theta \leq \theta_{HCS,k} \\ P_{3,1}(\theta) & \text{wenn } \theta_{HCS,k} < \theta < \theta_S \\ F_S & \text{wenn } \theta \geq \theta_S \end{cases}$$

Die Funktionen $P_{3,0}$ und $P_{3,1}$ werden im Folgenden definiert.

C.3 Zur Vorgehensweise beim Magnetfeld

Zur Interpolation der von *WIND* gemessenen Radialkomponente des Magnetfeldes auf das *ZEUS*-Gitter wählen wir eine Vorgehensweise, die sicherstellt, dass unser Modell der Stromschicht implementiert wird, selbst dann, wenn das von unserem Modell prognostizierte Signum des Magnetfeldes nicht dem von *WIND* gemessenen entspricht.

Unsere Vorgehensweise ist in Abbildung C.2 schematisch dargestellt. Als Funktion der Breite θ werden vier Intervalle definiert. Über den Regionen I und IV sei B_r konstant und habe das der Hemisphäre entsprechende Vorzeichen (der Betrag ergibt sich nach Tabelle 3.5). Das konstante Intervall I wird bis an den Ort der Stromschicht fortgesetzt, das heißt wir benutzen den Messwert zur Interpolation nur in der Hemisphäre, in der sich das Raumfahrzeug auch befindet. In dem dargestellten Fall liegt $\theta_{S/C}$ rechts von der Stromschicht (θ_{HCS}), deshalb findet der Messwert auch nur in Intervall III Verwendung zur Interpolation. Das in Region III benutzte Verfahren entspricht dem oben beschriebenen Standardverfahren unter Verwendung des Polynoms P_3 .

Die Breite der Region II beträgt 5° (als Funktion von θ), sie vermeidet numerische Schwierigkeiten bei der Lösung der Induktionsgleichung, wenn der Übergang zu scharf ist.

Auch hier gibt es Ausnahmefälle, und zwar dann, wenn der Messwert ein anderes Vorzeichen hat, als er nach dem Stromschichtmodell haben sollte. In einem solchen Fall wird der Messwert substituiert durch den Mittelwert „richtiger“ Polarität. Nach der Interpolation auf das *ZEUS*-Gitter wird relativ schwach in Azimutalrichtung gleitend über 5 Gitterpunkte zentriert gemittelt.

Region II ist ein symmetrisch um die Stromschicht bei θ_{HCS} angeordnetes Intervall, indem ein einfach stetig differenzierbarer Übergang zwischen den Intervallen I und III gewährleistet wird. Dazu wird ein Polynom Q_4 benutzt, welches sich leicht aus dem Polynom P_4 (siehe unten) herleiten lässt.

C.4 Erzwingung der Periodizität

Zunächst nehmen wir an den uns von der Mission *WIND* zur Verfügung stehenden Daten eine Transformation in das heliozentrische, rotierende Koordinatensystem unserer Simulation vor (*Hapgood* [1992]). Da Stationarität im rotierenden Koordinatensystem die Prämisse in unserem Verfahren ist, kann es aufgrund zeitlicher Evolution der realen Daten zu Unstetigkeiten in dem zur Erzeugung der inneren Randbedingungen be-

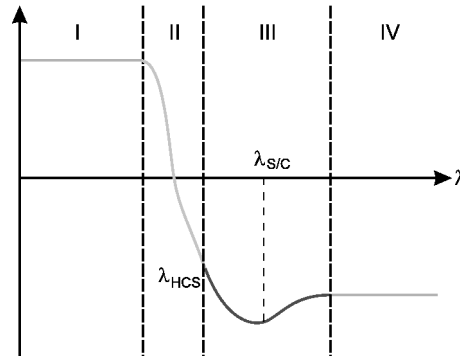


Abbildung C.2: Schematische Darstellung der Interpolation des radialen Magnetfeldes. Der Durchgang durch die Stromschicht entsprechend unseres Modelles wird erzwungen (Region II), der Messwert in $\theta_{S/C}$ wird nur in Region III zur Interpolation benutzt. Innerhalb von Region II wird ein stetiger Übergang von der konstanten Region I zur Region III bestimmt, um numerische Schwierigkeiten zu vermeiden.

nutzten Datensatz kommen. In allgemeiner Form wählen wir einen Zeitpunkt t_{center} und bestimmen die Intervallgrenzen über

$$t_0 := t_{\text{center}} - \frac{T_{\text{syn}}}{2}$$

$$t_1 := t_{\text{center}} + \frac{T_{\text{syn}}}{2}$$

Wobei T_{syn} die synodische Rotationsperiode ist. Damit deckt das Zeitintervall $[t_0, t_1]$ das Längenintervall $[0^\circ, 360^\circ]$ vollständig ab, wobei der Übergang zwischen t_0 und t_1 beliebig innerhalb des Intervalls liegen kann. Zu den Zeitpunkten t_0 und t_1 gehören eindeutig Carringtonlängen ϕ_0 und ϕ_1 , wobei gilt, dass $\phi_0 \approx \phi_1$.

Wir erzwingen nun Periodizität in dem Datensatz, indem wir die gemessenen Zeitreihen $F(t)$ auf den beiden Zeitintervallen

$$J_0 = [t_0 - \Delta t, t_0 + \Delta t]$$

$$J_1 = [t_1 - \Delta t, t_1 + \Delta t]$$

so mitteln, dass $F(t_0) = F(t_1)$ gilt und der Übergang stetig ist. Dazu definieren wir

$$\hat{F} = \frac{F(t_0) + F(t_1)}{2}$$

Wir führen eine lineare Wichtungsfunktion auf dem Intervall J_ζ ein ($\zeta = 0, 1$):

$$w_\zeta := \begin{cases} \frac{t-t_\zeta}{\Delta t} + 1 & \text{wenn } t_\zeta - \Delta t \leq t \leq t_\zeta \\ -\frac{t-t_\zeta}{\Delta t} + 1 & \text{wenn } t_\zeta < t \leq t_\zeta + \Delta t \end{cases}$$

Mit dieser Wichtung substituieren wir innerhalb unserer Zeitreihe auf den beiden Intervallen I_0 und I_1 :

$$F(t) \rightarrow (1 - w_\zeta(t)) \cdot F(t) + w_\zeta(t) \cdot \hat{F} \quad \text{für } t \in J_\zeta$$

Wir haben $\Delta t = 9h$ gewählt, um Unstetigkeiten in unseren Karten in 1 AE zu unterdrücken. Dabei ist klar, dass mit dieser Vorgehensweise Unterschiede zwischen $F(t_0)$ und $F(t_1)$ aufgrund der Breitenvariation innerhalb des Intervalls $[t_0, t_1]$, die ja kein Widerspruch zur Annahme der Stationarität sind, verloren gehen. Da jedoch die Breitenvariation eines ekliptikalen Raumfahrzeuges innerhalb von T_{syn} eher schwach ist, nehmen wir diese Tatsache zu Gunsten der Stetigkeit und der Periodizität in Kauf.

C.5 Ausnahmefälle und Glättung

Da in dieser Vorgehensweise a priori keinerlei Bedingung an den für die Stromschicht prognostizierten Wert $F_k(\theta_{HCS,k})$ gibt, kann es vorkommen, dass dieser einen plausiblen Wertebereich verlässt. Für die Plasmameter wird deshalb dieser Wert für jedes ϕ_k überprüft, ob er innerhalb eines einstellbaren Wertebereiches liegt. Die Vorgehensweise unterscheidet sich dann für den jeweiligen Parameter.

Da weiterhin zunächst keinerlei Beziehung zwischen in ϕ -Richtung benachbarten Punkten besteht, können die extrapolierten Werte in Azimutalrichtung beliebig unstetig sein. Dies wird bestimmt durch das Ausmaß der Fluktuation der Stundenmittelwerte. Um eine hinreichende Stetigkeit zu erlangen, wird für jeden Parameter ein eigenes Glättungsverfahren in Azimutalrichtung längs eines jeden Breitenkreises angewendet.

C.5.1 Die Radialgeschwindigkeit

Hier akzeptieren wir die Werte an der Stromschicht nur dann, wenn

$$300 \text{ km/s} \leq v_r(\theta_{HCS}) \leq 400 \text{ km/s}.$$

Unterschreitungen der unteren Schranke treten dann auf, wenn sich die WIND-Trajektorie in Meridionalrichtung sehr weit von der Stromschicht entfernt befindet. Wenn dann relativ kleine Geschwindigkeiten in $\theta_{S/C}$ gemessen werden, ist durch die Nähe zu θ_S oder θ_N der meridionale Geschwindigkeitsgradient vom Betrag sehr groß, weshalb die an der Stromschicht prognostizierten Werte zu klein werden. Unsere Vorgehensweise ist es dann, auf den Messwert zu verzichten und am Ort der Stromschicht den Wert auf 300 km/s zu setzen.

Der andere Fall kann eintreten, wenn der Messwert mit sehr hohen Geschwindigkeiten nahe an der Stromschicht liegt. Dann ist das prognostizierte Minimum an der Stromschicht vereinzelt deutlich höher als die

oben formulierte obere Schranke. Da aber die gemessenen Geschwindigkeiten alle kleiner sind als die von *Ulysses* bestimmten Mittelwerte über den Koronalöchern, läßt sich der zu schwache meridionale Geschwindigkeitsgradient dadurch verbessern, dass unter Beibehaltung des Messwertes θ_S (wenn $\theta_{S/C} < \theta_{HCS}$) beziehungsweise θ_N lokal längs des Längenkreises näher an $\theta_{S/C}$ verschoben wird. Dies geschieht sukzessive, bis entweder der neue Wert an der Stromschicht unter 400 km/s liegt, oder $|\theta_S - \theta_{HCS}| \leq 17^\circ$. Die letzte Bedingung wurde gewählt, damit ein Mindestabstand zwischen Koronalochgrenze und Stromschicht eingehalten wird, wobei der Wert empirisch ermittelt wurde. Der Fall zu großer Geschwindigkeiten tritt wegen der Dominanz der südlichen Hochgeschwindigkeitsströme nur in der südlichen Hemisphäre auf.

Um den Übergang zum schnellen Sonnenwind zu glätten, wird eine gleitende Mittelung längs eines Breitenkreises vorgenommen,

$$\langle v_r \rangle (r_0, \theta, \phi) = \frac{1}{2\Gamma(\theta)} \int_{\phi-\Gamma(\theta)}^{\phi+\Gamma(\theta)} v_r(r_0, \theta, \phi') d\phi'$$

wobei die Mittelungslänge Γ eine Funktion des Abstandes von θ_S beziehungsweise θ_N ist. Zum Rand des Koronaloches wird stark gemittelt, die Mittelungslänge nimmt linear ab in Richtung Stromschicht. Auf eine Mittelung wird verzichtet, wenn der Abstand vom Rand des jeweiligen Koronalochs in Richtung Äquator mehr als 10° in Meridionalrichtung beträgt.

C.5.2 Die Dichte

Da die Dichte im Vergleich zur Radialgeschwindigkeit bedeutend stärker fluktuiert, ist unsere Vorgehensweise hier eine andere. Hier muss durch relativ starke Mittelung sichergestellt werden, dass die Werte an der Stromschicht innerhalb eines sinnvollen Wertebereiches liegen. Dies geschieht in zwei Schritten, zunächst wird die Zeitreihe gleitend gemittelt, und zwar werden je drei Datenpunkte zusammengefasst:

$$\langle n_l \rangle = \frac{1}{3} (n_{l-1} + n_l + n_{l+1})$$

wobei n_l ein Messwert innerhalb der Zeitreihe in Stundenmittelwerten ist. Damit wird ein gewisses Maß an Glättung schon vor der Anwendung unseres Extrapolationsverfahrens erreicht. Es zeigt sich allerdings, dass dies nicht ausreichend ist, eine weitere gleitende Mittelung auf dem *ZEUS*-Gitter ist notwendig. Diese Mittelung erfolgt wieder längs eines

Breitenkreises, in diskreter Form gilt

$$\langle n \rangle_{i_0,j,k} = \frac{1}{2d_k + 1} \sum_{k-d_k}^{k+d_k} n_{i_0,j,k}$$

wobei die Periodizität in ϕ ausgenutzt wird, i_0 ist der Index für r_0 . d_k wird so groß gewählt, dass die Extrema der Dichte innerhalb plausibler Grenzen liegen, in den hier vorgestellten Ergebnissen ist $d_k = 9$.

C.5.3 Die Temperatur

Ähnlich wie bei der Dichte ist die Variabilität der Temperatur relativ stark, hier jedoch verwenden wir explizite Schwellenwerte, innerhalb derer die für die Stromschicht prognostizierten Werte liegen müssen:

$$2.7 \times 10^4 \text{ K} < T(\theta_{\text{HCS}}) < 2.4 \times 10^5 \text{ K}$$

Diese Wahl ist motiviert durch den von *Ulysses* über den Koronalöchern bestimmten Mittelwert der Protonentemperatur $T_p = 2.7 \times 10^5 \text{ K}$ (McComas et al. [2000]). Wird die untere Schranke unterschritten, so wird wie im Falle der Radialgeschwindigkeit der Wert an der Stromschicht festgesetzt auf den der unteren Schranke, also $2.7 \times 10^4 \text{ K}$.

Wird die obere Schranke überschritten, dann wird zunächst ebenfalls der Wert an der Stromschicht auf den Wert der unteren Schranke gesetzt. Das bedeutet, dass dann auf dem Teilintervall, welches $\theta_{S/C}$ beinhaltet, 3 Funktionswerte vorgegeben werden, nämlich am Beginn des Koronalochs (also θ_S beziehungsweise θ_N), am Ort des Messwertes ($\theta_{S/C}$) und am modellierten Ort der Stromschicht (θ_{HCS}). Da dieses Problem nur in der Südhemisphäre auftritt, werden an diesen Punkten die Werte an θ_{HCS} , $\theta_{S/C}$ und θ_S vorgegeben, die Bedingung, dass die Ableitung an den Punkten θ_{HCS} und θ_S verschwindet, wird beibehalten. Man benötigt dementsprechend ein Polynom 4. Grades, P_4 , siehe unten.

Zwar können mit dieser Methode unrealistische Werte an der Stromschicht verhindert werden, es ist aber ebenfalls eine starke Glättung wie für die Dichte nötig, um Stetigkeit in ϕ -Richtung zu erlangen:

$$\langle T \rangle_{i_0,j,k} = \frac{1}{2d_k + 1} \sum_{k-d_k}^{k+d_k} T_{i_0,j,k}$$

C.6 Die Interpolationspolynome

C.6.1 Das Polynom P_3

Nach den obigen Ausführungen ist ein Interpolationspolynom $P_3(\theta)$ gesucht, für das Funktionswerte an 2 Punkten bekannt sind sowie die Steigung an zwei weiteren Punkten Null ist, wir definieren dazu die folgenden Punkte

$$\begin{aligned}\theta_{0,1} : \frac{\partial P_3}{\partial \theta} \Big|_{\theta_{0,1}} &= 0 \\ \theta_{2,3} : P_3(\theta_{2,3}) &= F_{2,3}\end{aligned}$$

Man findet folgendes Polynom, welches diese Bedingungen erfüllt:

$$P_3(\theta) = a_0 + a_1 \cdot K_3(\theta)$$

mit

$$K_3(\theta) = \frac{1}{3}\theta^3 - \frac{1}{2}(\theta_0 + \theta_1) \cdot \theta^2 + \theta_0\theta_1 \cdot \theta$$

wobei für die Konstanten a_0 und a_1 gilt:

$$\begin{aligned}a_0 &= \frac{K_3(\theta_2)F_3 - K_3(\theta_3)F_2}{K_3(\theta_2) - K_3(\theta_3)} \\ a_1 &= \frac{F_2 - F_3}{K_3(\theta_2) - K_3(\theta_3)}\end{aligned}$$

Wenn $\theta_{S/C,k} \in [\theta_N, \theta_{HCS,k}] = I_0$, dann gelten für die Bestimmung der Polynome $P_{3,0}$ und $P_{3,1}$ folgende Parameter:

$$\begin{aligned}P_{3,0} : \theta_0 &= \theta_N \\ \theta_1 &= \theta_{HCS,k} \\ \theta_2 &= \theta_N, \quad F_2 = F_N \\ \theta_3 &= \theta_{S/C,k}, \quad F_3 = f_{S/C,k}\end{aligned}$$

Mit dem prognostizierten Wert $P_{3,0}(\theta_{HCS,k})$ am Ort der Stromschicht folgt die stetige Fortsetzung vom Intervall I_0 in das Intervall I_1 :

$$\begin{aligned}P_{3,1} : \theta_0 &= \theta_{HCS,k} \\ \theta_1 &= \theta_S \\ \theta_2 &= \theta_{HCS,k}, \quad F_2 = P_{3,0}(\theta_{HCS,k}) \\ \theta_3 &= \theta_S, \quad F_3 = F_S\end{aligned}$$

Ist jedoch $\theta_{S/C,k} \in]\theta_{HCS,k}, \theta_N] = I_1$, dann kehrt sich das Verfahren um, dass heißt man bestimmt zunächst $P_{3,1}$ auf I_1 und setzt mit dem extrapolierten Wert $P_{3,1}(\theta_{HCS,k})$ stetig auf I_0 fort.

C.6.2 Das Polynom P_4

Gesucht ist hier ein Polynom, für das 3 Funktionswerte gegeben sind, das Verschwinden der Ableitungen aber, wie zuvor, an 2 Punkten gefordert ist:

$$\begin{aligned}\theta_{0,1} : \quad \frac{\partial P_4}{\partial \theta} \Big|_{\theta_{0,1}} &= 0 \\ \theta_{2,3,4} : \quad P_4(\theta_{2,3,4}) &= F_{2,3,4}\end{aligned}$$

Man findet ein Polynom 4. Ordnung:

$$P_4(\theta) = a_0 + a_1 \cdot K_3(\theta) + a_2 \cdot K_4(\theta)$$

K_3 ist dabei wie zuvor definiert, für K_4 ergibt sich:

$$K_4(\theta) = \frac{1}{4}\theta^4 - \frac{1}{3}(\theta_0 + \theta_1) \cdot \theta^3 + \frac{1}{2}\theta_0\theta_1 \cdot \theta^2$$

Mit der Kurznotation

$$K_{i,j} = P_i(\theta_j), \quad i = 3, 4, \quad j = 2, 3, 4$$

ergibt sich für die Koeffizienten a_0 , a_1 und a_2 :

$$\begin{aligned}a_0 &= \frac{F_2(K_{4,4}K_{3,3} - K_{4,3}K_{3,4}) + F_3(K_{4,2}K_{3,4} - K_{3,2}K_{4,4}) + F_4(K_{4,3}K_{3,2} - K_{3,3}K_{4,2})}{K_{3,2}(K_{3,3} - K_{3,4}) + K_{3,3}(K_{3,4} - K_{3,2}) + K_{3,4}(K_{4,2} - K_{4,3})} \\ a_1 &= \frac{F_2(K_{4,4} - K_{4,3}) + F_3(K_{4,2} - K_{4,4}) + F_4(K_{4,3} - K_{4,2})}{K_{3,2}(K_{3,3} - K_{3,4}) + K_{3,3}(K_{3,4} - K_{3,2}) + K_{3,4}(K_{4,2} - K_{4,3})} \\ a_2 &= \frac{F_2(K_{3,4} - K_{3,3}) + F_3(K_{3,2} - K_{3,4}) + F_4(K_{3,3} - K_{3,2})}{K_{3,2}(K_{3,3} - K_{3,4}) + K_{3,3}(K_{3,4} - K_{3,2}) + K_{3,4}(K_{4,2} - K_{4,3})}\end{aligned}$$

Für die beschriebenen Ausnahmefälle der Temperatur ($T(\theta_{\text{HCS}}) < 2.4 \times 10^5 \text{ K}$), die nur auftreten, wenn $\theta_{S/C} \in I_1$, wählen wir folgende Vorgehensweise:

$$\begin{aligned}\text{Für } \theta \in I_1 \text{ benutze } P_4 \text{ mit: } & \theta_0 = \theta_S \\ & \theta_1 = \theta_{\text{HCS},k} \\ & \theta_2 = \theta_S, \quad F_2 = F_S \\ & \theta_3 = \theta_{S/C,k}, \quad F_3 = F_{\min} \\ & \theta_4 = \theta_{\text{HCS},k}, \quad F_4 = F_{\min}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\text{Für } \theta \in I_0 \text{ benutze } P_3 \text{ mit: } & \theta_0 = \theta_{\text{HCS},k} \\ & \theta_1 = \theta_N \\ & \theta_2 = \theta_{\text{HCS},k}, \quad F_2 = F_{\min} \\ & \theta_3 = \theta_N, \quad F_3 = F_N\end{aligned}$$

F_{\min} wird hierbei auf den Wert der unteren Schranke gesetzt, also

$$F_{\min} = 2.7 \times 10^4 \text{ K}$$

C.7 Zur Simulation eines ICME

C.7.1 Interpolation

Die in Abbildung 5.6 dargestellte Interpolationsfunktion des zeitlichen Verlaufes der Störgröße wird über eine Abfolge einzelner Interpolationspolynome 3. Grades gewonnen, die wir wie folgt definieren:

$$g_i(t) := \begin{cases} a_3 t^3 + a_2 t^2 + a_1 t + a_0 & \text{wenn } t \in [t_i, t_{i+1}] \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (\text{C.7})$$

wobei die t_i aus einer zu bestimmenden Menge an Stützstellen stammen. Wir definieren als gesamtes Interpolationspolynom

$$g(t) := \begin{cases} \sum_{i=1}^{N_i-1} g_i(t) & \text{wenn } t \in [t_1, t_{N_i}] \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (\text{C.8})$$

Dabei ist N_i die Anzahl der Stützstellen. Die stückweisen Interpolationspolynome haben folgende Eigenschaft:

$$\begin{aligned} \left. \frac{dg_i}{dt} \right|_{t_i} &= 0 \\ \left. \frac{dg_i}{dt} \right|_{t_{i+1}} &= 0 \end{aligned}$$

Damit lassen sich zwei der Koeffizienten a_j in Gleichung (C.7) bestimmen, die verbleibenden zwei werden durch die Vorgabe des Funktionswertes an der Stützstelle bestimmt. Für unsere Anpassung in Abbildung 5.1 ergeben sich die in Tabelle C.1 angegebenen Werte. Für alle Größen haben wir sieben Stützstellen gewählt, deren Zeitpunkte in der korrigierten Zeit nach Gleichung (5.4) angegeben sind. Wir erzwingen die Stetigkeit des Übergangs zwischen den Teilintervallen, es gilt:

$$g_i(t_{i+1}) = g_{i+1}(t_{i+1}) \quad (\text{C.9})$$

C.7.2 Randglättung

Nach Kapitel 5 initialisieren wir auf der Sphäre vom Radius $r_0 = 1$ AE innerhalb einer kreisförmigen Region unsere zeitabhängigen Störungen. Der Mittelpunkt dieses Kreises ist durch die Koordinaten $\vec{r}_{\text{ICME}} : (r_0, \theta_{\text{ICME}}, \phi_{\text{ICME}})$ gegeben, wobei $\theta_{\text{ICME}} = 90^\circ - \lambda_{\text{ICME}}$. Diese Koordinaten definieren eine Achse, die vom Ursprung durch den Punkt \vec{r}_{ICME} geht. Zwischen dem Vektor \vec{r} und der Achse durch das Zentrum der Störregion \vec{r}_{ICME} liegt der Winkel β , für den gilt

$$\cos \beta = \sin \theta_{\text{ICME}} \sin \theta \{ \cos (\phi - \phi_{\text{ICME}}) \} + \cos \theta_{\text{ICME}} \cos \theta. \quad (\text{C.10})$$

[d]	t ₁	t ₂	t ₃	t ₄	t ₅	t ₆	t ₇
v _r '	30.90	31.50	31.73	31.88	31.90	31.96	32.12
n'	30.90	31.18	31.55	31.75	31.80	31.90	32.12
p'	30.90	31.20	31.78	31.80	31.91	32.11	32.12
	g ₁ (t ₁)	g ₂ (t ₂)	g ₃ (t ₃)	g ₄ (t ₄)	g ₅ (t ₅)	g ₆ (t ₆)	g ₇ (t ₇)
v _r ' [km/s]	75.00	43.00	-5.00	70.00	35.00	30.00	0.00
n' [cm ⁻³]	1.15	0.10	-0.30	-0.05	2.20	-0.68	0.00
p' [pPa]	38.00	-3.00	-5.00	8.00	-3.00	0.00	0.00

Tabelle C.1: Die Interpolationsparameter des ICME. Im oberen Teil der Tabelle sind die Zeitpunkte der Stützstellen angegeben, im unteren Teil die Funktionswerte an diesen Punkten.

Alle Punkte mit $r = r_0$, für die $\beta < \beta_{\text{ICME}}$ gilt, werden nach Gleichung (5.1) gestört, wobei wir $\beta_{\text{ICME}} = 25^\circ$ gewählt haben. Den Rand der Störungsregion glätten wir mittels einer Funktion $H(\beta)$, die wir folgendermaßen definieren:

$$H(\beta) := \begin{cases} 0 & \text{für } \beta > \beta_{\text{ICME}} + \delta \\ h(\beta) & \text{für } \beta_{\text{ICME}} + \delta \geq \beta \geq \beta_{\text{ICME}} \\ 1 & \text{für } \beta_{\text{ICME}} > \beta \end{cases} \quad (\text{C.11})$$

In dem in Kapitel 5 dargestellten Fall ist $\delta = 5^\circ$. Für die Funktion $h(\beta)$ wählen wir:

$$h(\beta) := \exp \left\{ -\frac{(\beta - \beta_{\text{ICME}})^2}{2\sigma^2} \right\}. \quad (\text{C.12})$$

Wir wählen für den Parameter σ den folgenden Wert, der sicherstellt, dass der Übergang hinreichend glatt ist:

$$\sigma = \frac{\delta}{4} \quad (\text{C.13})$$

Damit ersetzen wir die Störgröße in Gleichung (5.1) in folgender Weise:

$$f'(\theta, \phi, t) \rightarrow H(\beta)f'(\theta, \phi, t) \quad (\text{C.14})$$

Literaturverzeichnis

- Alfvén, H.**, Electric currents in cosmic plasmas, *Rev. Geophys. Space Phys.*, 15, (3), 271–284, 1977.
- Anderson, J. D.**, *Computational Fluid Dynamics*, McGraw Hill, 1995.
- Axford, W. I.**, The interaction of the solar wind with the interstellar medium, in *Solar Wind*, SP-308, 609–659, NASA Spec. Publ., 1972.
- Bame, S. J., D. J. McComas, B. L. Barraclough, J. L. Phillips, K. J. Soffaly, J. C. Chavez, B. E. Goldstein und R. K. Sakurai**, The Ulysses solar wind plasma experiment, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 92, 237–265, 1992.
- Barnes, A.**, Acceleration of the solar wind, *Rev. Geophys.*, 30, (1), 43–55, 1992.
- Barnes, A., P. R. Gazis und J. L. Phillips**, Constraints on solar wind acceleration mechanisms from Ulysses plasma observations: The first polar pass, *Geophys. Res. Lett.*, 22, (23), 3309–3311, 1995.
- Baumjohann, W. und R. A. Treumann**, *Basic Space Plasma Physics*, Imperial College Press, London, 1996.
- Bazer, J. und W. B. Ericson**, Hydromagnetic shocks, *Astrophys. J.*, 129, 758–785, 1959.
- Biermann, L.**, Kometenschweife und solare Korpuskularstrahlung, *Z. f. Astrophysik*, 29, 274–286, 1951.

- Blumberg, R. E. und A. Boksenberg**, *The Astronomical Almanac for the year 1995*, Nautical Almanac Office, 1995.
- Blum, P. W. und H. J. Fahr**, Interaction between interstellar hydrogen and the solar wind, *Astron. Astrophys.*, 4, 280–290, 1970.
- Borrini, 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 1AU, *J. Geophys. Res.*, 86, (A6), 4565–4573, 1981.
- Bothmer, V. und R. Schwenn**, The structure and origin of magnetic clouds in the solar wind, *Ann. Geophysicae*, 16, 1–24, 1998.
- Bruno, R., L. F. Burlaga und A. J. Hundhausen**, Quadrupole distortions of the heliospheric current sheet in 1976 and 1977, *J. Geophys. Res.*, 87, (A12), 10339–10346, 1982.
- Burlaga, L. F.**, Corotating pressure waves without fast streams in the solar wind, *J. Geophys. Res.*, 88, (A8), 6085–6094, 1983.
- Burlaga, L. F.**, Period doubling in the outer heliosphere, *J. Geophys. Res.*, 93, (A5), 4103–4106, 1988.
- Burlaga, L. F.**, *Interplanetary Magnetohydrodynamics*, Oxford Univ. Press, New York, Oxford, 1995.
- Burlaga, L., E. Sittler, F. Mariani und R. Schwenn**, Magnetic Loop Behind an Interplanetary Shock: Voyager, Helios and IMP 8 Observations, *J. Geophys. Res.*, 86, (A8), 6673–6684, 1981.
- Burlaga, L. F., F. B. McDonald, M. L. Goldstein und A. J. Lazarus**, Cosmic Ray Modulation and Turbulent Interaction Regions Near 11 AU, *J. Geophys. Res.*, 90, (A12), 12027–12039, 1985a.
- Burlaga, L. F., V. Pizzo, A. Lazarus und P. Gazis**, Stream Dynamics Between 1 AU and 2 AU: A Comparison of Observations and Theory, *J. Geophys. Res.*, 90, (A8), 7377–7388, 1985b.
- Burlaga, L. F., N. F. Ness, J. W. Belcher, A. Szabo, P. A. Isenberg und M. A. Lee**, Pickup protons and pressure-balanced structures: Voyager 2 observations in merged interaction regions near 35 AU, *J. Geophys. Res.*, 99, (A11), 21511–21524, 1994.
- Burlaga, L. F., N. F. Ness und J. W. Belcher**, Radial evolution of corotating merged interaction regions and flows between ≈ 14 AU and ≈ 43 AU, *J. Geophys. Res.*, 102, (A3), 4661–4671, 1997.

- Burlaga, L. F. und W. H. Mish**, Large-scale fluctuations in the interplanetary medium, *J. Geophys. Res.*, 92, (A2), 1261–1266, 1987.
- Burlaga, L. F. und N. F. Ness**, Merged interaction regions observed by Voyager 1 and 2 during 1998, *J. Geophys. Res.*, 105, (A3), 5141–5148, 2000.
- Clarke, D. A., M. L. Norman und R. A. Fiedler**, *ZEUS-3D User Manual*, Laboratory for Computational Astrophysics, National Center for Supercomputing Applications, University of Illinois, 3.2.1 Auflage, August 1994.
- Collard, H. R., J. D. Mihalov und J. H. Wolfe**, Radial Variation of the Solar Wind Speed Between 1 and 15 AU, *J. Geophys. Res.*, 87, (A4), 2203–2214, 1982.
- Courant, R. und K. O. Friedrichs**, *Supersonic Flow and Shock Waves*, Bd. 1, Interscience, New York, 1948.
- Cravens, T. E.**, *Physics of Solar System Plasmas*, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1997.
- Esser, R.**, Solar Wind Acceleration, in *Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics*, Nature Publishing Group, 2001.
- Feldman, W. C., B. L. Barraclough, J. T. Gosling, D. J. McComas, P. Riley, B. E. Goldstein und A. Balogh**, Ion energy equation for the high-speed solar wind: Ulysses observations, *J. Geophys. Res.*, 103, (A7), 14547–14557, 1998.
- Fichtner, H. und K. Scherer**, The Heliosphere: A Brief Overview, in *The Outer Heliosphere: Beyond the Planets*, herausgegeben von K. Scherer, H. Fichtner, und E. Marsch, chapter 1, Copernicus Gesellschaft e.V., 2000.
- Fisk, L. A. und N. A. Schwadron**, Origin of the solar wind: Theory, *Space Sci. Rev.*, 97, 21–33, 2001.
- Forbush, S. E.**, World-wide cosmic-ray variations, 1937–1952, *J. Geophys. Res.*, 59, (4), 525–542, 1954.
- Forsyth, R. J., A. Balogh, E. J. Smith, G. Erdös und D. J. McComas**, The underlying Parker spiral structure in the Ulysses magnetic field observations, 1990–1994, *J. Geophys. Res.*, 101, (A1), 395–403, 1996a.
- Forsyth, R. J. et al.**, The heliospheric magnetic field at solar minimum: Ulysses observations from pole to pole, *Astron. Astrophys.*, 316, 287–295, 1996b.

- Frisch, P. C.**, Morphology and ionization of the interstellar cloud surrounding the solar system, *Science*, 265, 1423–1427, 1994.
- Gazis, P. R.**, A large-scale survey of corotating interaction regions and their successors in the outer heliosphere, *J. Geophys. Res.*, 105, (A1), 19–33, 2000.
- Gazis, P. R. et al.**, Corotating interaction regions in the outer heliosphere, *Space Sci. Rev.*, 89, 269–305, 1999.
- Geiss, J. und M. Witte**, Properties of the interstellar gas inside the heliosphere, *Space Sci. Rev.*, 78, 229–238, 1996.
- Gloeckler, G., J. Geiss, H. Balsiger, L. A. Fisk, A. B. Galvin, F. M. Ipavich, K. W. Ogilvie, R. von Steiger und B. Wilken**, Detection of interstellar pick-up hydrogen in the solar system, *Science*, 261, 70–73, 1993.
- Gloeckler, G., L. A. Fisk und J. Geiss**, Anomalously small magnetic field in the local interstellar cloud, *Nature*, 386, 374–377, 1997.
- Gloeckler, G. und J. Geiss**, Heliospheric and interstellar phenomena deduced from pickup ion observations, *Space Sci. Rev.*, 97, 169–181, 2001.
- Goldstein, B. E. et al.**, Ulysses plasma parameters: latitudinal, radial, and temporal variations, *Astron. Astrophys.*, 316, 296–303, 1996.
- Gopalswamy, N., A. Lara, R. P. Lepping, M. L. Kaiser, D. Berdichevsky und O. C. S. Cyr**, Interplanetary acceleration of coronal mass ejections, *Geophys. Res. Lett.*, 27, (2), 145–148, 2000.
- Gosling, J. T.**, The solar flare myth, *J. Geophys. Res.*, 98, (A11), 18937–18949, 1993.
- Gosling, J. T., E. Hildner, J. R. Asbridge, S. J. Bame und W. C. Feldman**, Noncompressive Density Enhancements in the Solar Wind, *J. Geophys. Res.*, 82, (32), 5005–5010, 1977.
- Gosling, J. T., J. R. Asbridge, S. J. Bame und W. C. Feldman**, Solar Wind Stream Interfaces, *J. Geophys. Res.*, 83, (A4), 1401–1412, 1978.
- Gosling, J. T., D. N. Baker, S. J. Bame, W. C. Feldman, R. D. Zwickl und E. J. Smith**, Bidirectional Solar Wind Electron Heat Flux Events, *J. Geophys. Res.*, 92, (A8), 8519–8535, 1987.
- Gosling, J. T. et al.**, A forward-reverse shock pair in the solar wind driven by over-expansion of a coronal mass ejection: Ulysses observations, *Geophys. Res. Lett.*, 21, (3), 237–240, 1994a.

- Gosling, J. T. et al.**, A new class of forward-reverse shock pairs in the solar wind, *Geophys. Res. Lett.*, 21, (21), 2271–2274, 1994b.
- Gosling, J. T., S. J. Bame, W. C. Feldman, D. J. McComas, J. L. Phillips, B. E. Goldstein, M. Neugebauer, J. T. Burkepile, A. J. Hundhausen und L. Acton**, The band of solar wind variability at low heliographic latitudes near solar activity minimum: plasma results from the Ulysses rapid latitude scan, *Geophys. Res. Lett.*, 22, (23), 3329–3332, 1995a.
- Gosling, J. T., S. J. Bame, W. C. Feldman, D. J. McComas, J. L. Phillips, B. Goldstein, M. Neugebauer, J. Burkepile, A. J. Hundhausen und L. Acton**, The band of solar wind variability at low heliographic latitudes near solar activity minimum: Plasma results from the Ulysses rapid latitude scan, *Geophys. Res. Lett.*, 22, (23), 3329–3332, 1995b.
- Gosling, J. T., W. C. Feldman, D. J. McComas, J. L. Phillips und V. J. Pizzo**, Ulysses observations of opposed tilts of solar wind corotating interaction regions in the northern and southern solar hemispheres, *Geophys. Res. Lett.*, 22, (23), 3333–3336, 1995c.
- Gosling, J. T. und R. J. Forsyth**, CME-driven solar wind disturbances at high heliographic latitudes, *Space Sci. Rev.*, 97, 87–98, 2001.
- Gosling, J. T. und V. J. Pizzo**, Formation and evolution of corotating interaction regions and their three dimensional structure, *Space Sci. Rev.*, 89, 21–52, 1999.
- Gurman, J. B.**, The SOHO Solar Cycle Mission, http://sohowww.estec.esa.nl/publications/sohosr_20010508, 2001.
- Hapgood, M. A.**, Space physics coordinate transformations: A user guide, *Planet. Space Sci.*, 40, (5), 711–717, 1992.
- Holton, J. R.**, *An Introduction to Dynamic Meteorology*, Academic Press, New York, 1979.
- Hundhausen, A. J.**, Coronal expansion and solar wind, *Ph. Chem. Space*, 5, 1972.
- Hundhausen, A. J.**, Sizes and Locations of Coronal Mass Ejections: SMM Observations From 1980 and 1984–1989, *J. Geophys. Res.*, 98, (A8), 13177–13200, 1993.
- Hundhausen, A. J., J. T. Burkepile und O. C. S. Cyr**, Speeds of coronal mass ejections: SMM observations from 1980 and 1984–1989, *J. Geophys. Res.*, 99, (A4), 6543–6552, 1994.

- Hundhausen, A. J. und L. F. Burlaga**, A Model for the Origin of Solar Wind Stream Interfaces, *J. Geophys. Res.*, 80, (13), 1845–1848, 1975.
- Hundhausen, A. J. und J. T. Gosling**, Solar Wind Structure at Large Heliocentric Distances: An Interpretation of Pioneer 10 Observations, *J. Geophys. Res.*, 81, (7), 1436–1440, 1976.
- Isenberg, P. A.**, Evolution of interstellar pickup ions in the solar wind, *J. Geophys. Res.*, 92, (A2), 1067–1073, 1987.
- Jeffrey, A. und T. Taniuti**, *Non-Linear Wave Propagation*, Bd. 9, Richard Bellmann, The RAND corporation, Santa Monica, California, 1964.
- Koutchmy, S.**, Coronal Streamers, in *Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics*, Nature Publishing Group, 2001.
- Landau, L. D. und E. M. Lifschitz**, *Hydrodynamik*, Bd. 6, Akademie Verl., Berlin, 2. Auflage, 1966.
- Lazarus, A. J., B. Yedidia, L. Villanueva, R. L. McNutt, Jr., J. W. Belcher, U. Villante und L. F. Burlaga**, Meridional plasma flow in the outer heliosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 15, (13), 1519–1522, 1988.
- Lazarus, A. J., J. D. Richardson, R. B. Decker und F. B. McDonald**, CIRs Observed from Voyager 2 in the Outer Heliosphere, in *Solar Wind Nine, Proceedings of the Ninth International Solar Wind Conference*, herausgegeben von S. R. Habbal, R. Esser, J. V. Hollweg, und P. A. Isenberg, Bd. 471, 771–773, AIP Conference Proceedings, 1999.
- Lindsay, G. M., J. G. Luhmann, C. T. Russell und J. T. Gosling**, Relationships between coronal mass ejection speeds from coronagraph images and interplanetary characteristics of associated interplanetary coronal mass ejections, *J. Geophys. Res.*, 104, (A6), 12515–12523, 1999.
- Linker, J. A. et al.**, Magnetohydrodynamic modeling of the solar corona during Whole Sun Month, *J. Geophys. Res.*, 104, (A5), 9809–9830, 1999.
- Low, B. C.**, Solar activity and the Corona, *Sol. Physics*, 167, 217–265, 1996.
- Low, B. C.**, Solar Coronal Mass Ejection: Theory, in *Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics*, Nature Publishing Group, 2001.
- Mall, U.**, 'Fremdionen' in the Solar Wind, in *The Outer Heliosphere: Beyond the Planets*, herausgegeben von K. Scherer, H. Fichtner, und E. Marsch, chapter 6, Copernicus Gesellschaft e.V., 2000.

- Mariani, F. und F. M. Neubauer**, The interplanetary magnetic field, in *Physics of the Inner Heliosphere*, herausgegeben von R. Schwenn und E. Marsch, Bd. 1, Springer, Berlin Heidelberg, 1990.
- McComas, D. J., P. Riley, J. T. Gosling, A. Balogh und R. Forsyth**, Ulysses' rapid crossing of the polar coronal hole boundary, *J. Geophys. Res.*, 103, (A2), 1955–1967, 1998.
- McComas, D. J. et al.**, Solar wind observations over Ulysses' first full polar orbit, *J. Geophys. Res.*, 105, (A5), 10419–10433, 2000.
- Moebius, E., D. Hovestadt, B. Klecker, M. Scholer, G. Gloeckler und F. M. Ipavich**, Direct observations of He⁺ pick-up ions of interstellar origin in the solar wind, *Nature*, 318, 426–429, 1985.
- Ness, N. F. und J. M. Wilcox**, Interplanetary sector structure, 1962–1966, *Sol. Physics*, 2, 351–359, 1967.
- Neugebauer, M.**, The three-dimensional solar wind at solar activity minimum, *Rev. Geophys.*, 37, (1), 107–126, 1999.
- Neugebauer, M. und C. W. Snyder**, Mariner 2 Observations of the Solar Wind, *J. Geophys. Res.*, 71, (19), 4469–4484, 1966.
- Odstrčil, D. und V. J. Pizzo**, Distortion of the interplanetary magnetic field by three-dimensional propagation of coronal mass ejections in a structured solar wind, *J. Geophys. Res.*, 104, (A12), 28225–28239, 1999a.
- Odstrčil, D. und V. J. Pizzo**, Three-dimensional propagation of coronal mass ejections (CMEs) in a structured solar wind flow: 1. CME launched within the streamer belt, *J. Geophys. Res.*, 104, (A1), 483–492, 1999b.
- Odstrčil, D. und V. J. Pizzo**, Three-dimensional propagation of coronal mass ejections (CMEs) in a structured solar wind flow: 2. CME launched adjacent to the streamer belt, *J. Geophys. Res.*, 104, (A1), 493–503, 1999c.
- Ogilvie, K. W.**, Corotating shock structures, in *Solar Wind*, herausgegeben von C. P. Sonett, P. J. Coleman Jr., und J. M. Wilcox, 430–434, National Aeronautics and Space Administration, 1972.
- Parker, E. N.**, Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields, *Astrophys. J.*, 128, (3), 664–676, 1958.
- Parker, E. N.**, The hydrodynamic theory of solar corpuscular radiation and stellar winds, *Amer. Astron. Soc.*, 132, 821–866, 1960.
- Parker, E. N.**, *Interplanetary Dynamical Processes*, Bd. 8, Interscience, 1963.

- Parker, E. N.**, Dynamical properties of stellar coronas and stellar winds. I. Integration of the momentum equation, *Amer. Astron. Soc.*, 139, 72–92, 1964.
- Pizzo, V. J.**, The evolution of corotating stream fronts near the ecliptic plane in the inner solar system: 2. three-dimensional tilted-dipole fronts, *J. Geophys. Res.*, 96, (A4), 5405–5420, 1991.
- Pizzo, V. J.**, Global, quasi-steady dynamics of the distant solar wind. 1. Origin of north-south flows in the outer heliosphere, *J. Geophys. Res.*, 99, (A3), 4173–4183, 1994a.
- Pizzo, V. J.**, Global, quasi-steady dynamics of the distant solar wind. 2. Deformation of the heliospheric current sheet, *J. Geophys. Res.*, 99, (A3), 4185–4191, 1994b.
- Priest, E. R.**, The equilibrium of magnetic flux ropes, in *Physics of Magnetic Flux Ropes*, *Geophysical Monograph 58*, herausgegeben von C. T. Russell, E. R. Priest, und L. C. Lee, American Geophysical Union, 1990.
- Riley, P., J. T. Gosling, L. A. Weiss und V. J. Pizzo**, The tilts of corotating interaction regions at midheliographic latitudes, *J. Geophys. Res.*, 101, (A11), 24349–24357, 1996.
- Riley, P., J. A. Linker und Z. Mikić**, An empirically-driven global MHD model of the solar corona and inner heliosphere, *J. Geophys. Res.*, 106, (A8), 15889–15901, 2001.
- Roache, P. J.**, *Computational Fluid Dynamics*, Hermosa Publ., Albuquerque, New Mexico, 1972.
- Rosenberg, R. L. und P. J. Coleman**, Heliographic latitude dependence of the dominant polarity of the interplanetary magnetic field, *J. Geophys. Res.*, 74, (24), 5611–5622, 1969.
- Schmidt, J. M. und P. J. Cargill**, Magnetic cloud evolution in a two-speed solar wind, *J. Geophys. Res.*, 106, (A5), 8283–8289, 2001.
- Schmitt, J. E.**, Ein empirisches dreidimensionales Modell der inneren Heliosphäre, Diplomarbeit, Universität zu Köln, Institut für Geophysik und Meteorologie, 1998.
- Schwenn, R.**, Large - scale structure of the interplanetary medium, in *Physics of the Inner Heliosphere I*, herausgegeben von R. Schwenn und E. Marsch, Springer, 1990.
- Sheeley, N. R. et al.**, Measurements of flow speeds in the corona between 2 and 30 R_{\odot} , *Astrophys. J.*, 484, 472–478, 1997.

- Sheeley Jr., N. R. et al.**, Coronal Mass Ejections and Interplanetary Shocks, *J. Geophys. Res.*, 90, (A1), 163–175, 1985.
- Siscoe, G. L., J. M. Turner und A. J. Lazarus**, Simultaneous plasma and magnetic field measurements of probable tangential discontinuities in the solar wind, *Sol. Physics*, 6, 456–464, 1969.
- Sittler Jr., E. C. und J. D. Scudder**, An Empirical Polytrope Law for Solar Wind Thermal Electrons Between 0.45 and 4.76 AU: Voyager 2 and Mariner 10, *J. Geophys. Res.*, 85, (A10), 5131–5137, 1980.
- Smith, E. J.**, The heliospheric current sheet, *J. Geophys. Res.*, 106, (A8), 15819–15831, 2001.
- Smith, B. A., E. M. Shoemaker, S. W. Kieffer und A. F. Cook**, The role of SO₂ in volcanism on Io, *Nature*, 280, 738–743, 1979.
- Smith, E. J., A. Balogh, M. E. Burton, G. Erdös und R. J. Forsyth**, Results of the Ulysses fast latitude scan: Magnetic field observations, *Geophys. Res. Lett.*, 22, (23), 3325–3328, 1995.
- Smith, E. J., A. Balogh, R. F. Forsyth, B. T. Tsurutani und R. P. Lepping**, Recent observations of the heliospheric magnetic field at Ulysses: Return to low latitude, *Adv. Space Res.*, 26, (5), 823–832, 2000a.
- Smith, E. J., J. R. Jokipii, J. Kóta, R. P. Lepping und A. Szabo**, Evidence of a north-south asymmetry in the heliosphere associated with a southward displacement of the heliospheric current sheet, *Astrophys. J.*, 533, 1084–1089, 2000b.
- Soeding, A.**, *Magnetfeldstrukturen im Sonnenwind: Beobachtungen von Diskontinuitäten in der 3-D-Heliosphäre und Methoden zur Untersuchung von 1-D- und 2-D-Strukturen*, Dissertation, Institut für Geophysik und Meteorologie der Universität zu Köln, 1999.
- Sperveslage, K.**, *Dynamische Strukturen im Sonnenwind: Vorschockwellen und magnetische Löcher*, Dissertation, Institut für Geophysik und Meteorologie der Universität zu Köln, 1999.
- Srivastava, N. und R. Schwenn**, The Origin of the Solar Wind: An Overview, in *The Outer Heliosphere: Beyond the Planets*, herausgegeben von K. Scherer, H. Fichtner, und E. Marsch, chapter 2, Copernicus Gesellschaft e.V., 2000.
- Stix, M.**, *The Sun*, Springer, Berlin, 1989.

- Stone, J. M., D. Mihalas und M. L. Norman**, Zeus-2D: Radiation magnetohydrodynamics code for astrophysical flows in two space dimensions. III. The radiation hydrodynamic algorithms and tests, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 80, 819–845, 1992.
- Stone, J. M. und M. L. Norman**, Zeus-2D: A radiation magnetohydrodynamics code for astrophysical flows in two space dimensions. I. The hydrodynamic algorithms and tests, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 80, 753–790, 1992a.
- Stone, J. M. und M. L. Norman**, Zeus-2D: A radiation magnetohydrodynamics code for astrophysical flows in two space dimensions. II. The magnetohydrodynamic algorithms and test, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 80, 791–818, 1992b.
- Sturrock, P. A.**, *Plasma Physics*, Cambridge Univ. Press, 1994.
- Suess, S. T. und E. J. Smith**, Latitudinal dependence of the radial IMF component: Coronal imprint, *Geophys. Res. Lett.*, 23, (22), 3267–3270, 1996.
- Thomas, B. T. und E. J. Smith**, The Parker spiral configuration of the interplanetary magnetic field between 1-8.5 AU, *J. Geophys. Res.*, 85, (A12), 6861–6867, 1980.
- van Leer, B.**, Towards the ultimate conservative difference scheme. IV: A new approach to numerical convection, *J. Comp. Phys.*, 23, 276–299, 1977.
- Vasyliunas, V. M. und G. L. Siscoe**, On the flux and the energy spectrum of interstellar ions in the solar system, *J. Geophys. Res.*, 81, (7), 1247–1252, 1976.
- Vitkevitch, V. V.**, Results of observations of the scattering of radio waves by the electronic inhomogeneities of the solar corona, in *Radio astronomy, Proceedings from 4th IAU Symposium*, herausgegeben von H. C. Van de Hulst, 313–317, Cambridge University Press, 1957.
- von Neumann, J. und R. D. Richtmyer**, A method for the numerical calculation of hydrodynamical shocks, *J. Appl. Phys.*, 21, 232, 1950.
- Wang, Y.-M.**, Nonradial coronal streamers, *Astrophys. J.*, 456, 119–121, 1996.
- Wang, Y. M. et al.**, Origin of streamer material in the outer corona, *Astrophys. J.*, 498, 165–168, 1998.

- Wang, Y.-M. und N. R. Sheeley Jr.**, The high-latitude solar wind near sunspot maximum, *Geophys. Res. Lett.*, 24, (24), 3141–3144, 1997.
- Webb, D. F.**, Solar Wind: Manifestations of Solar Activity, in *Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics*, Nature Publishing Group, 2001.
- Whang, Y. C.**, The forward-reverse shock pair at large heliocentric distances, *J. Geophys. Res.*, 89, (A9), 7367–7379, 1984.
- Whang, Y. C. und L. F. Burlaga**, Coalescence of two pressure waves associated with stream interactions, *J. Geophys. Res.*, 90, (A1), 221–232, 1985a.
- Whang, Y. C. und L. F. Burlaga**, Evolution and interaction of interplanetary shocks, *J. Geophys. Res.*, 90, (A11), 10765–10778, 1985b.
- Whitham, G. B.**, *Linear and Nonlinear Waves*, John Wiley, New York, 1974.
- Witte, M., H. Rosenbauer, E. Keppler, H. Fahr, P. Hemmerich, H. Lauche, A. Loidl und R. Zwick**, The interstellar neutral-gas experiment on Ulysses, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 92, 333–348, 1992.
- Witte, M., M. Banaszekiewicz und H. Rosenbauer**, Recent results on the parameters of the interstellar helium from the Ulysses/gas experiment, *Space Sci. Rev.*, 78, 289–296, 1996.
- Zank, G. P. und H. L. Pauls**, Shock propagation in the outer heliosphere; 1. pickup ions and gasdynamics, *J. Geophys. Res.*, 102, (A4), 7037–7049, 1997.
- Zhao, X. und A. J. Hundhausen**, Organization of Solar Wind Plasma Properties in a Tilted, Heliomagnetic Coordinate System, *J. Geophys. Res.*, 86, (A7), 5423–5430, 1981.

Danksagung

An erster Stelle sei meinem wissenschaftlichen Lehrer und Betreuer dieser Arbeit, Herrn Professor F. M. Neubauer gedankt. Sich auf seine Unterstützung stets verlassen zu können, gab den notwendigen Rückhalt im Fortgang dieser Promotion.

Herrn Professor K.-H. Glaßmeier danke ich, dass er sich als Gutachter zur Verfügung gestellt hat.

Für die wissenschaftliche Diskussion und die Arbeit des Korrekturlesens danke ich Heiko Backes, Walter Heibey sen., Thorsten Knetter, Dr. Joachim Saur, Nico Schilling und Jörg Schmitt.

Den Eties, aktuellen wie ehemaligen, danke ich für ein stets offenes Ohr in unserem Workshop, obwohl der Wert dieses Forums scheinbar von vielen unterschätzt wird.

Herrn Dr. Lex Wennmacher und der Systemgruppe (mich natürlich ausgeschlossen) sei mein Dank für die Unterstützung insbesondere in der "heißen Phase" dieser Arbeit ausgedrückt.

Für die enge und freundschaftliche Beziehung in unserem Zimmer danke ich Michael Commer, Jörg Schmitt und Annika Steuer.

Besonders danke ich den studentischen Hilfskräften Steffen Rost, Stefan Hendricks und Sven Jacobsen, deren direkte und indirekte Zuarbeit für große Entlastung gesorgt hat.

Last but not least sei meinem persönlichem Umfeld gedankt, an erster Stelle meiner Lebensgefährtin Eugenia Dascoulidou, deren Geburtstag in den Wirren der Abgabe dieser Arbeit unterging. Und natürlich danke meinen Eltern, die den Rückhalt abgerundet haben.