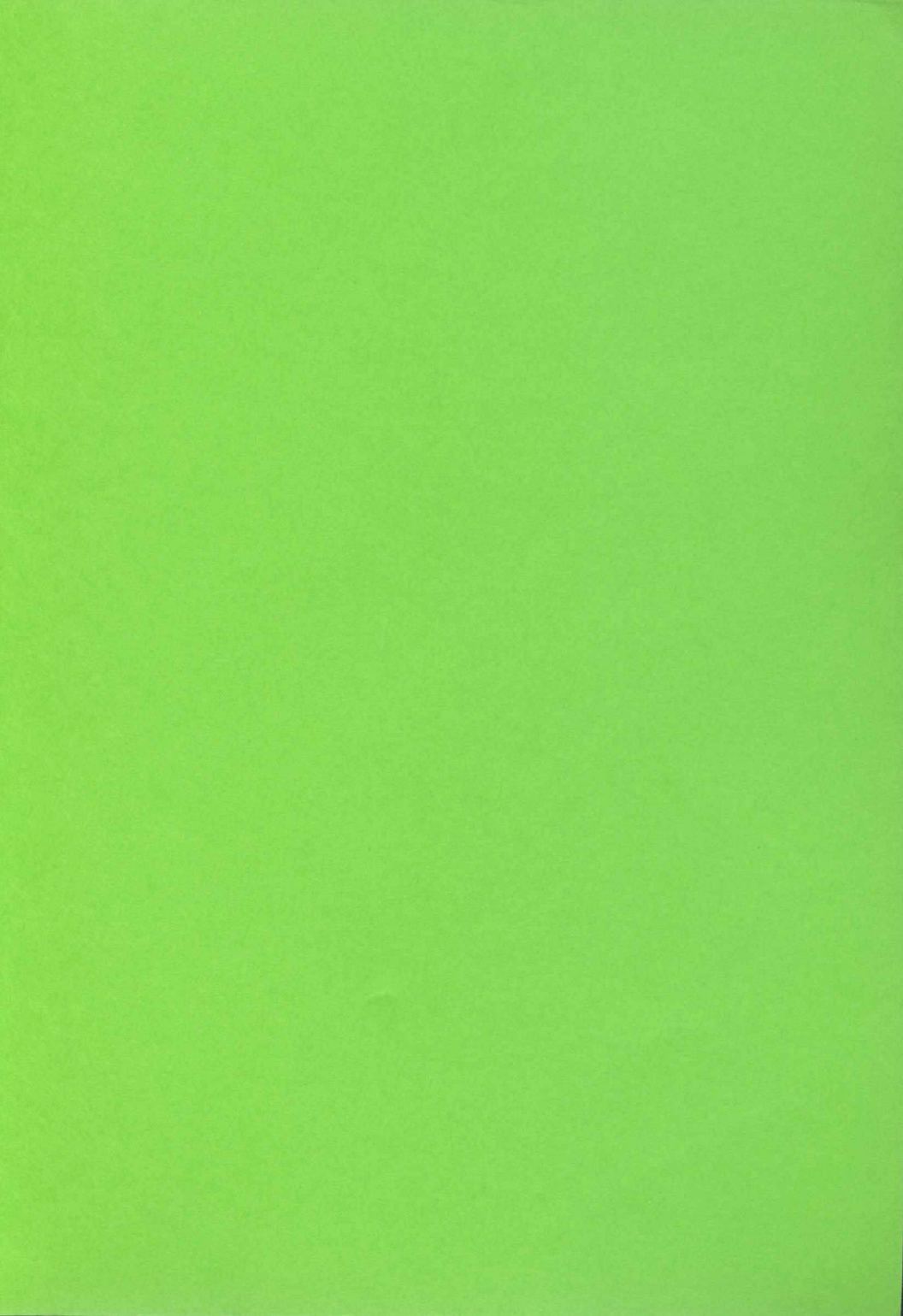


Untersuchung der Nichtgyrotropie und der  
Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen  
im  $H^+ - He^{++}$ -Sonnenwindplasma  
unter Verwendung von TAUS-II-Plasmadaten

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

vorgelegt von  
Hernán F. Astudillo Parra  
aus Concepción/Chile

Göttingen 1994







Untersuchung der Nichtgyrotropie und der  
Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen  
im  $H^+ - He^{++}$ -Sonnenwindplasma  
unter Verwendung von TAUS-II-Plasmadaten

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

vorgelegt von  
Hernán F. Astudillo Parra  
aus Concepción/Chile

Göttingen 1994

Gedruckt mit Unterstützung  
des Deutschen Akademischen Austauschdienstes.

D 7

Referent: Prof. Dr. K. Fricke

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

Tag der mündlichen Prüfung: 3. November 1994

*A*

*Mariela,*

*mi compañera,*

*y a Natalia y Catalina,*

*nuestras hijas.*





# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Sonnenwindphysik: Grundlagen</b>	<b>6</b>
2.1	Der Sonnenwind . . . . .	6
2.2	Das interplanetare Magnetfeld . . . . .	8
2.3	Der Sonnenwind als Flüssigkeit . . . . .	9
2.4	Mikrostruktur des Sonnenwindplasmas . . . . .	14
2.5	Nichtgyrotropie in magnetoaktiven Plasmen . . . . .	17
<b>3</b>	<b>Das Experiment Taus</b>	<b>20</b>
3.1	Die Phobos-Mission . . . . .	21
3.2	Die Magnetfelddaten . . . . .	21
3.3	Das Instrument Taus . . . . .	21
3.3.1	Der elektrostatische Analysator . . . . .	22
3.3.2	Das magnetische Ablenkungssystem . . . . .	24
3.3.3	Die zeitliche Auflösung . . . . .	26
3.3.4	Operationmodus des Instruments . . . . .	26
<b>4</b>	<b>Auswertung der 3D-TAUS-Plasmadaten</b>	<b>29</b>
4.1	Koordinatensystem . . . . .	30
4.2	Berechnung der Momente der Verteilungsfunktion . . . . .	30
4.3	Darstellung der 3D-Verteilungsfunktion . . . . .	31
4.4	Ermittlung des Alphateilchenspektrums . . . . .	35
<b>5</b>	<b>Nichtgyrotropie im Sonnenwindplasma</b>	<b>38</b>
5.1	Das nichtgyrotrope Ereignis vom 01.10.1988 . . . . .	39
5.2	Das Ereignis vom 6.10.1988 UT 15:45:50 . . . . .	45
5.3	Nichtgyrotropie im Sonnenwind: Ergebnisse eines Simulationsmodells und direkte Messungen . . . . .	48
<b>6</b>	<b>Elektromagnetische Wellen in magnetoaktiven Sonnenwindplasmen</b>	<b>52</b>
6.1	Einführung . . . . .	52
6.2	Dispersionsrelation magnetoaktiver Plasmen . . . . .	57
6.2.1	Gyotropes Plasma . . . . .	57
6.2.2	Nichtgyotropes Plasma . . . . .	60
6.2.3	Kalte Plasmanäherung . . . . .	62
6.2.4	Resonanzbedingungen . . . . .	65

<b>7</b>	<b>Dispersionskurven für Ionen-Zyklotronwellen</b>	<b>67</b>
7.1	Magnetoaktives Protonen-Plasma: Ausbreitungseigenschaften der Mode höherer Ordnung . . . . .	70
7.2	Magnetoaktives Alphateilchen-Protonen-Plasma: Entstehung der kalten Plasmaunstetigkeit . . . . .	76
7.3	Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen für die im Sonnenwind gemessene Plasmakonfigurationen . . . . .	86
<b>8</b>	<b>Dispersionskurven für nichtgyrotropes Plasma</b>	<b>97</b>
8.1	Nichtgyrotrope Protonen . . . . .	97
8.2	Nichtgyrotrope Alphateilchen . . . . .	102
8.3	Nichtgyrotrope Sonnenwindplasmakonfigurationen . . . . .	107
	8.3.1 Verteilungsfunktionsmodell . . . . .	107
	8.3.2 Nichtgyrotrope Sonnenwindplasmakonfigurationen . . . . .	108
<b>9</b>	<b>Zusammenstellung der Ergebnisse und Ausblick</b>	<b>114</b>
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>117</b>
A.1	Einzelheiten von einigen Alphateilchenverteilungsfunktionen . . .	117
A.2	Einzelheiten von einigen Protonenverteilungsfunktionen . . . . .	122
<b>B</b>	<b>Nullstellenfinder</b>	<b>135</b>
<b>C</b>	<b>Details von einigen Dispersionskurven</b>	<b>137</b>

# 1 Einleitung

Eine der wichtigsten Fragen der Sonnenwindphysik ist die Frage nach einem Mechanismus zur Beschleunigung und Aufheizung des Sonnenwindplasmas. Der in alle Richtungen von der Sonne ausfließende Teilchenstrom wird auf Grund des unterschiedlichen thermischen Drucks zwischen der Sonnenkorona und dem interplanetaren Raum auf Geschwindigkeiten beschleunigt, die oberhalb der Schall- und Alfvéngeschwindigkeiten liegen und mehr als  $700 \frac{\text{km}}{\text{s}}$  im schnellen Sonnenwind betragen können. Die magnetohydrodynamischen Modelle konnten bislang die Parameter des schnellen Sonnenwindes in seiner Vielfalt nicht erklären [Isenberg, 1990; Marsch, 1993]. Weiterhin werden in der Expansion dieses nahezu stoßfreien magnetisierten Plasmas Phänomene beobachtet, die auf eine Abweichung vom thermodynamischen Gleichgewicht des Plasmas hindeuten. Bekannte Beispiele für diesen Sonnenwindzustand sind z.B. die bevorzugte Beschleunigung und Aufheizung der schweren Ionen [Neugebauer, 1981; Marsch et al., 1982b].

Aus einer kinetischen, mikroskopischen Perspektive geben die Messungen der Geschwindigkeitsverteilungsfunktionen der verschiedenen Teilchensorten im Sonnenwindplasma (Elektronen, Protonen und Alphateilchen) eine detaillierte Beschreibung des Plasmazustandes. In den Verteilungsfunktionen findet man einen Elektronenstrahl und driftende Ionenbeams, die dem Kern der Elektronen- bzw. Ionenverteilungsfunktion überlagert sind. Im schnellen Sonnenwind wird häufig eine zum Magnetfeld senkrechte Temperaturanisotropie des Kernes der Protonenverteilungsfunktionen beobachtet, was als typisches Merkmal des schnellen Sonnenwindes betrachtet werden kann. In den Sonnenwindmodellen ist die Expansion des Plasmas häufig durch Alfvénwellen beeinflusst. Es ist bekannt, daß durch Welle-Teilchen-Wechselwirkung die linkspolarisierte elektromagnetische Wellen, welche bei niedriger Frequenz Alfvénwellen genannt sind, die Anisotropie des Kernes der Protonenverteilungsfunktion und das bevorzugte Verhalten der schweren Ionen erzeugen können. Weil die verfügbare Energie im Wellenspektrum nicht vorhanden ist, um dieses Verhalten des Plasmas bei 1 AU aufrecht zu erhalten, weisen die gemessenen Abweichungen vom thermodynamischen Gleichgewicht darauf hin, daß der Sonnenwind im interplanetaren Raum lokal beeinflusst wird. Dieses Verhalten des Plasmas im schnellen Sonnenwind kann mit einem Modell beschrieben werden, das die kinetischen Eigenschaften mitberücksichtigt [z.B. Schwartz, 1980; Isenberg, 1990; Marsch, 1993]. In diesem Zusammenhang ist die Welle-Teilchen-Wechselwirkung (in Abwesenheit von Stößen) ein sehr wichtiger Mechanismus zur Bildung und Erhaltung solcher Plasmacharakteristika bis weit hinein in die Heliosphäre.

Außer den oben genannten Eigenschaften der gemessenen Mikrostruktur des Sonnenwindplasmas sind Anzeichen von nichtgyotropen Verteilungsfunktionen im Weltraumplasma beobachtet worden. Interessante Beispiele sind in der Wech-

selwirkungsregion zwischen Sonnenwind und der Erde (Erdbugstoßwelle) oder bei Kometen zu beobachten. Im ersten Fall wird dieser Plasmazustand vermutlich durch die Reflexion von Ionen an der Bugstoßwelle erzeugt [z.B. *Schopke et al.*, 1990]. Im zweiten wird es von neu ionisierten Neutralteilchen erzeugt [z.B. *Neubauer et al.*, 1993]. Die häufig gemessene starke Wellenaktivität und die dadurch erzeugte Turbulenz bei diesem Phänomen [*Neugebauer*, 1990; *Brinca et al.*, 1990; *Neubauer et al.*, 1993] deutet darauf hin, daß die Nichtgyrotropie der Teilchensorten eine wichtige Rolle bei der Entstehung der gemessenen Plasmamikrostruktur spielen könnte. Solche Erscheinungen in der Plasmamikrostruktur und das dazugehörige Wellenfeld sind ebenfalls im Rahmen von Fussionexperimenten beobachtet worden [*Eldridge*, 1970; *Sudan*, 1965]. Dieser Plasmazustand ist bei den Expansionsmodellen des Sonnenwindes bisher jedoch nicht berücksichtigt worden.

In der vorliegenden Arbeit wird die Existenz dieses Plasmazustandes im Sonnenwind untersucht. Wir stellen Beobachtungsmaterial vor, welche das Vorkommen von diesem Plasmazustand nachweist. Darüber hinaus untersuchen wir die Ausbreitungseigenschaften von elektromagnetischen Wellen in gemessenen gyrotropen und nichtgyrotropen Sonnenwindplasmakonfigurationen.

Einige grundlegende Konzepte der Sonnenwindphysik sind in Kapitel 2 zusammengefaßt. Dabei wird ein kurzer phänomenologischer Überblick über den Sonnenwind, das interplanetare Magnetfeld, einige der Sonnenwindmodelle und den kinetischen Aspekt der Sonnenwindphysik gegeben, sowie eine kurze Darstellung der bekannten Informationen über Nichtgyrotropie in magnetoaktiven Plasmen.

Die Bestimmung von Nichtgyrotropie im Sonnenwindplasma wird mit der Analyse der im Sonnenwind gemessenen dreidimensionalen Verteilungsfunktionen der Protonen und der Alphateilchen durchgeführt. Die dafür benötigten Plasma- und Magnetfelddaten wurden mit der Raumsonde Phobos II bei einem Sonnenabstand zwischen 1 und 1.5 AU gemessen. In Kapitel 3 wird eine Beschreibung der Magnetfeld- und Plasmaexperimente (Taus II) gegeben. In Kapitel 4 ist die Auswertung der dreidimensionalen Taus II-Plasmadaten beschrieben. Damit die Ausbreitungseigenschaften elektromagnetischer Wellen untersucht werden können, wurde besonderer Wert auf die geometrische Darstellung der Verteilungsfunktionen im Geschwindigkeitsraum gelegt, mit deren Hilfe gyrotrope und nichtgyrotrope Verteilungsfunktionen modelliert werden können.

In Kapitel 5 werden einige beobachtete Ereignisse im Sonnenwindplasma dargestellt, in denen Nichtgyrotropie der gemessenen Ionenverteilungsfunktionen eindeutig vorhanden ist. Weiterhin zeigen wir einige Ergebnisse eines Simulationsmodells [*Rosenbauer and Livi*, 1982], das diesen Plasmazustand unter Sonnenwindbedingungen erzeugen kann. Anschließend werden Anmerkungen zur möglichen

Entstehung eines Protonenbeams durch diesen Plasmazustand gegeben.

In den Kapiteln 6 und 7 wird eine Revision der Dispersionseigenschaften von sich parallel ausbreitenden elektromagnetischen Wellen in gyrotropen magnetoaktiven Plasmen gegeben. Neu in dieser Revision ist die Untersuchung der Ausbreitungseigenschaften von Wellenmoden höherer Ordnung im Plasma. Die Dispersionsrelation wird numerisch berechnet. Es wird gezeigt, daß die Entstehung der sogenannten kalten Plasmaunstetigkeit (*cold plasma gap*) in der Dispersionsrelation von linkspolarisierten elektromagnetischen Wellen durch Kopplung von Wellenmoden höherer Ordnung mit der normalen Ionenzyklotronmode verursacht wird. Weiterhin wird die Abhängigkeit dieses Merkmals von einigen der Plasmaparameter untersucht. Bei den Parametern handelt es sich um die Anisotropie und die Driftgeschwindigkeit der Alphateilchen. Weiterhin zeigt sich, daß die Wellenmoden höherer Ordnung eine wichtige Rolle bei der Neuverteilung der bereits im Plasma existierenden freien Energie spielen können. Mit Hilfe dieser Wellenmoden ist ein Mechanismus gegeben, mit dem die kinetische Energie des Protonenbeams in thermische Energie der schweren Ionen und in thermische Energie des Protonenbeams umgewandelt werden kann, ohne daß eine äußere Energiequelle im System eingeführt wird. Dies wurde mit dem vom Instrument Taus II gemessenen Plasmadaten untersucht.

In Kapitel 8 wird die Dispersionsrelation nichtgyrotroper Plasmen diskutiert. Neu ist die Annahme von Alphateilchen im Plasma und die Verwendung der gemessenen Plasmaparameter. Es zeigt sich, daß durch den nichtgyrotropen Plasmazustand das Bild der Wellenausbreitung in magnetoaktiven Plasmen wesentlich geändert wird.

Anschließend werden in Kapitel 9 die erreichten Fortschritte der vorliegenden Arbeit zusammengestellt. Ein Ausblick auf weitere Untersuchung in diesem Forschungsgebiet wird ebenfalls gegeben.

## 2 Sonnenwindphysik: Grundlagen

In diesem Kapitel werden eine kurze zusammenfassende Beschreibung des Sonnenwindes, der Flüssigkeitsmodelle und eine generelle Darstellung der kinetischen Eigenschaften des Sonnenwindes gegeben. Beobachtungsmaterial über Nichtgyrotropie in Plasmen wird außerdem betrachtet.

### 2.1 Der Sonnenwind

Das Quellgebiet des Sonnenwindes liegt in der vielfach strukturierten, turbulenten äußersten Schicht der Sonnenatmosphäre, der Korona. Die Temperaturmessungen der solaren Atmosphäre zeigen, daß in der äußeren Rändern der Photosphäre ein Minimum ist, wobei die Temperatur in der Größenordnung von  $T \approx 4 - 5 \times 10^3 K$  liegt. In der Chromosphäre nimmt die Temperatur kontinuierlich bis  $T \approx 8 \times 10^3 K$  zu. Die Temperatur des Koronagases gegenüber den anderen atmosphärischen Schichten ist sehr hoch und erreicht Werte in der Größenordnung von  $10^6 K$ . Die dünnere Region zwischen der Chromosphäre und der Korona, genannt die Übergangszone, in welcher das Gas stark aufgeheizt wird, kann abhängig von den Temperaturgradienten zwischen 30 und 2500 Kilometern dick werden [z.B. Priest, 1984]. Die starke Aufheizung des Gases in der Übergangszone wird vermutlich durch Dämpfung eines hydromagnetischen Wellenflusses verursacht, der möglicherweise durch die photosphärische Supergranulationsbewegung der Magnetfeldlinien erzeugt wird. Die Dicke der Sonnenkorona erreicht Werte bis zu mehreren Sonnenradien. Die Korona entweicht auf Grund des Gradienten des thermischen Druckes als Sonnenwind in der interplanetaren Raum. Der Sonnenwind dehnt sich bis zur heliosphärischen Terminator-Stoßwelle aus, die zwischen 50 bis 100 AU vermutet wird.

Durch Beobachtungen im weichen Röntgenlicht hat sich gezeigt, daß die Sonnenkorona eine komplexe Struktur und eine vom solaren Zyklus abhängige starke Variabilität besitzt. Zur Zeit des Aktivitätsminimums sind die sogenannten aktiven Bereiche der Korona auf einen dünneren Gürtel am Sonnenäquator beschränkt. Dagegen dehnen sich zur Zeit des Aktivitätsmaximums die aktiven Bereiche der Korona zu Regionen höherer Breite auf der Sonnenoberfläche aus. Die Struktur des Magnetfeldes, um das sich die Plasmateilchen auf einer Spiralbahn bewegen, ist, grob beschrieben, entweder offen und divergent bei den Koronalöchern oder geschlossen in den aktiven Regionen. Es wird vermutet, daß diese verschiedenen Strukturen der Korona den schnellen bzw. den langsamen Sonnenwind verursachen [z.B. Schwenn, 1991].

Das Sonnenwindplasmas besteht hauptsächlich aus Elektronen, Protonen, einen variablen Anteil von Alphateilchen und einer kleine Menge von schwereren

Ionen. Diese Zusammensetzung hat man durch *in situ* durchgeführte Messungen zwischen 0.29 AU ( $\approx 62R_{\odot}$ ) und  $\approx 40$  AU radialem Sonnenabstand bestimmt. Diese Messungen sind in einem Zeitraum gemacht worden, der über den 22-jährigen solaren Zyklus hinausgeht. Die Alphateilchenmenge zeigt einen durchschnittlichen Wert in der Größenordnung von 5% [Neugebauer, 1981; Marsch et al., 1982b].

Die Plasmamparameter, d.h. Dichte, Flußgeschwindigkeit, Temperatur und Wärmefluß des gemessenen Sonnenwindes sind, wie die Korona selbst, sehr variabel und zeigen ebenfalls eine Abhängigkeit vom solaren Zyklus. Während des Aktivitätsminimums, sind magnetische Sektoren in der heliosphärischen Äquatorebene beobachtet worden, die durch eine bestimmte stabile Polarität des interplanetaren Magnetfeldes ausgezeichnet sind. Diese Sektoren sind durch Stromschichten getrennt, in denen sich die Magnetfeldpolarität ändert. Im Aktivitätsmaximum zeigt das Magnetfeld eine komplexere bzw. ungeordnetere Struktur, die durch die Entstehung mehrerer Sektorgrenzen auf der aktiven Sonnenkorona erklärt werden kann [Isenberg, 1990; Hoeksema, 1991].

Trotz der Vielfältigkeit der gemessenen Strömungsbedingungen kann der Sonnenwind im allgemeinen durch seine Flußgeschwindigkeit klassifiziert werden. Für Flußgeschwindigkeiten unter  $400 \frac{\text{km}}{\text{s}}$  wird der Sonnenwind als langsam bezeichnet, und seine Quellgebiet wird in der Nähe aktiver Zonen der Korona lokalisiert. Generelle Kennzeichen des langsamen Sonnenwindes sind eine sehr hohe Dichte ( $\approx 10.7 \times 10^6 \text{ m}^{-3}$ ) und eine niedrige und variable Temperatur ( $\approx 10^4 \text{ K}$ ). Wegen des solaren Zyklus, in dessen Maximum die aktiven Zonen grössere Bereiche der Korona bedecken, ist es möglich, den langsamen Sonnenwind in zwei verschiedene Klassen einzustufen: Der langsame Sonnenwind vom Maximumtyp bzw. Minimumtyp [Schwenn, 1991]. Die Hauptmerkmale der verschiedenen langsamen Sonnenwindtypen sind u.a. die Quellgebiete in der Korona und der Heliumanteil im Sonnenwind. Der langsame Sonnenwind vom Minimumtyp hat seine Quelle in der Nähe der Stromschicht über dem Aktivitätsgürtel zur Zeit des Aktivitätsminimums. Er wird durch einen sehr variablen Anteil von im Mittel weniger als 2 % von Helium gekennzeichnet. Die Quelle für den langsamen Sonnenwind vom Maximumtyp befindet sich überall auf der Sonnenkorona über den aktiven Gebieten. Der Heliumanteil ist für diesen Sonnenwindtyp in der Größenordnung von 4 %. Dieser Typ von Sonnenwind ist besonders durch sehr große Variabilität der Plasmamparameter, Turbulenz und viele Stoßwellen ausgezeichnet [Schwenn, 1990].

Der schnelle Sonnenwind mit Flußgeschwindigkeit über  $400 \frac{\text{km}}{\text{s}}$  zeigt eine niedrige Dichte ( $\approx 3 \times 10^6 \text{ m}^{-3}$ ) und eine hohe Temperatur ( $\approx 2 \times 10^5 \text{ K}$ ), einen stabilen Heliumanteil der Größenordnung von 3.6 %, und seine Quelle wird in den Koronalöchern lokalisiert. Der schnelle Sonnenwind ist oft über längere Zeit, d.h. über mehr als eine solare Rotation, stabil. Weiterhin sind die Eigenschaften die-

ses Sonnenwindtyps immer sehr ähnlich [Schwenn, 1990; Sheeley jr., 1991].

## 2.2 Das interplanetare Magnetfeld

Durch die in der Korona herrschenden hohen Temperaturen sind die leichten Elemente des Koronagases vollständig und die schweren vielfach ionisiert. Auf Grund der hohen Temperatur besitzt das Plasma eine sehr hohe Leitfähigkeit. Dadurch ergibt sich, daß die Magnetfeldlinien *eingefroren* sind. Das solare Magnetfeld wird im Koronagas radial mit nach außen genommen und bei großem Sonnenabstand als interplanetares Magnetfeld bezeichnet. Wegen der Sonnenrotation und der vorwiegend radialen Expansion des Sonnenwindes bekommt die großräumige Struktur des interplanetaren Magnetfeldes (IMF) die Form einer Spirale, der Parkerschen Spirale. Die Krümmung des IMFs ist durch die Rotationsgeschwindigkeit der Sonnenoberfläche ( $\Omega_{\odot} = 2.7 \times 10^{-6} \frac{rad}{s}$ ) und den radialen Abstand von der Sonne bestimmt. Für eine konstante Sonnenwindflußgeschwindigkeit von  $400 \frac{km}{s}$  beträgt der Winkel zwischen der Projektion des interplanetaren Magnetfeldes auf die Ekliptik und der radialen Richtung rund  $45^\circ$  bei 1 AU.

Wie die Beobachtungen zeigen, finden Fluktuationen des Magnetfelds und der Plasmaparameter auf allen meßbaren Zeitskalen statt. Diese liegen zwischen der 25 Tage-Periode der Sonnenrotation und den beobachteten elektrostatischen Millisekunden-Oszillationen wie sie z.B. beim Upstreambereich der Stoßwellen zu finden sind. Der Frequenzbereich der Fluktuationen unterhalb der Protonenzyklotronfrequenz ist besonders wichtig, in dem Sinne, daß der größte Anteil der Fluktuationenenergie dort zu finden ist. Weiterhin deutet das kleine beobachtete Leistungsdichtespektrum in den Fluktuationen der Magnetfeldintensität im Vergleich zum Leistungsdichtespektrum der Komponente darauf hin, daß die Fluktuationen im Sonnenwind eine Alfvénische Charakteristik haben. Dies wird durch die Korrelationen zwischen den Fluktuationen von Magnetfeld- und Plasmaparametern bestätigt [z.B. *Belcher and Davis*, 1971]. Die Alfvénwellen breiten sich hauptsächlich nach außen aus. Dies ist konsistent mit der Vorstellung, daß der Alfvénwellenfluß der Rest eines in der Sonnennähe erzeugten magnetohydrodynamischen Turbulenzfeldes ist [z.B. *Belcher and Davis*, 1971]. Aus der linearen Theorie der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen folgt, daß sich die Alfvénwellen<sup>1</sup> ohne Dämpfung ausbreiten. Es ist dann zu erwarten, daß die relative Intensität der Magnetfeldfluktuationen im Sonnenwind mit dem radialen Abstand zunehmen wird. Die Messungen des Wellenflusses in derselben Plasmaströmung in verschiedenen radialen Abständen mit Hilfe der zwei Heliosonden unterstützen den Hinweis, daß ein nichtlinearer Dämpfungsmechanismus nach

<sup>1</sup>Als Alfvénwellen bezeichnet man die sich parallel ausbreitenden linkspolarisierten elektromagnetischen Wellen unter magnetohydrodynamischen Bedingungen.



Sättigung des Alfvénwellenflusses in der Sonnenwindexpansion stattfindet [z.B. *Mariani and Neugebauer*, 1990]. Ein solcher Mechanismus kann durch eine nicht-lineare Energiekaskade erklärt werden [z.B. *Tu et al.*, 1984; *Marsch*, 1993].

Die Existenz von Unstetigkeiten der Plasmaparameter und des Magnetfeldes ist im Sonnenwind zu beobachten [z.B. *Neugebauer et al.*, 1984]. Die Häufigkeit dieser Ereignisse ist in der Größenordnung von 1 pro Stunde und ihre räumliche Ausdehnung bis zu ungefähr 10 Protonengyroradien<sup>2</sup>. Es sind zwei Arten von Unstetigkeiten im Sonnenwind beobachtet worden, die auch aus den MHD-Gleichungen abgeleitet werden können. Nach ihren Eigenschaften werden sie als Rotations- und Tangentialunstetigkeit bezeichnet. Die Rotationsunstetigkeiten können als eine aufgestellte Alfvénwelle betrachtet werden, oder als eine sich mit der lokalen Alfvéngeschwindigkeit ausbreitende Schleife (*kink*) im Magnetfeld angesehen werden. Die gemessenen Eigenschaften dieses Unstetigkeitstyps zeigen sich in Übereinstimmung mit den Vorhersagen aus den Lösungen der MHD-Gleichungen [*Neugebauer et al.*, 1984]. In einer Rotationsunstetigkeit bleibt die Projektion des Magnetfeldvektors auf der Sprungfläche der Unstetigkeit im Betrag unverändert, ändert aber seine Richtung. Die zur Sprungfläche senkrechte Komponente des Magnetfeld- und ebenfalls des Flußgeschwindigkeitsvektors ist nicht null, ändert sich aber nicht an der Unstetigkeitsfläche. Die Dichte und der kinetische Druck des Gases sind dabei auch stetig [*Landau and Lifshitz*, 1960]. Die tangentialen Unstetigkeiten können als eine sich nicht ausbreitende Grenze zwischen zwei Plasmaregionen im Druckgleichgewicht definiert werden. Sie zeigen häufig eine Abnahme der Magnetfeldintensität. Im Gegenteil zu den Rotationsunstetigkeiten verschwindet die zur Sprungfläche senkrechte Komponente des Magnetfeldvektors und einige Plasmaparameter, wie z.B. Dichte und Flußgeschwindigkeitsvektor, können einen willkürlichen Sprung an der Sprungfläche haben. Der Sprung des kinetischen Druckes dagegen ist mit der Sprung des Magnetfeldes verbunden. Die Sprünge der anderen thermodynamischen Größe können mit Hilfe der Zustandsgleichung des Gases abgeleitet werden [*Landau and Lifshitz*, 1960].

### 2.3 Der Sonnenwind als Flüssigkeit

Nach der Parkerschen Arbeit [*Parker*, 1958] könnte, durch die Vorstellung eines als Flüssigkeit modellierten Sonnenwindes, im allgemeinen die Beobachtung von durchschnittlichen Flüssigkeitsparametern des Plasmas wie z.B. Dichte, mittlere Flußgeschwindigkeit, Stärke und Richtung des Magnetfeldes vorhergesagt werden [z.B. *Hundhausen*, 1968], insbesondere für den langsamen Sonnenwind, d.h. Strömungen mit Flußgeschwindigkeit kleiner als  $400 \frac{\text{km}}{\text{s}}$  [*Schuecn*, 1990].

---

<sup>2</sup>Bei einem 1 AU beträgt der Protonengyroradius mehrere hundert Kilometer.

Eine *steady-state* Koronaexpansion kann durch eindimensionale Flüssigkeitsmodelle mit Hilfe der Masseerhaltungs-, Impuls- und Wärmeleichungen beschrieben werden, in denen das Fluidum durch die Massendichte  $\rho$ , Flußgeschwindigkeit  $V$ , Temperatur  $T$ , Druck  $p$  und Magnetfeld  $B$  parametrisiert wird. Diese Parameter können für ein Elektronen-Protonen Plasma durch die (Energie-) Entropiegleichung abgeleitet werden. Diese werden als

$$\begin{aligned}\rho &= \rho_e + \rho_p \\ V &= \frac{\rho_e V_e + \rho_p V_p}{\rho_e + \rho_p} \\ T &= \frac{T_e + T_p}{2} \\ p &= p_e + p_p\end{aligned}$$

definiert, wobei die Indizes  $e$  und  $p$  Elektron und Proton bezeichnen.

Die Kontinuitäts- und Impulsgleichung können unter der Annahme von einer radialen symmetrischen Expansion als

$$\begin{aligned}\dot{M} &= \rho V A & (1) \\ V \frac{d}{dr} V &= -\frac{1}{r} \frac{d}{dr} p - \frac{G M_\odot}{r^2} & (2)\end{aligned}$$

geschrieben werden, in dem  $r$  der radiale Abstand von der Sonne,  $G$  die Gravitationskonstante,  $M_\odot$  die Sonnenmasse und  $A = f(r)r^2$  die Fläche der Flußröhre bezeichnen [Marsch, 1993]. Die Funktion  $f(r)$  ist ein Korrekturfaktor für nicht-radiale Symmetrie im Modell.  $\dot{M}$  ist der Massenfluß im Sonnwind.

Mit Hilfe der Thermodynamik kann die Gleichung

$$\rho T \frac{d}{dt} s = \frac{\rho^\gamma}{\gamma - 1} V \frac{d}{dr} \left( \frac{p}{\rho^\gamma} \right) = -L \quad (3)$$

geschrieben werden, wobei  $s$  die Entropie pro Masseneinheit,  $\gamma$  die polytropische Index bezeichnen. Mit  $L$ , der sogenannten Energieverlustfunktion, bezeichnet man alle Energiequellen ( $L < 0$ ) bzw. Energieverlustmechanismen ( $L > 0$ ) im Modell [z.B. Priest, 1984]. Kennzeichnend für die Koronaexpansion sind u.a. Strahlungsverlust, Dämpfung von Alfvénwellen, Wärmefluß und mechanische Energiequellen [Marsch, 1993].

Unter der Annahme eines einfachen polytropischen Verhaltens, d. h. Gl. 3 kann als

$$\frac{d}{dr} \left( \frac{p}{\rho^{\gamma}} \right) = 0 \quad (4)$$

geschrieben werden. Ein Diagramm der Lösung von Gln. 1 und 2 ist in Abb. 1 dargestellt. Dabei bezeichnen  $M = \frac{V}{V_A}$  die Alfvénische Machnummer,  $V$  und  $V_A$  die Fluß- und Alfvéngeschwindigkeit,  $r$  den radialen Abstand zur Sonne. Die mit A bezeichnete Kurve stellt eine supersonische Expansion dar und ist die einzige Lösung, die mit den Beobachtungen übereinstimmt. In dieser Darstellung definiert der Punkt  $(M, r) = (1, r_c)$  den kritischen Radius, in dem der expandierenden Sonnenwind die Schallgeschwindigkeit erreicht.

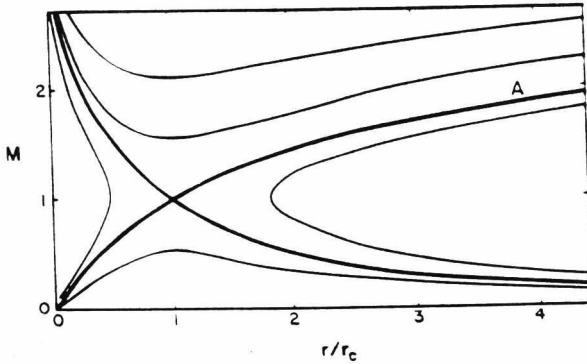


Abbildung 1: Diagramm der Lösung von den Gln. 1 bis 3 unter der Bedingung 4. Die mit A bezeichnete Kurve stellt eine supersonische Expansion dar und ist die einzige Lösung, die mit den Beobachtungen übereinstimmt. Der Punkt  $(M, r) = (1, r_c)$  definiert den kritischen Radius, in dem der expandierenden Sonnenwind die Schallgeschwindigkeit erreicht.

Die Flüssigkeitsmodelle, die die klassische Form der Wärmeflußdichte  $Q$  für ein stoßdominiertes Plasma in einer radialen Magnetfeldsymmetrie annehmen, welche in der Form

$$Q = -\kappa_0 T^{\frac{5}{2}} \frac{d}{dr} T \quad (5)$$

mit

$$L = \nabla_r Q \quad (6)$$

geschrieben werden kann, haben sie sich als nicht geeignet zur Beschreibung des schnellen Sonnenwindes erwiesen [z.B. *Marsch*, 1993; *Isenberg*, 1990]. Um einen Sonnenwind mit realistischen Geschwindigkeiten zu bekommen, muß im Modell eine weit kleinere Dichte des Koronagases als der minimale zugegebene Wert ( $n_0 \geq 5 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ ) angenommen werden. Weiterhin wird in diesen Modellen der Energiefluß bei 1 AU von thermischer Konduktion beherrscht. Es ist jedoch eine Tatsache, daß der kinetische Energiefluß ein weit größeren Beitrag zum Energiefluß darstellt als jede andere Form des Sonnenwindenergie-transportes [*Isenberg*, 1991]. Andere Hinweise auf das Versagen derartiger Modelle findet man, wenn man im Modell unterschiedliche Temperaturen für Protonen und Elektronen zuläßt. In diesem Fall bleiben die Flußgeschwindigkeiten des Sonnenwindes nach wie vor niedrig und die Elektronentemperatur bekommt Werte, die bis zu drei Mal so hoch wie die im langsamen Sonnenwind gemessenen Werte sind. Die Protonen im Modell zeigen in der Sonnenwindexpansion eine adiabatische Abkühlung.

Es hat sich gezeigt, daß Modelle der allein durch Wärmeleitung gesteuerten Koronaexpansion auch dann nicht in der Lage sind, die Bedingungen des schnellen Sonnenwindes nachzubilden, wenn andere Formen der Wärmeleitung als in Gl. 5 gegebenen Form sowie die Einführung von nichtradialer Expansion im Modell eingeführt werden. Im günstigeren Fall, wenn eine perfekte Kopplung der Elektronen und der Protonen in einem derartigen Modell angenommen wird, können die Temperaturen der beiden Sorten gleich werden. Statt dessen zeigen die Beobachtungen, daß im schnellen Sonnenwind die Elektronentemperatur um einen Faktor 2 niedriger als die Protonentemperatur ist. Diese Tatsache deutet darauf hin, daß im Modell ein zusätzlicher Mechanismus zur Aufheizung der Protonen im Sonnenwind eingeführt werden muß [*Schwenn*, 1991].

Eine der wichtigen Voraussetzung für die Gültigkeit einer Flüssigkeitsbeschreibung des Sonnenwindes und die Einführung einer Wärmeleitung in der in Gl. 5 gegebenen Form ist, daß das Sonnenwindplasma stoßdominiert ist. Um die Rolle der Coulombstöße im Sonnenwindplasma zu bestimmen, haben verschiedene Autoren Untersuchungen gemacht. Dabei wurde festgestellt, daß im langsamen, dichten und kühlen Plasma nahe bei der Stromschicht ein starker Einfluß der Coulombstöße zu spüren ist [*Feldman et al.*, 1981; *Gosling et al.*, 1981; *Klein et al.*, 1985]. In diesem Sonnenwindbereich befindet sich der gemessene Mikrozustand von Elektronen und Ionen fast in einem thermischen Gleichgewicht [*Marsch et al.*, 1982a]. Weiterhin wurde festgestellt, daß der von Coulombstößen beherrschte Bereich des Sonnenwindes stark abhängig von den Strombedingungen sowie von der interplanetaren Magnetfeldstruktur ist, und daß der wirkliche stoßdominierte Bereich im langsamen Sonnenwind in der Nähe der heliosphärischen Stromschicht zu finden ist. Jedoch ist die Anzahl der Stöße noch immer zu gering, um ein thermodynamisches Gleichgewicht zwischen Elektronen und Ionen herstellen zu

können [Livi et al., 1986].

Um eine quantitative Übereinstimmung der Vorhersagen der Modelle mit den Beobachtungen zu bekommen, sind verschiedene Mechanismen für den Energieinput in der Korona sowie im Sonnenwind eingeführt worden. Barnes [1968a, 1969] hat ein zwei-Flüssigkeitsmodell der Sonnenwindexpansion vorgeschlagen, in dem der Aufheizungs- und Beschleunigungsmechanismus des Plasmas durch Dämpfung von recht polarisierten elektromagnetischen Wellen unter hydrodynamischen Bedingungen (*fast waves*) zustandekommen kann. Es ist aber nicht zu erwarten, daß ein Wellenfluß dieser Wellenmode die Sonnenatmosphäre durchdringen kann.

Die meisten Modelle, in der die Expansion des Sonnenwindes durch Wellen beeinflußt sind, nehmen an, daß Alfvénwellen für den zusätzlichen Energieinput<sup>3</sup> im Sonnenwind verantwortlich sind. Dies zeigt sich in dem Sinne als eine vielversprechende Annahme, daß eine genügende Energiemenge in diesem Wellenspektrum vorhanden ist, auch wenn bisher kein physikalischer Dämpfungsmechanismus derartiger Wellen angegeben worden ist. Mit Hilfe von *ad hoc* Dämpfungsraten der Alfvénwellen sind Modelle für die Expansion des Sonnenwindes entwickelt worden. In diesem Zusammenhang untersuchte Isenberg [1990] die Eigenschaften eines eindimensionalen von Hollweg and Johnson [1988] vorgeschlagenen Zwei-Flüssigkeitsmodells. Er erweiterte es auf drei Flüssigkeiten durch die Annahme getrennter Energiegleichungen für die Flüssigkeitssorten, nämlich Elektronen, Protonen und Alphateilchen, in einer durch Turbulenz beeinflussten nichtsphärischen Sonnenwindexpansion. Die thermische Energiequelle im Modell wird durch Dämpfung von Alfvénwellen definiert. Für sie wird eine Kolmogorovsche Rate von

$$L = - \frac{\Gamma \rho < \delta v^2 >^{\frac{3}{2}}}{L_c} \quad (7)$$

angenommen, in der  $< \delta v^2 >$  die von Alfvénwellen verursachte Geschwindigkeitvarianz,  $L_c$  die Korrelationslänge der Fluktuationen und  $\Gamma$  ein Parameter der Größenordnung 1 ist. Er fand, daß dieses Modell Schwierigkeiten hat, die Protonentemperatur in schnellen Strömungen des Sonnenwindes bei 1 AU nachzubilden und die durch das Modell vorhergesagte Wellenintensität wird in diesem Zusammenhang zu hoch geschätzt. Weiterhin nimmt der Modellansatz eine bereits aufgeheizte Korona bei  $1.5 R_{\odot}$  an. Der Energieinput im Modell, der den Sonnenwind beschleunigt, muß außerhalb des Bereichs der aufgeheizten Korona

<sup>3</sup>Eigentlich muß die Beschleunigung der Spezies im Sonnenwind in Verbindung mit der Impulsübertragung der Alfvénwellen gebracht werden. Da aber durch die nichtresonante Impulsübertragung der Alfvénwellen die schweren Ionen maximal nur die Protonengeschwindigkeit erreichen können [McKenzie et al., 1979], muß die Impulsübertragung, die die schweren Ionen zu Geschwindigkeiten von der Größenordnung der Alfvéngeschwindigkeit beschleunigt, mit dissipativen Prozessen verbunden sein [Isenberg and Hollweg, 1983].

stattfinden. Dies deutet darauf hin, daß die mit der Aufheizung der Sonnenkorona und des Sonnenwindes verbundenen Prozesse unterschiedlich sein können.

## 2.4 Mikrostruktur des Sonnenwindplasmas

Eine Konsequenz der Stoßfreiheit des Sonnenwindes ist die Abweichung des thermodynamischen Gleichgewichts der Ionensorten, die als eine typische Charakteristik des schnellen Sonnenwindes betrachtet werden kann. Dies ist im dünneren Plasma des schnellen Sonnenwindes am stärksten zu spüren. Es kann bewiesen werden, daß im stoßfreien magnetisierten Plasma geladene Teilchen verschiedene kinetische Eigenschaften parallel und senkrecht zum Magnetfeld zeigen [Chew *et al.*, 1956]. Daraus ergibt sich, daß unter einem Gyrotropieansatz die Temperatur einer Plasmasorte als Tensor

$$T_{ij} = T_{\parallel} b_i b_j + T_{\perp} (\delta_{ij} - b_i b_j) \quad (8)$$

geschrieben werden muß, wobei  $T_{ij}$  die Komponenten des kinetischen Temperaturtensors,  $T_{\parallel}$  und  $T_{\perp}$  die zum Magnetfeld parallele und senkrechte Temperaturkomponente,  $\delta_{ij}$  die Komponenten des Einheitstensors von Rang zwei und  $b_i$  die normierten Komponenten des Magnetfeldvektors bezeichnen. Die kinetische Temperatur wird in diesem Zusammenhang als

$$T = \frac{1}{3} \text{Spur}(T_{ij}) = \frac{1}{3} (T_{\parallel} + 2T_{\perp}) \quad (9)$$

definiert.

Stellt man sich den Sonnenwind als eine *crossphärischen* Koronaexpansion vor, in der das stoßfreie magnetisierte Sonnenwindplasma als adiabatisch angenommen werden kann, dann sollten das magnetische Moment und die gesamte Energie konstant bleiben [z.B. Schwartz, 1980; Chew *et al.*, 1956]. Daraus ergibt sich, daß sich für den unter diesen Voraussetzungen expandierenden Sonnenwind die Temperaturanisotropie, d.h. das Verhältnis zwischen den Temperaturkomponenten parallel und senkrecht zum Magnetfeld, wie

$$\frac{T_{\parallel}}{T_{\perp}} \propto \frac{n^2}{B^3} \propto r^2 \quad (10)$$

verhalten sollte. Hier ist das radiale Verhalten von  $B$ , der Intensität des interplanetaren Magnetfeldes und der Dichte  $n_p$  als  $r^{-2}$  angenommen. Die unter dieser Vorstellung vorausgesagte gesamte Anisotropie ergibt Werte der Größenordnung von 50 bis 1000 bei der Umlaufbahn der Erde [Schwartz, 1980]. Im Gegensatz dazu sind die gemessenen gesamten thermischen Anisotropien,  $\frac{T_{\parallel}}{T_{\perp}}$ , für Protonen durchschnittlich nicht größer als 4. Beim schnellen Sonnenwind sind Werte der thermischen Anisotropie im Kern der Protonenverteilungsfunktionen von  $\frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}} =$

2-4 gemessen worden [z.B. *Marsch et al.*, 1982b]. Dies ist als ein Hinweis dafür anzusehen, daß kollektive kinetische Phänomene in solchen Strömungen die Mikrostruktur des Sonnenwindplasmas beeinflussen.

In diesem Zusammenhang wurden die Invarianz der magnetischen Moment ( $\mu$ ) und die gesamte kinetische Energie mit den HELIOS-Daten untersucht. Dies ergab ein mit dem radialen Abstand von der Sonne zunehmendes  $\mu_p$ . Dies bedeutet, daß eine senkrechte Aufheizung des Protonenplasmas in der Sonnenwindexpansion zwischen 0.3 und 1 AU stattfinden muß. Das Verhalten des magnetischen Momentes der Alphateilchen in langsamen Strömungen ist ähnliche wie das von Protonen im schnellen Sonnenwind. Demgegenüber verhalten sich die Alphateilchen im schnellen Sonnenwind fast adiabatisch [*Marsch et al.*, 1983]. Dieses Beobachtungsmaterial macht den Einfluß eines Energieübertragungsmechanismus in der Sonnenwindexpansion klar, wie z.B. Welle-Teilchen-Wechselwirkungen, die eine zum Magnetfeld senkrechte Aufheizung der Protonen im interplanetaren Raum verursachen.

Weiterhin zeigen die Messungen von Protonenverteilungsfunktionen im Sonnenwindplasma häufig und zusätzlich zum Kern einen schnellen strömenden Beam. Der für die Entstehung solcher Protonenbeam-Verteilungsfunktionen im Sonnenwind verantwortliche Mechanismus ist bislang nicht vollständig geklärt worden. *Livi and Marsch* [1987] haben bewiesen, daß die Fokussierung eines Teils der Protonen in einem Beam unter der Wirkung von Coulombstößen und der Erhaltung des magnetischen Moments entstehen kann. Dies aber erklärt nur einen kleinen Anteil der im Sonnenwind beobachteten Proton-Beam-Verteilungsfunktionen. Man muß beachten, daß das Modell nicht in sich geschlossen ist, insofern in den Berechnungen die Auswirkungen der angeregten Wellen auf die Teilchen nicht berücksichtigt werden.

In Abb. 2 wird eine typische Protonenbeam-Verteilungsfunktion gemessen in einer mäßig schnellen Strömung ( $V_p \approx 500 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ ) im Sonnenwind gezeigt. Die *senkrechte* Anisotropie des Kerns ( $A_{pk} \approx 2.9$ ) kann als Evidenz einer lokalen Aufheizung durch elektromagnetische Wellen interpretiert werden. Dies kann sich durch Dämpfung von entweder solaren oder lokal erzeugten Ionenzyklotronwellen ergeben. Die Dämpfung dieser Wellen solarer Herkunft hat sich als nicht ausreichend erwiesen, um die gemessene Kernanisotropie der Protonen im Sonnenwind bei 1 AU in Abwesenheit von Welle-Welle-Kopplung, aufrecht zu erhalten. Eine lokale Energiequelle ist wahrscheinlich verantwortlich der Erhaltung einer senkrechten Aufheizung der Protonen im interplanetaren Raum. In diesem Zusammenhang enthält die relative Drift zwischen Protonenkern und Protonenbeam genug Energie, um die beobachtete senkrechte Aufheizung des Protonenkerns zu erzeugen, wenn die relative Drift der Plasmakomponenten zu Plasmainstabilitäten führen kann [*Schwartz et al.*, 1981]. Wenn der Sonnenwind sich von der Sonne entfernt,

nimmt die lokale Alfvéngeschwindigkeit an. Dabei kann die Driftgeschwindigkeit des Beams einer Verteilungsfunktion, wie sie in Abb. 2 gezeigt wird, die Instabilitätsschwelle der Plasmakonfiguration für rechtspolarisierte elektromagnetische Wellen überschreiten. Die durch diese Instabilität angeregten Wellen können die Plasmakonfiguration an der Instabilitätsschwelle erhalten, so daß die Beamdriftgeschwindigkeit bei einem bestimmten Bruchteil der Alfvéngeschwindigkeit bleibt [Marsch and Livi, 1987]. Die Energie, die dadurch freigesetzt wird, kann letztlich durch Welle-Teilchen-Wechselwirkung den Kern senkrecht zum Magnetfeld aufheizen [Schwartz *et al.*, 1981; Isenberg, 1991].

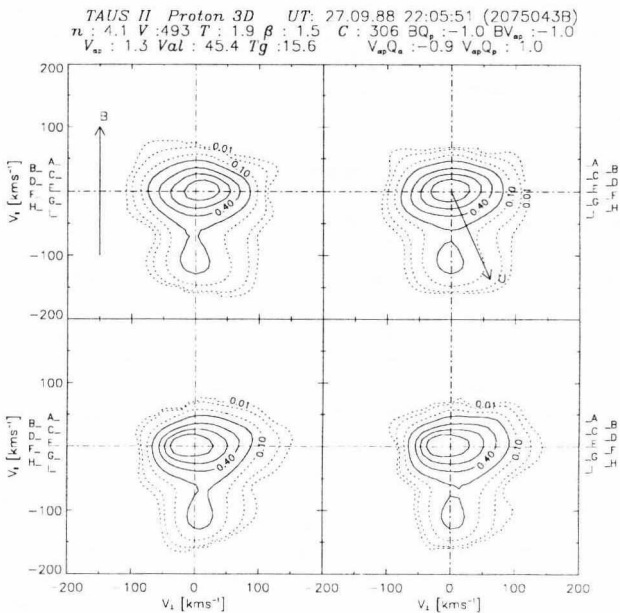


Abbildung 2: Mit TAUS II gemessene Protonenverteilungsfunktion. Die typische Kernanisotropie einer schnellen Sonnenwindströmung und ein schneller strömender Protonenbeam sind eindeutig zu sehen. Die vier Bilder sind Schnitte derselben Protonenverteilungsfunktion. Die Schnitte sind im Kapitel 3 erklärt.

Ähnlich wie der Protonenbeam in Abb. 2 zeigen die Alphateilchen in den schnellen Sonnenwindströmungen eine Driftgeschwindigkeit zum Schwerpunkt



der Protonenverteilungsfunktion<sup>4</sup>, die sich mit der lokalen Alfvéngeschwindigkeit korrelieren läßt. Die gemessene Temperatur der Alphateilchen und ebenfalls die der anderen schweren Ionen sind proportional zu den Ionenmassen, so daß alle Ionen eine ähnliche thermische Geschwindigkeit haben. Diese Tatsache legt es nahe, daß der gleiche Mechanismus bei der Aufheizung und Beschleunigung der Alphateilchen und schweren Ionen wirksam ist. Die resonante Wechselwirkung mit Ionenzyklotronwellen hat sich als eine der besten Möglichkeiten zur Erklärung dieser Eigenschaften erwiesen. Im Prinzip kann dieser Mechanismus die Sonnenwindionen beschleunigen und aufheizen, aber wie dies zustandekommt, bleibt in Detail unklar. Man kann vermuten, daß derselbe Mechanismus verantwortlich für die Entstehung des Protonenbeams sein könnte [Marsch *et al.*, 1982b; Isenberg, 1991].

## 2.5 Nichtgyrotropie in magnetoaktiven Plasmen

Außer der beobachteten Abweichung der Verteilungsfunktionen der Plasmakomponenten im Sonnenwind vom thermodynamischen Gleichgewicht [Hundhausen, 1968; Marsch *et al.*, 1982b, 1982a] gibt es Beweismaterial dafür, daß auch Verteilungsfunktionen von Protonen [z.B. Skopke *et al.*, 1990] sowie von Elektronen [Scudder *et al.*, 1973] im Sonnenwindplasma bei der Erdbugstoßwelle nichtgyrotrop sein können.

Unter der Annahme, daß die Elektronenzyklotroninstabilität im interplanetaren Raum nicht auftritt, sind die gemessenen Elektronenverteilungsfunktionen mit Temperaturanisotropien  $A_e = \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}} > 1$  als nichtgyrotrope Ereignisse angenommen worden [Scudder *et al.*, 1973; Burlaga, 1971; Ness *et al.*, 1971]. Im Upstreambereich der Erdbugstoßwelle sind nichtgyrotrope Plasmakonfigurationen von Sonnenwindprotonen gemessen worden [z.B. Skopke *et al.*, 1990; Thomsen *et al.*, 1985], die durch an der Stoßwelle reflektierte Protonen zustandekommen. In diesem Zusammenhang untersuchten Hoshino and Terasawa [1985] mit einem Teilchensimulationsverfahren das Verhalten einer solchen Ionen-Beam-Protonenplasmakonfiguration und das dazugehörige Wellenfeld. In der nichtlinearen Phase des numerischen Experimentes ist (vorläufig zur Pitch-Winkel-Streuungsphase des Beams auf Grund der Welle-Teilchen-Wechselwirkung mit dem zum Magnetfeld parallel ausbreitenden rechtspolarisierten elektromagnetischen Wellen) ein Gyration-Phase-Bunching der Beamteilchen und des Magnetfeldes festgestellt worden, und als ein magnetischer Bunchingeffekt erkannt worden. Diese Ergebnisse sind in Zusammenhang mit der Beobachtung von gyrierenden Ionen im Upstreambereich (im Sonnenwind bis zu einer Abstand von  $\approx 5R_E$  vor der Erdbugstoßwelle) gebracht worden [z.B. Thomsen *et al.*, 1985]. Die drei

---

<sup>4</sup>Im dargestellten Fall ist die Alphateilchendriftgeschwindigkeit das 1.3 fache der lokalen Alfvéngeschwindigkeit.

Arten von bei der Erdbugstoßwelle gemessenen Ionenverteilungsfunktionen, welche als *diffuse*, *intermediate* und *field-aligned-beam* gekennzeichnet sind [Paschmann *et al.*, 1981], sind verschiedene Entwicklungszustände der Ausdehnung des Beams im Geschwindigkeitsraum hin zu einem diffusiveren Zustand. Dies wird als ein Ergebnis der Evolution dieses nichtstabilen Plasmazustandes gedeutet. Weitere numerische Experimente wurden durchgeführt, in welchen der Protonenkern und die Alphateilchen (ohne Driftgeschwindigkeit) im Plasma als Konsequenz eines Bunchings im Geschwindigkeitsraum des Protonenbeams aufgeheizt werden [Galvez *et al.*, 1990].

Andere Beispiele von nichtgyrotropen Ereignissen in Weltraumplasmen findet man bei der Wechselwirkung zwischen Sonnenwind und Kometen. Da bilden die sogenannte neugeborenen Ionen (*pickup ions*), die durch Ionisation von kometaren Neutralteilchen erzeugt werden, ein nichtgyrotropes Plasma. In dessen Weiterentwicklung in eine Ring-Verteilungsfunktion werden die Ionen gyrotropisiert [z.B. Coates *et al.*, 1993].

Im Rahmen von Kernfusionsexperimenten [Eldridge, 1970; Sudan, 1965] sind Plasmakonfigurationen in einem äußeren Magnetfeld erzeugt worden, bei denen durch die Einspritzung neutraler Teilchen ein leicht-nichtgyrotroper Gleichgewichtszustand erreicht werden kann. Durch theoretische Berechnungen findet man, daß eine lineare Kopplung der gewöhnlichen gyrotropen Wellenmode des magnetisierten Plasmas stattfindet. Wenn die Harrische (elektrostatischen) Wellenmode betrachtet wird, können diese Plasmazustände für gemessene instabile Wellen bei der Ionenzyklotronfrequenz im Spektrum des DCX-2-Experimentes verantwortlich sein [Eldridge, 1970].

In stoßfreien magnetoaktiven Plasmen kann Nichtgyrotropie der Plasmasorten unter mehreren Bedingungen erscheinen. Die Beschreibung eines stoßfreien magnetoaktiven Plasmas kann mit Hilfe der Vlasogleichung gegeben werden:

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial t} + v_k \frac{\partial}{\partial x_k} + \frac{F_{sk}}{m_s} \frac{\partial}{\partial v_k} \right\} f_s(x_k, v_k, t) = 0 \quad (11)$$

Hierbei sind  $F_{sk}$  die Komponenten der auf die Teilchensorte  $s$  wirkenden Kraft,  $m_s$  die Masse und  $f_s(x_k, v_k, t)$  die Geschwindigkeitsverteilungsfunktion, die wenn mit dem Volumenelement  $d^3x d^3v$  im 6-dimensionalen Phasenraum multipliziert die Wahrscheinlichkeit angibt, ein Teilchen der Sorte  $s$  zur Zeit  $t$  am Punkt  $(x_k, v_k)$  zu finden. In allgemeinen gilt  $F_{sk} = F_{sk}^{ext} + F_{sk}^L$  mit

$$F_{sk}^L = \frac{q_s}{m_s} (E_k + \epsilon_{kij} v_i B_j) \quad (12)$$

wobei  $F_{sk}^L$  die Komponenten der Lorentzkraft und  $F_{sk}^{ext}$  die Komponenten einer äußeren

ren Kraft sind<sup>5</sup>. Die Angleichung ans thermodynamische Gleichgewicht kann erst durch Hinzunahme eines geeigneten Stoßterms auf der rechten Seite von Gl. 11 beschrieben werden. Die Vlasovgleichung besitzt daher viele Gleichgewichtslösungen [Marsch, 1991].

Wenn keine äußere Kraft und kein elektrisches Feld im homogenen und stationären Plasma vorhanden ist, erfolgt der Gyrotropieansatz für die Gleichgewichtsverteilungsfunktion  $f_{s0}$  der Sorte  $s$  durch die Bedingung

$$\frac{q_s}{m_s} \epsilon_{knm} v_n B_{0m} \frac{\partial}{\partial v_k} f_{s0}(v_k) = -\Omega_s \frac{\partial}{\partial \phi} f_{s0}(v_k) = 0. \quad (13)$$

Hierbei sind  $B_{0m}$  die Komponenten des Hintergrundmagnetfeldes,  $\Omega_s = \frac{q_s B_0}{m_s}$  die Gyration- oder Zyklotronfrequenz der Teilchensorte  $s$  und  $\phi$  der Azimutwinkel oder die Gyrationphase. Da die Gyrationfrequenz nicht verschwindet, muß die Gleichgewichtsverteilungsfunktion unabhängig von der Gyrationphase sein.

Es ist jedoch möglich, daß Nichtgyrotropie in magnetoaktiven Plasmen auftreten kann [Sudan, 1965]. In diesem Fall ist das Plasma entweder stationär oder homogen, so daß die Gleichgewichtslösung als

$$f_{s0} = f_{s0}(v_{\parallel}, v_{\perp}, \phi - \Omega_s t) \quad ; \quad \text{homogen} \quad (14)$$

$$f_{s0} = f_{s0}(v_{\parallel}, v_{\perp}, \phi - \Omega_s \frac{x}{v}) \quad ; \quad \text{stationär} \quad (15)$$

geschrieben werden kann.

Weitere Möglichkeiten, diesen Plasmazustand zu erzeugen, können sich ergeben, wenn das elektrische Feld eine Komponente parallel zum Magnetfeld hat oder wenn eine äußere Kraft auf die Plasmateilchen einwirkt. In diesen Fällen kann Gl. 11 für homogene und stationäre Plasmen als

$$\Omega_s \frac{\partial}{\partial \phi} f_{s0}(v_k) = (F_{sk}^{ext} + \frac{q_s}{m_s} E_k) \frac{\partial}{\partial v_k} f_{s0}(v_k) \quad (16)$$

geschrieben werden. Es ist von Gl. 16 eindeutig zu sehen, daß unter solchen Bedingungen die Verteilungsfunktion von der Gyrationphase abhängig ist, daß heißt, nicht gyrotrop ist.

In der vorliegenden Arbeit werden wir die Existenz dieser Plasmazustände im Sonnenwind untersuchen, ohne daß wir die dafür verantwortlichen Mechanismen behandeln.

<sup>5</sup>Hier  $\epsilon_{ijk}$  ist der *Levi-Civita* Tensor Rang drei.

### 3 Das Experiment Taus

Die Untersuchung der kinetischen Eigenschaften des Sonnenwindplasmas kann nur dann gemacht werden, wenn eine genaue Bestimmung der damit verbundenen mikroskopischen Plasmasparameter vorliegt. In diesem Zusammenhang ist die Geschwindigkeitsverteilungsfunktion der Plasmakomponenten von großer Bedeutung. Da die Debyesche Länge im Sonnenwindplasma bei 1 AU größer als die Raumsonde ist, können die Geschwindigkeitsverteilungsfunktionen der häufigsten Komponenten des Sonnenwindplasmas im Detail gemessen werden [Schwartz, 1980]. In magnetoaktiven, stoßfreien Plasmen ist die Ionenzyklotronfrequenz ( $\Omega_i = \frac{q_i B}{m_i}$ ) eine der wichtigsten Zeitskalen der kollektiven mikroskopischen Plasmaphänomene. Auch die Meßzeit der Verteilungsfunktionen spielt eine wesentliche Rolle in der Bestimmung der verschiedenen Auswirkungen (z.B. von elektromagnetische Wellen) auf das Plasma.

Wegen der Anwendung der konventionellen Energie-pro-Ladung Analyse in vielen Plasmaexperimenten (u.a. die Heliosmissionen), die *in situ* das Sonnenwindplasma gemessen haben, kann die Trennung der Protonen von den Alpha-Teilchen und den anderen schweren Ionen nicht immer erfolgreich durchgeführt werden. Dies stellt eine ziemlich große Beschränkung in den kinetischen Untersuchungen in vielen der gemessenen Sonnenwindströme dar. Bei niedriger Stoßrate werden in dünneren und warmen Plasmen beim schnellen Sonnenwind starke Abweichungen vom thermodynamischen Gleichgewicht beobachtet, in denen Spuren der Aufheizungsprozesse sowie der bevorzugten Beschleunigung in den Details der Verteilungsfunktionen jeder Sorte zu finden sind. In diesen Fällen erfolgt die Trennung der Ionensorten mit Hilfe numerischen Verfahren nur dann, wenn die Driftgeschwindigkeiten zwischen den Teilchensorten größer (oder vergleichbar) als ihre thermische Geschwindigkeit sind.

Weil das Ziel dieser Arbeit die Untersuchung der kinetischen Eigenschaften des Plasmas und die damit verbundene Ausbreitungseigenschaften von elektromagnetischen Wellen im Sonnenwind ist, beschreiben wir in diesem Kapitel das Plasmaexperiment Taus, ein *mass-resolving* Ionenspektrometer, das durch seine elektrostatische und magnetische Ablenkungssysteme getrennte, zeitlich hoch aufgelöste 3D-Verteilungsfunktionen verschiedener Ionen ermitteln kann. Bei der Protonenmessung wird eine 3D-Verteilungsfunktion innerhalb von 2 s gemessen, was im Abstandsbereich der Sonde (1-1.5 AU) kleiner als die Protongyrationperiode ist. Zum Vergleichen war die Meßzeit eines vergleichbares Protonenspektrums mit den Ionenspektrometern der Helios-Sonden 3 mal größer. Wenn das Trennungvermögen für die verschiedenen Teilchensorten zusammen mit der schnellen Meßzeit des Instrumentes betrachtet wird, können im Vergleich mit früheren Plasmamessungen die mit Taus gemessenen Verteilungsfunktionen als die genauesten, bisher *in situ* gemessenen Sonnenwindverteilungsfunktionen betrachten werden.

### 3.1 Die Phobos-Mission

Das Plasmaexperiment Taus war ein Teil der Nutzlast (*Payload*) der Phobos-Mission des ehemaligen sowjetischen Marsforschungsprogramms. Mit zwei Sonden zielte die Mission auf die Erforschung der Sonne und des interplanetaren Raumes zwischen Erde und Mars, und auf die Erforschung des Mars und seines Mondes *Phobos* in einem nahen Vorbeiflug (50 m) [Sagdeev and Zakharov, 1989].

Die Raumsonden wurden am 7. Juli 1988 bzw. 12. Juli 1988 gestartet. Die erste Sonde hat die Orientation nach einem irrtümlichen Kommando am 29. August 1989 verloren, und damit ging auch der Funkkontakt mit der Sonde verloren. Die wenigen von Taus I verfügbaren Plasmadaten sind wegen der sehr hohen Betriebstemperatur ( $\approx 60^\circ$ ) des Instrumentes nicht nützlich. Da die Eichparameter den wirklichen Parametern nicht mehr entsprechen, können diese Daten nicht benutzt werden.

Um die Sonde Phobos II von der Erde-Mars-Bahn in eine elliptische äquatoriale Umlaufbahn um dem Planet Mars zu bringen, wurde am 29. Januar 1989 ein Impuls ( $\Delta v = 815.1 \frac{m}{s}$ ) gegeben. Im Rahmen des Plasmaexperimentes Taus II sind im Sonnenwindbereich ein paar tausend Spektren von Sonnenwindionen gemessen worden, von denen mehr als 2.500 3D-Spektren von Protonen und Alphateilchen sind.

### 3.2 Die Magnetfelddaten

Die Phobos-Sonden wurden mit zwei *triaxialen flux-gate* Magnetometern ausgerüstet. Dies sind das Experiment Magma (Magnetic fields near Mars) auf der Spitze des 3.5 m langen Booms, und das Experiment Fgmm (flux-gate magnetometer Mars) 1 m näher zur Sonde hin. Die beiden Experimente können Messungen des Magnetfeldes in einem Bereich von  $\pm 100$  nT und mit einem Auflösungsvermögen von 0.05 nT messen. Abhängig vom Sondentelemetriemodus wird ein Vektor alle 1.5, 2.5, 45 oder 600 s ermittelt. Die verfügbaren Magnetfelddaten, die in dieser Arbeit benutzt worden sind, wurden mit dem Experiment Fgmm gemessen, das in diesem Teil der Mission (Erde-Mars-Bahn) einen Magnetfeldvektor alle 600 s ermittelt hat.

### 3.3 Das Instrument Taus

Das Instrument Taus [Rosenbauer, 1989] wurde entwickelt, um hoch aufgelöste Plasmadaten zu messen. Es ermittelt 3D-Verteilungsfunktionen von Protonen und Alphateilchen in Energie-pro-Ladung, Azimuth und Elevation aufgelöst. Da-

zu kommen 2D-Verteilungsfunktionen von schweren Ionen in Energie-pro-Ladung und Elevation aufgelöst. Die Auflösung des Instruments in Masse-pro-Ladung ermöglicht die Trennung der Ionensorten nach verschiedenen Spektren, die durch ihr  $\frac{m}{q}$  Verhältnissortiert sind. Das Instrument kann Spektren mit  $\frac{m}{q} = 1$  für Protonen, 2 für Alphateilchen und ein gemeinsames Spektrum für alle Teilchen mit einem Verhältnis  $\frac{m}{q} \geq 2.5$  (schwere Ionen) auflösen.

Für Protonen und Alphateilchen liefert das Instrument eine dreidimensionale Zählratenmatrix, die durch ein Meßraster im Geschwindigkeitsraum gemessen wird. Das in Kugelkoordinaten angeordnete Meßraster ist in 8 Elevations-, 8 Azimuth- und 32 Energie-pro-Ladungskanäle eingeteilt. Die Winkelauflösung in Elevation sowie in Azimuth ist ungefähr  $5^\circ$ . Das dazugehörige Blickfeld beträgt  $\approx 40^\circ \times 40^\circ$ . Die Energie-pro-Ladung-Messungen sind, in einem Meßbereich von 30 V bis 6 kV, in 32 Kanälen gleichmässig an einer logarithmischen Skale verteilt. Aus der gemessenen Zählratenmatrix kann mit Hilfe der Kalibrationskoeffiziente eine Phasenraumdichtematrix gewonnen werden, das heißt, eine diskrete Geschwindigkeitsverteilungsfunktion.

Es ist zu bemerken, daß die Sonde sich nicht um eine eigene Achse drehte, so daß das Instrumentenblickfeld immer zur Sonne ausgerichtet war. Die feste Position des Instruments reduziert mögliche Fehler durch Rotationseffekte in der Bestimmung der Verteilungsfunktion. Um den durchschnittlichen Aberrationswinkel zu verkleinern, der durch die relative Sondenbewegung zur Sonnenwindflußrichtung erzeugt wird, ist das Zentrum des Meßrasters  $\sim 5^\circ$  westlich zur Sonne eingerichtet.

### 3.3.1 Der elektrostatische Analysator

In Abb. 3 ist eine allgemeine Funktionsbeschreibung des Instruments schematisch skizziert. In dem Schnitt durch das Instrument wird die Laufbahn der Teilchen gezeigt. Mit A1, A2, D ist der elektrostatische Analysator, der elektrostatische Analysator mit dem magnetischen Ablenkungssystem und die Deflektionsplatten bezeichnet. Im Bezug zum Schnitt hat das Instrument eine Rotationssymetrie in  $\pm 25^\circ$  um die Z-Achse, welche mit der gestrichelten Linie in der Abbildung bezeichnet ist.

Wenn die Sonnenwindionen den Instrumenteneingang erreicht haben, werden die Teilchen, die mit einem bestimmten Elevationswinkel angekommen sind, durch eine Spannung an der hyperbolische Deflektionsplatte aussortiert. Die in Elevation bereits aussortierten Ionen durchlaufen den elektrostatischen Analysator A1, der aus zwei kugelförmigen Ablenkplatten mit mittleren Radius  $R$  und Abstand  $d$  (mit  $d \ll R$ ) besteht. Wegen der an den Platten liegenden Spannung  $U$  wirkt auf die Ionen ein statisches elektrisches Feld  $\epsilon = \frac{U}{d}$ . Mit Hilfe der

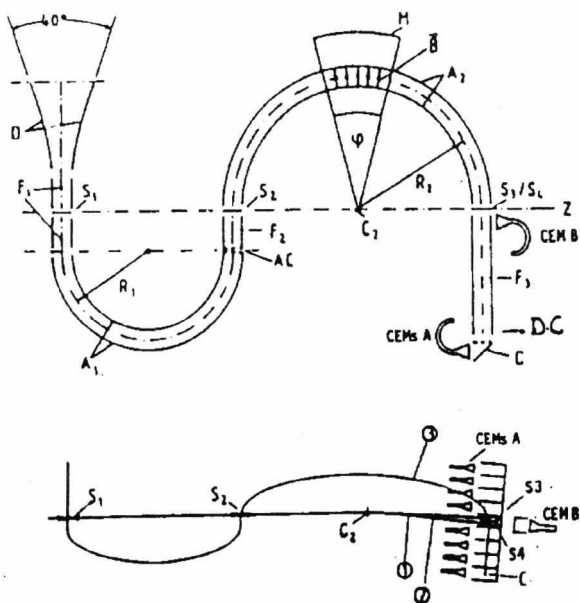


Abbildung 3: Oben: Eine schematische Darstellung des Querschnitts des Instrumentes. Nur eine der Konversionsplatten (C) und der Teilchendetektoren (CEM) sind gezeigt. Unten: Kurven 1 und 2 sind die Laufbahnen von Protonen bzw. Alphateilchen, wenn sie im Zentrum den Blickfeldes des Instrumentes angekommen sind. Die Dritte Kurve stellt die Laufbahn für Teilchen mit  $20^\circ$  Azimutheinfallswinkel dar

Bewegungsgleichung und der Drehimpulserhaltung findet man, daß unter diesen gegebenen Bedingungen nur die Ionen mit einem bestimmten  $(\frac{E}{q})$ -Verhältnis auf der zentralen Linie zwischen den Platten durchlaufen können, das durch

$$\frac{E}{q} = \frac{R}{2d} U ; E = \frac{m}{2} R^2 \dot{\theta} \quad (17)$$

berechnet werden kann. Die verschiedenen 32 Energie-pro-Ladungskanäle werden durch eine Spannungsverteilung der Art

$$U = U_0 e^{\frac{K}{K_0}} \quad (18)$$

erzeugt, wobei K die Kannalnumern (von 0 bis 31) bezeichnet, so daß die verschiedene Energie-pro-Ladung-Bereiche nebeneinander liegen. Im langsamen Sonnen-

windmodus SM1<sup>6</sup> sind die Konstanten  $U_0 = 149.1V$  und  $K_0 = 8.39$ .

### 3.3.2 Das magnetische Ablenkungssystem

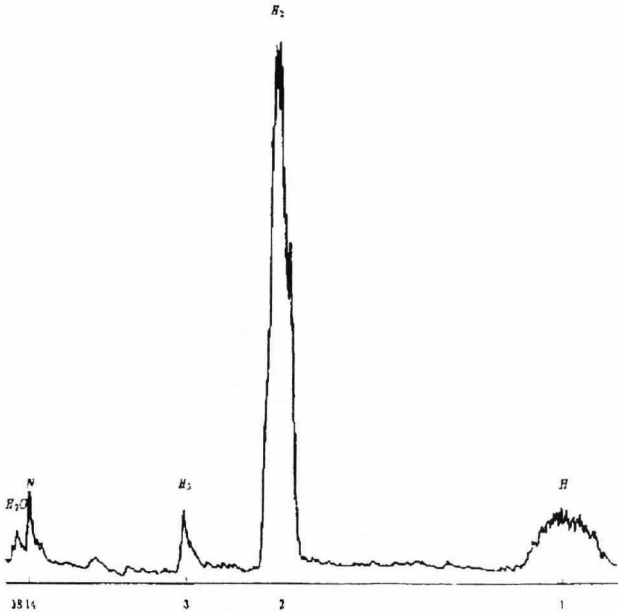


Abbildung 4: Massenspektrum von Taus im Kalibrationsprozeß gemessen. Das Gas bestand aus 9% H<sup>+</sup>, 68% H<sub>2</sub><sup>++</sup>, 8% H<sub>3</sub>, 10% N, 5% H<sub>2</sub>O

Der wichtigste Teil des Instrumentes ist der hemisphärische, elektrostatische und magnetostatische Analysator A2, durch den die Trennung der Ionensorten im System erfolgt. Das Hauptmerkmal dieses Instrumententeil ist ein Sektor mit einem radialen Magnetfeld, welches sich über einen Winkel  $\varphi$  im mittleren Bereich zwischen dem Eingangsschlitz  $S_2$  und den Ausgangsschlitzen  $S_3/S_4$  ausdehnt.

Die Teilchen mit verschiedenem Impuls-pro-Ladung, die aber durch ihr  $\frac{E}{q}$ -Verhältnis im elektrostatischen Analysator A1 aussortiert wurden, werden im

<sup>6</sup>Die meisten 3D-Spektren sind in diesem Modus gemessen worden



Azimuth durch die Auswirkung des radialen Magnetfeldes unterschiedlich abgelenkt, so daß ein  $\frac{m}{q}$ -Spektrum am Ausgangsschlitz  $S_3/S_4$  zu bekommen ist.

Aus technischen Gründen wird eine konstante Spannung im Analysator A2 benötigt. Da die Ionen mit verschiedenen  $\frac{E}{q}$ -Verhältnis am Analysator A2 ankommen, müssen sie nachbeschleunigt werden. Dies findet im F2-Bereich statt, wo die Teilchen durch ihr  $\frac{E}{q}$ -Verhältnis bereits aussortiert sind. Abhängig von diesem Verhältnis werden die Teilchen im F2-Bereich beschleunigt, bis sie ein bestimmte  $\frac{E}{q}$ -Verhältnis erreicht haben, mit dem sie den Analysator A2 durchlaufen können. Die zum elektrischen Feld senkrechte magnetische Ablenkungskraft erzeugt in der ersten Näherung keine Störung in der  $\frac{E}{q}$ -Analyse im A2.

Auf Grund dieses Mechanismus ist der elektrostatische Analysator A1 eingeführt worden, und weil der F2-Bereich eingebaut wurde, ist seine Form als ein Bruchteil eines Torus gewählt.

Die Schlitze  $S_3$  und  $S_4$  in Abb. 3 sind die Ausgangsbereiche für die Alphateilchen bzw. für die Protonen unter einem konstanten  $\frac{E}{q}$ -Verhältnis ( $\approx 6[kV]$ ) des elektrostatischen Analysators A2. Nach der Laufzeit im Bereich A2 werden die Ionen mit den Teilchendetektoren (CME's) gezählt. Die Detektoren, acht insgesamt, sind im Azimuth verteilt. Durch die Anwendung eines Verschlusses<sup>7</sup> können die verschieden Ionensorten gezielt zu den einzelnen Detektoren durchgelassen werden.

Tabelle 1: Die Größe der Hauptteilen ( $A_1$  und  $A_2$ ) des Instrument

$A_1$		$A_2$	
mittlerer Radius	33 mm	mittlerer Radius	50 mm
Plattentrennung	4 mm	Plattentrennung	4 mm
Radius des Torus	20 mm	Magnet:	
		Sektorwinkel	40°
		Feldstärke	38 mT
		Streufeld (1m)	1 nT

In der Tabelle 1 werden die Maße von einigen der wichtigen Teile des In-

<sup>7</sup>Der Verschluss hat sich offensichtlich verbeugt. Man erwartet, daß als Resultat dieses Problems, die Protonen- und Alphateilchendichte kleiner berechnet wird, aber das die Struktur der gemessenen Verteilungsfunktion für Protonen, obwohl skaliert, unverändert bleibt. Im Fall der Alphateilchenverteilungsfunktion ist die Lage anders. Es ist ein bestimmte Anzahl von Protonen in diesen Spektrum zu finden. Im nächsten Kapitel wird ein Verfahren erläutern, um die Alphateilchen frei von Protonen ermitteln zu können

strumentes Taus dargestellt. In Abb. 4 werden die Ergebnisse der Trennung der Ionensorten während des Instrumenteneichungsprozesses dargestellt. Das Gas, das in der Instrumenteneichung benutzt wurde, bestand hauptsächlich aus  $H_2^+$ . Die Auswirkung der oben beschriebenen Trennungssysteme auf die Ionensorten ist hier zu sehen.

### 3.3.3 Die zeitliche Auflösung

Bei der Protonenmessung dauerte das Rastern der in 8 Azimuthe verteilten Kanäle 23,88 ms. Das komplette Rastern des Ionenspektrometers, das heißt der 32 Energie-pro-Ladungskanäle, mal den 64 Winkelkanälen, beträgt dann etwa 6 s. Das ermittelte 3D-Spektrum, bestehend aus  $8 \times 8$  Winkelkanälen und 8 Energie-pro-Ladungskanälen, ist innerhalb von 2 s gemessen worden. Die 8 Energie-pro-Ladungskanäle sind so gewählt, daß der mit maximaler Zahlrate der vierte von ihnen ist.

Für das 3D-Alpha-teilchenspektrum rastert (*scans*) das Instrument nur 8 Energie-pro-Ladungskanäle. Diese sind so gewählt, daß sie in 6 Energie-pro-Ladungskanälen zu höheren Energie als bei der entsprechenden Protonenmessung verschoben sind. Wegen der normalerweise niedrigen Anzahl von Alpha-teilchen im Sonnenwind ist eine schlechte Statistik zu erwarten. Um dies zu beseitigen, ist die Meßzeit in diesem Modus viermal größer als bei den Protonen, d.h. ein Alpha-teilchenspektrum wird innerhalb von 8 s gemessen.

### 3.3.4 Operationmodus des Instruments

Weil die meiste Zeit eine niedrige Datentransmissionsrate ( $\leq 10 \text{ bits}^{-1}$ ) zur Verfügung gestellt wurde, und der Rohdatenfluß in der Größe von 4 kb pro Spektrum ist, wurden Datenkompressionsverfahren benutzt, mit denen die wichtigen Momente der Verteilungsfunktion, nämlich Dichte, Flußgeschwindigkeitsvektor, und der Drucktensor bzw. das komplette Energiespektrum der Teilchen ermittelt werden konnten. Die verschiedenen Datenkompressionsverfahren sind für insgesamt vier Meßmoden erzeugt, welche die langsamen Sonnenwindmoden SM1, SM2 und die schnellen Marsmoden MM1, MM2 genannt wurden. Eine einfache Deskription dieser Moden ist in Tabelle 2 gegeben. Ein fünfter Modus, der Telemetriemodus, ist für *housekeeping* benutzt worden, mit dem der Funktionsstatus des Instrumentes ermittelt werden kann.

Aus dem SM1 sind außer einem 3D-Spektrum von Protonen und Alpha-teilchen 10 Sätze der *on board* berechneten Momente zu haben. Der erste Momentensatz entspricht den ermittelten 3D-Verteilungsfunktionen, während die letzten 9

von den, zwar alle 2 min gemessen, aber nicht explizit ermittelten 3D-Spektren abstammen.

Im SM2 bestehen die Plasmadaten nur aus Energiespektren mit den 32 Energiepro-Ladungskanälen. Sie sind in Azimuth und in Elevation integriert, die alle 2 min ermittelt worden sind. Unter Anwendung der geometrischen Faktoren ist aus diesem Modus die Berechnung von Dichte, Flußgeschwindigkeit und Temperatur ohne Richtungsangabe möglich.

Vom MM1 werden außer einem 3D-Spektrum alle 2 min verschiedene Integrationen der Verteilungsfunktion über einen Winkel bzw. zwei Winkel ermittelt, und damit 1D- bzw. 2D-Verteilungsfunktionen erzeugt.

Tabelle 2: Beschreibung der Meßmoden

Mode	Charakteristik	Meßzeit	Bereich $\frac{E}{4}$ [kV]
SM1	1 3Dp + 10 M 1 3D $\alpha$ + 10 M	20 min	0.15-6
SM2	10 1Dp 10 1D $\alpha$ 10 1Dh	20 min	0.15-6
MM1	1Dp 1D $\alpha$ 1Dh 2Dp(Ea) 2Dp(Ee) 2Dh 3Dp 3D $\alpha$	2 min	0.03-6   0.03-6  0.15-6
MM2	1Dp 1D $\alpha$ 1Dh	2 min	0.03-6

Während der Mission, sind Plasmadaten mit verschiedenen Operationsmethoden des Instrumentes ermittelt worden. In drei von ihnen sind 3D-Spektren ermittelt worden. Eine besteht nur aus dem SM1, das heißt es gibt ein verfügbares 3D-Spektrum alle 20 min und eine Momentendatensatz alle 2 min. Eine andere benutzte Operatiionsmethode erzeugt eine Reihe von SM1- und SM2, womit alle 40 min ein 3D-Spektrum ermittelt wird. Zusätzlich erhält man eine Momentendatensatz alle 2 min und danach alle 2 min ein 1D Energiespektrum von SM2. Mit

diesen zwei Operationsmethoden hat man typische Zeiträume von 2 bis 10 Tage gemessen. Die dritte Operationsmethode, die ein 3D-Spektrum ermittelt, besteht nur aus dem MM1-modus, die ein 3D-Spektrum alle 2 min messen konnte. In diesem Modus sind leider nur einige wenige Sonnenwindspektren gemessen worden.

Obwohl die 3D-Spektren nur alle 20 min bzw. 40 min und nur selten alle 2 min verfügbar sind, sind für die Plasmadaten durch die *on board* berechneten Momente wie auch für die Energiespektren eine durchschnittliche Auflösung von 2 min möglich. Damit besteht die Möglichkeit wichtige Ereignisse zu bestimmen, die auf die 3D-Mikrostruktur des Plasmas eine Auswirkung haben können, wie z.B. Stoßwellen oder magnetischen Sektorgrenzen.

## 4 Auswertung der 3D-TAUS-Plasmatdaten

Wenn der thermische Druck vergleichbar mit dem magnetischen wird ( $\beta \approx 1$ ), ist die Verteilungsfunktionen der Plasmakomponenten in der Bestimmung der kinetischen Eigenschaften eines magnetoaktiven Plasmas von zentraler Bedeutung. Da ihre Einzelheiten (wie z.B. thermische Anisotropien oder Beams) in der Ausbreitungseigenschaften elektromagnetischer Wellen eine gravierende Rolle spielen, ist eine geometrische Darstellung der Verteilungsfunktion im Geschwindigkeitsraum zur Bestimmung dieser Details notwendig.

In diesem Kapitel beschreiben wir kurz die Auswertung der dreidimensionalen Taus-Plasmatdaten. Hier sind die Berechnung der Plasmaparameter und die Darstellung von 3D-Verteilungsfunktionen durch verschiedene 2D-Schnitte präsentiert, wodurch die Symmetrieeigenschaften des Plasmas im Geschwindigkeitsraum um das Magnetfeld dargestellt werden können. Ein Verfahren, mit dem die Protonenzählraten von den Alphateilchenspektren beseitigt werden können, wird auch beschrieben.

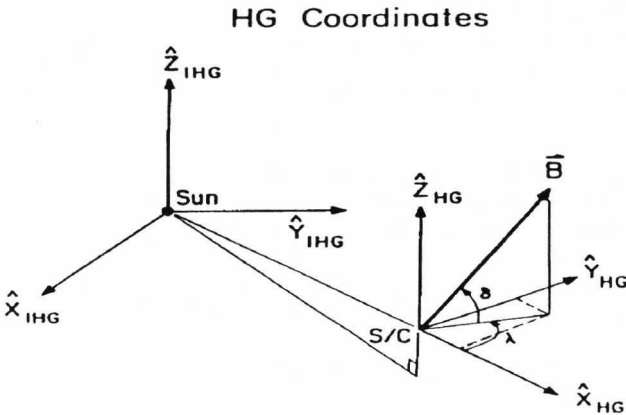


Abbildung 5: Das heliographische Koordinatensystem. Die Position des Beobachters ist mit (S/C) bezeichnet. Die  $\hat{X}_{HG}$  Achse ist in radialer Richtung definiert und die  $\hat{Y}_{HG}$  Achse liegt in der äquatorialen Ebene in Richtung der Planetenbewegung. Die Abbildung zeigt den Magnetfeldvektor und die Definition der Winkel  $\delta$  und  $\lambda$ . Nach [Burlaga, 1984].

## 4.1 Koordinatensystem

Das in dieser Arbeit angenommene Koordinatensystem ist das Taus-Koordinatensystem mit Berücksichtigung der westlichen Verschiebung des Instrumentsblickfeldes um  $\approx 5^\circ$ . Im Taus-Bezugssystem ist die X-Achse in der radialen Richtung definiert, die Z-Achse läuft parallel zur Ekliptik-Südpol-Richtung, und die Y-Achse vollendet ein rechtshändiges Koordinatensystem. Die Y-Achse kann als die zur tangentiellen Erdbewegungsrichtung Achse entgegengerichtete angesehen werden. Nach einer  $180^\circ$ -Drehung um die radiale Richtung entspricht dieses Koordinatensystem dem heliographischen Koordinatensystem (siehe Abb. 4).

## 4.2 Berechnung der Momente der Verteilungsfunktion

Die gemessene Zählratematrix ( $8 \times 8 \times 8$ ) ist in eine Phasenraumdichtematrix (eine diskrete Verteilungsfunktion), die durch die Eichfaktoren umgerechnet wurde. Mit einem Interpolationsverfahren wird die diskrete Verteilungsfunktion in eine bis mindestens in der zweiten Ableitung kontinuierliche Funktion umgerechnet, in dem die gemessenen Punkte als Knoten benutzt werden, das heißt, alle Interpolationskurven zwischen zwei gemessenen Punkten sind berechnet. Dies erfolgt durch die Anwendung eines dreidimensionalen Tensor-Product-Spline-Interpolationsverfahren (BS3IN), das in der IMSL-Bibliothek zur Verfügung steht. Die Ordnung des Spline wurde nach Untersuchungen mit simulierten Verteilungsfunktionen auf 3 gestellt (d.h. ein kubischer Spline). Andere Splineordnungen erzeugten eckige Darstellungen der Verteilungsfunktionen sowie größere Fehler in den Momenten.

Die IMSL-Bibliothek liefert zusammen mit den interpolierten Daten ihre Ableitungen (BS3DR) und ihre Integrale (BS3IG), das heißt, die Momente sind direkt aus der diskret gemessenen Verteilungsfunktion zu berechnen. Damit werden die Plasmadichte, die Komponenten des Flußgeschwindigkeits- und Wärmeflußvektors und die des Temperaturensors bestimmt. Die Berechnung der Momente wird wie in der statistischen Mechanik gewöhnlich durch die Formel

$$\langle A_{i,j,\dots,n} \rangle = \frac{1}{N} \int d^3v f(v_k, v_k, t) a_{i,j,\dots,n} \quad (19)$$

durchgeführt, wobei  $a_{i,j,\dots,n} = 1$ ,  $v_i$ ,  $c_i c_j \dots c_n$ , mit  $c_i = v_i - V_i$ , und  $c_j$ ,  $V_i$  die Komponenten der thermischen Geschwindigkeit und Flußgeschwindigkeit der Teilchen sind [*Schunk*, 1977]. Die Dichte,  $n$ , und die Flußgeschwindigkeit werden durch

$$n = \int d^3v f(v_i) \quad (20)$$

$$V_i = \langle v_j \rangle \quad (21)$$

berechnet. Die höheren Momente der Verteilungsfunktion werden im Bezugssystem der Ionen berechnet. Die Komponenten des Temperaturtensors und des Wärmeflußvektors werden durch die Formel

$$T_{ij} = \frac{m}{k_B} \langle c_i c_j \rangle \quad (22)$$

$$q_i = \frac{mn}{2} \langle c_i c^2 \rangle \quad (23)$$

berechnet, wobei  $m$  die Masse der Ionensorte und  $k_B$  die Boltzmannsche Konstante bezeichnet.

Mit Hilfe des Integrationsunterprogramms D01GAF der NAG-Bibliothek sind die o.g. Berechnungen überprüft. Die Rechnungsfehler durch das Verfahren bei der Dichte und die Komponenten des Flußgeschwindigkeitvektors sind in der Größenordnung von 1% und in der Richtung weniger als 0.1 %. Im Fall der Komponenten des Temperaturtensors und des Wärmeflußvektors sind die Fehler durchschnittlich auf 10% geschätzt.

### 4.3 Darstellung der 3D-Verteilungsfunktion

Da die Details der 3D-Verteilungsfunktion (wie z.B. Buckel oder die sogenannten Beams sowie eine nichtgyrotrope Plasmamikrostruktur) von großer Bedeutung in der Bestimmung der kinetischen Eigenschaften des Plasmas sind, wird die graphische Darstellungen der 3D-Verteilungsfunktion der Plasmasorten durch verschiedene 2D-Schnitte ausgeführt, in denen Isokonturlinien der Phasenraum-dichte angezeigt werden. Die Schnitte gehören zu einem kubischen 3D-Gitter im Geschwindigkeitsraum, in dem die in einem Kugelkoordinatensystem gemessenen Plasmadaten interpoliert sind.

Um die Symmetrieeigenschaften des Plasmas um das Magnetfeld bzw. um andere Richtungen physikalischer Bedeutung (wie z.B. dem Wärmeflußvektor) feststellen zu können, wird die im Taus-Koordinatensystem gemessene Phasenraummatrix ins SWB-Bezugssystem (*magnetic field-aligned solar wind frame*) transformiert. Nach einer Transformierung wird der Koordinatensystemsursprung auf die Position der gemessenen Flußgeschwindigkeit der betrachteten Ionensorten gebracht. Danach wird die Z-Achse des 3D-Gitters durch eine Drehung mit Hilfe von zwei der Eulerschen Winkeln auf die gewünschte Richtung gebracht. Der dritte Freiheitsgrad wird durch die X-Achse festgelegt, die auf die Richtung des Vektors  $\epsilon_{ijk} V_{sj} B_k$  ausgerichtet ist, so daß die Flußgeschwindigkeitsvektor in der YZ-Ebene des Koordinatensystems liegt. Hierbei bezeichnet  $V_{sj}$  die Komponente der Flußgeschwindigkeit der betrachteten Ionensorte.

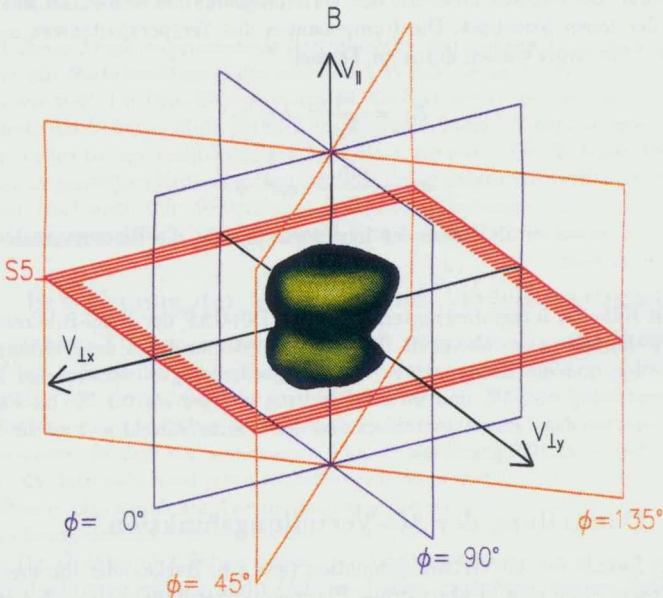


Abbildung 6: 3D-Darstellung einer mit Taus gemessenen Verteilungsfunktion. Die grün gemalte Isofläche entspricht einer Phasenraumdicke von 2% des gemessenen Verteilungsfunktionsmaximums. Die Schnitte der Verteilungsfunktion, mit denen die Darstellung der Plasmamikrostruktur illustriert wird, sind durch die angezeigte Ebenen gemacht.

Im Abb. 6 zeigt eine Isofläche der Phasenraumdicke einer gemessenen Verteilungsfunktion im dreidimensionalen Geschwindigkeitsraum, die einer Phasenraumdicke vom 2% des gemessenen Maximums entspricht. Die Z-Achse, mit  $V_{||}$  bezeichnet, ist in der Magnetfeldrichtung. Vier verschiedene Ebenen, die die Verteilungsfunktion durch die Z-Achse schneiden, sind eingezeichnet und mit  $\phi = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$  beschriftet. Mit diesen Schnitten können die Details der Verteilungsfunktion in Pitch-Winkel für vier verschiedene Azimutwinkel untersucht werden. Mit S5 ist eine fünfte Ebene bezeichnet, die senkrecht zum Magnetfeld ist und  $V_z = V_{||} = 0$  entspricht. Mit Hilfe dieser Schnitte werden die Verteilungsfunktionseinzelheiten im Azimut dargestellt. Mögliche nichtgyrotrope Verteilungsfunktionen können durch nicht konzentrische Kreise als Isokonturlinien nachgewiesen werden. Diese Ebenen wurden alle  $10 \frac{km}{s}$  angelegt.



In Abb. 7 sind die oben genannten vier Schnitte gezeigt, die den Azimutwinkel von  $\phi = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$  entsprechen. Die durchlaufenden Linien zeigen die Phasenraumdichtenisokonturen von 20%, 40%, 60% und 80% und die gestrichelten Linien entsprechen 10%, 3% und 1%. In diesem Beispiel erkennt man einen vom Kern aufgelösten Protonenbeam, der entlang des Magnetfeldes mit einer Flußgeschwindigkeit ungefähr doppelt so groß wie die Alfvén geschwindigkeit drifft. In den Schnitten, die mit  $\phi = 90^\circ$  und  $\phi = 135^\circ$  beschriftet sind, werden auch die Flußgeschwindigkeits- und Magnetfeldrichtungen gezeigt.

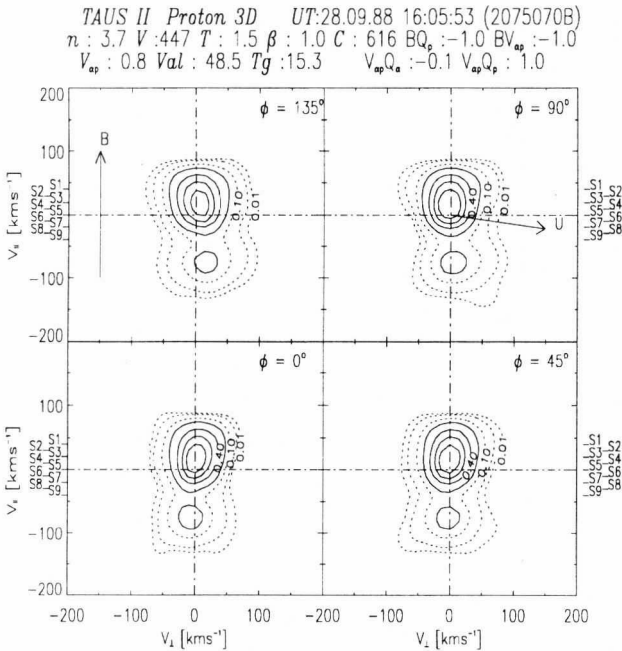


Abbildung 7: Die Einzelheiten derselben Verteilungsfunktion wie in Abb. 6 entlang des Magnetfeldes. Die Abbildungen zeigen die Pitchwinkelabhängigkeit in vier verschiedenen Azimutwinkeln. Weiteres ist im Text angegeben.

Einige Plasmamparameter sind im Titel der Abbildung angegeben. Mit  $n$  in  $cm^{-3}$ ,  $V$  in  $\frac{km}{s}$ ,  $T$  in  $K$  und  $V_{Ap}$  in  $\frac{km}{s}$  sind Plasmadichte, Flußgeschwindigkeit, Temperatur und Alfvén geschwindigkeit bezeichnet. Die Alphateilchendriftgeschwindigkeit, normiert auf die Alfvén geschwindigkeit, und das gesamte Plasma-

$\beta$  sind mit  $V_{\alpha p}$  und  $\beta$  angegeben. Mit  $C$  und  $T_\gamma$  wird das Zählratenmaximum und die Ionengyrationsperiode in Sekunden bezeichnet. Der Cosinus zwischen dem Magnetfeld- und dem Protonenwärmeflußvektor ist mit  $BQ_p$  bezeichnet. Andere Vektorkombinationen, bei denen die Driftgeschwindigkeit und der Wärmefluß von der Alphateilchen angenommen sind, sind auch angegeben.

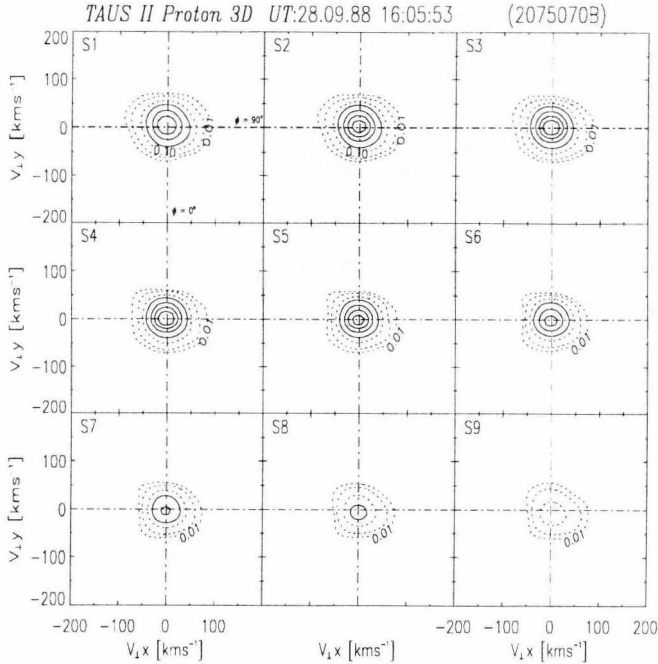


Abbildung 8: Die Azimutwinkelabhängigkeit derselben Verteilungsfunktion wie in den Abb. 6 und 7. Die Position jedes Schnittes auf der Z-Achse wird mit S1 bis S9 angegeben, die denen in Abb. 7 entsprechen. Der Magnetfeldvektor ist senkrecht zu der Abbildungsebene.

In Abb. 8 werden neun zum Magnetfeld senkrechte Schnitte für dieselbe Verteilungsfunktion gezeigt. Die Isokonturen haben die gleiche Bedeutung wie in Abb. 7. Die ziemlich konzentrische kreisförmige Isokonturen bedeuten, daß die Verteilungsfunktion annähernd gyrotrop ist. Mit S1 bis S9 ist die Position der Schnitte durch die Z-Achse angedeutet, welche auch in Abb. 7 eingezeichnet sind. Mit  $V_{\perp x}$  und  $V_{\perp y}$  sind die X- und Y-Achse des Koordinatensystem gemeint.

#### 4.4 Ermittlung des Alphateilchenspektrums

Da eine Fehlfunktion im elektrostatischen Analysator A2 des Instrumentes stattfand (siehe Abschnitt 3.3.2), findet man im Alphateilchenspektrum Zählraten, die eigentlich zum Protonenspektrum gehören. Im allgemeinen ist dieser Effekt im ersten und zweiten Energie-pro-Ladungskanal dieses Spektrums zu finden, aber bei höheren Protonentemperaturen auch in den weiteren Kanälen. Wir beschreiben in diesem Abschnitt ein einfaches Verfahren, das den Einfluß der Protonenzählraten in diesem Spektrum in den meisten Fällen beseitigen kann.

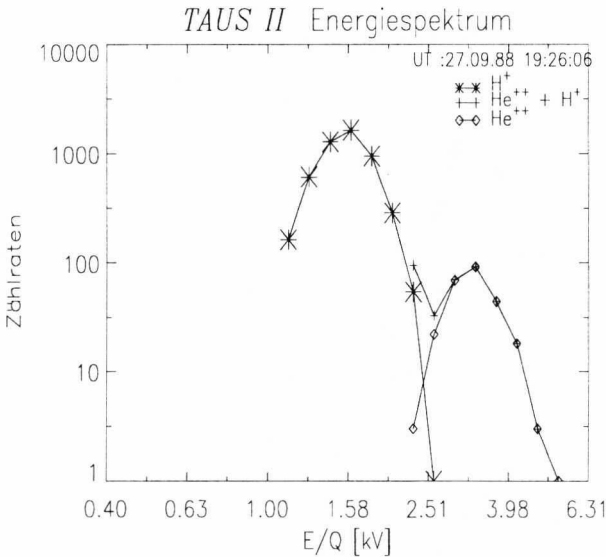


Abbildung 9: Die Beseitigung der Protonenzählraten vom Alphateilchenspektrum. Die Symbole sind bereits im Text beschrieben. Das gemessene Spektrum stammt aus einem Zeitraum, in dem große Driftgeschwindigkeit zwischen den Ionen gemessen wurden.

Als Ansatz nehmen wir an, daß bei niedrigen Energien die Alphateilchenverteilungsfunktion keine starke Abweichung vom thermodynamischen Gleichgewicht hat, das heißt, sie kann mit Hilfe einer Maxwell-Verteilungsfunktion dargestellt werden. Vorausgesetzt, daß im Alphateilchenspektrum ein relatives Maximum der Zählraten enthalten ist, ist es möglich Koeffizienten zu berechnen, mit denen die Anzahl der Protonenzählraten im Alphateilchenspektrum verkleinert werden

muß, so daß die ursprüngliche Alphateilchenverteilungsfunktion erkennbar wird. Weiterhin ist angenommen, daß die Zählraten in den zwei Kanälen im Energiespektrum um und einschließlich des relativen Maximums von Alphateilchen erzeugt worden sind. Unter diesen Annahmen können mit der Anpassung einer Maxwellverteilungsfunktion an diese drei gemessenen Punkte im Spektrum (in Sinne der kleinsten Quadratmethode) neu Werte für den übrigen Bereich berechnet werden. Die Berechnung der Koeffizienten kann dann aus dem Quotient der durch die Anpassung berechneten Zählraten eines bestimmten Energiepro-Ladungskanales und der gemessenen Zählraten erfolgen.

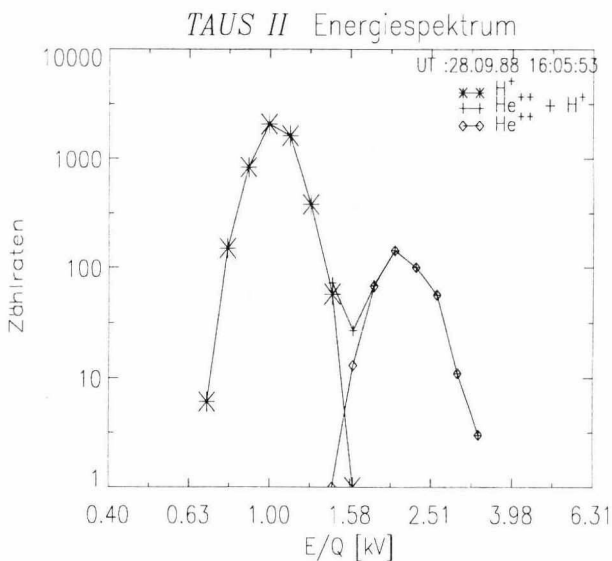


Abbildung 10: Mit gleicher Bedeutung wie in Abb. 9.

In den Abb. 9 und 10 wird über die Anwendungsergebnisse des Verfahrens berichtet. Die Sterne bezeichnen das gemessene Protonenspektrum und die Pluszeichen das gemessene Alphateilchenspektrum. Die Linien sind eingezeichnet, um die verschiedenen Spektren deutlich hervorzulieben. Man kann sehen, daß im niedrigen Energiebereich des gemessenen Alphateilchenspektrums sogar höhere Zählraten als die des relativen Maximums im mittleren Bereich gemessen sind. Dies wird als eine eindeutige Bestätigung der Existenz von Protonenzählraten in

diesem Spektrum angenommen.

Das ermittelte Alphateilchenspektrum, welches mit Quadratzeichen in den Abbildungen bezeichnet wird, besteht aus den drei Energie-pro-Ladungskanälen um das relative Maximum sowie aus den Kanälen im rechten Teil des gemessenen Spektrums. Die Zählraten in den Energie-pro-Ladungskanälen im niedrigen Bereich werden durch die berechneten Koeffizienten verkleinert, ohne daß die innere Struktur der Zählraten in Elevation und Azimuth geändert wird.

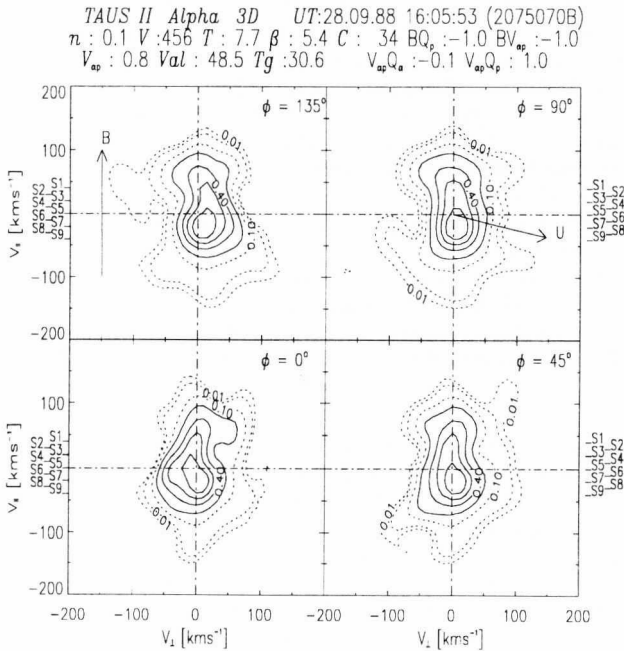


Abbildung 11: Isokonturen der Phasenraumdichte der Alphateilchenverteilungsfunktion, dessen durch unser Verfahren ermitteltes Spektrum in Abb. 10 gezeigt wird. Die Bezeichnungen entsprechen denen der Abb. 7.

In Abb. 11 sind die Isokonturen der Phasenraumdichte dargestellt nach Anwendung des Verfahrens zur Ermittlung des Alphateilchenspektrums der in Abb. 7 gezeigten Alphateilchenverteilungsfunktion.

## 5 Nichtgyrotropie im Sonnenwindplasma

Die Mikrostruktur eines stoßfreien Plasmas wird im Prinzip durch die verschiedenen Wechselwirkungen zwischen Teilchen und Wellen im Plasma bestimmt. In einem stoßdominierten Plasma befindet sich das Plasma im thermodynamischen Gleichgewicht und kann daher durch Maxwellverteilungsfunktionen beschrieben werden. Bei einem nicht stoßdominierten Plasma wie den schnellen Sonnenwindplasma ist dies nicht der Fall. Unter diesen Sonnenwindbedingungen hat der Kern der Protonenverteilungsfunktion typische thermische Anisotropien ( $A_p = \frac{T_{\parallel}}{T_{\perp}}$ ) zwischen 2 und 4, wie die Messungen zeigen. Dagegen wird für die gesamte Verteilung eine thermische Anisotropie  $A_p^* = \frac{T_{\parallel}}{T_{\perp}} < 4$  beobachtet. Es ist theoretisch bekannt, daß durch Welle-Teilchen-Wechselwirkung mit elektromagnetischen Wellen die Anisotropie im Kern erzeugt werden kann [z.B. *Busnardo-Neto et al.*, 1976; *Davidson and Ogden*, 1975]. Dagegen ist die verfügbare Energie im gemessenen Magnetfeldspektrum dieser Wellen im Sonnenwind nicht ausreichend, um die Beobachtungen der Kernanisotropie bei 1 AU mit dem o.g. Mechanismus zu erklären [z.B. *Schwartz et al.*, 1981; *Dusenbery and Hollweg*, 1981; *Marsch et al.*, 1982c]. Im Frequenzbereich von hydromagnetischen Wellen (Wellen mit Frequenzen kleiner als 1 Hz bei typischen Sonnenwindbedingungen) wird jedoch ein größerer Anteil der Magnetfeldenergie gemessen. In diesem Bereich konnte aber bislang kein überzeugender Dämpfungsmechanismus für diese Wellen gefunden werden [z.B. *Isenberg*, 1991], welcher dem Plasma die benötigte Energie direkt zuführen kann.

Wir betrachten hier ein Phänomen, durch das die Plasmamikrostruktur stark beeinflußt wird. Es stellt einen möglichen Mechanismus dar, der einen Teil der o.g. Beobachtungen im Plasma erklären könnte. Wir stellen hier Beobachtungsmaterial vor, in dem Nichtgyrotropie im Kern von Verteilungsfunktionen im Sonnenwindplasma gemessen worden ist. Die beobachteten 3D-Ionenverteilungsfunktionen sind mit dem Instrument Taus II bei einem Sonnenabstand zwischen 1 und 1.5 AU gemessen worden. Wie in den früheren Kapiteln dokumentiert worden ist, geht es um zeitlich hoch aufgelöste Plasmadaten, welche mit einem zeitlichen Abstand von 20 bzw. 40 min gemessen worden sind. Hauptziel dieses Kapitels ist die Darstellung von einigen Ereignissen, in denen nichtgyrotrope Protonen- bzw. Alphateilchenverteilungsfunktionen des Sonnenwindplasmas nachgewiesen worden sind. Da mit diesem Beobachtungsmaterial eine Untersuchung der zeitlichen Entwicklung der Plasmamikrostruktur nicht möglich ist, beschränken wir uns auf ihre Darstellung im Zusammenhang mit großräumigen Strukturen des Sonnenwindes. Der Beweis, daß dieser Plasmazustand im Sonnenwind stattfindet, wird anhand verschiedener Schnitte der Verteilungsfunktion vorgelegt, mit welchen eine Abweichung der Rotationssymmetrie der Plasmateilchen um den gemessenen Magnetfeld- bzw. Wärmeflußvektor im Geschwindigkeitsraum nachgewiesen

wird. Schließlich zeigen wir in Verbindung mit Beobachtungsmaterial einige Ergebnisse eines von *Rosenbauer and Livi* [1982] erwähnten Simulationsmodell zur Erzeugung dieses Plasmazustandes unter Sonnenwindbedingungen.

Im Kapitel 8 werden die Untersuchungen weitergeführt, die Aufschluß über einige der Ausbreitungseigenschaften von elektromagnetischen Wellen in solchen Plasmen geben.

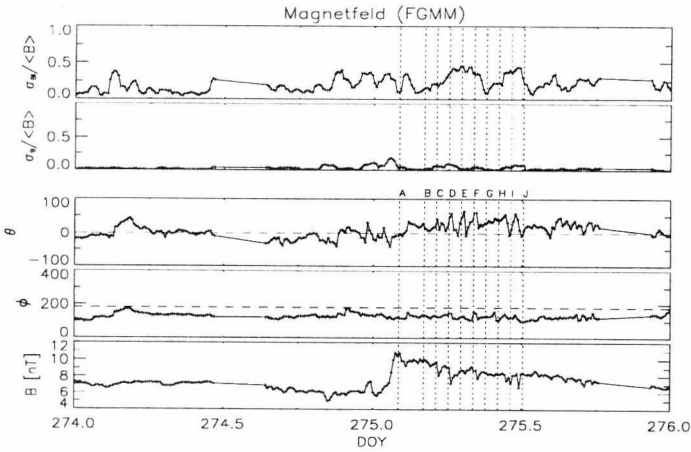


Abbildung 12: Unstetigkeit im interplanetaren Magnetfeld. Am 01.10.1988 um UT 00:20 wurde mit dem FGMM-Magnetometer der Phobos-II-Sonde ein Anstieg der Magnetfeldintensität gemessen. Um UT 01:50 ist das Maximum der Magnetfeldintensität erreicht. Die Buchstaben von A bis J bezeichnen die in Abb. 13 und 14 dargestellten Plasmadaten.

## 5.1 Das nichtgyrotrope Ereignis vom 01.10.1988

Am 01.10.1988 wurde eine Unstetigkeit im interplanetaren Magnetfeld mit dem FGMM-Magnetometer der Phobos-II-Raumsonde beobachtet. Das Ereignis beginnt um UT 00:20 und dauert bis UT 01:50, als die Magnetfeldintensität ihr Maximum erreicht. Der Sprung in der Magnetfeldintensität beträgt rund 4 nT. In Abb. 12 ist  $B$  die Magnetfeldintensität,  $\phi$  und  $\theta$  sind die Azimut- und Elevationswinkel (in heliosphärischen Koordinaten) und  $\sigma_B, \sigma_{B_i}$  die (eine Stunde RMS-Wert) Fluktuationen der Magnetfeldintensität und der Komponente des Magnetfeldvektors (nur das Maximum ist angenommen). Mit den Buchstaben A

bis J sind die nach dem Beginn der Unstetigkeit gemessenen Plasmadaten bezeichnet, welche in Abb. 13 und 14 dargestellt sind. Die Bestimmung des Typs und der Eigenschaften der Unstetigkeit ist mit den im Abstand von 10 min ermittelten Magnetfeldvektoren nicht möglich.

In Abb. 13 sind die entsprechenden Plasmadaten dargestellt. Im Bild links ist  $B$  der Betrag des an die Plasmadaten interpolierten Magnetfeldvektors,  $N_p$  die Dichte,  $V_p$  die Flußgeschwindigkeit und  $T_p$  die Temperatur der Protonen dargestellt. Im Bild links kennzeichnet  $V_A$  die Alfvén- und Alphateilchendriftgeschwindigkeit (+ bzw. \* - Linie),  $V_{\alpha p}$  die auf die Alfvéngeschwindigkeit normierte Alphateilchendriftgeschwindigkeit,  $N_{\alpha p}$  und  $T_{\alpha p}$  das Dichte- bzw. Temperaturverhältnis zwischen den betrachteten Ionensorten. Weiterhin werden 2D-Schnitte der Verteilungsfunktionen der Protonen und Alphateilchen entlang der Magnetfeldrichtung gezeigt (siehe auch Abb. 14). Der Maßstab wird in den 2D-Schnitten durch die Linien angegeben, deren Abstand 300 km/s beträgt. Der Kreuzungspunkt der Linien stellt der Schwerpunkt der Verteilungsfunktion dar.

Vor dem Beginn der Unstetigkeit steigt die Protonen und Alphateilchendichte an. Gleichzeitig erkennt man in Abb. 12, daß die Fluktuationen der Magnetfeldintensität zunehmen. Dies kann darauf hinweisen, daß die Diskontinuität einer Kompressionszone entspricht. Es wird aber kein deutlicher Anstieg der Flußgeschwindigkeit und Temperatur der Protonen beobachtet, sowie auch keine Änderung der Polarität des Magnetfeldes. Statt dessen sind Fluktuationen des Magnetfeldvektors in Z-Richtung zu bemerken. Bei ziemlich konstanten  $\phi$  in den Fällen C bis F finden starke Fluktuationen von  $B_z$  ( $0 < \theta < 60$ ) statt. Man muß beachten, daß diesen Fluktuationen Wellen mit Frequenzen weit kleiner als der Ionenzyklotronfrequenz entsprechen.

Eine Abnahme der Fluktuationen in der Magnetfeldintensität zu Anfang der Unstetigkeit wird zwischen den Fällen A und B beobachtet (siehe Abb. 12). Dies wird von einer leichten Einsenkung der Protonentemperatur und einem deutlichen Anstieg des Dichte- und Temperaturverhältnisses beider Ionensorten begleitet. Die großen Werte des Dichteverhältnisses  $N_{\alpha p}$  ( $\approx 0.3$ ) und die Einsenkung der Protonentemperatur (Fälle B,C und D) sowie die Abnahme der Fluktuationen in der Magnetfeldintensität sind Merkmale einer von einer Treibergasregion (*driver gas*) angetriebenen interplanetaren Stoßwelle [z.B. *Borriani et al.*, 1982; *Zwickl et al.*, 1983]. Dies aber läßt sich anhand unseres Datensatzes nicht eindeutig nachweisen.



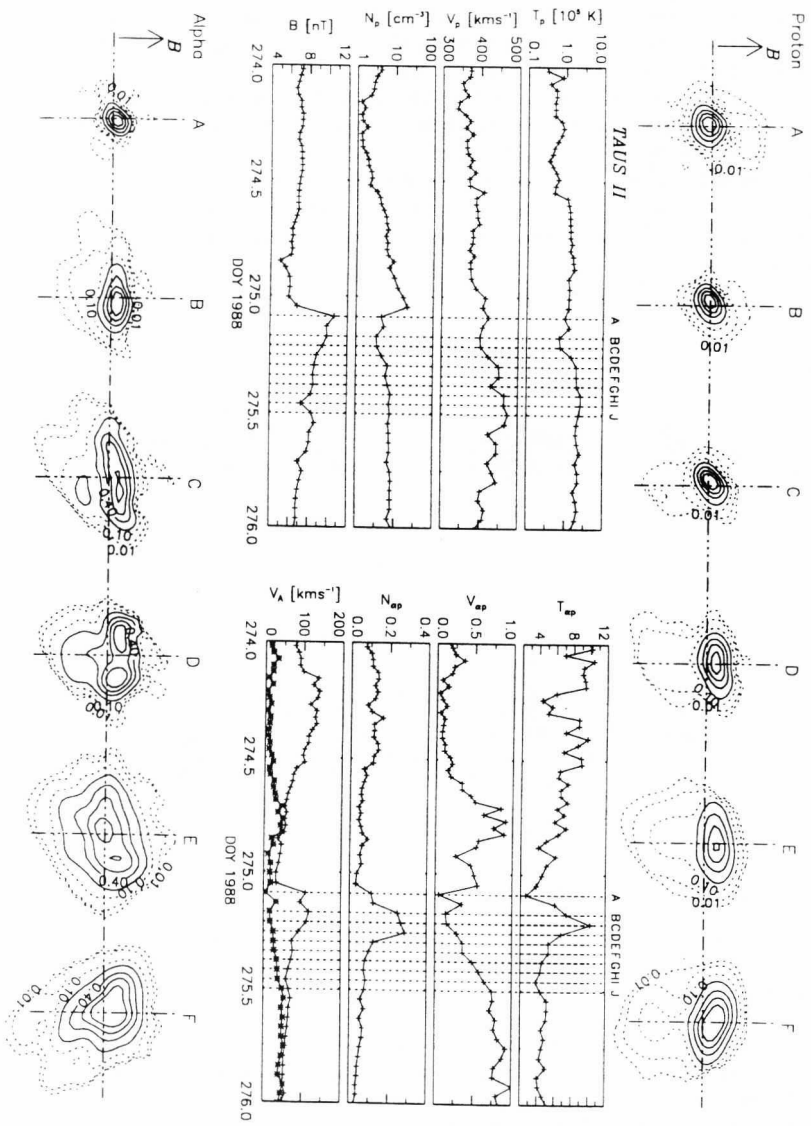


Abbildung 13: Erklärung im Text

Es ist interessant, das Verhalten des Temperaturverhältnisses zwischen den betrachteten Teilchensorten kurz nach der Unstetigkeit zu beobachten. Es hat zu Beginn der Unstetigkeit einen niedrigen Wert ( $T_{\alpha p} \approx 2.6$  bei A) und steigt dann rapide an und erreicht einen hohen Wert ( $\approx 12$ ) bei C. Dies weist auf eine Region mit einer stärkeren Aufheizung der Alphateilchen hin. Ab dem Zeitpunkt erreichen Protonen- und Alphateilchentemperatur das typische Temperaturverhältnis des schnellen Sonnenwindes, das heißt  $\frac{T_{\alpha}}{T_p} \approx 4$ . Man merkt, daß eine zunehmende Protonentemperatur die *Normalisierung* des für diese Bedingungen typischen Temperaturverhältnisses verursacht, das heißt, das gesamte Plasma wird aufgeheizt.

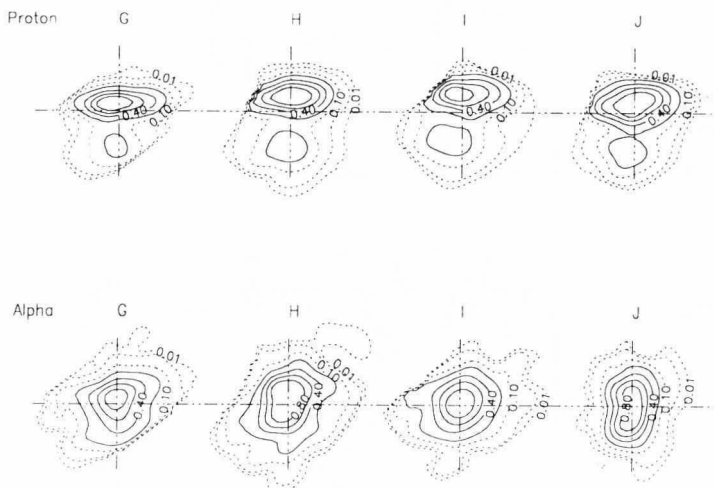


Abbildung 14: 2D-Schnitte der Verteilungsfunktionen beider Ionensorten entlang der Magnetfeldrichtung. Die Buchstaben entsprechen der Zeitpunkte, die in Abb. 12 und 13 angezeichnet sind.

Dieser Effekt wird auch in den dazugehörigen 2D-Schnitten der Verteilungsfunktionen gesehen. Die Alphateilchenverteilungsfunktionen zeigen ab dem mit B bezeichneten Zeitpunkt senkrecht zur Magnetfeldrichtung eine Aufheizung im Kern. C bis E zeigen die Entstehung von zwei Maxima im Kern der Alphateilchenverteilungsfunktion. Dieses Merkmal verschwindet bei F bis J. Die zwei Maxima

gehören nicht zu einer Ring-Verteilungsfunktion im Kern, sondern wie in den Abb. 15 und 16 dargestellt ist, zu einem Bunching im Geschwindigkeitsraum der Alphateilchen im Plasma. Dieser Effekt tritt in diesem Fall auf, wenn das Dichteverhältnis beider Ionensorten die Größenordnung von 0.3 erreicht. Bei näherer Betrachtung von Abb. 13 sieht man eine Antikorrelation zwischen der normierten Alphateilchendriftgeschwindigkeit und dem Dichte- und Temperaturverhältnis. Die Alphateilchendriftgeschwindigkeit verschwindet nahezu bei der Unstetigkeit  $V_{ap} \approx 5 \frac{\text{km}}{\text{s}}$  (Wert kleiner als der Meßfehler).

TAUS II Alpha 3D UT:01.10.88 06:05:55 (2076024B)  
 $n : 1.1 \quad V : 440 \quad T : 9.4 \quad \beta : 1.9 \quad C : 100 \quad BQ_p : -1.0 \quad BV_{ap} : -1.0$   
 $V_{ap} : 0.3 \quad V_{Ap} : 90.9 \quad Tg : 14.8 \quad V_{ap}Q_a : 0.9 \quad V_{ap}Q_p : 1.0$

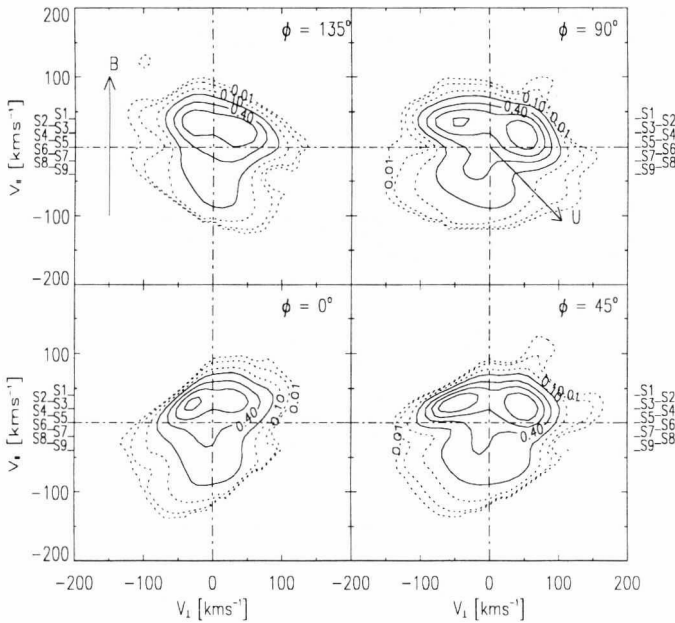


Abbildung 15: Die Pitchwinkel-Eigenschaften der in Abb. 13 unter D dargestellten Alphateilchenverteilungsfunktion für vier verschiedene Azimuthwinkel.

Die Abweichungen von der Rotationssymmetrie um das Magnetfeld der Alphateilchenverteilungsfunktion für den in Abb. 12 und 13 mit D bezeichneten Fall können durch verschiedene 2D-Schnitte der Verteilungsfunktion im Geschwindigkeitsraum dargestellt werden. In Abb. 15 werden vier Schnitte gezeigt. Die

Richtung des Magnetfeldes und der Alphateilchenflußgeschwindigkeit sind in den Bildern mit  $\phi = 135^\circ$  und  $\phi = 90^\circ$  eingetragen. Im Titel der Abbildung werden die Plasmamparameter der Alphateilchen angegeben.  $T_g$  ist die Gyrationzeit der Alphateilchen um das Magnetfeld. Wenn Gyrotropie im Plasma vorhanden wäre, würden diese Schnitte gleich sein. Man sieht, daß die Position der Maxima der Phasenraumdicke vom Azimutwinkel abhängig ist, was darauf hindeutet, daß diese Verteilungsfunktion nichtgyrotrop ist.

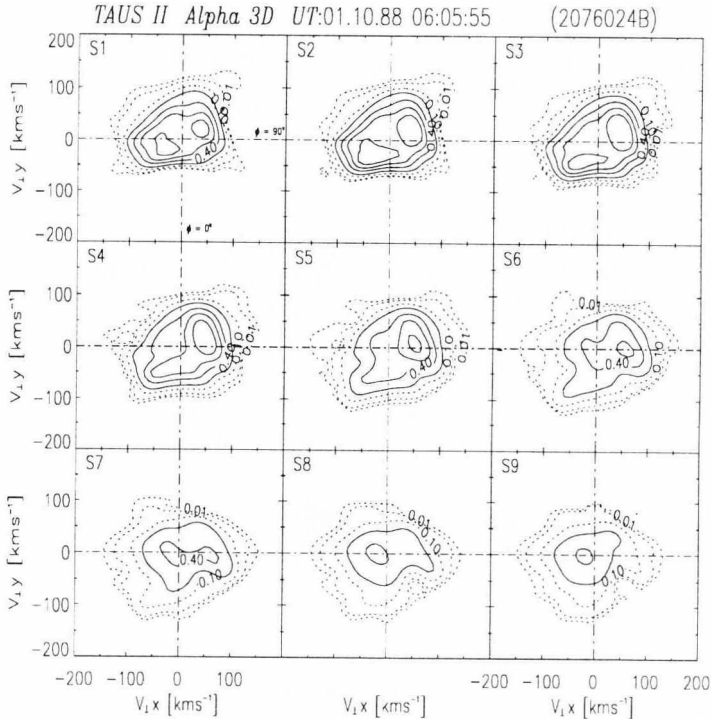


Abbildung 16: 9 Querschnitte der Alphateilchenverteilungsfunktion in Abb. 15.

Bei Betrachtung der Zählratenmatrix zeigt sich, daß die zwei Maxima der Phasenraumdicke in den Energie-pro-Ladungskanälen 21 und 23 zu finden sind. Wenn man die Alphateilchengyrationzeit mit der Meßzeit des Instruments (1 s pro Energie-Pro-Ladungskanal für Alphateilchen) vergleicht, wird deutlich, daß die beiden Maxima im Kern dieser Verteilungsfunktion nicht durch einen Aliasingeffekt erzeugt werden. Die Zählraten dieser Verteilungsfunktion sind in Anhang

A.1 gegeben. Es zieht sich, daß die Zählraten so groß sind, daß beide Maxima statistisch signifikant sind. Um mögliche Fehler zu reduzieren, werden die ersten zwei Energiekanäle dieses Spektrums in der Darstellung nicht gezeigt. In diesem Fall ist die Meßzeit des Alphateilchenspektrums nur 6 s.

In Abb. 16 sind dazu 9 Querschnitte derselben Verteilungsfunktion dargestellt, die zur Magnetfeldrichtung senkrecht sind. Man sieht, daß es zwei Maxima im Geschwindigkeitsraum gibt und nicht eine sogenannte Ring-Verteilungsfunktion vorliegt. Ein anderes Merkmal ist die Anisotropie des Kernes ( $A_{\alpha k} \approx 2.25$ , siehe Schnitte S1, S2 und S3).

Die entsprechende Darstellung von den mit C und E bezeichneten Fällen ist in Anhang A.1 gegeben. Die oben beschriebene Charakteristik der Alphateilchenverteilungsfunktion ist in diesen Fällen auch deutlich zu erkennen. Weiterhin findet man in Fall C, daß der Alphateilchenbeam nicht parallel zum Magnetfeld verläuft. Man bemerkt, daß die interpolierte Magnetfeldrichtung parallel zum Protonenwärmefluß und zur Driftgeschwindigkeit ist. Dennoch haben wir für diese Darstellung den Protonenwärmeflußvektor als Symmetrierichtung der Verteilungsfunktion benutzt. Da sieht man, daß sich der Alphateilchenbeam asymmetrisch vom Kern ablöst.

Die Protonenverteilungsfunktionen zeigen ca. 80 min nach Beginn der Unstetigkeit und 40 min nach Aufheizung der Alphateilchen eine zunehmende Anisotropie im Kern, welche im Fall G einen Wert von 5.2 erreicht ( $A_p^D \approx 3.0$ ). Gleichzeitig ist eine parallele Aufheizung der Protonen festzustellen. Von diesem Teil der Verteilungsfunktion löst sich ein Protonenbeam vom Kern ab (siehe Abb. 14). Nichtgyrotropie kann in diesen Protonenverteilungsfunktionen nicht eindeutig bestimmt werden. In Anhang A.2 sind die verschiedenen Schnitte der Protonenverteilungsfunktionen der Fälle F, G, H und J gezeigt. Da erkennt man, daß es in den Fällen F bis H deutliche Hinweise auf Nichtgyrotropie des Protonenplasmas gibt. Im Fall J ist jedoch die Protonenverteilungsfunktion gyotrop.

## 5.2 Das Ereignis vom 6.10.1988 UT 15:45:50

Die Protonenverteilungsfunktionen können ein ähnliches Verhalten wie die oben beschriebenen Alphateilchenverteilungsfunktionen zeigen. Wir stellen hier einen Fall von deutlicher Nichtgyrotropie im Sonnenwindprotonenplasma dar. Die Plasmaparameter können in diesem Fall keinen Hinweis auf die herrschenden Sonnenwindbedingungen geben, welche diesen Plasmazustand erzeugt haben.

In Abb. 17 ist die Pitchwinkelabhängigkeit einer stark nichtgyotropen Protonenverteilungsfunktion für vier verschiedenen Azimutwinkel dargestellt. Ähnlich

wie bei den Alphateilchen in Abb. 15 ist ein Bunching im Kern der Verteilung festzustellen. In diesem Fall sind die zwei Maxima der Phasenraumdichte in jedem Kanal zwischen dem 17. und dem 21. Energie-pro-Ladungskanal gemessen worden (siehe Anhang A.2), die alle statistisch signifikant sind. Da die Meßzeit eines Energie-pro-Ladungskanals  $\approx 0.25$  s ist, liegt auch in diesem Fall kein Aliasingeffekt vor.

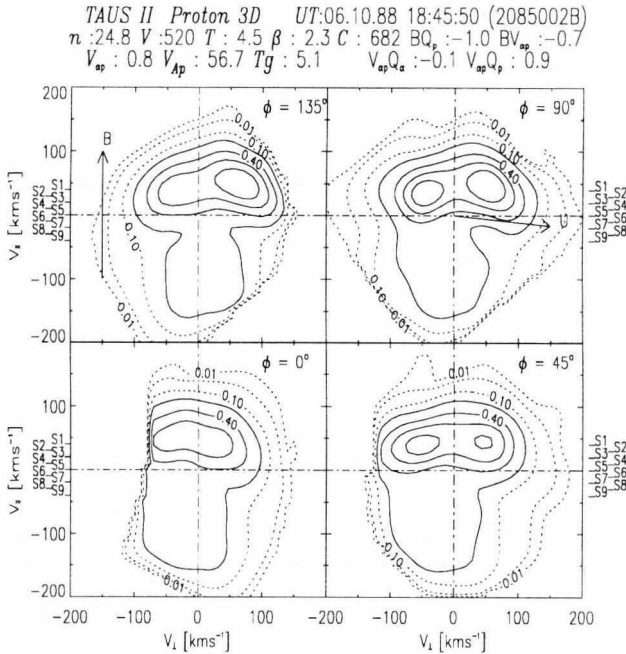


Abbildung 17: Stark nichtgyrotrope Protonenverteilungsfunktion.

In Abb. 18 ist die entsprechende Abhängigkeit der Verteilungsfunktion von der Gyrationphase im Kern klar zu sehen. Die Mikrostruktur des Kernes zeigt einen Plasmateilchenanteil im Kern, der zusammenhängend rotiert. Dies betrachten wir als Phasenraum-Bunching im Kern der Sonnenwindverteilungsfunktionen.

In Verbindung mit dem in Abschnitt 5.1 dargestellten Fall, kann in den Abb. 59 bis 61 im Anhang A.2 sehen, daß in den Kernen dieser Verteilungsfunktionen die zentralen Isokonturlinien nicht kreisförmig sind. Dies kann man vermutlich auf die gleichen Gründe zurückgeführt werden, wie sie für den in diesem Ab-

schnitt dargestellten Fall gelten. Die Bestimmung von zwei Phasenraummaxima ist jedoch in diesen Fällen mit der Instrumentauflösung nicht möglich.

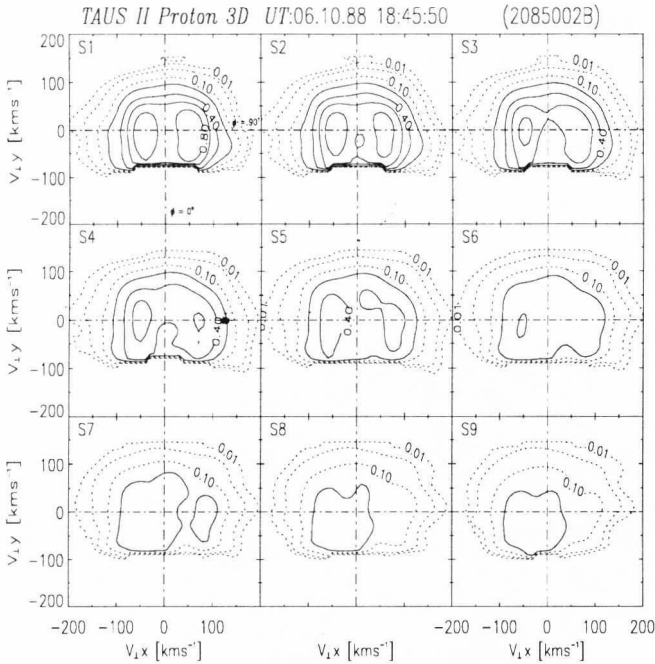


Abbildung 18: 9 Querschnitte der in Abb. 17 dargestellte Protonenverteilungsfunktion.

Interessanterweise ist zu bemerken, daß der Protonenbeam der Verteilungsfunktion (siehe Schnitte S7 bis S9 in Abb. 18) nicht entlang des Magnetfeldes verläuft. Anscheinend ist das keine seltene Charakteristik der gemessenen Protonenverteilungsfunktionen. Dieses Merkmal findet man auch in der Alphateilchenverteilungsfunktion in dem in Abb. 13 mit C bezeichnetem Fall. Wir zeigen weitere Beispiele dieser Charakteristik des Protonen- und Alphateilchenbeams im nächsten Abschnitt. Dies wird in Verbindung mit den Ergebnissen eines Teilchensimulationsverfahrens gezeigt.

### 5.3 Nichtgyrotropie im Sonnenwind: Ergebnisse eines Simulationsmodells und direkte Messungen

Weil in einem wirklichen Plasma kollektive Effekte überwiegen, ist die Betrachtung geladener Einzelteilchen nur eine sehr grobe Näherung [Cap. 1975]. Durch die Auswirkung einer magnetischen Struktur mit einer charakteristischen Länge in der Größenordnung von einigen wenigen Protonengyroradien auf das Sonnenwindplasma<sup>8</sup> kann die Mikrostruktur des Plasmas durch kollektive Effekte stark beeinflusst werden. Solche magnetische Strukturen, wie z.B. Rotationsunstetigkeiten, werden im schnellen Sonnenwind mit einer Häufigkeit der Größenordnung von einmal pro Stunde im Raumsondenbezugssystem gemessen, was bedeutet, daß eine bestimmte Plasmazelle mit einer Flußgeschwindigkeit von  $\approx 400 \frac{\text{km}}{\text{s}}$  bei 1 AU die Wechselwirkung mit mehreren von diesen Strukturen hat.

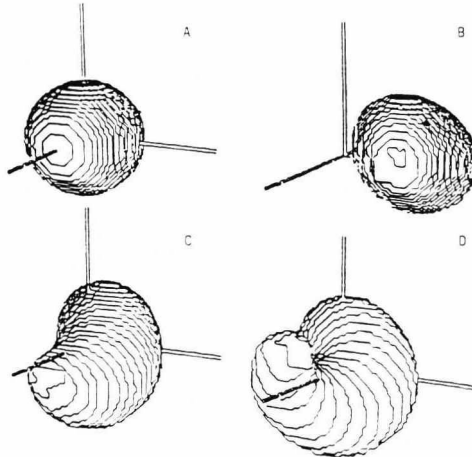


Abbildung 19: Plasmazustand einer Alphateilchenverteilungsfunktion in Wechselwirkung mit einer Rotationsunstetigkeit im Sonnenwind. A,B und C zeigen die Verteilungsfunktion im Geschwindigkeitsraum vor, während und nach der Wechselwirkung mit der Magnetfeldstruktur. D stellt die Verteilungsfunktion nach 3.5 Drehungen der Alphateilchen um das Magnetfeld nach der Wechselwirkung dar.

Durch ein Simulationsverfahren, in dem die Alphateilchen im Plasma als Testteilchen betrachten werden, haben *Rosenbauer and Livi* [1982] bewiesen, daß durch großräumige Strukturen wie z.B. Rotationsunstetigkeiten, Solitonen oder

<sup>8</sup>So daß jedes einzelne Plasmateilchen ein verschiedenes Hintergrundmagnetfeld sieht.



Alfvénwellenzüge in Wechselwirkung mit Plasmateilchen die Rotationssymmetrie der Verteilungsfunktionen um den Magnetfeldvektor im Geschwindigkeitsraum gebrochen werden kann. Als direkte Konsequenz ergibt sich, daß das Alphateilchenplasma senkrecht zum Magnetfeld aufgeheizt und entlang des Magnetfeldes beschleunigt werden kann. Da das Verfahren nicht in sich geschlossen ist, können diese Ergebnisse nur in der Anfangsphase des numerischen Experiments als real betrachtet werden. In Abb. 19 ist der Plasmazustand einer Alphateilchenverteilungsfunktion vor, während und nach der Wechselwirkung mit einer mit der Alfvéngeschwindigkeit driftenden Rotationsunstetigkeit des Magnetfeldes dargestellt.

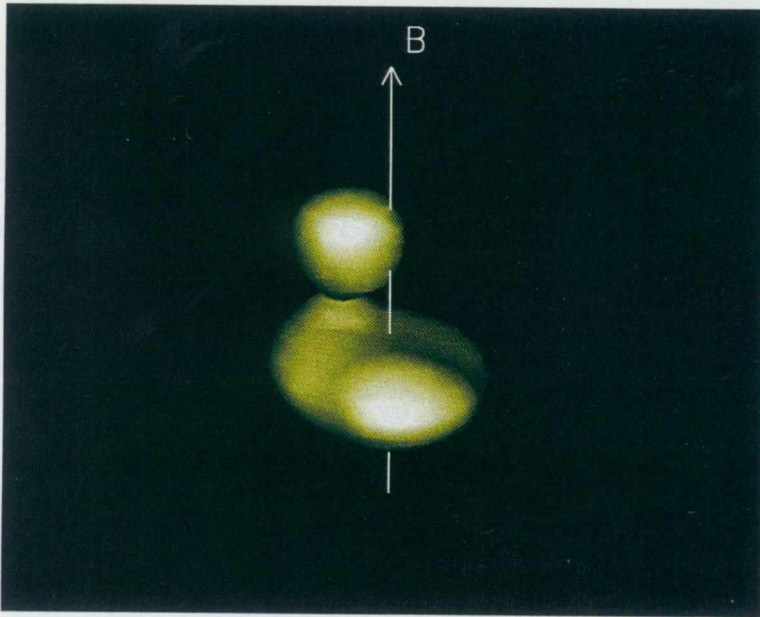
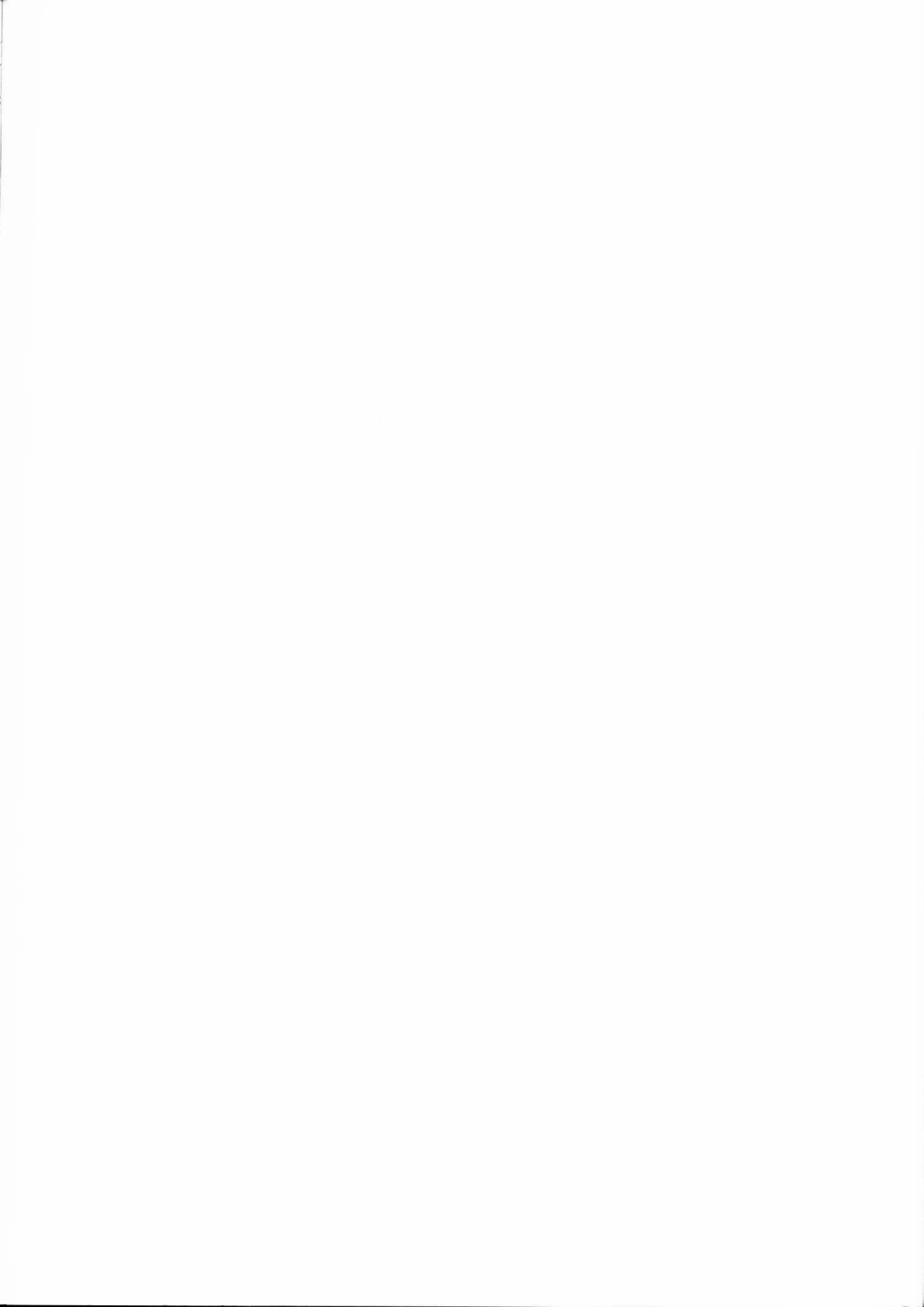


Abbildung 20: 3D-Darstellung einer im Sonnenwind gemessenen Protonenverteilungsfunktion. Die grüne Fläche stellt eine Isofläche von 20% der Phasenraumdicke dar. Der Protonenbeam löst sich vom Kern nicht entlang des Magnetfeldes ab.

Man sieht, daß als Ergebnis der Wechselwirkung die Verteilungsfunktion nicht-gyrotrop wird. Ein besonderes Kennzeichen ist, daß die Teilchen mit höherer Energie die Form eines *Korkenziehers* im Geschwindigkeitsraum annehmen. Ein



anderes Merkmal ist, daß die Verteilungsfunktion eine Abplattung zeigt. Eine solche Charakteristik wird auch bei der Protonenverteilungsfunktionen beobachtet (siehe Abb. 58 und 64). Obwohl durch die Teilchenphasenvermischung (Phase-mixing) diese nichtgyrotropen Verteilungsfunktionen nach einigen Teilchengyrationperioden gyrotrop werden, kann die weitere Entwicklung der Verteilungsfunktion durch dieses Verfahren in Frage gestellt werden, da die Wellenaktivität bei den nichtgyrotropen Plasmen stärker ist als bei den gyrotropen Plasmen.

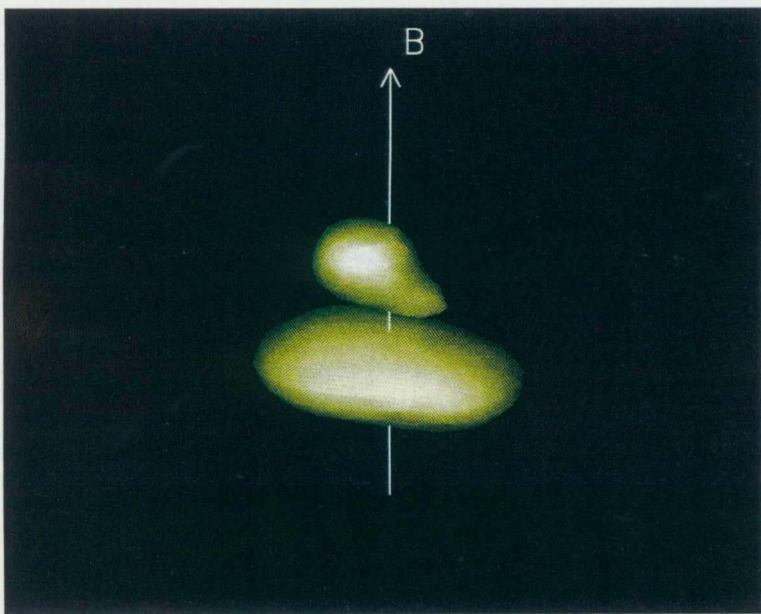


Abbildung 21: Wie in Abb. 20. Diese Protonenverteilungsfunktion wurde 20 min später gemessen.

Weiterhin kann man die Asymmetrie der Teilchen mit hoher Energie im numerischen Experiment auch in Verbindung mit den gemessene Plasmadaten bringen. Wir zeigen in Abb. 20 eine 3D-Darstellung einer im Sonnenwind gemessenen Protonenverteilungsfunktion, in der ein ähnliches Verhalten gezeigt wird. Die entsprechende Schnitt-Darstellung dieses Falls wird im Anhang A.2 (Fall K) gezeigt. Es ist eindeutig, daß sich der Protonenbeam in Abb. 20 nicht entlang des Magnetfeldes vom Kern ablöst. Es ist auch bedeutend, daß sich Buckel im Kern (vorne



in Bild) befinden. Wir nehmen an, daß die Ablösung des Protonenbeams asymmetrisch zum Magnetfeld als Folge der Weiterentwicklung des Kern-Bunchings angesehen werden kann. In Abb. 21 (Fall L im Anhang A.2) ist die nach 20 min folgende Messung dargestellt. Obwohl in diesem Fall kein Buckel im Kern zu beobachten ist, ist der Kern der Verteilungsfunktion nichtgyrotrop. Für diesen Fall einer Tri-Maxwellverteilungsfunktion kann die bessere Anpassungsfunktion mit zwei Anisotropieparametern definiert werden ( $A_p \approx (1.6, 2.25)$ ). Der Protonenbeam läuft nahe an dem Magnetfeld entlang.

In diesem Kapitel (und Anhänge A.1 und A.2) haben wir einige wenige Beispiele von nichtgyrotropen, im Sonnenwind gemessenen Verteilungsfunktionen von Protonen und Alphateilchen gezeigt, in denen es eine erkennbare nichtgyrotrope Mikrostruktur im Geschwindigkeitsraum gibt. Auch wenn wir nur wenige Beispiele von diesem Plasmazustand im Sonnenwind gezeigt haben, kann dies als ein starker Hinweis betrachtet werden, in dem Sinne, daß im Sonnenwindplasma Nichtgyrotropie als wichtiges Kennzeichen der Plasmamikrostruktur vorhanden sein kann. Dies wird dadurch verstärkt, daß alle Verteilungsfunktionen, die im Kern Nichtgyrotropie zeigen, eine starke senkrechte Aufheizung aufweisen. Wir möchten darauf hinweisen, daß die Entstehung von Protonen- und Alphateilchenbeams auch durch eine nichtgyrotrope Plasmamikrostruktur verursacht werden kann.

Wegen der zeitlichen Lücken der verfügbaren dreidimensionalen Plasmadaten, bleibt unklar, welche Größe die Plasmaregion hat, in der das Phänomen auftritt. In dem in Abschnitt 5.1 diskutierten Ereignis kann die Nichtgyrotropie zwischen den Fällen C und E für die Alphateilchen festgestellt werden, während die Protonenverteilungsfunktionen Anzeichen eines nichtgyrotropen Verhaltens zwischen den Fällen F und I zeigen. Dabei möchten wir darauf hinweisen, daß ein großer Anteil der Protonenverteilungsfunktionen, die im Sonnenwind mit Flußgeschwindigkeiten größer als  $400 \frac{km}{s}$  gemessen werden, einen Zustand zeigen, dem wir einen hohen *Gyrotropisationsgrad* zuordnen können.

## 6 Elektromagnetische Wellen in magnetoaktiven Sonnenwindplasmen

### 6.1 Einführung

Die gemessenen Differenzen der Plasmamparameter von Protonen und anderen schweren Ionen im Sonnenwind werden als Zeichen der Wellenaktivität betrachtet. Eine der bedeutendsten ist die Driftgeschwindigkeit der Alphateilchen relativ zu der Protonenschwerpunktgeschwindigkeit, insbesondere für den schnellen Sonnenwind, wo die Alphateilchen bis zu  $150 \frac{\text{km}}{\text{s}}$  schneller als die Protonen beobachtet worden sind. Die gemessene Größenordnung dieser Differenz ist mit der lokalen Alfvéngeschwindigkeit,  $V_A$ , korreliert worden [Neugebauer, 1981; Marsch *et al.*, 1981]. Weiterhin ergeben die Beobachtungen, daß das gemessene Temperaturverhältnis zwischen Protonen und Alphateilchen durch  $\frac{T_\alpha}{T_p} \approx \frac{m_\alpha}{m_p}$  angegeben werden kann, so daß beide Ionensorten dieselbe thermische Geschwindigkeit haben. Dies und die Tatsache, daß die anderen schweren Ionen ungefähr die gleiche Driftgeschwindigkeit wie die Alphateilchen sowie ein ähnliches Temperaturverhältnis zeigen [z.B. Neugebauer, 1981; Marsch *et al.*, 1982b; Liu, 1994], weisen darauf hin, daß Welle-Teilchen-Wechselwirkungen für das Verhalten der schweren Ionen im Sonnenwind verantwortlich sein könnten. Weiterhin bestätigen die Beobachtungen von zum Hintergrundmagnetfeld senkrechter Aufheizung im Kern gemessener Verteilungsfunktionen im schnellen Sonnenwind die Auswirkungen von Wellenaktivität auf das Sonnenwindplasma [Bame *et al.*, 1975; Marsch *et al.*, 1982b], welche konsistent mit Aufheizung durch resonante Ionenzyklotronwellen sind [Gendrin and Roux, 1980; Gendrin, 1981]. Die senkrechte Anisotropie im Kern und auch die häufig gemessenen Doppelpeakverteilungsfunktionen von Protonen und Alphateilchen im Sonnenwindplasma können selbst die Anregung von Wellen verursachen, die schließlich das Plasma beeinflussen können.

Die Stabilität dieser Plasmakonfigurationen gegen die Anregung von elektrostatischen oder elektromagnetischen Wellen kann mit Hilfe der linearen Theorie untersucht werden [z.B. Davidson and Ogden, 1975; Isenberg, 1984; Gary, 1993]. Mit dieser Methode können die verschiedenen Wellenanregungsmechanismen und die Dämpfungsstruktur der verschiedenen Moden identifiziert werden, welche den anomalen Transport im Sonnenwind in Abwesenheit von Stößen verursachen können. In diesem Zusammenhang untersuchten Leubner and Viñas [1986] die Stabilitätseigenschaften von zwölf verschiedenen (im Sonnenwind gemessenen) 3D-Doppelpeakprotonenverteilungsfunktionen gegen die Auswirkung von sich parallel ausbreitenden links- und rechts-zirkular-polarisierten elektromagnetischen Wellen. Die Anregung von linkspolarisierten elektromagnetischen Wellen durch die senkrechte Temperaturanisotropie des Protonenkerns, welcher als eine typische Größe des schnellen Sonnenwindes angesehen werden kann, hat

sich als unabhängig von einem Ionenbeam in der Plasmakonfiguration erwiesen. Im Fall der rechtspolarisierten elektromagnetischen Wellen zeigen die Ergebnisse, daß sich die Protonenbeamdriftgeschwindigkeit sowie das Verhältnis zwischen der Protonenbeam- und der gesamten Protonendichte beim Schwellenwert der nichtresonanten Instabilität befinden. Nur in einem Fall wurde diese Instabilität festgestellt. Die Untersuchung an dieser gemessenen Plasmakonfigurationen zeigt, daß die beiden elektromagnetischen Wellenmoden eine wichtige Rolle bei der Modellierung der Sonnenwindplasmamikrostruktur spielen können.

Weiterhin haben *Marsch and Livi* [1987] in einer statistischen Analyse der Stabilität einiger tausend Protonen-Protonenbeam, Protonen-Alphateilchenbeam und Protonen-Protonenbeam-Alphateilchenbeam gemessenen Sonnenwindplasmakonfigurationen unter sich parallel ausbreitenden (magnetoakustischen) rechtspolarisierten elektromagnetischen Wellen untersucht. Die Ionen-Beam-Instabilität wurde in der Protonen-Protonenbeam Plasmakonfigurationen im schnellen Sonnenwind festgestellt, aber die Driftgeschwindigkeit des Beams hält sich nah an der Stabilitätsgrenze. Die driftenden Alphateilchen überschreiten die marginale Instabilitätsschwelle nicht, sondern wirken durch die Verstärkung der Ionenzyklotrondämpfung stabilisierend auf die instabile Protonen-Protonenbeamkonfiguration. In dieser Arbeit sind Maxwell Verteilungsfunktionen als Modell für die Plasmakomponenten angenommen worden.

Da die Aufheizungs- und Beschleunigungsprozesse nur durch eine Theorie zweiter Ordnung beschrieben werden können, kann die Evolution solcher Plasmakonfigurationen durch eine quasi-lineare Theorie untersucht werden [*Barnes, 1968b*]. Auf dieser Linie haben *Dusenbery and Hollweg* [1981] Aufheizung und Beschleunigung der schweren Ionen durch quasi-lineare Relaxation ihrer Momente durch resonante und nichtresonante Wechselwirkung mit Ionenzyklotronwellen untersucht. Die Ergebnisse dieser Berechnungen entsprechen den Beobachtungen, insofern eine bevorzugte Beschleunigung der schweren Ionen sowie senkrechte Aufheizung dieser Spezies stattfinden, aber sie entsprechen nicht dem Modellansatz. In diesem Zusammenhang werden die schweren Ionen im Modell, einschließlich der Alphateilchen, auf Grund ihrer geringen Anzahldichte als nicht dispersive Plasmakomponenten betrachtet. Dies entspricht der Vernachlässigung der Energie und des Impulses dieser Ionen im Vergleich mit denen der Elektronen und Protonen und des Wellenfeldes. In den Berechnungen sollen etwa 18% des an der Sonne verfügbaren Alfvénwellenenergiespektrums im Alphateilchenfluß in den Aufheizungs- und Beschleunigungsprozeß eingesetzt werden. Dies widerspricht dem Testteilchen-Ansatz für die Alphateilchen im Modell. Weiterhin ist auf Grund der Modellansätze auch schwer zu verstehen wie die Alphateilchen einen derartigen Anteil der verfügbaren Energie durch eine resonante Wechselwirkung mit Ionenzyklotronwellen nur mit dem höheren Wellenzahlbereich der Alfvénwellen ( oder Ionenzyklotron) beanspruchen können. Eine andere Annah-

me im Modell ist, daß die Protonen Ionenzyklotronwellen tragen können, aber die damit verbundenen Anregungs- und Dissipationsmechanismen werden vernachlässigt.

In einem in sich geschlossenen Modell der Sonnenwindexpansion, mit Berücksichtigung der Welle-Teilchen-Wechselwirkung auf das Plasma, wurde von *Marsch et al.* [1982c] das bevorzugte Verhalten der Alphateilchen bei typischen Sonnenwindparametern untersucht. Die Plasmaschwingungen wurden durch die beiden elektromagnetischen (links- und rechtspolarisierten) Wellenmoden vorgegeben. Im Modell wurde die Evolution des Plasmas durch die Angabe der radialen Abhängigkeit der Alfvéngeschwindigkeit festgelegt und die Mikrostruktur des Plasmas im Geschwindigkeitsraum wurde durch Bi-Maxwellsche Verteilungsfunktionen modelliert. Die resultierende Plasmaentwicklung beschreibt qualitativ und auch quantitativ das gemessene Beobachtungsmaterial. Der Beschleunigungsmechanismus der Alphateilchen läßt sich in zwei Stufen unterteilen: Zuerst findet eine senkrechte Aufheizung von beiden Sorten und eine Driftgeschwindigkeit der Größenordnung von 20 % der Alfvéngeschwindigkeit statt. Die Wellenenergie und der Impuls wird in diesem Stadium des dynamischen Prozesses von den Ionenzyklotronwellen übertragen. Die Protonen werden durch Resonanz mit diesen Wellen negativ beschleunigt. Im zweiten Teil des Prozesses geschieht die Energie- und Impulsübertragung infolge der Ionenzyklotronresonanz mit rechtspolarisierten elektromagnetischen Wellen. Dieser Teil des Prozesses hat sich als wichtig erwiesen, weil die Momente der Ionensorten Werte erreichen, die mit gemessenen Parametern gut übereinstimmen. Es ist zu bemerken, daß die Alphateilchendriftgeschwindigkeit die Alfvéngeschwindigkeit nur dann erreicht, wenn die Alphateilchen in Ionenzyklotronresonanz mit den rechtspolarisierten elektromagnetischen Wellen sind. Dies kann stattfinden, wenn eine genügende Anzahl von Alphateilchen eine thermische Geschwindigkeit von der Größenordnung der doppelten lokalen Alfvéngeschwindigkeit haben. Dies wird im Modell durch die Expansion des stoßfreien Sonnenwindes erklärt, wobei die erreichte Differenzgeschwindigkeit im ersten Teil des Mechanismus erhalten bleibt. Die notwendige Resonanzbedingung mit den rechtspolarisierten elektromagnetischen Wellen kann durch Abnahme der Alfvéngeschwindigkeit in der Expansion erreicht werden.

In einer Reihe von Veröffentlichungen [*Isenberg and Hollweg*, 1982, 1983; *Isenberg*, 1984] wurde systematisch die Wirkung der Ionenzyklotronwellen (Alfvén Wellen) auf das Sonnenwindplasma untersucht. Diese Arbeiten schließen aus, daß eine Beschleunigung der Alphateilchen (und der schweren Ionen) durch den Alfvén-Wellendruck mit dissipativen Prozessen verbunden sein kann, und ein dadurch möglicher Zusammenhang mit dem Temperaturverhalten der Plasmasorten entstanden sein könnte. Unter der Annahme, daß die Energie, die im dissipativen Prozeß verbraucht wird, durch nichtlineare Kaskaden von kleineren Wellenzahlen bis zur Resonanzwellenzahl gebracht wird, und dann durch quasi-lineare Wech-



selwirkung mit den Plasma schließlich absorbiert wird, kommen *Isenberg and Hollweg* [1983] zu dem Schluß, daß der Ionenzyklotron-Mechanismus durch resonante Welle-Teilchen-Wechselwirkung nicht in der Lage ist, die beobachtete Driftgeschwindigkeit und Temperatur der Alphateilchen und schweren Ionen im Sonnenwindplasma zu erzeugen.

Obwohl eine kleine Anzahl massiver Ionen eine große Rolle im Energiehaushalt des Sonnenwindplasmas spielen kann, werden Ionen schwerer als  $\text{H}^+$  zur Bestimmung der dynamischen Eigenschaften des Plasmas in den oben beschriebenen Arbeiten nur als Testteilchen betrachtet. Für die Alphateilchen, deren Anteil an der gesamten Sonnenwindteilchenzahl in der Größenordnung von 5% liegt [*Neugebauer*, 1981; *Marsch et al.*, 1982b], d.h. sie enthalten ein 20% der gesamten kinetischen Energie des Sonnenwindes, kann dieser Ansatz im besten Falle als grobe Näherung betrachtet werden [*Isenberg and Hollweg*, 1982]. In diesem Zusammenhang kann die bevorzugte Beschleunigung durch einen resonanten Mechanismus mit Ionenzyklotronwellen in Frage gestellt werden, denn wenn die Alphateilchen als eine dispersive Komponente des Plasmas angenommen werden, kann die Dispersionsrelation eine Unstetigkeit bei der Alphateilchenzyklotronfrequenz zeigen, so daß Resonanz der Teilchen mit diesen elektromagnetischen Wellen nicht stattfinden kann. *Isenberg* [1984] führte eine parametrische Analyse<sup>9</sup> der Dispersionsrelation zur Bestimmung der Existenz einer Unstetigkeit in den Dispersionskurven bei der Alphateilchenzyklotronfrequenz durch. Er fand heraus, daß ein möglicher Resonanzmechanismus in einem begrenzten Bereich der gemessenen Sonnenwindparameter stattfinden kann. Obwohl eine kontinuierliche Ausbreitung von Ionenzyklotronwellen um die Ionenzyklotronfrequenzen, in Gegensatz zur kalten Plasmanäherung, durchaus möglich ist, deutet der Autor an, daß, wenn die richtige Dispersionsrelation (für ein warmes Plasma) angenommen wird, die Modelle für eine bevorzugte Beschleunigung und Aufheizung der Alphateilchen im Sonnenwind weniger anwendbar werden.

Andererseits haben *Gomberoff and Elgueta* [1991] unter Annahme der kalten Plasmanäherung und driftenden Alphateilchen in einem Elektron-Proton Hintergrundplasma bewiesen, daß im kalten Plasma die Unstetigkeit der Dispersionskurven durch bereits driftende Alphateilchen aufgehoben werden kann, und sich die Ionenzyklotronwellen bei der Alphateilchenzyklotronfrequenz ausbreiten können. Obwohl die Dispersionsstruktur geändert wird, bleiben zwei getrennte Dispersionskurven, und damit wird die mögliche kontinuierliche Beschleunigung der Alphateilchen durch resonante Welle-Teilchen-Wechselwirkung mit Ionenzyklotronwellen zu Driftgeschwindigkeiten in der Größenordnung der Alfvéngeschwin-

<sup>9</sup>Die betrachteten Parameter sind  $\eta_\alpha = \frac{n_\alpha}{n_p}$  und  $\beta_{||\alpha} = (\frac{v_\alpha}{V_{Ap}})^2$ , wobei  $n_{\alpha,p}$  die Dichte der Alphateilchen und der Protonen,  $v_\alpha$  die thermische Geschwindigkeit der Alphateilchen und  $V_{Ap}$  die Protonen-Alfvéngeschwindigkeit sind.

digkeit verhindert. Die Autoren nehmen an, daß sich die Dispersionskurven in einem Punkt treffen, wenn thermische Effekte in solchen Plasmakonfigurationen berücksichtigt werden, so daß eine kontinuierliche Ausbreitung der Wellen und der dazugehörige Beschleunigungsmechanismus stattfinden kann [Gomberoff and Elgueta, 1991].

Wir stellen nun eine Untersuchung der Eigenschaften von sich parallel ausbreitenden elektromagnetischen Wellen in einem warmen Plasma von der Art des Sonnenwindes vor, in der die numerische Bestimmung der Dispersionsrelation im Frequenzbereich  $0 \leq \omega \leq 2\Omega_p$  (mit der Protonen-Zyklotronfrequenz  $\Omega_p$ ) durchgeführt wird. Die Rolle der Ausbreitungsmoden höherer Ordnung der Dispersionsrelation wird betrachtet. Wir zeigen, daß diese Moden einen zusätzlichen Dämpfungsmechanismus von linkspolarisierten elektromagnetischen Wellen im Plasma erzeugen können, wenn sich das Plasma nicht im thermodynamischen Gleichgewicht befindet. Dies wird für Plasmen durchgeführt, in denen typische Sonnenwindplasmamaparameter benutzt werden, sowie Plasmamaparameter, die direkt von im Sonnenwind gemessener Plasmakonfigurationen von Protonen und Alphateilchen abgeleitet sind. Im Zusammenhang mit dem Mechanismus der Alphateilchenbeschleunigung untersuchen wir die Entstehung der kalten Plasmaunstetigkeit in einem Protonen-Alpha teilchen Plasma, in der die Moden höherer Ordnung der Dispersionsrelation eine wesentliche Rolle spielen.

Mit einem anderen Ansatz ist die lineare Theorie von nichtgyrotropen Plasmen von mehreren Autoren entwickelt worden [Sudan, 1965; Eldridge, 1970; Freund et al., 1987; Brinca et al., 1992]. In diesen Arbeiten hat sich gezeigt, daß nichtgyrotrope Plasmakonfigurationen eine Verstärkung der Ionenzyklotroninstabilität sowie eine Wellenmodewechselwirkung der links- und rechtspolarisierten elektromagnetischen Wellen aufweisen [Brinca et al., 1992]. Dies ist bislang nicht für gemessene Plasmakonfigurationen von der Art des Sonnenwindes untersucht worden. Wir erforschen die Ausbreitungseigenschaften der elektromagnetischen Wellen in nichtgyrotropen Plasmen, in welchen die Rotationssymmetrie der Plasmamikrostruktur um das Magnetfeld im Geschwindigkeitsraum durch eine Azimutalabhängigkeit der Verteilungsfunktion gebrochen wird.

Da die lineare Theorie der Wellenausbreitung nichtgyrotroper magnetoaktiver Plasmen im allgemeinen als nicht bekannt betrachtet werden kann, stellen wir die Ableitung der notwendigen Gleichungen und der Grundbegriffe vor. In den folgenden Abschnitten sind kurz die gyrotrope und nichtgyrotrope Dispersionsrelation für die verschiedenen Wellenausbreitungsmoden abgeleitet. Eine Darstellung der kalten Plasmanäherung und der Resonanzbedingungen wird dazu gegeben.

## 6.2 Dispersionsrelation magnetoaktiver Plasmen

### 6.2.1 Gyrotropes Plasma

In allgemeinen können die Ausbreitungseigenschaften elektromagnetischer Wellen in einem magnetoaktiven Plasma mit Hilfe der Maxwell- und Vlasovgleichungen (siehe Gl. 11) beschrieben werden. Nach Einsetzen des Faradaygesetzes in das Ampèregesetz, beide in Fourierdarstellung, ergibt sich die grundlegende Wellengleichung für das elektrische Feld

$$\frac{c^2}{\omega^2}(k_i k_j E_j - k^2 E_i) + E_i + \frac{i\mu_0 c^2}{\omega} J_i = -\frac{i\mu_0 c^2}{\omega} J_i^{ext}, \quad (24)$$

in der  $(k_i, \omega)$  die Fouriertransformierte der Komponenten der Zeit-Raum-Koordinaten  $(x_i, t)$ ,  $E_i$  die Komponenten des elektrischen Feldes und  $J_i$  und  $J_i^{ext}$  die Komponenten des induzierten und äußeren Anteiles der Stromdichte sind.

Die induzierte Stromdichte kann in der ersten Näherung als

$$J_i = \sigma_{ij} E_j \quad (25)$$

geschrieben werden, wobei  $\sigma_{ij}$  den Leitfähigkeitstensor bezeichnet. Wenn die letzte Gleichung in (24) eingesetzt wird, führt das zur Wellengleichung

$$\left\{ \epsilon_{ij} - \left( \frac{ck}{\omega} \right)^2 (\delta_{ij} - \hat{k}_i \hat{k}_j) \right\} E_j = -\frac{i\mu_0 c^2}{\omega} J_i^{ext} \quad (26)$$

wobei  $\hat{k}_i = \frac{k_i}{k}$  und der dielektrischen Tensor als

$$\epsilon_{ij} = \delta_{ij} + \frac{i}{\epsilon_0 \omega} \sigma_{ij} \quad (27)$$

definiert worden ist.

Wenn keine äußere Störung auf das Plasma einwirkt, verschwindet die rechte Seite von (26). Die Eigenschwingungen des Plasmas werden daher durch den Dispersionstensor

$$\Lambda_{ij} = \epsilon_{ij} - \left( \frac{ck}{\omega} \right)^2 (\delta_{ij} - \hat{k}_i \hat{k}_j) \quad (28)$$

bestimmt. Diese Gleichung hat nur dann nicht triviale Lösungen, wenn die Determinante von (28) verschwindet:

$$\text{Det}(\Lambda_{ij}) = 0 \quad (29)$$

Diese Dispersionsgleichung bestimmt die möglichen Plasmawellen und ihre  $\omega(k_i)$  Zusammenhänge.

Mit Hilfe der Vlasovgleichung kann der Leitfähigkeitstensor eines warmen Plasmas im homogenen Magnetfeld bestimmt werden. Nach einer Störung erster Ordnung der Gleichgewichtsverteilungsfunktion  $f_{0s}$  und des elektromagnetischen Feldes kann die Vlasovgleichung mit verschwindenden Gliedern zweiter Ordnung als

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial t} + v_k \frac{\partial}{\partial v_k} - \Omega_s \frac{\partial}{\partial \phi} \right\} f_{1s} = - \frac{q_s}{m_s} \{ E_{1k} + \epsilon_{klm} v_l B_{1m} \} \frac{\partial f_{0s}}{\partial v_k} \quad (30)$$

geschrieben werden, wobei  $q_s, m_s, \Omega_s$  die elektrische Ladung, die Masse und die Zyklotronfrequenz der Teilchensorte  $s$  sind.  $f_{1s}$  ist die Störung der Gleichgewichtsverteilungsfunktion und  $E_{1k}, B_{1k}$  sind die Komponenten der gestörten elektromagnetischen Felder.

Nach Integration von (30) über die nicht gestörte Teilchentrajektorie erhält man

$$\epsilon_{ij} = - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega_s^2} \left[ \delta_{ij} + \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int d^3v \frac{k_{\perp} \left( \frac{\partial f_{0s}}{\partial v_{\parallel}} \right) + \left( \frac{n\Omega_s}{v_{\perp}} \right) \left( \frac{\partial f_{0s}}{\partial v_{\perp}} \right)}{k_{\parallel} v_{\parallel} - (\omega - n\Omega_s)} S_{ij}^s \right], \quad (31)$$

wobei für jede Teilchensorte  $\omega, \omega_p, \Omega_s$  die Wellen-, Plasma-, Ionenzyklotronfrequenz,  $k_{\perp, \parallel}$  und  $v_{\perp, \parallel}$  die senkrechte und parallele Komponente des Wellenzahl- und Geschwindigkeitsvektors bezeichnen. Die Summe wird über alle Teilchensorten durchgeführt.

Im Gyrotropieansatz, das heißt  $\frac{\partial f}{\partial \phi} = 0$ , und für eine beliebige Wellenausbreitungsrichtung, kann der Tensor  $S_{ij}^s$  in einem zylindrischen Koordinatensystem durch

$$S_{ij}^s = \begin{bmatrix} \left( \frac{n\Omega_s}{k_{\perp}} J_n \right)^2 & i \frac{n\Omega_s}{k_{\perp}} J_n J_n' & \frac{n\Omega_s}{k_{\perp}} v_{\parallel} J_n^2 \\ -i \frac{n\Omega_s}{k_{\perp}} v_{\perp} J_n J_n' & (v_{\perp} J_n')^2 & -i v_{\perp} v_{\parallel} J_n J_n' \\ \frac{n\Omega_s}{k_{\perp}} v_{\parallel} J_n^2 & i v_{\perp} v_{\parallel} J_n J_n' & (v_{\parallel} J_n)^2 \end{bmatrix}, \quad (32)$$

ermittelt werden, wobei der Hintergrundmagnetfeldvektor in z-Richtung zeigt, so daß die Komponenten der Vektoren sich als  $B_i = B \hat{z}_i$  und  $k_i = k_{\perp} \hat{x}_i + k_{\parallel} \hat{z}_i$  schreiben lassen. Die Symbole  $J_n$  und  $J_n'$  stellen die Bessel Funktion und ihre Ableitung dar, deren Argument das Verhältnis  $\left( \frac{k_{\perp} v_{\perp}}{\Omega_s} \right)$  ist.

Bei paralleler Wellenausbreitung, d.h.  $k_{\perp} = 0$ , nimmt der dielektrische Tensor die Form

$$\epsilon_{ij} = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & 0 \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{bmatrix} \quad (33)$$

an, wobei die Komponenten  $\epsilon_{xx}$  und  $\epsilon_{yy}$  gleich sind, und die Komponenten  $\epsilon_{yz}$  und  $\epsilon_{zy}$  verschwinden. Bei Annahme rotierender transversaler elektrischer Feldkomponenten kann die Dispersionsrelation als

$$A_{ij}E_j = \begin{bmatrix} D_+ & 0 & 0 \\ 0 & D_- & 0 \\ 0 & 0 & D_z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_+ \\ E_- \\ E_z \end{bmatrix} = 0 \quad (34)$$

geschrieben werden, wobei  $E_z(\omega, k)$  und  $E_{\pm}(\omega, k) = E_x \pm iE_y$  die parallele, links- und rechtspolarisierte transversale Störfeldkomponente bezeichnen. Weil bei paralleler Ausbreitung  $k_{\perp} = 0$  und  $|k_i| = |k_{\parallel}| = k$  ist, wird in den folgenden  $k = k_{\parallel}$  angenommen. Nach Anwendung von (29) gilt

$$D_+ D_- D_z = 0. \quad (35)$$

Für gyrotrope Bi-Maxwellsche Gleichgewichtsverteilungsfunktionen der Art

$$f_{0s}(v_{\parallel}, v_{\perp}) = \frac{n_s}{\pi^{\frac{3}{2}} v_s^3 A_s} \exp\left(-\frac{(v_{\parallel} - V_s)^2}{v_s^2} - \frac{v_{\perp}^2}{v_s^2 A_s}\right) \quad (36)$$

mit

$$v_s = \left(\frac{2k_B T_{\parallel s}}{m_j}\right)^{\frac{1}{2}}; \quad A_s = \frac{T_{\perp s}}{T_{\parallel s}}, \quad (37)$$

wobei  $n_s$  die Dichte,  $T_{\parallel, \perp s}$  die parallele und senkrechte Temperaturkomponente,  $m_s$  die Masse,  $V_s$  die Driftgeschwindigkeit der Teilchensorte  $s$  und  $k_B$  die Boltzmann Konstante bezeichnet, lassen sich die Dispersionsrelationen für die drei unabhängigen gyrotropen Moden als

$$D_z = 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{k v_s} Z'(\xi_s^z) \quad (38)$$

$$D_{\pm} = k^2 c^2 - \omega^2 - \sum_s \omega_{ps}^2 \left\{ \frac{\omega - V_s k}{v_s k} Z(\xi_s^{\pm}) - \frac{1}{2}(A_s - 1) Z'(\xi_s^{\pm}) \right\} \quad (39)$$

schreiben, wobei  $c$  die Lichtgeschwindigkeit,  $\omega_{ps}$  die Plasmafrequenz der Sorte  $s$ ,  $Z(\xi)$  und  $Z'(\xi)$  die Plasmadispersionsfunktion und ihre Ableitung bezeichnen. Die letzten werden durch

$$\begin{aligned} Z(\xi) &= \frac{1}{\pi^{\frac{1}{2}}} \int_{-\infty}^{\infty} dt \frac{e^{-t^2}}{t - \xi} \\ Z'(\xi) &= -2(1 + \xi Z(\xi)) \end{aligned} \quad (40)$$

definiert, und ihre Argumente  $\xi_s^z, \xi_s^{\pm}$  werden durch

$$\xi_s^\pm = \frac{\omega - V_s k}{v_s k} ; \quad \xi_s^\pm = \frac{\omega - V_s k \mp \Omega_s}{v_s k} \quad (41)$$

definiert.

Mit Hilfe von (35) findet man, daß  $D_z = 0$  die Dispersionsrelation der elektrostatischen Wellenmode,  $D_+ = 0$  die linkspolarisierte und  $D_- = 0$  die rechtspolarisierte Dispersionsrelation der elektromagnetischen Wellenmoden sind.

## 6.2.2 Nichtgyrotropes Plasma

In der linearen Theorie der Wellenausbreitung in nichtgyrotropen Plasmen [Sudan, 1965; Eldridge, 1970; Brinca *et al.*, 1992] muß die Abhängigkeit der Gleichgewichtsverteilungsfunktion vom Azimutwinkel berücksichtigt werden, das heißt  $f_{0s} = f_{0s}(v_{\parallel}, v_{\perp}, \phi + \Omega_s t)$ , wobei  $f_{0s}$  die Gleichgewichtsverteilungsfunktion für die Teilchensorte  $s$  darstellt. Weil  $f_{0s}$  periodisch in  $\phi$  sein muß, kann eine Fourier-Entwicklung in der Form

$$f_{0s} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} G_{ns}(v_{\parallel}, v_{\perp}) \exp[-in(\phi + \Omega_s t)] \quad (42)$$

angenommen werden, wobei die Koeffizienten der Fourier-Entwicklung, die Funktionen  $G_{ns}(v_{\parallel}, v_{\perp})$ , nun gyrotrop sind. Wenn die nichtgyrotrope Verteilungsfunktion als

$$f_{0s}(v_{\parallel}, v_{\perp}, \phi + \Omega_s t) = 2\pi F_{0s}(v_{\parallel}, v_{\perp}) \Phi(\phi + \Omega_s t) \quad (43)$$

$$\int_{2\pi} \Phi d\phi = 1$$

geschrieben werden kann, wobei  $F_{0s}$  eine gyrotrope Verteilungsfunktion ist, erhalten die Koeffizienten der Fourier-Entwicklung die Form :

$$G_n(v_{\parallel}, v_{\perp}) = F_{0s}(v_{\parallel}, v_{\perp}) \Phi_n \quad (44)$$

$$\Phi_n = \int_{2\pi} \Phi e^{-in\phi} d\phi. \quad (45)$$

Die Periodizitätsbedingung für die gestörte Verteilungsfunktion führt zu einer Fourier-Entwicklung der Form

$$f_{1s} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} f_{ns}(v_{\parallel}, v_{\perp}) e^{-in\phi}. \quad (46)$$

Durch Integration über die ungestörte Laufbahn der Teilchen und nach Zusammenfassung von Gliedern mit gleicher Phase  $n\phi$  kann die Dispersionsrelation für die Teilchensorte  $s$  als

$$\begin{bmatrix} D_+ & D_{+z} & D_{+-} \\ D_{z+} & D_{zz} & D_{z-} \\ D_{-+} & D_{-z} & D_- \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_+(\omega, k) \\ E_z(\omega - \Omega_s, k) \\ E_-(\omega - 2\Omega_s, k) \end{bmatrix} = 0. \quad (47)$$

geschrieben werden [Brinca et al., 1992].

Man sieht, daß in zwei Komponenten des gestörten Wellenfeldes eine Frequenzverschiebung stattgefunden hat. Diese Frequenzverschiebungen in der elektrostatischen sowie in der rechtspolarisierten elektromagnetischen Mode sind notwendig, um den gestörten Strom als  $J_i = \sigma_{ij} E_j$  mit  $i$  und  $j = +, z, -$  schreiben zu können. Man beachte, daß die Oszillationen, die den gyrotropen Wellenmoden für eine bestimmte Wellenzahl  $k$  entsprechen, nun durch die nichtdiagonalen Elemente des Dispersionstensors verschiedene Frequenzen haben und voneinander abhängig sind. Weiterhin weisen wir darauf hin, daß die gegebene Form der Dispersionrelation nur im Fall von paralleler Wellenausbreitung [Sudan, 1965] und begrenzt auf eine nichtgyrotrope Teilchensorte angegeben werden kann. Für ein Plasma mit mehreren Teilchensorten und nur einer nichtgyrotropen Sorte, die durch den Index  $n$  benannt wird, lassen sich die Elemente des Dispersionstensor in der Form

$$D_{++} = (kc)^2 - \omega^2 - \sum_s \omega_{ps}^2 \left\{ \frac{\omega - V_s k}{v_s k} Z(\xi_s^+) - \frac{1}{2}(A_s - 1) Z'(\xi_s^+) \right\} \quad (48)$$

$$D_{zz} = 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{k v_s} Z'(\xi_s^z) \quad (49)$$

$$D_{--} = (kc)^2 - \omega^{**2} - \sum_s \omega_{ps}^2 \left\{ \frac{\omega^{**} - k V_s}{k v_s} Z(\xi_s^-) - \frac{1}{2}(A_s - 1) Z'(\xi_s^-) \right\} \quad (50)$$

$$D_{+z} = \frac{(\pi A_n)^{\frac{1}{2}} \Phi_1}{4} \omega_{pn}^2 \frac{\omega}{k v_n} Z'(\xi_n) \quad (51)$$

$$D_{+-} = \frac{A_n \Phi_2}{2} \omega_{pn}^2 \frac{\omega}{\omega^{**}} Z'(\xi_n) \quad (52)$$

$$D_{z+} = -\frac{(\pi A_n)^{\frac{1}{2}} \Phi_{-1}}{2} \omega_{pn}^2 \frac{1}{\omega k v_n} Z'(\xi_n) \quad (53)$$

$$D_{z-} = -\frac{(\pi A_n)^{\frac{1}{2}} \Phi_1}{2} \omega_{pn}^2 \frac{1}{\omega^{**} k v_n} Z'(\xi_n) \quad (54)$$

$$D_{-+} = \frac{A_n \Phi_{-2}}{2} \omega_{pn}^2 \frac{\omega^{**}}{\omega} Z'(\xi_n) \quad (55)$$

$$D_{-z} = -\frac{(\pi A_n)^{\frac{1}{2}} \Phi_{-1}}{2} \omega_{pn}^2 \frac{\omega^{**}}{k v_n} Z'(\xi_n) \quad (56)$$

beschreiben, wobei die Summe über alle Plasmakomponenten läuft, und die Ab-

kurzungen  $\omega^* = \omega - \Omega_n$  und  $\omega^{**} = \omega - 2\Omega_n$  gelten. Die Argumente der Plasmadispersionsfunktion sind

$$\xi_s^z = \frac{\omega^* - V_s k}{v_s k} \quad (57)$$

$$\xi_s^+ = \frac{\omega - V_s k - \Omega_s}{v_s k} \quad (58)$$

$$\xi_s^- = \frac{\omega^{**} - V_s k + \Omega_s}{v_s k} \quad (59)$$

$$\xi_n = \xi_n^z = \xi_n^+ = \xi_n^- \quad (60)$$

Man sieht in den Gln. (48) bis (56), daß die nichtdiagonalen Elemente der Dispersionsrelation nur von den Plasmametern der nichtgyotropen Plasmakomponenten abhängen. Die Konstanten  $\Phi_{\pm 1, \pm 2}$  sind abhängig von der Art der Nichtgyotropie.

Es kann bewiesen werden [Sudan, 1965; Brinca *et al.*, 1992], daß unter der Annahme transversaler Stromlosigkeit, d.h.  $f_{0s}(\phi + \pi) = f_{0s}(\phi)$ , die Funktionen  $\Phi_{\pm 1}$  verschwinden, und die Dispersionsrelation sich als  $D_z(D_{++}D_{--} - D_{+-}D_{-+}) = 0$  schreiben läßt. Dies bedeutet, daß in diesem Fall die elektrostatische Mode unabhängig von den elektromagnetischen Moden ist.

### 6.2.3 Kalte Plasmanäherung

Die kalte (oder semi-kalte) Plasmanäherung stellt das einfachste Modell eines wirklichen Plasmas dar und wird u.a. für Plasmen magnetosphärischer Art und für das Sonnenwindplasma angewendet [z.B. Gendrin and Roux, 1980; Gomberoff and Cuperman, 1982], in dem eine warme Komponente einer der Plasmateilchensorten, nämlich der Protonen, zusätzlich zum kalten Plasma eingeführt wird, so daß sich der reelle Anteil der Dispersionsrelation für die links polarisierte elektromagnetische Welle als

$$k^2 c^2 = \omega^2 - \omega_{ppw}^2 \left\{ \frac{\omega}{v_p k} Z\left(\frac{\omega - \Omega_p}{v_p k}\right) - \frac{1}{2}(A_p - 1) Z'\left(\frac{\omega - \Omega_p}{v_p k}\right) \right\} - \sum_s \omega_{ps}^2 \frac{\omega}{\omega - \Omega_p} \quad (61)$$

schreiben läßt [z.B. Gomberoff and Cuperman, 1982], wobei  $\omega_{ppw}$  die Plasmafrequenz der warmen Protonenkomponente. Damit ist es möglich, die Wellenausbreitungseigenschaften analytisch mit einer warmen Plasmakomponente, die eine Abweichung vom thermodynamischen Gleichgewicht zeigen kann, zu untersuchen. In dieser Näherung wird für die warme Plasmakomponente nur das erste Glied der Reihenentwicklung der Plasmadispersionsfunktion,



$$Z(\xi) = -\frac{1}{\xi} - \frac{1}{2\xi^3} - \dots + i\pi^{\frac{1}{2}}\epsilon^{-\xi^2} \quad (62)$$

$$Z(\xi) = -2\xi + \frac{4}{3}\xi^3 - \dots + i\pi^{\frac{1}{2}}\epsilon^{-\xi^2} \quad (63)$$

die jeweils für  $\xi^2 \gg 1$  und  $\xi^2 \ll 1$  gültig sind, und der exponentielle Teil ( $i\pi^{\frac{1}{2}}\epsilon^{-\xi^2}$ ) verwendet.

Die grundsätzliche Gültigkeit der Näherung wurde von *Gomberoff and Vega* [1989] untersucht. Es wurde unter Berücksichtigung von mehr Gliedern der Reihenentwicklungen für die zwei Bereiche gezeigt, daß sich der Bereich der Ungültigkeit der Näherung auf Frequenzen um die Zyklotronfrequenzen der Plasmakomponenten begrenzen läßt. Die Größe des Ungültigkeitsbereiches hängt in linearer Form vom Plasmabeta ( $\beta_s = (\frac{v_s}{V_{Ap}})^2$ ,  $v_s$  und  $V_{Ap}$  sind jeweils die thermische und Alfvéngeschwindigkeit<sup>10</sup>) ab. Für den Fall, daß mehr als eine Plasmakomponente einen warmen Teil aufweist, muß die semi-kalte Näherung entsprechend verallgemeinert werden [*Gomberoff and Vega*, 1989].

Unter diesen Plasmabedingungen kann die Dispersionsrelation für linkspolarisierte elektromagnetische Wellen im Frequenzbereich unterhalb der Protonengyrofrequenz für ein Plasma bestehend aus Elektronen, einer gleichen Anzahl von Protonen und einem Bruchteil  $\eta = \frac{n_{\alpha}}{n_p}$  von driftenden Alphateilchen, mit der Ionendichte  $n_{p,\alpha}$ , in der Form

$$y^2 = \frac{x^2}{1-x} + \frac{4\eta(x-yU)^2}{1-2x+2yU} ; \quad U = \frac{V_{\alpha}}{V_{Ap}} \quad (64)$$

geschrieben werden<sup>11</sup>, wobei  $V_{\alpha}$  die Alphateilchendriftgeschwindigkeit im Protonenbezugsystem ist. Die Abkürzungen  $x = \frac{\omega}{\Omega_p}$ ;  $y = \frac{kV_{Ap}}{\Omega_p}$  wurden eingeführt, in denen  $\omega$  die Frequenz und  $k$  die Wellenzahl der elektromagnetischen Wellenmode und  $\Omega_p$  die Gyrationfrequenz der Protonen ist.

Die sogenannte kalte Plasmaunstetigkeit ist in der Lösung der Dispersionsrelation in der kalten Plasmanäherung im Frequenzbereich unterhalb der Protonenzyklotronfrequenz für ein Multikomponentenionenplasma festzustellen [*Melrose*, 1986; *Gomberoff and Cuperman*, 1982; *Gendrin and Roux*, 1980; *Gendrin*, 1981]. Weil der Beitrag jedes Ions eine Resonanz in der Dispersionsrelation bei jeder

<sup>10</sup>Um die Alphateilchendichte nur in dem Parameter  $\eta$  in der Dispersionsrelation zu haben, ist die Alfvéngeschwindigkeit als  $V_{Ap} = B/(\mu_0 n_p m_p)^{\frac{1}{2}}$  definiert.

<sup>11</sup>Die normierte Driftgeschwindigkeit der Alphateilchen im Protonenbezugsystem in Gl. (64) tritt auf Grund der Dopplerschen Verschiebung auf.

Ionenzyklotronfrequenz erzeugt, ergibt sich, daß die Wellenphasengeschwindigkeit zwischen diesen Stellen imaginär sein wird und daher keine Wellenausbreitung in das sogenannte *Stop Band* möglich ist [z.B. Gomberoff and Cuperman, 1982].

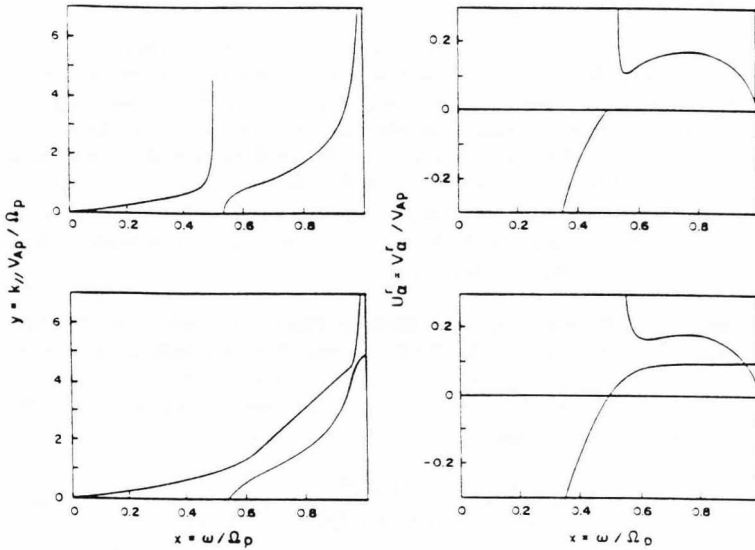


Abbildung 22: Links werden die Dispersionskurven für linkspolarisierte elektromagnetische Wellen in der kalten Plasmanäherung mit  $\eta = 0.04$  dargestellt. Oben  $U = 0$  und unten  $U = 0.1$ . Rechts entsprechend die zur Alfvéngeschwindigkeit normierte resonante Alphateilchengeschwindigkeit [nach Gomberoff und Elgueta, 1990].

Man kann mit Hilfe von Gl. (64) berechnen, daß wenn die Alphateilchendriftgeschwindigkeit ( $U^r = 0$ ) verschwindet, im Frequenzbereich unter der Protonenzyklotronfrequenz eine Unstetigkeit in der Dispersionskurve zwischen den normierten Frequenzen  $x = 0.5$  und  $x_c = \frac{1+4\eta}{2+2\eta}$  auftritt. Der Zweig der Dispersionskurven zwischen  $x = 0$  und  $x = 0.5$  ist als Niedrigfrequenzweig bekannt, während der Zweig im Frequenzbereich zwischen  $x = x_c$  und  $x = 1$  der Hochfrequenzweig ist. Unter den kalten Plasmabedingungen verschwindet die Unstetigkeit um die Alphateilchengytrationsfrequenz, nur wenn der Bruchteil  $\eta$  von Alphateilchen in

dem Plasma Null wird.

In Abb. (22) werden die Dispersionskurven in der kalten Plasmanäherung für ein Elektron-Proton Plasma mit einem 4% Anteil von Alphateilchen dargestellt. Oben links ( $U = 0$ ) sieht man die Existenz eines Gebietes um die Alphateilchenzyklotronfrequenz, in das keine Wellenausbreitung stattfinden kann. Dies stellt das sogenannte *Stop Band* dar, in dem die Phasengeschwindigkeit des Wellenfeldes imaginär wird. Die Linien zeigen die Niedrig- und die Hochfrequenzzweige. Oben rechts wird die zur Alfvéngeschwindigkeit normierte resonante Alphateilchengeschwindigkeit dargestellt. Unten die entsprechenden Kurven für  $U = 0.1$ , in denen die Aufhebung der Unstetigkeit in der Dispersionsrelation zu bemerken ist. Die Resonanzgeschwindigkeitskurven nähern sich bis auf  $\Delta U \approx 1 \times 10^{-2}$ . Wenn thermische Effekte der Plasmakonfiguration berücksichtigt werden, können die Dispersionskurven sich in diesem Punkt treffen, so daß eine kontinuierliche Ausbreitung der Wellen und der dazugehörige Beschleunigungsmechanismus stattfinden kann [Gomberoff and Elgueta, 1991].

#### 6.2.4 Resonanzbedingungen

Die verschiedenen Quellen freier Energie, wie z.B. die Driftgeschwindigkeit zwischen den Ionensorten des Plasmas, oder Anisotropie der Verteilungsfunktionen der Spezies, können dadurch Wellenmoden anregen, daß sie die Teilchen in Resonanz bringen können. Resonanz der Teilchen mit elektromagnetischen Wellen kann aber nur unter bestimmten Bedingungen auftreten. Sind die Teilchen resonant, dann müssen sie das elektrische Feld der Welle, in ihren eigenen Bezugssystem, mit der Frequenz

$$\omega = \pm \Omega_s + kv_{\parallel}, \quad (65)$$

sehen, und die Drehrichtung des elektrischen Feldvektors der Welle und die Gyrationrichtung der Teilchen um das Magnetfeld müssen gleich sein. Die letzte Bedingung ist als *Polarization Fit* bekannt [Gendrin, 1983]. Weiterhin kann ein Teilchen nicht durch jede elektromagnetische Welle in Resonanz gebracht werden, da die Phasengeschwindigkeit des Wellenfeldes konstant und gleich der parallelen Teilchengeschwindigkeit sein muß.

Gl.(65) kann in die Form

$$v_{\parallel}^r = \left(\frac{\omega}{k}\right) \left(1 \mp \frac{\Omega_s}{\omega}\right) \quad (66)$$

umgeschrieben werden. Dies ist die Teilchenresonanzgeschwindigkeit als Funktion der Wellenparameter ( $-$  für linkspolarisierte elektromagnetische Wellen). Durch die Dispersionsrelation wird bestimmt, welche Geschwindigkeit die Teilchen ha-

ben müssen, um mit der Welle in Resonanz zu kommen.

Eine andere notwendige Bedingung für die Resonanz ist, daß die Wellenlänge des Wellenfeldes nicht kleiner als der Larmor Radius der Teilchen sein darf. Das kann in der Form

$$\frac{kV_{Ap}}{\Omega} \frac{v_{\parallel}}{V_{Ap}} < 1 \quad (67)$$

ausgedrückt werden, für typische Sonnenwindparameter ist diese Bedingung erfüllt [Isenberg, 1984].

Bedingung (65) kann angenommen werden, wenn ein oder einige Teilchen als Einzelteilchen betrachtet werden [Gary, 1993]. In einem Vlasovplasma, in dem die thermischen Effekte für die dispersiven Eigenschaften des Plasmas eine Rolle spielen, ist die Resonanzbedingung (65) nicht ausreichend. Wenn die Teilchen eher durch eine Verteilungsfunktion als ein Testteilchen beschrieben werden, muß die Resonanzbedingung für die Teilchen der Sorte  $s$  durch

$$\left| \text{Re}(\xi_s^{\pm}) \right| \leq 1 \quad (68)$$

bestimmt werden, wobei  $\xi_s^{\pm}$  die Argumente der Plasmodispersionsfunktion für die Teilchensorte  $s$  in der Dispersionrelation sind (siehe Gln. (41) und (39)). Die Resonanzbedingung (68) sorgt dafür, daß eine bedeutende Anzahl von Teilchen in einer Umgebung des Maximums der Verteilungsfunktion bei einer thermischen Geschwindigkeit in starker resonanter Wechselwirkung mit der Welle ist. Die nichtresonante Wechselwirkung ist durch

$$\left| \text{Re}(\xi_s^{\pm}) \right| \gg 1 \quad (69)$$

definiert. Man sieht, daß die Bedingungen (68) und (69) die kalte Plasmanäherung als eine mögliche Beschreibung eines warmen Plasmas ausschließen. Wir werden in den folgenden Abschnitten die Resonanzbedingungen (68) als **Kernresonanzbedingung** bezeichnen.

An dieser Stelle möchten wir eine wichtige Bemerkung machen. In einem nichtgyrotropen Plasma wird, wegen einer Verschiebung in der Wellenfrequenz der rechtspolarisierten Wellenmode (siehe Gln. (41) und (57)), die Resonanzbedingung (65), (66) und (68) für die zwei Polarisierungen der elektromagnetischen Wellen für nichtgyrotrope Teilchensorten gleich. Dies beseitigt im Prinzip das Problem der fehlenden Kernresonanz für Alphateilchen in dem von Marsch *et al.* [1982c] eingeführten Aufheizungs- und Beschleunigungsmechanismus.

## 7 Dispersionskurven für Ionen-Zyklotronwellen

Wenn die thermische Bewegung der Teilchen eines Plasmas zur Bestimmung der Wellenausbreitungseigenschaften betrachtet wird, treten mehr Lösungen der Dispersionsrelation als in der kalten Plasmanäherung auf. Jede Lösung stellt eine bestimmte Wellenausbreitungsmoden dar und wird durch ihre Struktur im  $(\omega, k, \gamma)$ -Raum charakterisiert. Im Prinzip, in der Vorstellung des *Initial value Problems*, gibt es für jede reelle Wellenzahl  $k$  eine unendliche Anzahl von komplexen Frequenzen  $\omega + i\gamma$ , die die Dispersionsrelation lösen [z.B. *Derfler and Simonen*, 1969]. Im allgemeinen werden nur die Normalmoden (Moden nullter Ordnung) betrachtet, welche durch die leichteste Dämpfungsrate  $\gamma$  in einem bestimmten Frequenzbereich gekennzeichnet sind. Wegen ihrer stärkeren Dämpfungsrate, vor allem für isotrope Plasmen, werden die Moden höherer Ordnung (MHO) im allgemeinen als physikalisch bedeutungslos angesehen. Wenn das Plasma jedoch freie Energie besitzt und sich daher nicht im thermodynamischen Gleichgewicht befindet, d.h. höhere Momente der Verteilungsfunktion nicht verschwinden, können MHO leicht gedämpft werden und damit aktiv zu den dispersiven Eigenschaften des Plasmas beitragen [Gary, 1993; Gledhill and Hellberg, 1986]. Dieser Punkt ist bereits in der Literatur diskutiert worden [z.B. Gledhill and Hellberg, 1986; Gary, 1993], besonders für elektrostatische Wellen. In der *Boundary Value Problem* Vorstellung für ein stoßdominiertes Plasma sind die dadurch leicht gedämpften MHO in den dispersiven Eigenschaften des Plasmas aktiv, wodurch eine Kopplung zwischen der Normalmode und der leicht gedämpften MHO stattfinden kann [z.B. *Derfler and Simonen*, 1969].

In einer Stabilitätsstudie der Ausbreitung elektrostatischer Wellen in einer nichtmagnetisierten Plasmakonfiguration bestehend aus zwei Elektronenkomponenten mit verschiedener Temperatur und einer Ionenkomponente fanden Gary and Tokar [1985] heraus, daß außer den zwei normalen Ausbreitungsmoden, der Ionen-Schallwelle und den Elektronen-Plasmaoszillationen, eine dritte MHO leicht gedämpft werden kann. Dies geschieht, wenn das Temperaturverhältnis zwischen den Elektronenkomponenten  $\frac{T_w}{T_k} \geq 10$  wird, wobei  $T_{w,k}$  die Temperatur der warmen/kalten Elektronenkomponente ist. Macc and Hellberg [1990] haben nachgewiesen, daß die letzte eine leicht gedämpfte Mode höherer Ordnung der Dispersionsrelation ist, die für diese Plasmakonfiguration als eine Elektronen-Schallwelle identifiziert worden ist [Gary and Tokar, 1985].

Macc and Hellberg [1990] untersuchten parametrisch die Eigenschaften der MHO für die oben definierte Plasmakonfiguration ohne Drift zwischen den Elektronenkomponenten in dem  $(\frac{T_w}{T_k}, \frac{n_w}{n_k})$ -Parameterraum, wobei die  $n_{w,k}$  die Dichten der warmen/kalten Elektronenkomponenten sind. Die Ergebnisse zeigen, daß unter diesen Bedingungen eine MHO leicht gedämpft wird und damit ab einem bestimmten kritischen Punkt des Parameterraumes verschiedene, parametrisch abhängige, to-

pologische Strukturen der Dispersionskurven erzeugt werden können.

Unter einem mathematischen Gesichtspunkt hängt die Existenz dieser MHO von der transzendenten Charakteristik der Plasmadispersionsfunktion, ihrer Ableitung und ihren algebraischen Kombinationen in der Dispersionsrelation ab [Gledhill and Hellberg, 1986; Mace and Hellberg, 1990]. Die Plasmadispersionsfunktion, die in Wirklichkeit das Ergebnis der Annahme von Maxwellverteilungsfunktionen im Geschwindigkeitsraumintegral in Gl. (31) ist, hat eine unendliche Anzahl von Sattelpunkten. Wenn einer von denen für eine bestimmte Wellenzahl,  $k$ , bei einer Nullstelle der Dispersionsrelation liegt, besitzt die Nullstelle eine Vielfachheit 2 [Mace and Hellberg, 1990]. In der Dispersionsrelation für den oben diskutierten Fall sind die Kombinationen der Ableitungen der Plasmadispersionsfunktion abhängig von den Temperatur- und Dichteverhältnissen der zwei Elektronenkomponenten. Die Sattelpunkte, deren Ursprung in solchen Kombinationen liegt, können durch Änderung der genannten Parameter angeregt werden. Bei den verschiedenen Topologien der Dispersionskurven im  $(\omega, k, \gamma)$ -Raum, die sich durch Änderung der oben definierten Parameter bilden, sind zwei Arten zu unterscheiden. Es kann eine kontinuierliche Umwandlung einer MHO von einem stark gedämpften Zustand zu einem leicht gedämpften erfolgen, ohne daß die allgemeine Topologie der Dispersionskurven geändert wird, d.h. jede Mode behält ihre Ordnung im  $(\omega, k, \gamma)$ -Raum. Ist aber dann ein kritischer Punkt im Parameterraum erreicht, wird eine unstetige Umwandlung zwischen Moden verschiedener Ordnung stattfinden. Die Dämpfungscharakteristika der Normalmoden beim kritischen Punkt werden von einer der MHO erreicht, so daß die dispersiven Eigenschaften der zwei Moden wechseln.

Elektromagnetische Wellen in Kernfusionsexperimenten in Tokamak-Maschinen sind in diesem Zusammenhang untersucht worden. Im Rahmen des Studiums resonanter Elektronenaufheizung in verdichteten Plasmen durch sich schräg ausbreitende elektromagnetische Wellen wurden die dispersiven Eigenschaften von angeregten Moden höherer Ordnung im Plasma untersucht [Matsuda, 1986a, 1986b]. Dämpfung von Elektronen-Zyklotronwellen durch diese MHO ist eine mögliche Erklärung der in diesen Experimenten gemessenen anomalen Elektronenaufheizung.

Mit einer anderen Problemvorstellung untersuchte Isenberg [1984] die Existenz der sogenannten kalten Plasmaunstetigkeit in warmen Multi-Ionenplasmen der Sonnenwindart. Unter der Annahme, daß die Dispersionsrelation für links-polarisierte elektromagnetische Wellen in einem Elektron-Proton-Alphaeteilchen Plasma zwei Zweige zeigt, wurde von ihm eine parametrische Analyse zur Bestimmung der Existenz von Bereichen durchgeführt, in denen es eine kontinuierliche Ausbreitungsmoden der Dispersionsrelation im Frequenzbereich unterhalb der Protonenzyklotronfrequenz gibt, d.h. die Zweige einen gemeinsamen Punkt

besitzen. Die Untersuchungen werden in einem 5D-Parameterraum mit Koordinaten  $(\omega, \gamma, k, \eta, t_\alpha)$  durchgeführt, in denen  $t_\alpha = \frac{v_\alpha}{V_{Ap}}$  und  $\eta = \frac{n_a}{n_p}$  definiert sind. Hierbei bezeichnen  $n_{p,\alpha}$  die Ionendichte,  $V_{Ap}, v_\alpha$  die Alfvén- und thermische Alphateilchengeschwindigkeit und  $t_p = t_\alpha$ . In einer geometrischen Vorstellung definieren die Gleichungen  $Re[D_+(\omega, k)] = 0$  und  $Im[D_+(\omega, k)] = 0$  zwei Ebenen im  $(\omega, \gamma, k)$ -Raum. Die Schnittlinien dieser Ebenen bestimmen die Dispersionskurven in diesem 3D-Raum. Wenn die zwei angenommenen Zweige einen gemeinsamen Punkt haben, müssen die Ebenen sich berühren. Dieser Punkt definiert den kritischen Punkt, ab dem die dispersiven Eigenschaften der linkspolarisierten elektromagnetischen Wellen im Frequenzbereich unter der Protonenzyklotronfrequenz in der  $(\omega, k)$ -Ebene eine Unstetigkeit zeigen, d.h. es kann keine Wellenausbreitung in den Bereich um die Alphateilchenzyklotronfrequenz geben.

Da außer der normalen Ionen-Zyklotronmode in einem magnetisierten Elektron-Proton-Plasma MHO in einem gedämpften Zustand bereits existieren, werden wir in den folgenden Abschnitten die Rolle der verschiedenen Ausbreitungsmoden bestimmen. Wir werden zeigen, daß die kalte Plasmaunstetigkeit durch die Wechselwirkung der normalen Ionen-Zyklotronmode mit den MHO der Dispersionsrelation erzeugt wird. Weiterhin untersuchen wir ihre Eigenschaften in einem Elektron-Proton-Alphateilchen Plasma. Weil dies im Sonnenwindplasma für einen fast kompletten Parameterraum die Angabe von  $\beta_{\parallel s}, A_s, \eta_s, V_s$  bedeutet, wobei  $s$  die Teilchensorte bezeichnet, das heißt dieser ist für ein typisches Sonnenwindplasma mit zwei Protonen- und zwei Alphateilchenkomponenten ein 14D-Raum, verzichten wir auf eine parametrische Analyse. Stattdessen untersuchen wir die allgemeinen Eigenschaften der Dispersionsrelation und schließlich studieren wir sie im Sonnenwindplasma mit gemessenen Plasmakonfigurationen.

Wir lösen die Dispersionrelation für reelle Wellenzahl  $k$  und die komplexe Frequenz  $\omega + i\gamma$  numerisch mit einem Rechenprogramm (siehe Anhang B), das alle Nullstellen der Dispersionsrelation innerhalb eines gegebenen, geschlossenen Integrationswegs in der komplexen Frequenzebene<sup>12</sup> findet. Weil sich bei kleinen Wellenzahlen unüberwindbare Berechnungsprobleme ergeben, und die Anzahl von Nullstellen in diesem Bereich stark zunimmt, ist der Bereich  $y = \frac{kV_{Ap}}{\Omega_p} \leq 0.1$  häufig nicht berechnet.

Als Modell ist ein Elektron-Multi-Ionen-Plasma angenommen, in dem die Ionen die dispersiven Komponenten sind. Wir untersuchen die Eigenschaften von

<sup>12</sup>Der Integrationsweg ist durch die Punkte  $\omega_1 = 0 - i\gamma_1$ ,  $\omega_2 = \Omega_p - i\gamma_1$ ,  $\omega_3 = \Omega_p + i\gamma_1$ ,  $\omega_4 = 0 + i\gamma_1$ , mit  $\gamma_1 = 2\gamma_0 = 2\beta_{\parallel p}^{\frac{1}{2}} \frac{kV_{Ap}}{\Omega_p}$ , definiert, wobei  $\beta_{\parallel p}$  das parallel Plasma- $\beta$  der Hauptprotonenkomponente bezeichnet und  $\gamma_0 = 1$  bedeutet, daß die Wellenlänge gleich dem Larmorradius der Protonen ist. Man merkt, daß der Integrationsweg mit kleineren  $k$  enger in der imaginären Achse wird.

sich parallel ausbreitenden links-polarisierten Wellen unter der Protonenzyklotronfrequenz. In diesem Frequenzbereich sind die Elektronen nicht resonant und können als eine kalte Plasmakomponente in der Dispersionsrelation betrachtet werden. Die Elektronen-, Protonen-, und Alphateilchendichten  $n_{e,p,\alpha}$  sind durch

$$n_e = n_p + 2 n_\alpha \quad (70)$$

bestimmt. Die Bedingung verschwindende Gesamtsstrom im Plasma ist durch

$$\sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\Omega_s} (\omega - k V_s) = 0 \quad (71)$$

gegeben, wobei  $\omega_{ps}$  die Plasmafrequenz,  $\Omega_s$  die Zyklotronfrequenz und  $V_s$  die Driftgeschwindigkeit der Sorte  $s$  ist. Die freie Energie ist in den Plasmakonfigurationen durch die Anisotropie und die Driftgeschwindigkeit der Sorten gegeben.

## 7.1 Magnetoaktives Protonen-Plasma: Ausbreitungseigenschaften der Mode höherer Ordnung

Die numerische Lösung der Dispersionsrelation der links-polarisierten elektromagnetischen Wellen (siehe Gl. 39) in einem magnetisierten Elektronen-Protonen-Plasma wird für fünf verschiedene Parametersätze in Abb. 23 im Frequenzbereich  $0 < \omega \leq \Omega_p$  gezeigt. Die Parameter der Plasmakonfiguration sind  $A_p = \frac{T_\perp}{T_\parallel} = 1, 2, 3, 4, 5$  und  $\beta_{p\parallel} = 1$ . Die freie Energie wird in dieser Konfiguration an die Anisotropie der Protonenkomponente gelegt. In Abb. 23a, b und c werden in normierten Koordinaten die  $(k, \omega)$ -, die  $(k, \gamma)$ - und die  $(\omega, \gamma)$ -Ebene des  $(k, \omega, \gamma)$ -Raumes gezeigt. Die komplexe Frequenz ist auf die Protonenzyklotronfrequenz normiert, die Wellenzahl  $k$  auf  $\frac{\Omega_p}{V_{Ap}}$ . Man erkennt in der Lösung zwei Kurvenarten. Die durchgehenden Linien zeigen die normalen Ionen-Zyklotron-Moden, die mit zunehmender Anisotropie größere Werte von  $\gamma$  erreichen. In der magnetohydrodynamischen Grenze, das heißt wenn  $\omega, k \ll 1$ , breitet sich diese Mode ohne Wechselwirkung mit dem Plasma ( $\gamma = 0$ ) aus (siehe Abb. 23b, c). Weiteres über diese bekannte Mode findet man u. a. bei *Davidson and Ogden [1975]* und *Gary [1993]*.

Die gestrichelten Linien stellen in dem berechneten Frequenzbereich Moden erster Ordnung der Dispersionsrelation für die verschiedenen Plasmazustände dar, die durch stärkere Dämpfungsraten charakterisiert sind. Eine Mode zweiter Ordnung tritt für diese Plasmakonfiguration auf, welche nicht gezeigt wird, um die Klarheit in der Darstellung behalten zu können. Es zeigt sich, daß die Krümmung in den Dämpfungskurven der dargestellten MHO mit steigender Anisotropie der Protonenkomponente zunimmt. Dies findet bei dem Punkt statt, an dem die entsprechende Normalmode angeregt wird, das heißt wenn  $\gamma$  mit zunehmendem  $k$



von null zu positiven Werten übergeht (siehe Abb. 23c). Da in die Dispersionsrelation eine Kombination der Plasmodispersionsfunktion und ihrer ersten Ableitung eingeht, die linear von der Anisotropie abhängig ist (siehe Gl. 39), ist dieses Verhaltens der Mode erster Ordnung und der Normalmode zu erwarten. Dieser Effekt ist in den  $\omega = \omega(k)$  Kurven der MHO für die betrachteten Anisotropien sehr klein.

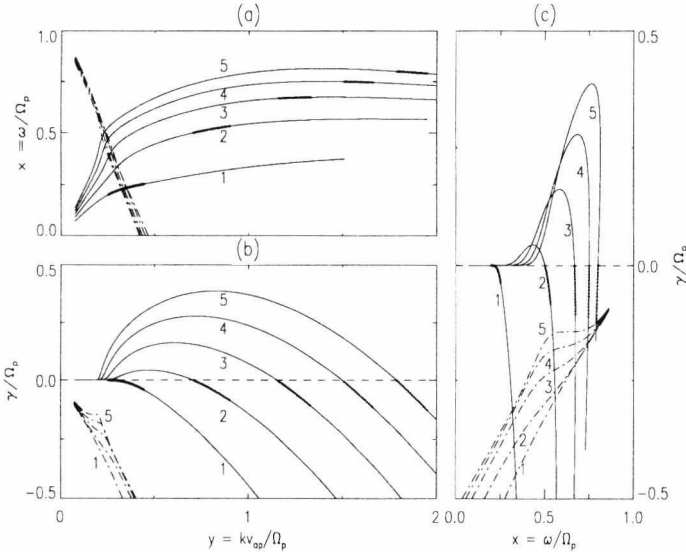


Abbildung 23: Dispersionskurven für linkspolarisierte elektromagnetische Wellen im Elektronen-Protonen-Plasma. Die Parameter des Plasmas sind  $A_p = \frac{T_{\perp e}}{T_{\parallel e}} = 1, 2, 3, 4, 5$  und  $\beta_{\parallel} = 1$ . Die verschiedenen Ausbreitungsmoden sind durch ihre Anisotropie charakterisiert. Die durchgehenden Linien stellen die Normalmode dar, die gestrichelten Linien die Moden erster Ordnung. Dicker werden die leicht gedämpften Bereiche der verschiedenen Moden bezeichnet.

Es ist auf Grund der ziemlich konstanten topologischen Struktur dieser Mode für verschiedene Plasmaparameter zu vermuten, daß sie den Punkt  $(y, x, \frac{\gamma}{\Omega_p}) = (0, 1, 0)$  erreichen (siehe Abb. 23 bis 25). Wenn diese Annahme zutrifft, dann kann die Dispersionsrelation der Moden erster Ordnung als

$$\frac{x-1}{y} = \frac{\omega - \Omega_p}{kV_{Ap}} \approx \lambda \quad (72)$$

geschrieben werden, wobei  $\lambda$  in Bezug auf die Protonenanisotropie, zumindest bei kleinem  $k$ , als konstant betrachtet werden kann. Man merkt, daß die Gruppengeschwindigkeit ( $\frac{d\omega}{dk}$ ) für diese Moden nährungsweise konstant und negativ ist. Weiterhin werden die Moden erster Ordnung leicht gedämpft, wenn die normierte Wellenlänge groß wird und sich die normierte Frequenz der Ionen-Zyklotronfrequenz nähert. Die leicht gedämpften Bereiche der verschiedenen Moden werden in Abb. 23 und 24 dicker gezeichnet. Für kleinere Werte von  $\beta_{p\parallel}$  werden die Kurven  $\omega = \omega(k)$  und  $\gamma = \gamma(k)$  der Mode erster Ordnung flacher, das heißt für ein festes  $k$  ist die Frequenz und das  $\gamma$  höher.

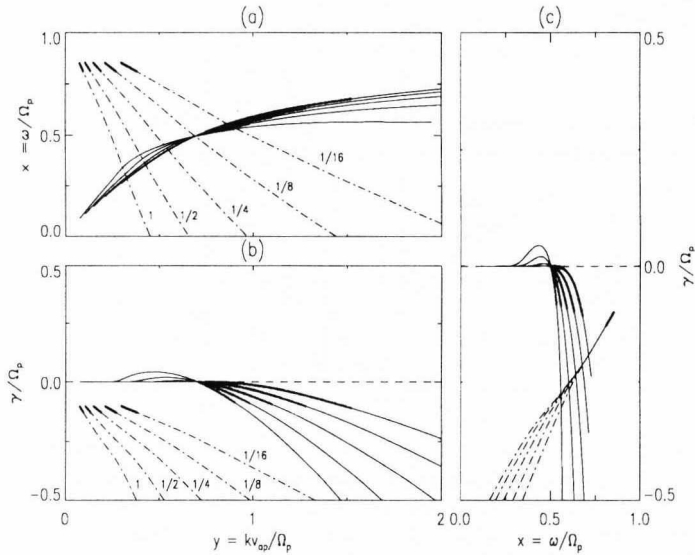


Abbildung 24: Die Dispersionskurven für linkspolarisierte elektromagnetische Wellen der gleichen Plasmakonfiguration. Die Plasmazustände sind  $\beta_{p\parallel} = 1, \frac{1}{2}, \frac{1}{4}, \frac{1}{8}, \frac{1}{16}$  und für alle Plasmazustände  $A = \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}} = 2$ .

Im Frequenzbereich  $\omega > \Omega_p$  findet man weitere MHO, deren Dispersionskurven durch Gl. 72 gegeben werden können. In Abb. 25 wird diese Mode für gleiche Plasmazustände wie in Abb. 24 im Frequenzbereich  $\Omega_p < \omega < 2\Omega_p$  gezeigt. In diesem Fall ist keine durch Protonenanisotropie bedingte Krümmung der Dispersionskurven im  $(\omega, k, \gamma)$ -Raum zu spüren. Die Abhängigkeit des  $\lambda$ -Parameters

von  $\beta_{\parallel}$  kann aus den Abb. 24 und 25 als

$$\lambda = \begin{cases} a\beta_{\parallel}^{\frac{1}{2}} & ; \text{wenn } 0 < x < 1 \\ a'\beta_{\parallel}^{\frac{1}{2}} & ; \text{wenn } 1 < x < 2 \end{cases} \quad (73)$$

gegeben werden. Hierbei sind  $a$  und  $a'$  Konstanten. Für die dargestellte Fälle gilt  $a \approx -a'$ , wobei  $a' > 0$  ist.

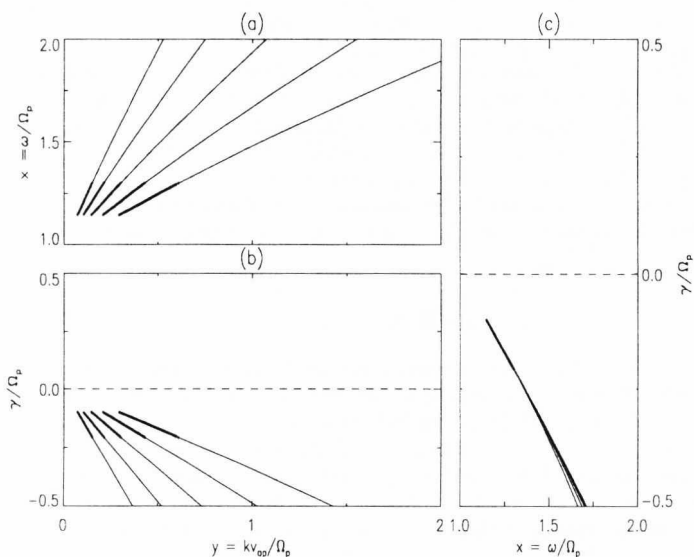


Abbildung 25: Die Dispersionskurven für linkspolarisierte elektromagnetische Wellen über die Protonenzyklotronfrequenz. Die Plasmaparameter entsprechen der in Abb. 24. Diese MHO können als die Spiegelung der MHO im Bereich  $0 < \omega < \Omega_p$  angesehen werden.

Gl. 72 kann als

$$\frac{\omega - \Omega_p}{kv_p} \approx \lambda \beta_{\parallel}^{-\frac{1}{2}} \quad (74)$$

umgeschrieben werden. Nach Betrachtung von Gl. 74 und 68 stellt man Kernresonanz der Protonen mit MHO fest, wenn

$$|\lambda\beta_{p\parallel}^{-\frac{1}{2}}| \leq 1. \quad (75)$$

Dies gilt für die dargestellten MHO mit  $\beta_{p\parallel} < \frac{1}{4}$ . Die normierte Protonen- und Alphateilchenresonanzgeschwindigkeit mit MHO läßt sich als

$$U_{p\parallel}^{res} = \frac{x}{y} \left(1 - \frac{1}{x}\right) \approx a^{(l)} \quad (76)$$

$$U_{\alpha\parallel}^{res} = \frac{x}{y} \left(1 - \frac{1}{2x}\right) \approx a^{(l)} + \frac{1}{2y} \quad (77)$$

ausdrücken. Wenn die Alphateilchen eine dispersive Komponente des Plasmas sind, wie es im nächsten Abschnitt gezeigt wird, ändern sich die dispersiven Eigenschaften in der leicht gedämpften Region der dargestellten MHO kaum, so daß die in Gl. 76 und 77 gegebene Resonanzgeschwindigkeit im wesentlichen erhalten bleibt. Das heißt, für diese Ausbreitungsmoden gilt die Testteilchenansatz für die Alphateilchen. Die Natur der MHO kann durch ihre Dispersionsrelation bestimmt werden. Nach Einsetzen von Gl. 73 in Gl. 74 kann die Dispersionsrelation der MHO als

$$\omega' = \omega - \Omega_p \approx a^{(l)} v_p k \quad (78)$$

geschrieben werden. Da Gl. 78 die Dispersionsrelation der Ionen-Schallwellen ähnlich ist und eine Frequenzverschiebung in der Protonenzyklotronfrequenz aufweist, kann man die MHO als Protonen-Zyklotron-Schallwellen bezeichnen. Da die Dispersionsrelation transversaler links-polarisierter elektromagnetischer Wellen gelöst wurde, können durch die MHO nur auf einer zum Magnetfeld senkrechten Ebene, mit  $v_{\parallel} = v_{\phi}$ , das Wellenfeld bzw. die Plasmateilchen beeinflusst werden und daher senkrechte Aufheizung des Plasmas verursacht werden.

In Abb. 24 sieht man, daß für kleineres  $\beta_{p\parallel}$  eine Ausdehnung des leicht gedämpften Bereiches der MHO zu größeren Werten von  $y$  bei der Protonenzyklotronfrequenz ( $x = 1$ ) stattfindet. Falls die MHO den Punkt  $(y, x, \frac{\gamma}{\Omega_p}) = (0, 1, 0)$  erreichen, ist eine mögliche Ausdehnung des leicht gedämpften Bereiches bis nahe an diesen Punkt nicht auszuschließen. Die Tatsache, daß Teilchenkernresonanz zumindest mit der Mode erster Ordnung für kleineres  $\beta_{p\parallel}$  stattfinden kann, ermöglicht, daß die Plasmateilchen (in diesem Fall Protonen) durch Schwingungen mit großer Wellenlänge aufgeheizt werden können. Im Fall der Alphateilchen ist die Resonanz mit der MHO stark abhängig vom Parameter  $a^{(l)}$ , da für  $y \rightarrow 0$  gilt  $U_{\alpha\parallel}^{res} \rightarrow \infty$ . Dies wird im Detail mit im Sonnenwind gemessenen Protonen- und Alphateilchenverteilungsfunktionen in Abschnitt 7.3 gezeigt.

Ein möglicher Zusammenhang zwischen Beobachtungsmaterial und den oben diskutierten Ergebnissen kann hergestellt werden. Die Untersuchungen des Leistungsdichtespektrums des Magnetfeldes im Sonnenwind ergeben, daß bei der Protonenzyklotronfrequenz eine Unstetigkeit im Spektrum auftritt [Denskat et al., 1983]. Abb. 26 zeigt repräsentative Spektren des Magnetfeldes gemessen von *Helios 2* bei 0.3 AU und 0.98 AU unter ähnlicher Bedingungen im schnellen Sonnenwind. Mit  $f_g$  ist die gemessene Protonenzyklotronfrequenz bezeichnet. Die rasche Änderung im Spektrum findet im Frequenzbereich zwischen 2 und 4.7 Hz statt. Bei den niedrigeren Frequenzen zeigt das Spektrum mit steigender Frequenz ein Verhalten der Art  $f^{-1}$  bzw.  $f^{-1.55}$ , während im mittleren Bereich  $f^{-1.7}$  und bei den höheren Frequenzen  $f^{-2.85}$  bzw.  $f^{-2.9}$  beobachtet wird. Die plötzliche Abnahme der Amplitude bei 2 Hz entsteht vermutlich durch Dämpfung der sich von der Sonne ausbreitenden elektromagnetischen Ionen-Zyklotronwellen bei den Protonen- und Alphateilchenzyklotronfrequenzen [Denskat et al., 1983].

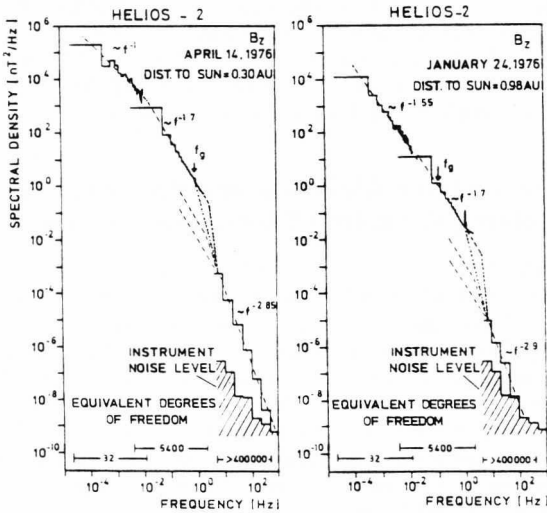


Abbildung 26: Ein von Helios 2 bei 0.3 AU und .98 AU gemessenes Magnetfeldspektrum. Die plötzliche Abnahme in der Amplitude bei 2 Hz entsteht vermutlich durch Dämpfung der sich von der Sonne ausbreitenden elektromagnetischen Ionen-Zyklotronwellen bei den Protonen- und Alphateilchenzyklotronfrequenzen [nach Denskat et al.1983].

Wie in Abb. 26 zu sehen ist, ist die Abnahme des Magnetfeldspektrums

für Frequenzen größer als die Protonenzyklotronfrequenz am stärksten. Weil die Frequenz der Normalmode unter den gemessenen Sonnenwindplasmaparametern höchstens so groß wie die Protonenzyklotronfrequenz wird, nehmen wir an, daß durch Dämpfung bei der Protonenzyklotronfrequenz durch MHO bei kleineren  $\beta$ , wie es in Sonnennähe zu erwarten ist, ein Anteil der beobachteten Abnahme des Magnetfeldspektrums verursacht werden kann. Wegen der Ionen-Beam-Instabilität im Sonnenwind, welche bei der Stabilitätsgrenze bleibt [z.B. *Marsch and Livi*, 1987], kann die Dämpfung von rechtspolarisierten elektromagnetischen Wellen für Frequenzen  $\omega > 2\Omega_p$  stattfinden (siehe z.B. Abb. 35 bis 41).

Es ist zu bemerken, daß die MHO und die Normalmode Kernrezonanz bei verschiedenen Wellenlängen und komplexe Frequenzen aufweisen (siehe Abb. 24), so daß Energieübertragung durch Kernrezonanz im Plasma zwischen verschiedenen Bereichen des  $(\omega, k, \gamma)$ -Raumes stattfinden kann.

Im Zusammenhang mit dem Thema des nächsten Abschnitts möchten wir darauf hinweisen, daß in einem Elektronen-Alphateilchen-Plasma MHO mit ähnlichen Eigenschaften wie im vorgestellten Fall existieren, diese Moden aber nun zu dem Punkt  $(\omega, k, \gamma) = (\Omega_\alpha, 0, 0)$  konvergieren. Wenn es nötig wird, sie unterscheiden zu können, werden wir diese MHO als AMHO bezeichnen und als PMHO, die zu einem Elektronen-Protonen-Plasma gehören.

## 7.2 Magnetoaktives Alphateilchen-Protonen-Plasma: Entstehung der kalten Plasmaunstetigkeit

Wenn die Alphateilchen als eine dispersive Komponente des Plasmas betrachtet werden, wie es in Abschnitt 6.2.3 gezeigt wurde, existiert in der kalten Plasmaanäherung eine Unstetigkeit im Dispersionsdiagramm. Wenn jedoch thermische Effekte in der Dispersionsrelation berücksichtigt werden, kann die kalte Plasmaunstetigkeit im Dispersionsdiagramm abhängig von verschiedenen Plasmaparametern aufgehoben werden [z.B. *Isenberg*, 1984; *Ball*, 1987; *Nekrasov et al.*, 1991]. In diesem Fall ändert die thermische Teilchenbewegung oder ein nicht homogenes Magnetfeld die starre Struktur der Wellenausbreitung unter den kalten Plasmabedingungen. Wir zeigen in diesem Abschnitt wie durch Kopplung zwischen Normalmode und MHO die Unstetigkeit im Dispersionsdiagramm erzeugt wird. Weiterhin zeigen wir, daß die kalte Plasmaunstetigkeit durch Änderung der Driftgeschwindigkeit oder der Anisotropie der Alphateilchen abgebaut werden kann.

In den Abb. 27 bis 29 wird die Änderung der Dispersionskurven für die Normalmode und MHO unterhalb der Protonenzyklotronfrequenz bis zur Entstehung der kalten Plasmaunstetigkeit dargestellt. In diesem Fall betrachten wir eine Plas-

makonfiguration bestehend aus Elektronen, Protonen und Alphateilchen, in der der Bruchteil von Alphateilchen im Plasma zunehmend geändert wird. Wir wenden in der Darstellung typische Parameter von schnellem Sonnenwind an. Die zwei Wellenausbreitungsmoden mit  $A_p = 4$  in Abb. 23, in denen die Alphateilchendichte null ist, stellen den Anfangspunkt unserer Darstellung dar. Die Alphateilchenanisotropie ist  $A_\alpha = 1$  und  $\beta_{p,\alpha||} = 1$  angenommen. Zum Vergleich ist eine Darstellung des Problems für dieselben Plasmaanisotropien in Abb. 30 bis 32 mit einem  $\beta_{p,\alpha||} = \frac{1}{4}$  gezeigt.

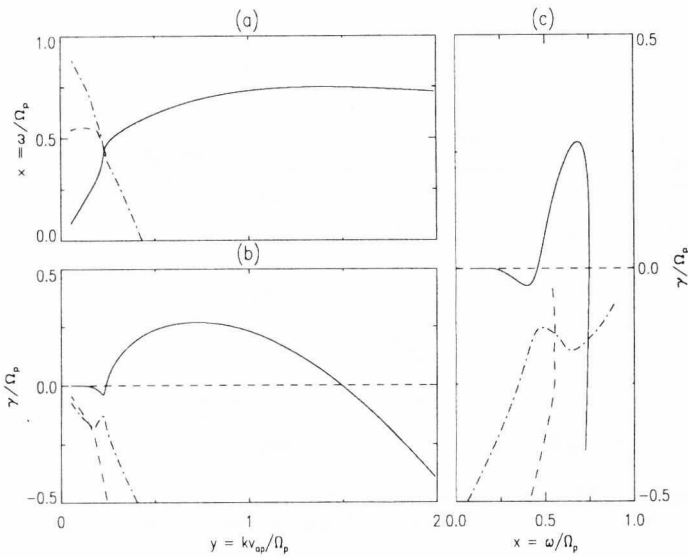


Abbildung 27: Die Dispersionskurven für links-polarisierte elektromagnetische Wellen. Die Plasmakonfiguration entspricht der in Abb. 23 mit einem zusätzlichen Bruchteil  $\eta = 0.03$  von Alphateilchen. Eine AMHO ist im Integrationsbereich aufgetreten. Die Plasmaparameter sind  $A_p = 4$ ,  $A_\alpha = 1$  und  $\beta_{p,\alpha||} = 1$

Wenn die Alphateilchendichte nicht null ist, stellt man fest, daß eine andere MHO im gleichen Integrationsbereich auftritt (siehe Abb. 27 bis 29). Ihre Struktur im  $(\omega, k)$ -Raum zeigt sich verschieden von den anderen in unserem Grundplasmazustand auftretenden Moden. Weil die Tendenz dieser MHO zum Punkt

$(\omega, k, \gamma) = (\Omega_\alpha, 0, 0)$  ist, läßt sie sich als AMHO erkennen<sup>13</sup>. In Abb. 27 erkennt man, daß die Dämpfungskurve der AMHO im Bereich längerer Wellen kleinere Werte als die PMHO erreicht. Der Punkt in der  $(\omega, k)$ -Ebene, in dem die Dämpfungskurven der zwei MHO sich kreuzen, bestimmt den kritischen Punkt  $\kappa_\eta$ . Dieser Punkt, der in Abb. 28 die normierten Koordinaten  $(y, x) \approx (0.18, 0.6)$  hat, bestimmt, wo eine Vertauschung der Rollen der zwei MHO stattfindet.

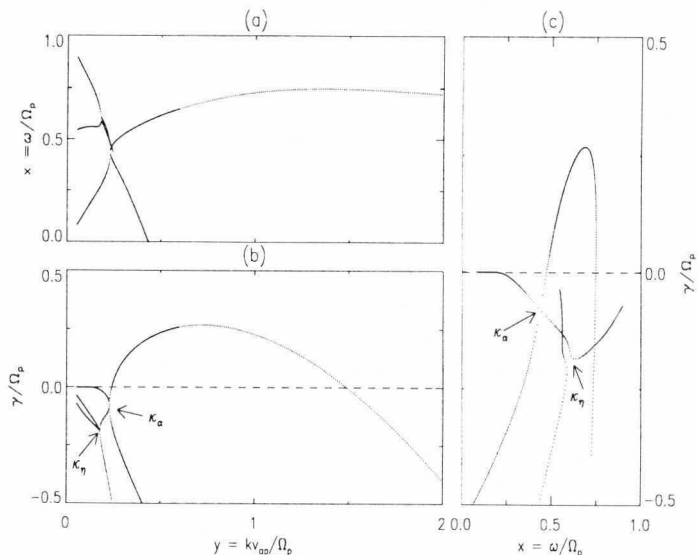


Abbildung 28: Gleiche Plasmakonfiguration wie in Abb. 27. Die Plasmaparameter sind  $A_p = 4$ ,  $A_\alpha = 1$ ,  $\beta_{p,\parallel} = 1$ ,  $\eta = 0.04$ . Die kritische Punkte  $\kappa_\alpha$  und  $\kappa_\eta$  sind mit Pfeilen gekennzeichnet.

Gleichzeitig entwickelt sich die topologische Struktur der Normalmoden im  $(\omega, k, \gamma)$ -Raum. Man stellt fest, daß die durch Anisotropie bedingte Krümmung der PMHO mit zunehmender Alphateilchendichte stärker wird, und die entsprechende Kurve der Normalmode wird an dieser Stelle gedämpft (siehe Abb. 27). Dieser Prozeß entwickelt sich, bis die Dämpfung der zwei Moden im kritischen Punkt  $\kappa_\alpha$  gleich wird. In Abb. 28c sind die kritischen Punkte gezeigt. Um die Genauigkeit der Bestimmung beider kritischer Punkte zu zeigen, sind

<sup>13</sup>In Wirklichkeit treten dazu noch zwei AMHO mit ähnlicher Struktur auf, aber weil sie für die angenommenen Plasmaparameter in der Entstehung der kalten Plasmaunstetigkeit keine Rolle spielen und stärker gedämpft sind, werden sie in der Darstellung nicht gezeigt.



die Dispersionskurven durch die berechneten Punkte dargestellt. Ab dem Punkt,  $(y, x)_{\kappa, \alpha} \approx (0.25, 0.45)$ , sieht man in Abb. 29, daß die kalte Plasmaunstetigkeit entstanden ist, d.h. keine kontinuierliche Ausbreitung der linkspolarisierten elektromagnetischen Wellen im Bereich um die Alphateilchenzyklotronfrequenz möglich ist. Dieser Bereich wird mit zunehmender Alphateilchendichte im Plasma breiter.

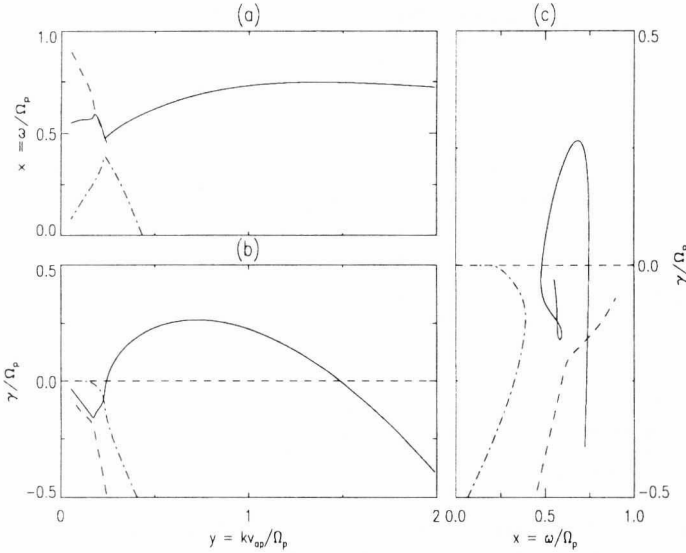


Abbildung 29: Gleiche Plasmakonfiguration wie in Abb. 27. Die Plasmaparameter sind  $A_p = 4$ ,  $A_\alpha = 1$ ,  $\beta_{p,\alpha||} = 1$ ,  $\eta = 0.05$

Es ist wichtig zu bemerken, daß in der kalten Plasmanäherung der Niedrigfrequenzweig asymptotisch in die Alphateilchenzyklotronfrequenz ( $x_\alpha = \frac{\Omega_\alpha}{\Omega_p} = \frac{1}{2}$ ) für größere Werte der Wellenzahl übergeht. Ähnlich nähert sich der Hochfrequenzweig der Protonenzyklotronfrequenz asymptotisch (siehe Abb. 22). Die thermische Bewegung der Teilchen ändert diese Charakteristika für  $\beta_{p,\alpha||} \approx 1$ . Der Niedrigfrequenzweig zeigt, wenn  $k$  groß wird, kein asymptotisches Verhalten und der Hochfrequenzweig zeigt es ab dem kritischen Punkt  $k_\alpha$  für eine Frequenz  $\omega < \Omega_p$ . Man sieht in dem dargestellten Fall, daß der Hochfrequenzweig Werte der normierten Frequenz kleiner als  $x_\alpha$  erreicht. Für andere Plasmaparametersätze erreicht der Niedrigfrequenzweig Werte  $x > x_\alpha$ . Dies deutet an, daß sich

unter bestimmten Bedingungen Wellen mit der Alphateilchenzyklotronfrequenz ausbreiten können, obwohl eine Plasmaunstetigkeit in der Dispersionskurve existiert. Dieser Punkt ist in [Isenberg, 1984] bereits diskutiert.

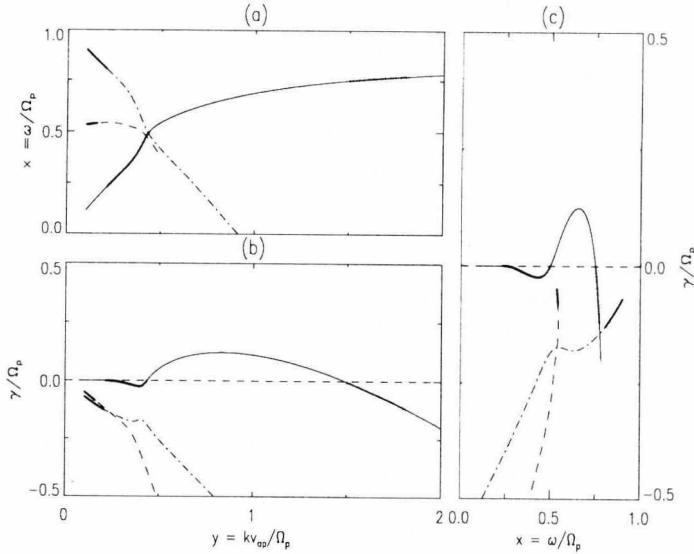


Abbildung 30: Gleiche Plasmakonfiguration wie in Abb. 27. Die Plasmaparameter sind  $A_p = 4$ ,  $A_\alpha = 1$ ,  $\beta_{p,\alpha||} = \frac{1}{4}$  und  $\eta = 0.020$ . Die leicht gedämpften Bereiche der Moden sind dicker gezeichnet.

Die kalte Plasmaunstetigkeit kommt in dieser Darstellung durch Änderung des Parameters  $\eta$  zustande. Bis der Endzustand der Topologie im  $(\omega, k, \gamma)$ -Raum ist erreicht, finden zwei un stetige Umwandlungen zwischen der Normalmode und den MHO statt. Der Niedrigfrequenzweig wird durch eine un stetige Umwandlung der Normalmode und der PMHO erzeugt. In Abb. 29b sieht man, daß der Niedrigfrequenzweig für  $y > y(\kappa_\alpha)$  die Dämpfungscharakteristika der betreffenden PMHO für  $\omega < \Omega_p$  annimmt. Der Hochfrequenzweig wird etwas anders gebildet. In diesem Fall findet eine Wechselwirkung zwischen drei Moden statt. In dem Bereich  $y < y(\kappa_\eta)$  ist ein Beitrag der durch  $\eta$  auftretenden Mode festzustellen, das heißt von der AMHO. Zwischen den kritischen Punkten wird es durch die PMHO, und für  $y > y(\kappa_\alpha)$  die Normalmode wird erhalten. Für höhere Frequenzen ab dem Punkt  $y = y(\kappa_\alpha)$  sind die Anwachsraten der Normalmode im Hochfre-

quenzweig erhalten, während die Dämpfungsraten zwischen den Punkten  $\kappa_\eta$  und  $\kappa_\alpha$  der PMHO entsprechen. Ab dem Punkt  $\kappa_\alpha$  übernimmt der Hochfrequenz die Dämpfungsstruktur der AMHO.

Man merkt im diskutierten Fall, daß die Wechselwirkungen zwischen den verschiedenen Moden für verschiedene Werte des Parameters  $\eta$  stattfinden. Dies ändert sich für kleinere Werte von  $\beta_{p,\alpha||}$  und wenn andere Parameter geändert werden, wie z.B. die Driftgeschwindigkeit der Alphateilchen. Da liegt der kritische Punkt  $\kappa_\eta$  bei kleineren Werten von  $\eta$  als der Punkt  $\kappa_\alpha$ . Die Dispersionscharakteristika der PMHO ändert sich von kleineren  $k$  bis zum kritischen Punkt kaum, d.h. die Dispersionskurve bleibt durch Gl. 72 beschrieben.

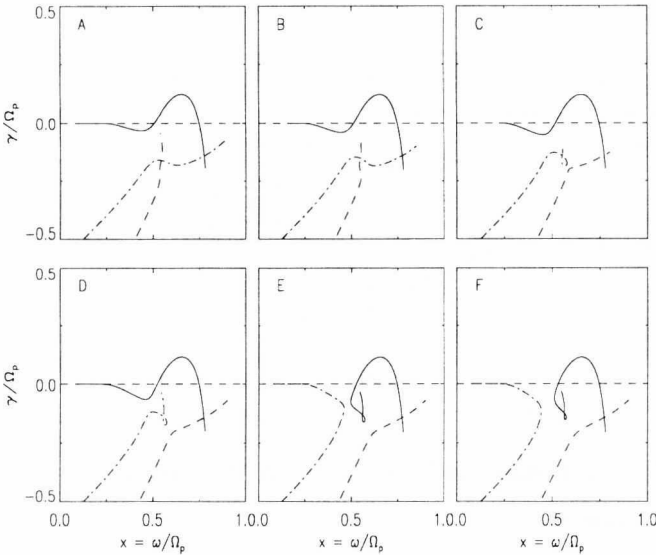


Abbildung 31: Gleiche Plasmakonfiguration wie in Abb. 27. Die Plasmakonfiguration sind  $A_p = 4$ ,  $A_\alpha = 1$ ,  $\beta_{p,\alpha||} = \frac{1}{4}$ . Von A bis F ist  $\eta = 0.026, 0.030, 0.034, 0.038, 0.042, 0.046$ .

Es ist wichtig zu bemerken, daß es in der Entstehung der Dispersionszweige eine Wechselwirkung zwischen Moden mit Gruppengeschwindigkeit verschiedener Vorzeichen gibt. Dies führt in den Dispersionskurven zu Punkten mit der Gruppengeschwindigkeit null. Im Hochfrequenzweig sind zwei solche Punkte, die nach der unstetigen Umwandlung diese Charakteristik zeigen. Das sind der kritische

Punkt  $\kappa_\alpha$ , der der Punkt mit niedriger Frequenz im Hochfrequenzweig ist, und der kritischen Punkt  $\kappa_\eta$ . Der Punkt mit verschwindender Gruppengeschwindigkeit im Niedrigfrequenzweig ist der Punkt mit höherer Frequenz, welcher beim kritischen Punkt  $\kappa_\delta$  liegt. In diesen Punkten können die konvektive Dämpfungs- bzw. Anwachsraten, die durch  $S = \frac{\gamma}{v_g}$  definiert ist [Oscarsson and André, 1986], sehr groß werden.

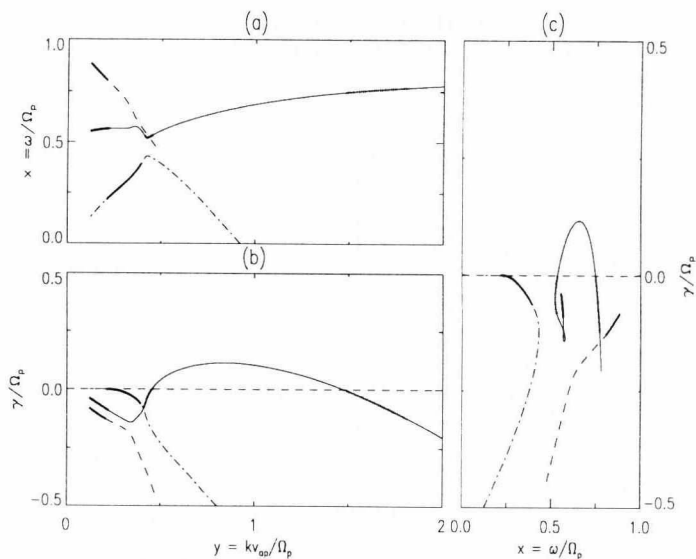


Abbildung 32: Gleiche Plasmakonfiguration als in Abb. 27. Die Plasmaparameter sind  $A_p = 4$ ,  $A_\alpha = 1$ ,  $\beta_{p,\alpha} = \frac{1}{8}$  und  $\eta = 0.50$ . Die leicht gedämpften Bereiche der Moden sind dicker gezeichnet.

Ein wichtige Charakteristik in der Bestimmung der Wellenausbreitung sind die Resonanz- und die Dämpfungsbedingungen der Moden. Die Erfüllung der Resonanzbedingungen von einer der Teilchensorten mit einer bestimmten leicht gedämpften Mode des Wellenfeldes ergibt die Möglichkeit, daß durch Welle-Teilchen-Wechselwirkung das Wellenfeld die Plasmaeigenschaften beeinflussen kann. Die Bereiche, in denen die Moden leicht gedämpft sind, werden in den Abb. 27, 29, 30 und 32 dicker gezeichnet. Es ist zu bemerken, daß die durch  $\eta$ -Parameter auftretende Mode leicht gedämpft ist. Diese Bereiche bleiben in diesen Zweigen nach der unstetigen Umwandlung im Dispersionsdiagramm.

Nach der Entstehung der kalten Plasmaunstetigkeit bzw. der zwei Zweige der Dispersionsrelation bleibt ein dritter Zweig, der der ursprünglichen Mode erster Ordnung entspricht (siehe Abb. 23) und die höheren Frequenzen bei kleinen Wellenzahlen erreicht.

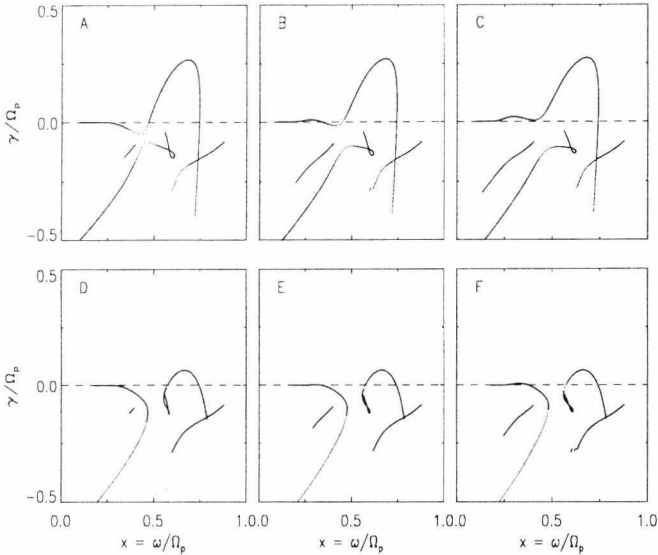


Abbildung 33: In den Bildern A bis C ist  $A_p = 4$ ,  $A_\alpha = 2, 3, 4$ ,  $\eta = 0.05$  und  $\beta_{p,\alpha||} = 1$ . In D bis F ist  $\beta_{p,\alpha||} = \frac{1}{8}$ , die anderen Parameter sind wie in A-C

Durch die Änderung verschiedener Parameter ist es möglich, die Struktur des Dispersionsdiagramms weiter zu entwickeln. Unter diesen Parametern sind die Anisotropie und die Driftgeschwindigkeit der Alphateilchen. In Abb. 33 wird die Entwicklung der Dispersionskurven in Abhängigkeit von der Alphateilchenanisotropie,  $A_\alpha$ , für die untersuchte Plasmakonfiguration gezeigt. Aus dem Grundplasmazustand in Abb. 29 wird in Abb. 33A,B,C durch Änderung der Alphateilchenanisotropie der Abbau der kalten Plasmaunstetigkeit gezeigt. Die Parameter sind  $\beta_{p,\alpha||} = 1$ ,  $A_p = 4$  und  $A_\alpha = 2, 3, 4$ . Vergleicht man Abb. 33A,B,C mit Abb. 29c, dann wird eindeutig klar, daß die Anisotropie der Alphateilchen ein sehr sensibler Parameter beim Abbau der kalten Plasmaunstetigkeit ist, wie bei Plasmen mit  $\beta_{p,\alpha||} \approx 1$  zu erwarten ist. In Abb 33B,C sieht man, daß sich der

Dämpfungsbereich der Normalmode für  $A_\alpha = 3$  verkleinert und für  $A_\alpha = 4$  verschwindet er. Dabei wird durch einen zweiten Buckel im Bereich unterhalb der Alphateilchenzyklotronfrequenz die Anregung elektromagnetischer Wellen durch die Alphateilchenanisotropie festgestellt.

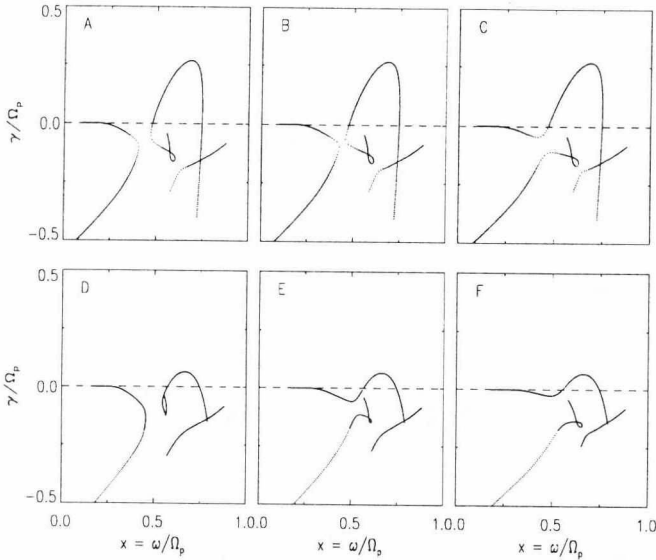


Abbildung 34: In den Bildern A bis C ist  $A_p = 4$ ,  $A_\alpha = 1$ ,  $\eta = 0.05$ ,  $U_\alpha = 0.01$ ,  $0.10$ ,  $0.20$  und  $\beta_{p,\alpha||} = 1$ . In D bis F ist  $\beta_{p,\alpha||} = \frac{1}{8}$ , die anderen Parameter sind wie in A-C

Der Abbau der Plasmaunstetigkeit durch die  $A_\alpha$  wirkt anders im Fall der Wechselwirkung zwischen den MHO. Da bleibt die durch den Parameter  $\eta$  erreichte Kurvenkonfiguration erhalten. Weiterhin ist eine andere AMHO durch die Alphateilchenanisotropieänderung aufgetreten<sup>14</sup>. In Abb. 33D,E,F wird die Plasmaunstetigkeit, hervorgerufen durch die gleichem zunehmenden Werte der Alphateilchenanisotropie, im Fall  $\beta_{p,\alpha||} = \frac{1}{8}$  gezeigt. In diesem Fall findet kein Abbau der Plasmaunstetigkeit statt. Dies deutet darauf hin, daß die kalte Plasmaunstetigkeit nicht als ein mathematisches Artefakt betrachtet werden kann.

<sup>14</sup>In diesen Berechnungen ist der Integrationsweg enger als zuvor angenommen, so daß nur drei Moden mit  $A_\alpha = 1$  aufgetreten sind.

Unter der kalten Plasmanäherung fanden *Gomboroff and Elgueta* [1991] heraus, daß die Alphateilchendriftgeschwindigkeit die kalte Plasmaunstetigkeit aufheben kann. Jedoch bleiben Nieder- und Hochfrequenzzweige erhalten. Damit bleibt ein möglicher kontinuierlicher Beschleunigungsmechanismus durch Ionen-Zyklotronwellen ausgeschlossen. Abb. 34 zeigt das Dispersionsdiagramm im gleichen Format wie in Abb. 33. Der geänderte Plasmameter ist in diesem Fall die normierte Driftgeschwindigkeit der Alphateilchen, welche in Abb. 34A, B, C und D, E, F entsprechend  $U_\alpha = 0.01, 0.10, 0.20$  ist. Im Test-Teilchenansatz für Alphateilchen ist der Wert  $U_\alpha \approx 0.20$  die maximale Alphateilchendriftgeschwindigkeit, die durch den resonanten Ionen-Zyklotronmechanismus zu erreichen ist [z.B. *Duscbery and Hollweg*, 1981; *Marsch et al.*, 1982c]. Anders als im in Abb. 33 vorgestellten Fall hat der Abbau der Unstetigkeit der Dispersionskurven eine unterschiedliche Entwicklung in Bezug auf  $\beta_{p,\alpha\parallel}$ . Dies findet im Fall von  $\beta_{p,\alpha\parallel} = 1$  zwischen  $0.1 < U_\alpha < 0.2$  statt, während der kritische Wert von  $U_\alpha$  für  $\beta_{p,\alpha\parallel} = \frac{1}{8}$  zwischen 0.01 und 0.1 liegt. Es ist zu vermuten, daß die kalte Plasmaunstetigkeit durch kleine Fluktuationen der Alphateilchenflußgeschwindigkeit abgebaut werden kann, wenn  $\beta_{\parallel p}$  klein genug ist.

Die kalte Plasmaunstetigkeit ist in dieser Darstellung als eine Konsequenz der Kopplung zwischen der Normalmode und MHO der Dispersionsrelation von links-polarisierten elektromagnetischen Wellen erwiesen. Weiterhin haben wir gezeigt, daß die kalte Plasmaunstetigkeit im Dispersionsdiagramm abgebaut werden kann, wenn entsprechende Parameter für die Driftgeschwindigkeit oder die Anisotropie der Alphateilchen in der Dispersionsrelation angenommen werden. In diesem Fall wird die Normalmode wiederhergestellt, denn wenn die Driftgeschwindigkeit nicht null ist, kann der Test-Teilchen-Ansatz für eine kleine Menge von Alphateilchen im Plasma als angemessen betrachtet werden. Dagegen kann die Alphateilchen-anisotropie stark gedämpfte Lösungen und die Normalmode der Dispersionsrelation ändern, so daß die kalte Plasmanäherung nur eine grobe Näherung eines warmen Plasmas bleibt.

In diesem Zusammenhang kann außerdem die kalte Plasmaunstetigkeit abgebaut werden [*Nekrasov et al.*, 1991], wenn ein nicht homogenes Magnetfeld betrachtet wird. Weiterhin wurde von *Berehem and Gendrin* [1985] bewiesen, daß schwere Ionen in einer nicht resonanten Wechselwirkung mit Ionen-Zyklotronwellen höhere senkrechte Energie erreichen können, obwohl die kalte Plasmaunstetigkeit im Dispersionsdiagramm auftritt. Da damit Bunching im Geschwindigkeitsraum erfolgt, kann der Gyrotropieansatz im Plasma aufgehoben werden, so daß einige der o.g. Schlußfolgerungen entkräftet werden können. Dies untersuchen wir im Abschnitt 8 weiter.

### 7.3 Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen für die im Sonnenwind gemessene Plasmakonfigurationen

Die im Sonnenwind gemessenen Verteilungsfunktionen zeigen, daß sich das Sonnenwindplasma nicht im thermodynamischen Gleichgewicht befindet. Dies ist besonders der Fall beim schnellen Sonnenwind, in dem besondere Kennzeichen der Protonenplasmamikrostruktur anisotrope Kerne ( $\frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}} > 1$ ) und driftende Beams sind. Es ist bekannt, daß durch Dämpfung von linkspolarisierten elektromagnetischen Wellen (LPEW) die Anisotropie des Kerns in Protonenverteilungsfunktionen erzeugt werden kann [z.B. *Busnardo-Neto et al.*, 1976]. Driftende Protonenbeams regen rechtspolarisierte elektromagnetische Wellen (RPEW) an [z.B. *Montgomery et al.*, 1976; *Gary et al.*, 1984]. In diesem Zusammenhang untersuchten *Leubner and Viñas* [1986] die Stabilität von zwölf im Sonnenwind gemessenen Protonenverteilungsfunktionen gegen die Auswirkung von L- und RPEW. In dieser Arbeit ist festgestellt worden, daß im Sonnenwind die beiden Wellenmoden die Mikrostruktur des Plasmas beeinflussen können. Während sich die Ionen-Beam-Instabilität beim Schwellenwert der Instabilitätsgrenze befindet, sind die Plasmakonfigurationen im schnellen Sonnenwind, wegen der zum Hintergrundmagnetfeld senkrechten Anisotropie des Protonenkernes als instabil gegen die Anregung von LPEW gefunden worden<sup>15</sup>. In dieser Untersuchung werden die Alphateilchen nicht betrachtet. Wie dargestellt worden ist, kann dies, unter bestimmten Umständen, bei der Ausbreitung von LPEW im Plasma einige der Schlußfolgerungen entkräften, insofern als eine Unstetigkeit in den Dispersionskurven bei der Alphateilchenzyklotronfrequenz auftreten kann [z.B. *Isenberg*, 1984].

Die Anregung von RPEW durch die Ionen-Beam-Instabilität in gemessenen Sonnenwindplasmakonfigurationen wurde von *Marsch and Livi* [1987] mit einer großen statistischen Basis untersucht, in welcher alle Plasmakomponenten mit Maxwellverteilungsfunktionen modelliert worden sind. Da die Alphateilchen in der Plasmamikrostruktur berücksichtigt wurden, konnte man die relative Bedeutung dieser Sorten bestimmen. Es ist festgestellt worden, daß die Driftgeschwindigkeit und Dichte der Alphateilchen bei der Stabilitätsgrenze bleibt, das heißt, es wurde keine bedeutende Anregung von RPEW durch diese Sorte festgestellt. Dagegen trägt diese Sorte dazu bei, daß der Dämpfungsbereich der Ionen-Zyklotronwellen vergrößert wird. Im Fall des Protonenbeams im schnellen Sonnenwind konnte eine große Anzahl von instabilen Protonenverteilungsfunktionen festgestellt werden, auch wenn seine durchschnittliche Driftgeschwindigkeit und Dichte nahe an der Stabilitätsgrenze bleibt. Die Beharrlichkeit des Protonenbeams im schnellen Sonnenwind kann die Vorhersagen der quasi-linearen Theorie in Frage stellen, denn durch die Auswirkung des Wellenfeldes sollte die Streuung

<sup>15</sup>Driftende Protonenbeams können auch LPEW anregen [*Gary et al.*, 1984]. Dies aber geschieht für Driftgeschwindigkeiten des Beams, die im Sonnenwind nicht beobachtet werden.



von Teilchen in Pitch-Winkel und eine Diffusion des Beams stattfinden.

Wir möchten in diesem Abschnitt diese Arbeiten erweitern. Wir untersuchen die Ausbreitung beider elektromagnetischen Wellenmoden in gemessenen Plasmakonfigurationen, in denen die Alphateilchen als dispersive Plasmakomponente betrachtet werden. Außerdem wird die Wirkung der MHO auf das Plasma untersucht. Durch diese Moden kann ein Dämpfungsmechanismus der angeregten Wellenfelder gegeben werden, womit Aufheizung der Spezies in Verbindung mit der Ionen-Beam-Instabilität erklärt werden kann. Die Ausbreitung der verschiedenen Wellenmoden ist parallel zum Hintergrundmagnetfeld angenommen.

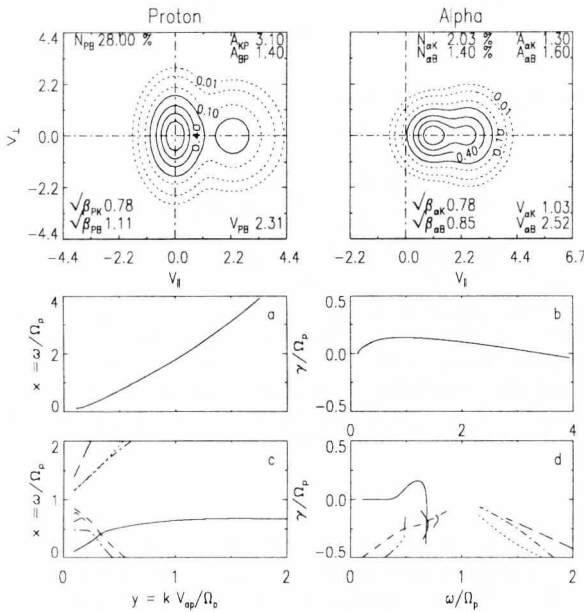


Abbildung 35: Phasenraumdichteisokonturen modellierter Verteilungsfunktionen von Protonen und Alphateilchen im Sonnenwind (siehe Abb. 36) und die aus der modellierten Plasmakonfiguration berechneten Dispersionskurven für links- [(c) und (d)], und rechtspolarisierte [(a) und (b)] elektromagnetische Wellen.

Weil in den wirklichen Plasmakonfigurationen im Sonnenwind mehr als eine Plasmakomponente jeder Spezies zu finden ist [z.B. *Feldman et al.*, 1993] und von den Details der Verteilungsfunktion die dispersiven Eigenschaften des Plasmas stark abhängig sind, versuchen wir eine genaue Beschreibung der Plasmami-

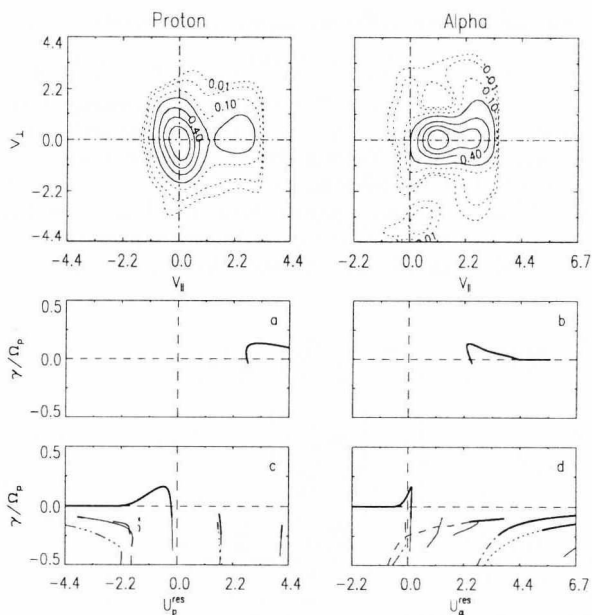


Abbildung 36: Phasenraumdichteisokonturen von mit TAUS im Sonnenwind gemessenen Geschwindigkeitsverteilungsfunktionen von Protonen und Alpha-Teilchen. Die entsprechende modellierte Plasmakonfiguration ist in Abb. 35 gezeigt. Unter (a) und (b) sind die Dämpfungs- bzw. die Anwachskurven als Funktion der Protonen- und der Alpha-Teilchenresonanzgeschwindigkeit mit RPEW dargestellt, unter (c) und (d) die entsprechenden Kurven für die LPEW. Dicker sind anwachsende oder leicht gedämpfte Moden gezeigt.

struktur. Diese wird durch zwei Protonen- und ebenfalls zwei Alpha-Teilchenkomponente dargestellt. Die Plasmakomponenten werden mit Bi-Maxwellverteilungsfunktionen modelliert. Bei der Anpassung für die Protonenverteilungsfunktionen werden die Isokonturlinien von 80% bis 20% des Maximums der Phasenraumdichte betrachtet. Weil in der Alpha-Teilchenmessung die Zählraten klein sind, und damit ein zunehmender Fehler in der Bestimmung der Verteilungsfunktion dieser Spezies bei den kleineren Phasenraumdichteisokonturen nicht auszuschließen ist, werden in dem Anpassungsverfahren Isokonturen nur bis auf 40% des Maximums der entsprechenden Phasenraumdichte betrachtet. Alle Plasmakomponenten werden als gyrotrop angenommen. Die Dispersionsrelation ist nach wie vor numerisch mit den aus den gemessenen Plasmadaten abgeleiteten Parametern berechnet.

In den Abb. 35, 37, 39 und 41 sind vier modellierte Verteilungsfunktionen von Protonen und Alphateilchen gezeigt. In diesen Abb. sind die Plasmamaparameter der Konfiguration angegeben, welche den mit TAUS gemessenen Plasmakonfigurationen in den Abb. 36, 38, 40 und 42 entsprechen. Dabei bezeichnen  $N_s$ ,  $A_s$ ,  $\beta_s$  und  $V_s$  Dichte, Anisotropie und das zum Magnetfeld parallele Plasma- $\beta$  und  $V_s$  die auf die Alfvéngeschwindigkeit normierte Driftgeschwindigkeit der Spezies  $s$ . Die Dichte des Protonenkerns ist auf eins normiert ( $N_{pk} = 1$ ) und seine Flußgeschwindigkeit null ( $V_{pk} = 0$ ). Weiterhin sind unter (a) und (b) die Dispersions- und Dämpfungskurven von RPEW eingezeichnet, die aus der modellierten Verteilungsfunktionen berechnet sind. Die entsprechende Dispersions- und Dämpfungskurven für die andere Polarisation sind unter (c) und (d) angegeben.

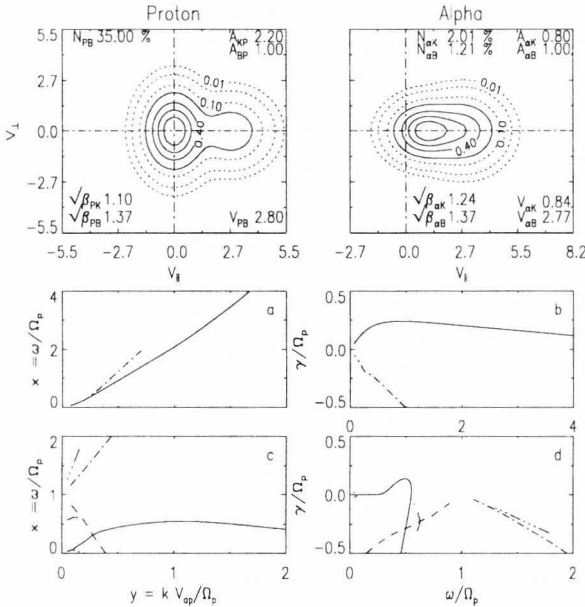


Abbildung 37: Modellverteilungsfunktionen von Protonen und Alphateilchen (siehe Abb. 38) und die Dispersionskurven für links- [(c) und (d)] und rechtspolarisierte [(a) und (b)] elektromagnetische Wellen.

Die Auswirkung der Normalmoden und ebenfalls der MHO auf die verschiedenen Teilchensorten wird durch zwei Kriterien dargestellt. Eines davon ist die Dämpfung der Moden. Wenn die Moden leicht gedämpft sind ( $-\frac{\pi}{2\pi} \leq \gamma \leq 0$ ),

können sich elektromagnetischen Wellen im Plasma ausbreiten, deren Energie vom Plasma absorbiert wird. Auf das Wellenfeld wird freie Energie vom Plasma übertragen, wenn  $\gamma > 0$  ist. Zum anderen ist die Resonanzgeschwindigkeit der Teilchen mit dem Wellenfeld wichtig. Diese zwei Kriterien werden in Abb. 36, 38, 40 und 42 in Verbindung mit den gemessenen Verteilungsfunktionen dargestellt. Die Dämpfungs- bzw. die Anwachskurven der RPEW werden als Funktion der Resonanzgeschwindigkeit für Protonen (a) und Alphateilchen (b) dargestellt. Die entsprechenden Kurven der LPEW sind unter (c) und (d) angegeben. Die Dämpfungs- bzw. die Anwachsgeschwindigkeit des Wellenfeldes ist durch  $\gamma$  bestimmt. Dicker werden die Bereiche gezeichnet, in denen die Moden leicht gedämpft oder anwachsend sind.

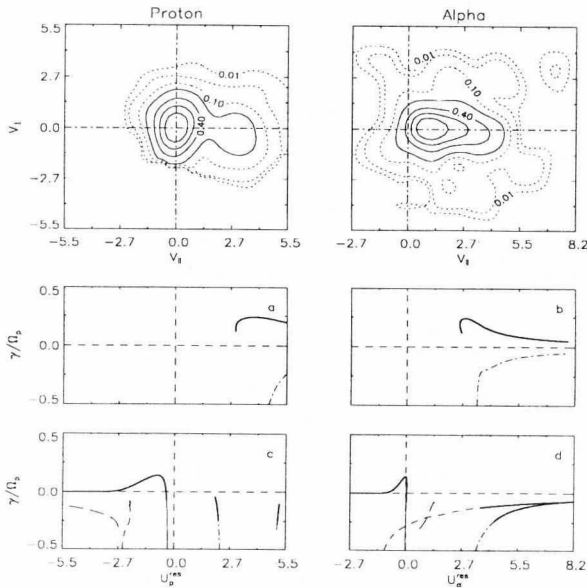


Abbildung 38: Phasenraumdichteisokonturen von mit TAUS im Sonnenwind gemessenen Geschwindigkeitsverteilungsfunktionen von Protonen und Alphateilchen. Die entsprechende modellierte Plasmakonfiguration ist in Abb. 37 gezeigt. Unter (a) und (b) sind die Dämpfungs- bzw. die Anwachskurven als Funktion der Protonen- und der Alphateilchenresonanzgeschwindigkeit für RPEW dargestellt, unter (c) und (d) die entsprechenden Kurven für die LPEW. Dicker sind anwachsende oder leicht gedämpfte Moden gezeichnet.

Durch eine Betrachtung der verschiedenen Abbildungen stellt man fest, daß die MHO von LPEW im Frequenzbereich unterhalb der Protonenzyklotronfrequenz eine unterschiedliche Auswirkung auf Protonen und Alphateilchen zeigen. Dies kann mit Hilfe von Gl. 66 bestimmt werden, welche als

$$U_s^{res} = \hat{v}_\phi \left(1 \mp \frac{\hat{\Omega}_s}{x}\right) \quad (79)$$

umgeschrieben werden kann. Hierbei bezeichnet  $U_s^{res}$  die Resonanzgeschwindigkeit,  $\hat{v}_\phi$  die Phasengeschwindigkeit des Wellenfeldes, beide auf die Alfvéngeschwindigkeit normiert, und  $\hat{\Omega}_s = \frac{\Omega_s}{\Omega_p}$  die normierte Ionen-Zyklotronfrequenz der Sorte  $s$ .

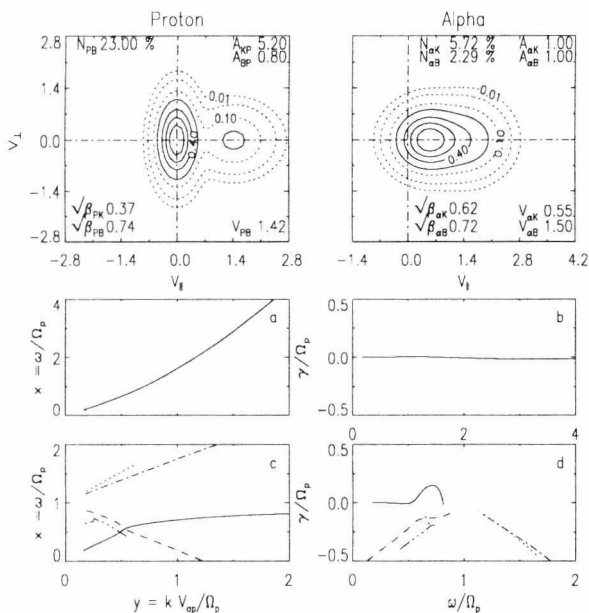


Abbildung 39: Modellverteilungsfunktionen von Protonen und Alphateilchen (siehe Abb. 40) und die Dispersionskurven für links- (c und d) und rechtspolarisierte (a und b) elektromagnetische Wellen.

Da die Frequenz und die Wellenzahl des Wellenfeldes und damit seine Phasengeschwindigkeit positiv sind, werden Teilchen mit positiver Geschwindigkeit Resonanz mit den linkspolarisierten Wellenmoden (negatives Vorzeichen in Gl. 79) haben, wenn

$$x > \hat{\Omega}_s \quad (80)$$

ist. Weil im Fall der Alphateilchen für die leicht gedämpften Bereiche bei der MHO diese Ungleichung gilt, ergibt sich, daß es einen Dämpfungsmechanismus des Wellenfeldes durch diese Mode für positive Teilchengeschwindigkeit gibt. Da für alle schweren Ionen  $\hat{\Omega}_s < \hat{\Omega}_\alpha$  gilt, kann dies als eine allgemeine Eigenschaft der MHO für schwere Ionen betrachtet werden.

Die Protonenzyklotronfrequenz ( $x = 1$ ) teilt das Wellenfeld von LPEW in zwei Bereiche. Die MHO, die unterhalb der Protonenzyklotronfrequenz liegen, werden Protonen mit negativen Geschwindigkeiten durch Dämpfung eines äußeren Wellenfeldes beeinflussen können. Dies bedeutet, daß der Protonenbeam von einem äußeren Wellenfeld im Frequenzbereich  $x \leq 1$ , zumindest in diesem Stadium einer nicht linearen Entwicklung des Systems, nicht beeinflusst wird. Aus diesem Grund zeigen wir in den Dispersionsdiagrammen MHO, die im Bereich  $x > 1$  liegen. Für leicht gedämpfte Regionen dieser MHO gilt

$$x > \hat{\Omega}_p > \hat{\Omega}_\alpha > \hat{\Omega}_{\text{schwere Ionen}} \quad (81)$$

Daher werden diese MHO auf die verschiedenen Teilchensorten wirken, die sich mit positiver Geschwindigkeit bewegen.

Vorausgesetzt, daß sich von der Sonne LPEW ausbreiten, kann eine bevorzugte Aufheizung von bereits driftenden schweren Ionen, einschließlich der Alphateilchen, durch diese Mode zumindest teilweise erklärt werden. Die MHO oberhalb der Protonenzyklotronfrequenz können den Protonenbeam beeinflussen.

Ob elektromagnetische Wellen solarer Herkunft in der Lage sind, die beobachtete zum Hintergrundmagnetfeld senkrechte Aufheizung des Protonenkerns im schnellen Sonnenwind durch Dämpfung von LPEW zu erzeugen, ist von *Schwartz et al.* [1981] untersucht worden. Da sich in einem von der Zeit unabhängigen Fluß die Frequenz des Wellenfeldes nicht ändern wird und die Ionen-Zyklotronfrequenz abhängig von der Intensität des Magnetfeldes ist, welche in der Sonnenwindexpansion wie  $r^{-2}$  abnimmt, ergibt sich, daß die normierte Frequenz  $x = \frac{\omega}{\hat{\Omega}_\alpha}$  wie  $r^2$  mit dem Sonnenabstand  $r$  zunimmt [*Schwartz et al.*, 1981]. Dies bedeutet, daß Wellen, die am Anfang der Expansion eine Frequenz im Bereich  $\omega \ll \Omega_i$  haben, mit zunehmendem Sonnenabstand die Ionen-Zyklotronfrequenz erreichen werden und dann durch resonante Wechselwirkung vom Plasma absorbiert werden. Mit diesem Argument und unter Annahme von Dämpfung der LPEW für  $\omega = \Omega_p$  fanden die Autoren heraus, daß die Dämpfung von Wellen solarer Herkunft nicht ausreichend ist, um eine Anisotropie von 2.5 im Protonenkern (bei 1 AU) vor der adiabatischen Abkühlung in der Sonnenwindexpansion zu bewahren. Dies ist durch Berechnungen im Rahmen der quasi-linearen Theorie bestätigt worden

[Marsch *et al.*, 1982c; Dusenbery and Hollweg, 1981]. Jedoch kann die kinetische Energie des driftenden Protonenbeams, die durch Anregung von RPEW freigesetzt werden kann, in Form einer senkrechten Aufheizung dem Kern geliefert werden [Schwartz *et al.*, 1981].

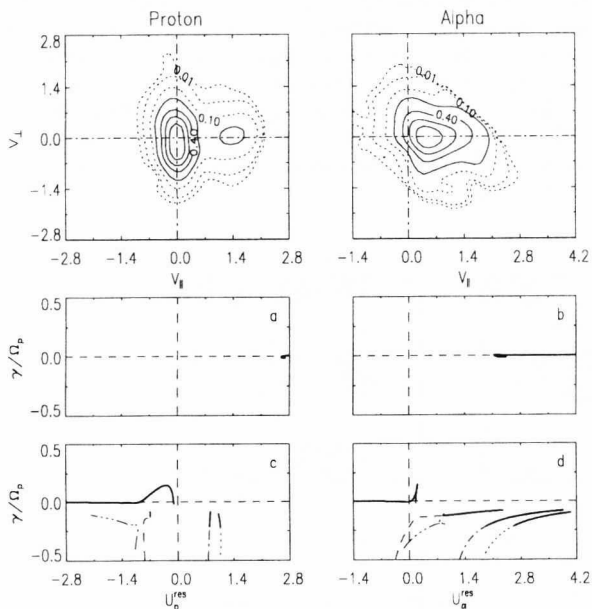


Abbildung 40: Phasenraumkonturen von mit TAUS im Sonnenwind gemessenen Geschwindigkeitsverteilungsfunktionen von Protonen und Alphateilchen. Die entsprechende modellierte Plasmakonfiguration ist in Abb. 39 gezeigt. Unter [(a) und (b)] sind die Dämpfungs- bzw. die Anwachskurven als Funktion der Protonen- und der Alphateilchenresonanzgeschwindigkeit mit RPEW dargestellt und unter [(c) und (d)] die entsprechenden Kurven für die LPEW. Dicker sind anwachsende oder leicht gedämpfte Moden gezeichnet.

Die Normalmode der RPEW stellt sich in zwei der vorgestellten Fälle als instabil heraus (siehe Abb. 36 und 38). Die Anwachsraten dieser Wellen sind stärker um die Protonen-Zyklotronfrequenz und haben Phasengeschwindigkeiten mehr als doppelt so groß wie die Alfvéngeschwindigkeit. In diesem Fall findet Dämpfung eines äußeren Wellenfeldes bei Frequenzen oberhalb der Protonenzyklotronfrequenz statt. Die rechtspolarisierten MHO sind für den berechneten Wellenzahlbereich stark gedämpft und damit physikalisch bedeutungslos. Diese

MHO von RPEW sind in den Abb. 37, 38 und 41, 42 gezeigt. In den anderen beiden Fällen sind am Rande der Instabilität.

Nach Betrachtung von den Abb. 36 und 38, in denen die Plamakongfigurationen Ionen-Beam instabil sind und dadurch kinetische Energie vom Protonenbeam in Form von RPEW freigesetzt wird, stellt man fest, daß es keinen möglichen Dämpfungsmechanismus gibt, der diese freigesetzte Energie dem Protonenbeam liefern kann. Jedoch können die schnellen Teilchen der Alphateilchenverteilungsfunktion die Energie von den angeregten RPEW durch die leicht gedämpfte MHO der LPEW absorbieren. Dies kann geschehen, weil wegen der Dopplerverschiebung der Frequenz der RPEW von schnellen Alphateilchen mit paralleler Geschwindigkeit  $v_{||\alpha} > 2V_a$  als eine LPEW angesehen wird. Dies ist besonders im in der Abb. 36 dargestellten Fall zu sehen.

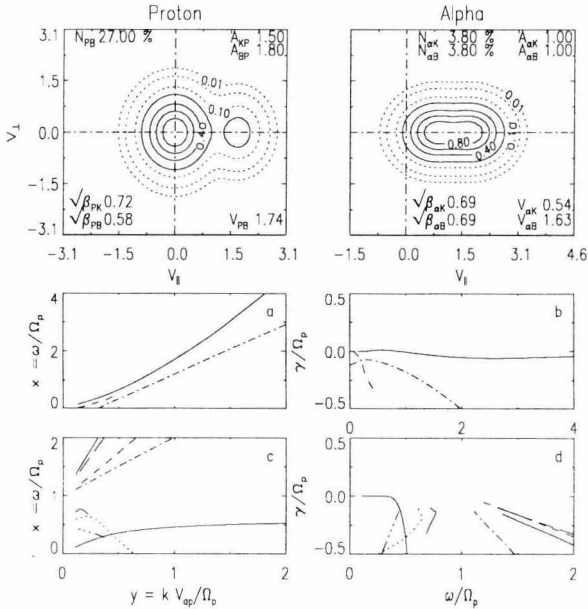


Abbildung 41: Modellverteilungsfunktionen von Protonen und Alphateilchen (siehe Abb. 42) und die Dispersionskurven für links- (c und d) und rechtspolarisierten (a und b) elektromagnetischen Wellen.

Der Protonenbeam kann ebenfalls durch die oberhalb der Protonenzyklotronfrequenz liegenden MHO von LPEW beeinflusst werden. Man sieht in den Ab-



bildungen, daß zwei dieser MHO zwischen dem Beam und dem Kern der Protonenverteilungsfunktionen liegen und die Teilchen durch Pitchwinkelstreuung beeinflussen können. Da im geschlossenen System keine angeregten Wellen dieser MHO Energie liefern können<sup>16</sup>, werden sie die Teilchen beeinflussen, wenn sie ein äußeres Wellenfeld dämpfen können.

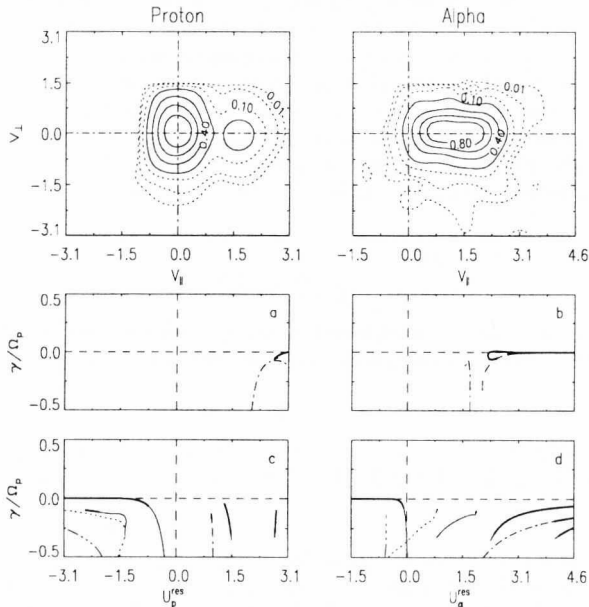


Abbildung 42: Phasenraumdichteisokonturen von mit TAUS im Sonnenwind gemessenen Geschwindigkeitsverteilungsfunktionen von Protonen und Alphateilchen. Die entsprechende modellierte Plasmakonfiguration ist in Abb. 41 gezeigt. Unter (a) und (b) sind die Dämpfungs- bzw. die Anwachskurven als Funktion der Protonen- und der Alphateilchenresonanzgeschwindigkeit mit RPEW. Unter (c) und (d) die entsprechenden Kurven für die LPEW. Dicker sind anwachsende oder leicht gedämpfte Mode gezeigt.

Eine andere MHO von LPEW liegt im Bereich der Protonenbeamteilchen mit größerer Geschwindigkeit. Diese MHO kann durch Dämpfung der angeregten Normalmode der RPEW einen Anteil der kinetischen Energie des Protonenbeams in Form von thermischer Energie dem Beam selbst zuführen. In den Abb. 38, 36 und 42 ist zu erkennen, daß der Protonenbeam Anisotropiewerte von 1.0,

<sup>16</sup>Elektromagnetische Wellen, die sich gegen die Magnetfeldrichtung ausbreiten, können auch angeregt werden, aber sie können durch diese MHO nicht gedämpft werden.

1.4 und 1.8 ausweist. Das Maximum der entsprechenden normierten Anwachsrate ist  $\approx 0.5, 0.35$  und  $\approx 0.0$ . Dies könnte mit der Tatsache in Zusammenhang gebracht werden, daß durch die zum Magnetfeld senkrechte Anisotropie im Protonenbeam die Protonen-Beamkonfiguration stabilisiert werden kann [Montgomery *et al.*, 1976]. Man merkt, daß beim in Abb. 41 dargestellten Fall das Maximum der schwachen Anwachsrate bei der Alphateilchenzyklotronfrequenz liegt. Dies bedeutet, daß die (Randwert-) Instabilität allein von den driftenden Alphateilchen erzeugt wird. Die höhere Anisotropie des Protonenbeams kann an einen Endzustand der Entwicklung dieser Plasmakonfiguration hindeuten, in welchem die MHO eine wichtige Rolle gespielt haben könnten. Wenn die Anisotropie des Protonenbeams dieser Konfiguration durch den o.g. Mechanismus erzeugt wurde, sollte der Energieüberschuß durch senkrechte Aufheizung mindestens der Differenz in kinetischer Energie des Beams entsprechen, welche die Plasmakonfiguration zu der Randwertdriftgeschwindigkeit für die Instabilität führt. Diese Bedingung kann als

$$\Delta = \frac{V_{pb} + \Delta V_{th\perp}}{V_{Ap}} - \frac{2}{(1 - n_{pb})^{\frac{1}{2}}} \geq 0 \quad (82)$$

geschrieben werden, wobei  $\Delta V_{th\perp}$  die äquivalente Driftgeschwindigkeitsdifferenz aus dem senkrechten thermischen Energieüberschuß des Beams ist, welche als

$$\Delta V_{th\perp} = \{(A_{pb} - 1)\beta_{pb}\}^{\frac{1}{2}} \quad (83)$$

geschrieben werden kann. Das dritte Glied der Gl. 82 stellt die Randwertdriftgeschwindigkeit für die Instabilität dar [z.B. Marsch and Livi, 1987]. Die konkrete Berechnung ergibt  $\Delta \approx 0.005$ .

Im Kontext der linearen Theorie der parallelen Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in magnetoaktiven Plasmen haben wir mit gemessenen Sonnenwindplasmakonfigurationen hergeleitet, daß ein möglicher Zusammenhang zwischen den MHO von LPEW und der Aufheizung im Plasma hergestellt werden kann. Die MHO können im Prinzip die Gestalt der Verteilungsfunktionen der Sorten beeinflussen, wodurch z.B. die Ablösung des Protonenbeams vom Kern zustande kommen kann. Dies aber ist nur möglich, wenn ein äußeres elektromagnetische Wellenfeld zunächst die dafür erforderliche Energie liefert. Weiterhin kann auch durch diese Mode ein Beschränkungsmechanismus für den driftenden Protonenbeam erklärt werden, in dem die MHO durch Dämpfung der angeregten RPEW die kinetische Energie des Protonenbeams in senkrechte Aufheizung des Beams selbst umwandeln kann. Ein Anteil der Aufheizung der schweren Ionen kann durch einen ähnlichen Mechanismus verursacht werden. Schließlich möchten wir anmerken, daß alle diese Überlegungen nur durch zeitliche Evolutionsberechnungen im Rahmen einer quasi-linearen Theorie bestätigt werden können.

## 8 Dispersionskurven für nichtgyotropes Plasma

In Kapitel 5 ist Beobachtungsmaterial dargestellt worden, mit dem Nichtgyotropie im Sonnenwindplasma als ein möglicher Zustand der Plasmamikrostruktur nachgewiesen wurde. Dieser bisher im Sonnenwind nicht betrachtete Plasmazustand kann das Bild der Welle-Teilchen-Wechselwirkung in solchen magnetoaktiven Plasmen wesentlich ändern. *Brinca et al.* [1992] haben durch die Annahme von nichtgyotropen Teilchensorten im Plasma gezeigt, daß die dispersiven Eigenschaften der links- und rechtspolarisierten elektromagnetischen Wellenmode nicht unabhängige Moden der Wellenausbreitung im Plasma sind. Die zwei elektromagnetischen Moden zeigen eine starke Wechselwirkung miteinander, wodurch Übertragung freier Energie von einer Mode zu der anderen stattfinden kann. Wir untersuchen in Abschnitt eins und zwei dieses Kapitels einige Ausbreitungseigenschaften der elektromagnetischen Moden in Plasmen, in welchen Nichtgyotropie bei Protonen, Protonenbeam oder Alphateilchen berücksichtigt wird. Dies wird für einige wenige Beispiele für parallele Ausbreitung im Frequenzbereich  $0 \leq \omega \leq 2\Omega_p$  gemacht. Die freie Energie in den Plasmakonfigurationen ist durch Kernanisotropie bzw. driftenden Ionenbeams angegeben. Damit soll ein Eindruck der Ausbreitungseigenschaften der elektromagnetischen Wellen in solchen Plasmen gewonnen werden.

Im dritten Abschnitt berechnen wir die Dispersionskurven im gleichem Frequenzbereich für die von gemessenen Plasmadaten abgeleiteten Parameter einiger in Kapitel 5 dargestellten Fälle. Wie in den früheren Kapiteln wird die Dispersionsrelation numerisch gelöst.

### 8.1 Nichtgyrotrope Protonen

Anders als in einem gyotropen magnetoaktiven Plasma können die Dispersionsrelation der elektrostatischen und beider elektromagnetischen Wellenmoden – nämlich die linkspolarisierte oder Alfvén/Ionenzkyklotronmode und die rechtspolarisierte oder Whitslermode – nicht als unabhängige Moden der Wellenausbreitung im Plasma betrachtet werden. Bei Betrachtung von den Gln. 48 bis 56 wird es deutlich, daß die nichtdiagonalen Elemente des Dispersionstensors nicht verschwinden. Dadurch sind die sonst unabhängigen gyotropen elektromagnetischen Wellenmoden in der Dispersionsrelation miteinander verbunden. Da sieht man, daß die nichtdiagonalen Glieder des Dispersionstensors von den Parametern  $\Phi_{\pm 1, \pm 2}$  abhängig sind. Diese Parameter spiegeln die Form der Abhängigkeit der Verteilungsfunktion von der Gyrationphase wieder. Wenn die transversale Stromlosigkeitbedingung im Plasma gilt, das heißt, wenn die Gleichgewichtsverteilungsfunktion die Periodizitätsbedingung  $f_{s0}(\phi) = f_{s0}(\phi + \pi)$  erfüllt, verschwin-

den die Parameter  $\Phi_{\pm 1}$  und die  $\Phi_{\pm 2}$  kommen in die Dispersionsrelation als das Produkt  $\Phi_2 \Phi_{-2} = \Phi_2 \Phi_2^*$  hinein. In diesem Fall ist die elektrostatische Wellenmode unabhängig von den elektromagnetischen. Unter diesen Bedingungen kann die Dispersionsrelation für die elektromagnetische Wellen im Plasma als

$$D_+ D_- = D_{+-} D_{-+} \quad (84)$$

geschrieben werden. Wenn die Gl. 84 durch das Quadrat der Plasmafrequenz der Hauptprotonenkomponente des Plasmas  $\omega_{hp}^2$  normiert wird, kann die Dispersionsrelation als

$$\left\{ y^2 - \sum_s \eta_s \hat{\Omega}_s \left[ A_s - 1 - \frac{x - y U_s}{\hat{\Omega}_s} + (A_s \xi_s^+ + \frac{\hat{\Omega}_s}{y \beta_s^{\frac{1}{2}}}) Z(\xi_s^+) \right] \right\} \times \quad (85)$$

$$\left\{ y^2 - \sum_s \eta_s \hat{\Omega}_s \left[ A_s - 1 + \frac{x - y U_s}{\hat{\Omega}_s} + (A_s \xi_s^- + \frac{\hat{\Omega}_s}{y \beta_s^{\frac{1}{2}}}) Z(\xi_s^-) \right] \right\} = K [Z'(\xi_n)]^2$$

geschrieben werden, mit

$$\xi_s^+ = \frac{x - y U_s - \hat{\Omega}_s}{y \beta_s^{\frac{1}{2}}}$$

$$\xi_s^- = \frac{x - y U_s + \hat{\Omega}_s - 2 \hat{\Omega}_n}{y \beta_s^{\frac{1}{2}}}$$

$$\xi_n = \xi_n^+ = \xi_n^- \quad (86)$$

Hierbei ist  $y$  die normierte Wellenzahl,  $x$  die normierte komplexe Wellenfrequenz,  $U_s$  die normierte Driftgeschwindigkeit der Sorte  $s$  und

$$K = |\Phi_2|^2 \left[ \frac{1}{2} A_n \eta_n \hat{\Omega}_n \right]^2 \quad (87)$$

wobei der Index  $hp$  die Hauptprotonenkomponente und  $n$  die nichtgyrotrope Teilchensorte im Plasma bezeichnen und die Verkürzungen

$$\beta_s = \frac{v_s}{V_A} \quad ; \quad \hat{\Omega}_s = \frac{q_s m_{hp}}{q_{hp} m_s} \quad ; \quad \eta_s = \frac{n_s}{n_{hp}} \quad (88)$$

eigeführt sind. Die Elektronen sind in diesem Frequenzbereich nach wie vor als Flüssigkeit betrachtet.

Wenn als Modell für die nichtgyrotrope Plasmakomponente eine gyrotrope Bi-Maxwellverteilungsfunktion angenommen wird, welche mit einer von der Gyrationphase abhängigen Funktion der Art

$$\Phi(\phi + \Omega_p t) = \frac{1}{2}[\delta(\phi + \Omega_p t) + \delta(\phi + \Omega_p t + \pi)], \quad (89)$$

multipliziert ist, ergibt sich, daß

$$\Phi_n = \frac{1}{2}(1 + e^{-in\pi}), \quad (90)$$

und damit  $\Phi_{\pm 2} = 1$  [Brinca *et al.*, 1992]. In diesem Fall sind alle Teilchen auf einer mit der Protonenzyklotronfrequenz um die Magnetfeldrichtung rotierenden Ebene im Geschwindigkeitsraum.

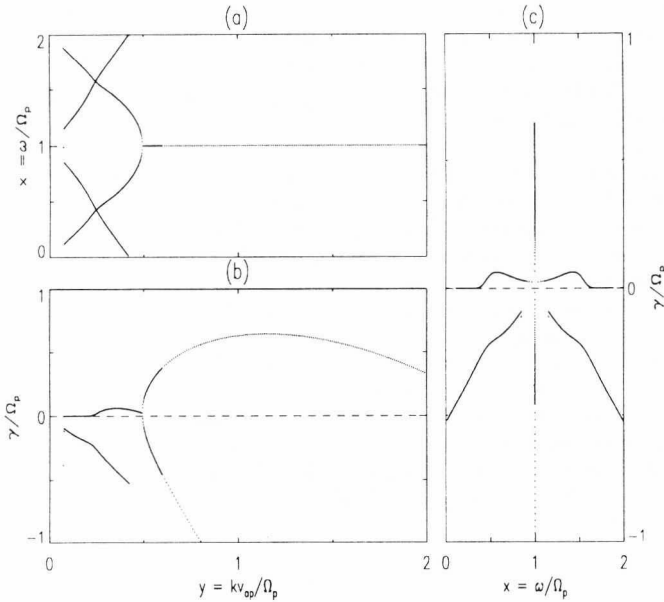


Abbildung 43: Dispersionskurven für elektromagnetischen Wellen in einem nichtgyrotropen, anisotropen Elektronen-Protonen-Plasma. Die Plasmaparameter sind  $A_p = 4$ ,  $|\beta_p| = 1$  und  $|\Phi_2| = 1$ .

In Abb. 43 wird die numerische Lösung der Dispersionrelation für elektromagnetischen Wellen in einem nichtgyrotropen, anisotropen<sup>17</sup> Elektronen-Protonen-

<sup>17</sup>Eigentlich kann man nicht im allgemeinen für die nichtgyrotrope Plasmakomponente von

Plasma mit nur einer Protonenkomponente gezeigt. Die Parameter des Plasmas sind  $A_p = 4$ ,  $\beta_{p\parallel} = 1$  und  $\Phi_{\pm 2} = 1$ . Die Quelle von freier Energie liegt in der Anisotropie der Protonen. Es ist bekannt, daß diese Quelle freier Energie in einem gyrotropen Plasma die linkspolarisierten elektromagnetischen Wellen anregen kann. In der Abb. 43 sieht man, daß eine starke Wechselwirkung zwischen den gyrotropen links- und rechtspolarisierten Wellenmoden in einem Elektronen-Protonen-Plasma stattfindet, in der für die zwei Normalmoden  $\omega = \Omega_p$  gilt. Links des Kopplungspunktes gibt es für die zwei Normalmoden gleiche Anwachsrate. Dies bedeutet, daß unter nichtgyrotropen Plasmabedingungen durch Anisotropie im Kern der Verteilungsfunktion die rechtspolarisierte elektromagnetische Welle instabil werden kann. Rechts des Kopplungspunktes zeigt die LPEW eine starke Anwachsrate und die RPEW eine starke Dämpfungsrate. Diese Dämpfungskurve wird in *Brinca et al.* [1992] nicht gezeigt. Außer diesen zwei Normalmoden sind noch zwei MHO angeregt. Die sind symmetrisch um die Protonenzyklotronfrequenz und zeigen eine leichte Krümmung in der Nähe von  $x = \frac{\omega}{\Omega_p} \approx 1 \pm \frac{1}{2}$ . Die Eigenschaften diese MHO in gyrotropen Plasmen werden im allgemeinen von dem nichtgyrotropen Kern nicht beeinflusst.

Wenn die nichtgyrotrope Plasmakomponente ein Bruchteil des gyrotropen Anteils ist, hängt die Existenz eines Kopplungspunktes in einer bestimmten Region des  $(y, x)$ -Raumes stark von dem Faktor  $K$  in Gl. 85, daß heißt quadratisch von der Anisotropie und dem Dichteverhältnis der nichtgyrotropen Plasmasorte ab. Ein anderer wichtiger Parameter ist das Plasma- $\beta_{\parallel}$ . Für  $K < 1$  und  $\beta_{\parallel} < 1$  ist die Entwicklung des Dispersionsdiagramms unterhalb der Protonenzyklotronfrequenz ähnlich wie in gyrotropen Plasmen. Im Frequenzbereich oberhalb der Protonenzyklotronfrequenz kann die rechtspolarisierte Normalmode mit einer MHO gekoppelt werden (siehe z.B. Abb. 44). Wenn diese Parameter größer werden, entwickelt sich das Dispersionsdiagramm zu einer ähnlichen Form wie in Abb. 43, in der die rechtspolarisierte und die linkspolarisierte elektromagnetische Wellenmode an der Protonenzyklotronfrequenz gespiegelt sind. Für einen bestimmten Wert von  $K$  liegt die Kopplungspunkt für kleinere  $\beta$  bei größeren Werten der normierten Wellenzahl.

Die andere bekannte freie Energiequelle in gyrotropen Plasmen ist ein driften-der Protonenbeam. Wir betrachten nun die Dispersionsrelation für ein Elektronen-Protonen-Plasma mit zwei isotropen Protonenkomponenten. Die Parameter sind  $A_{pk,ph} = 1$ ,  $\beta_{pk,ph} = 1$ ,  $\eta_{ph} = 0.3$ ,  $U_{ph} = 2.5$  und  $|\Phi_2| = 1$  für die nichtgyrotrope Komponent. In Abb. 44 sind die Dispersionskurven für diese Plasmakonfiguration gezeigt. Die mit 1 und 2 bezeichneten Kurven sind die Lösungen der Dispersions-

Ani- bzw. Isotropie sprechen. Da wir das Modell von nichtgyrotropen Verteilungsfunktionen von Gl. 43 angenommen haben, in den eine gyrotrope Verteilungsfunktion durch eine von der Gyrationphase abhängige Funktion moduliert wird, werden wir diese Nomenklatur in der folgenden Diskussion benutzen.

relation, wenn der Protonenbeam nichtgyrotrop ist, und die mit 3 und 4 bezeichneten für einen nichtgyrotropen Kern. Anders als wenn die Verteilungsfunktion nur eine nichtgyrotrope Komponente hat, kommt im berechneten Bereich eine Kopplung der elektromagnetischen Normalmode bei der Protonenzyklotronfrequenz nicht zustande. Im Frequenzbereich  $\Omega_p < \omega < 2\Omega_p$  erkennt man die normale gyrotrope rechtspolarisierte elektromagnetische Mode, die durch die Nichtgyrotropie im Protonenbeam in der Frequenz verschoben ist und dadurch eine ähnliche Gestalt wie die Ionzyklotronmode annimmt. Die entsprechende Dämpfungskurve verschwindet nicht wenn die Wellenzahl auf null geht.

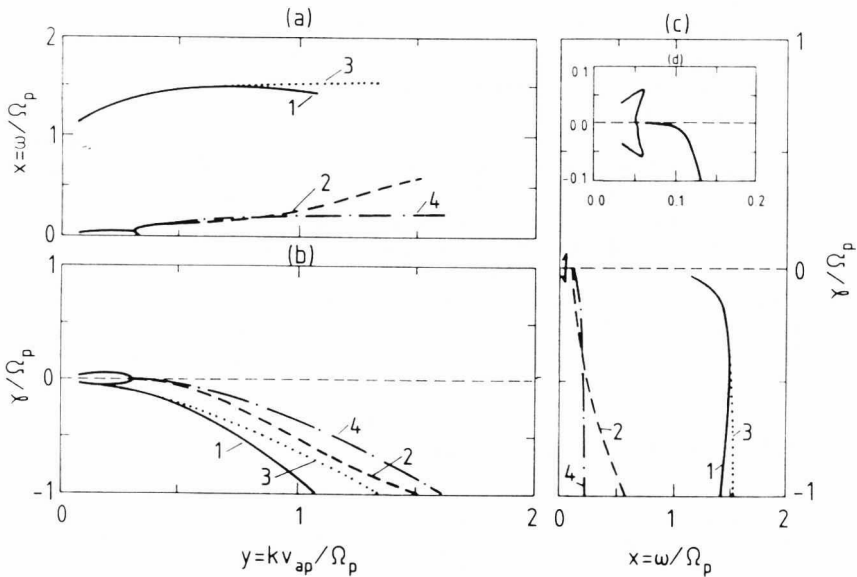


Abbildung 44: Dispersionskurven für elektromagnetische Wellen in einem nichtgyrotropen, anisotropen Elektronen-Protonen-Plasma. Die Plasmaparameter sind  $A_{pk,pb} = 1$ ,  $|\beta_{pk,pb}| = 1$ ,  $\eta_{pb} = 0.3$ ,  $U_{pb} = 2.5$  und  $|\Phi_2| = 1$ . Die Kurven 1 und 2 sind die Lösungen der Dispersionsrelation, wenn der Protonenbeam nichtgyrotrop ist und 3 und 4 für einen nichtgyrotropen Kern.

Im Frequenzbereich unterhalb der Protonenzyklotronfrequenz findet man zwei MHOP und noch zwei oberhalb, welche dieselben Eigenschaften wie in den gyro-

tropen Plasmen zeigen. Diese Moden werden daher nicht gezeigt.

Die normale Protonenzyklotron Mode koppelt sich mit einer MHO im Bereich der kleineren Frequenzen und Wellenzahl. Dies wird deutlich, wenn man die Dämpfungskurve dieser Mode betrachtet. Die Nullstellen beider Moden sind komplex konjugiert, so daß die eine eine Anwachsrate und die andere eine Dämpfungsrate zeigt. Eine Vergrößerung dieses Bereiches wird in Abb. 44d gezeigt. Diese Charakteristik findet auch in gyrotropen Plasma statt (siehe Abb. 38), welche aber in diesem Fall stärker ausgeprägt wird.

Ein Unterschied zwischen dem gyrotropen und dem nichtgyrotropen Fall kann festgestellt werden. In einem gyrotropen Plasma mit dieser Plasmakonfiguration ist dies für einen breiteren Frequenzbereich sehr instabil. Da die Plasmaparameter vergleichbar sind, kann man die Anwachsrate des berechneten Falles mit dem in Abb. 35 und 37 vergleichen. Man merkt, daß in diesen Fällen die Plasmakomponenten anisotrop sind. Dies verkleinert nur die Anwachsrate der Ionenbeaminstabilität in gyrotropen Plasmen [Montgomery *et al.*, 1976], so daß der Unterschied noch größer ist. Wir haben diese Charakteristik in mehreren der berechneten Fällen gefunden, so daß möglicherweise in nichtgyrotropen Plasmen die Ionenbeaminstabilität nicht so bedeutend wie in den gyrotropen Plasmen sein wird, das heißt, in solchen Plasmen können rechtspolarisierte elektromagnetische Wellen durch driftende Protonenbeams nicht anregt werden. Dies könnte in Prinzip die große Anzahl der in Sonnenwind gemessenen *instabilen* Ionenbeaminstabilitäten -wie in Marsch and Livi [1987] berichtet wird- erklären. Ein parametrisches Studium dieser Instabilität von gyrotropen Plasmen in dem Fall von Nichtgyrotropie ist daher notwendig. Wir lassen diesen Punkt in dieser Arbeit für weitere Forschung offen.

## 8.2 Nichtgyrotrope Alphateilchen

Die Dispersionskurven für eine Elektronen-Protonen-Alphateilchen Plasmakonfiguration mit nichtgyrotropen Alphateilchenverteilungsfunktionen zeigen im allgemeinen andere Charakteristika als in dem Fall wo die Protonen in diesem Zustand sind. Der Kopplungspunkt zwischen den Normalmoden, wenn es ihn gibt, findet nun bei der Alphateilchenionenzylotronfrequenz statt, und die Normalmoden liegen im Frequenzbereich unterhalb der Protonenzyklotronfrequenz. In Abb. 45 sind die Dispersionskurven für ein Plasma mit einer Protonen- und ebenfalls einer Alphateilchenkomponente. Die Plasmaparameter sind  $A_p = 1$ ,  $A_\alpha = 2$ ,  $\beta_{p,\parallel} = 1$ ,  $\eta = .01$  und  $|\Phi_2| = 1$ . Die Alphateilchenanisotropie ist für die einfache Erkennung der Normalmode angegeben.

Man sieht in Abb. 45a, daß Kopplung der Normalmoden bei  $(y, x) = (\frac{3}{2}, \frac{1}{2})$  stattfindet. Die entsprechenden Dämpfungskurven zeigen an dieser Stelle eine bla-



senartige Struktur. Ähnlicherweise zeigen zwei MHO die gleiche Charakteristik. In Abb. 45d sind die Details der Anwachsrate der Normalmoden gezeichnet, und in Abb. 45e die von einer der MHO oberhalb der Protonenzyklotronfrequenz. Das Auftreten dieser MHO ist von den Alphateilchen im Plasma bedingt und hat eine sehr schwache Dämpfungsrate (siehe Abb. 45d). Außerdem zeigt diese Mode eine leichte Krümmung im  $(y, x)$ -Raum. Zwei andere MHO sind im Dispersionsdiagramm aufgetreten, die symmetrisch um die Alphateilchenzyklotronfrequenz liegen. Wenn die normierte Wellenzahl gegen null geht, nähern sich diese MHO tangential den Normalmoden, so daß sie in dem magnetohydrodynamischen Bereich ( $y$  und  $x \ll 1$ ) eingehen können. Diese MHO sind im allgemeinen stark gedämpft. Dennoch können diese MHO leicht gedämpft werden, wenn das  $\beta_{\parallel}$  klein wird, wie in früheren Abschnitten gezeigt wurde.

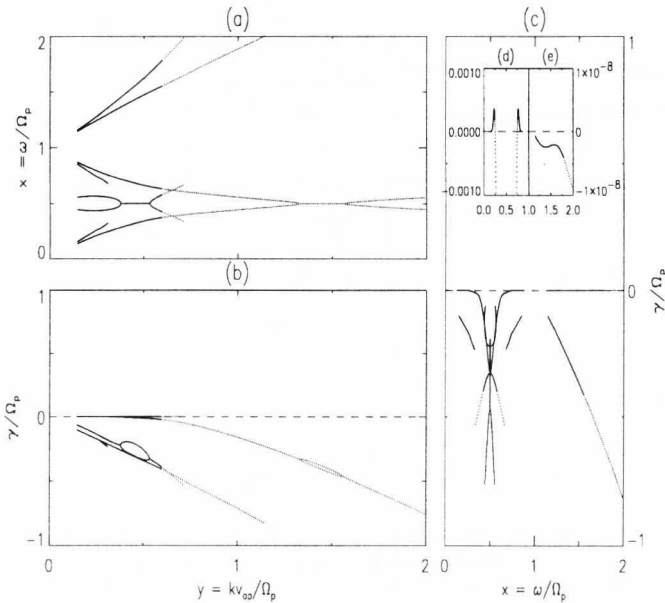


Abbildung 45: Dispersionskurven für elektromagnetische Wellen in einem Elektronen-Protonen-Alphateilchen-Plasma. Die Alphateilchen im Plasma sind nichtgyrotrop und anisotrop. Die Plasmamparameter sind  $A_p = 1$ ,  $A_\alpha = 2$ ,  $\beta_{p,\parallel} = 1$ ,  $\eta = .04$  und  $|\Phi_2| = 1$ .

In Zusammenhang mit der Existenz einer kalten Plasmaunstetigkeit in solchen

Plasmen haben wir die Dispersionskurven für den in Abschnitt 7.2, Abb. 29 dargestellten Fall berechnet, in dem die Alphateilchen im Plasma nun nichtgyrotrop sind. Mit diesen Parametersatz in gyrotropen Plasmen findet eine Unstetigkeit im Dispersionsdiagramm bei der Alphateilchenzyklotronfrequenz statt, und es entsteht eine Region im  $(\omega, k)$ -Raum, in der sich die elektromagnetischen Wellen nicht ausbreiten können (das *Stop Band*). In Abb. 46 ist die nichtgyrotrope Version dieses Dispersionsdiagramms gezeichnet. Die Plasmaparameter sind die von Abb. 29 mit  $|\Phi_2| = 1$  für die nichtgyrotropen Alphateilchen.

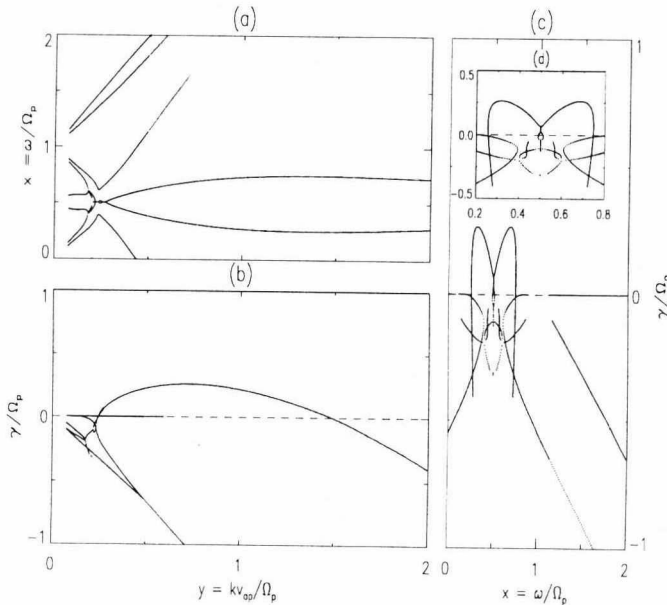


Abbildung 46: Dispersionskurven für elektromagnetische Wellen in einem Elektronen-Protonen-Alphateilchen-Plasma. Die Alphateilchen im Plasma sind nichtgyrotrop und isotrop. Die Plasmaparameter sind  $A_p = 4$ ,  $A_\alpha = 1$ ,  $|\beta_{p,\alpha}| = 1$ ,  $\eta = .05$  und  $|\Phi_2| = 1$ .

Als erstes erkennt man eine starke Veränderung der Dispersionskurven in Vergleich mit denen in Abb. 45. Dies ist eine direkte Konsequenz der großen Protonenanisotropie. Bei Betrachtung von Abb. 23 in Abschnitt 7.1 erkennt man, daß mit zunehmender Anisotropie der Protonenkomponente die Dispersionskurven der LPEW größere Frequenzwerte erreicht, so daß diese Kurve sich an der

Protonenzyklotronfrequenz annähert. Dies verursacht, daß die zwei nichtgyrotropen Normalmoden<sup>18</sup> die Alphateilchenzyklotronfrequenz überschreiten, und sich im  $(\omega, k)$ -Raum kreuzen. Der Kreuzungspunkt findet mit zunehmender Protonenanisotropie bei kleineren Werten der normierten Wellenzahl statt, und somit auch die Kopplungsregion der Normalmode.

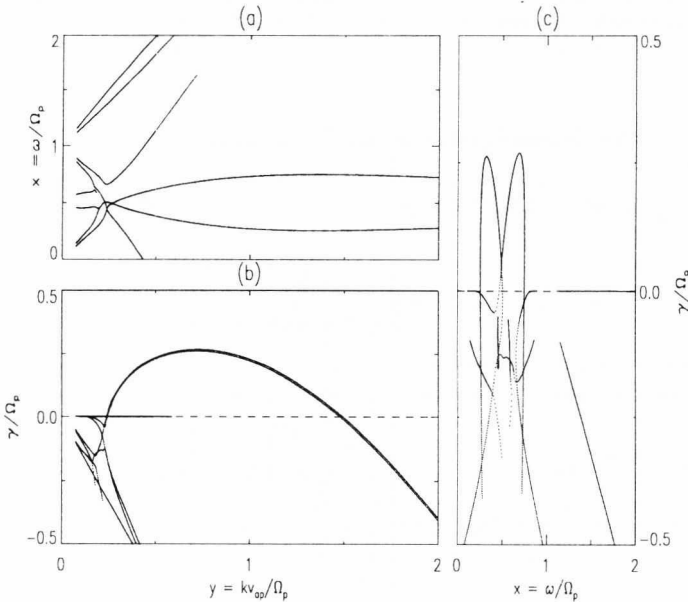


Abbildung 47: Wie in Abb. 46 mit  $U_\alpha = 0.25$ .

Eine Vergrößerung der Kopplungsregion in Abb. 46 ist in Anhang C Abb. 70 gegeben. Die Mode, die leicht gedämpft oder anwachsend sind, werden in dieser Darstellung dicker gezeichnet. Bei näherer Betrachtung erkennt man, daß es mehrere Kopplungspunkte zwischen den Normalmoden und MHO gibt. Die ursprünglichen Normalmoden können in den äußeren und inneren Dispersionkurven erkannt werden, in denen die leicht gedämpften bzw. anwachsenden Bereiche

<sup>18</sup>Wenn der Parameter  $K$  in Gl. 85 klein ist, kann die Dispersionskurve der rechtspolarisierten Normalmode als die Spiegelung an der Alphateilchenzyklotronfrequenz der linkspolarisierten Normalmode angesehen werden.

kontinuierlich im Bezug auf die normierte Wellenzahl erscheinen. Die *Trennung* der Normalmoden in verschiedene Zweige kann man als die nichtgyrotrope Version der kalten Plasmaunstetigkeit betrachten. Allerdings in diesem Fall ist die Ausbreitung von elektromagnetischen Wellen um die Alphateilchenzyklotronfrequenz durch die Kopplung der verschiedenen Moden möglich, so daß in Wirklichkeit die kalte Plasmaunstetigkeit wegen der Nichtgyrotropie der Alphateilchen nicht stattfindet. Es ist interessant zu bemerken, daß die Normalmoden durch Verbindung mit verschiedenen leicht bzw. stark gedämpften Moden den Bereich  $(y, x) \ll (1, 1)$  erreichen können.

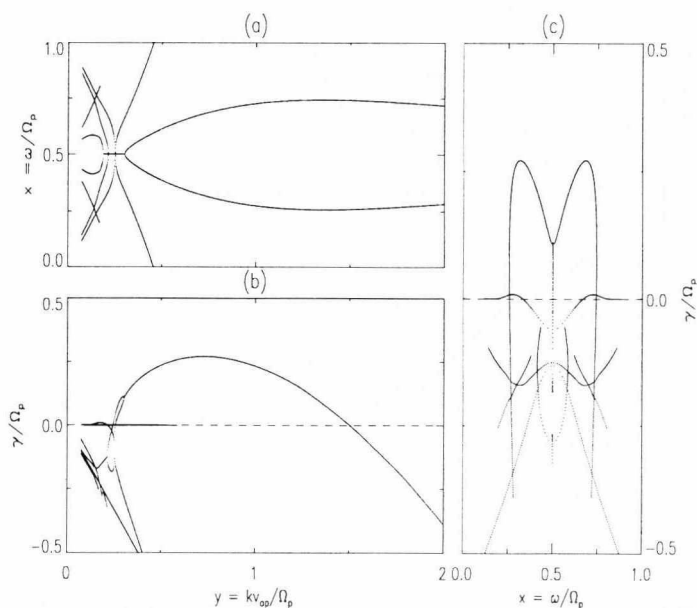


Abbildung 48: Wie in Abb. 46 mit  $A_\alpha = 4$ .

Wie in den gyrotropen Plasmen kann die Struktur der Dispersionsdiagramme durch Änderung der Driftgeschwindigkeit und der Anisotropie der Alphateilchen im Plasma geändert werden. In Abb. 47 ist dies für die gleichen Parameter von Abb. 46 und eine Alphateilchendriftgeschwindigkeit  $U_\alpha = 0.2$  gezeichnet. Eine Entkopplung der verschiedenen Moden ist damit verursacht worden. Man sieht, daß durch die Änderung der Alphateilchendriftgeschwindigkeit die zwei Normal-

moden unterschiedlichen Dämpfungskurven haben. Für diese Wert von  $U_\infty$  ist die rechtspolarisierte Mode noch mit einer MHO gekoppelt. Von der berechneten Fällen stellt man fest, daß die oberhalb der Protonenzyklotronfrequenz liegenden MHO von der Nichtgyrotropie der Alphateilchen im Plasma nicht beeinflußt werden.

Mit Änderung der Alphateilchenanisotropie entkoppelten sich die Normalmoden nicht. Dennoch koppeln sich die äußere Zweigen im Bereich unterhalb der Protonenzyklotronfrequenz. Dazu sind noch zwei anwachsende Moden (siehe Abb. 48c) zu sehen. Diese Moden sind angeregt durch die Alphateilchenanisotropie.

### 8.3 Nichtgyrotrope Sonnenwindplasmakonfigurationen

In diesem Abschnitt betrachten wir die Dispersionseigenschaften von elektromagnetischen Wellen in zwei im Sonnenwind gemessenen nichtgyrotropen Plasmakonfigurationen. Die Plasmaparameter sind von den im Kapitel 5 dargestellten Fällen abgeleitet. Das Modell für die Verteilungsfunktion wird auch betrachtet.

#### 8.3.1 Verteilungsfunktionsmodell

Weil in den dargestellten Fällen die angenommene Nichtgyrotropie der Verteilungsfunktion der Beobachtungen nicht entspricht, kann der Wert  $\Phi_2 = 1$  für das Kopplungsglied in Gl. 85 nicht angemessen sein. Weiterhin ist auch unrealistisch, daß der Kern der Verteilungsfunktionen durch nur eine Komponente mit einer stark nichtgyrotropen Gestalt modelliert wird. Als Anpassungsmodell für den Kern in gemessenen Verteilungsfunktionen nehmen wir die Überlagerung von einer gyrotropen und einer nichtgyrotropen Bi-Maxwellverteilungsfunktion an. Die Abhängigkeit der nichtgyrotropen Verteilungsfunktion von der Gyrophase wird durch die Modulationsfunktion  $\Phi = \frac{1}{2} \cos^2 \phi$  erreicht.

In Abb 49 sind vier Schnittebenen einer Verteilungsfunktion senkrecht zum Magnetfeld gezeigt. In Abb. 49a ist eine Maxwellverteilungsfunktion gezeigt. Die Abb. 49b zeigt die Maxwellverteilungsfunktion multipliziert mit  $\Phi = \frac{1}{2} \cos^2 \phi$ , in dem  $\phi$  die Gyrationphase ist. Das ergibt  $\frac{1}{2}$  für die Parameter  $\Phi_{\pm 2}$ . In den Abb. 49c,d sind die Verteilungsfunktionen  $f_a$  und  $f_b$  überlagert, so daß  $f_c = 0.6f_a + 0.4f_b$  und  $f_d = 0.8f_a + 0.2f_b$  sind.

Obwohl mit diesem Modell die Anpassung der gemessenen nichtgyrotropen Verteilungsfunktionen nicht eindeutig erreicht werden kann, da der Abstand der beiden Maxima in Abb. 49c vom Modell zu klein vorhergesagt wird, behält dieses Modell die wichtigen Charakteristika und ermöglicht die Bestimmung des Anteils der Plasmateilchen im Kern der Verteilungsfunktion, welcher nichtgyrotrop

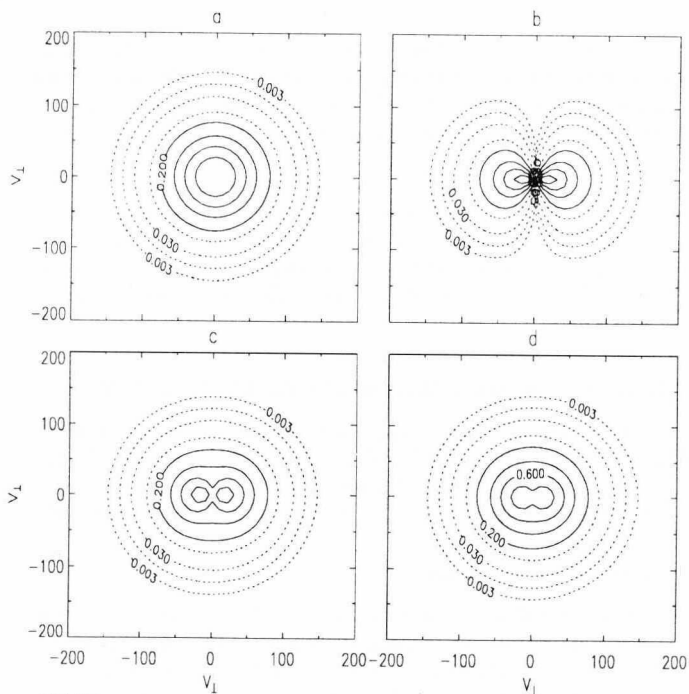


Abbildung 49: Die Linien sind Phasenraumdichteisokontourlinien einer Verteilungsfunktion. a) Maxwellverteilungsfunktion. b) Maxwellverteilungsfunktion multipliziert mit der von der Gyrophase abhängigen Funktion  $\cos^2\phi$ . In c) und d) sind die Verteilungsfunktionen  $f_a$  und  $f_b$  überlagert, wobei  $f_c = 0.6f_a + 0.4f_b$  und  $f_d = 0.8f_a + 0.2f_b$  sind.

sind. Dieselben Anpassungsverfahren wie bei der gyrotropen Verteilungsfunktionen sind benutzt worden. Weiterhin ist die nichtgyrotrope Komponente im Kern der Verteilungsfunktion mit gleicher thermischer Geschwindigkeit wie der Kern und ohne Driftgeschwindigkeit angenommen.

### 8.3.2 Nichtgyrotrope Sonnenwindplasmakonfigurationen

In Abb. 50 wird die in Abb. 17 dargestellte Protonenverteilungsfunktion durch einen gyrotropen Protonenkern, einen gyrotropen Protonenbeam und einen nichtgyrotropen Protonenbeam im Kern der Verteilungsfunktion modelliert. In diesem Fall ist es nicht möglich gewesen, die Protonenzählraten im Alphateilchenspektrum zu beseitigen. Aus diesem Grund sind die Alphateilchen in der Berechnung der Dispersionskurven als Testteilchen betrachtet.

In der Darstellung sind die Alphateilchen mit einer *künstlichen* Maxwellverteilungsfunktion mit typischen Sonnenwindplasmamparametern gezeichnet. Die entsprechenden Dispersionskurven der elektromagnetischen Wellen im Plasma sind in Abb. 50A und die Dämpfungs- bzw. Anwachsrate in Abb. 50B gezeigt. In Anhang C Abb. 71 ist ein detailliertes Dispersionsdiagramm dieses Falles gegeben. Die Normalmoden sind mit durchgezogenen Linien dargestellt. Wie in Abschnitt 7.3 sind die Plasmamparameter im Bild eingetragen. Die Geschwindigkeit ist in Einheiten der lokalen Alfvéngeschwindigkeit gegeben.

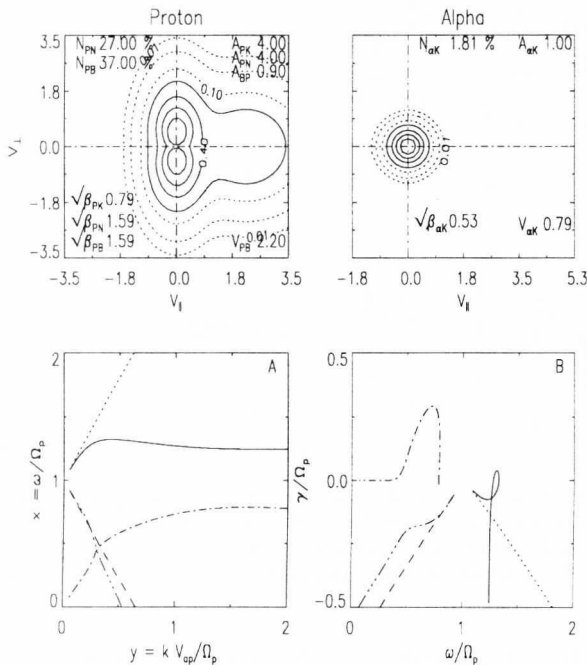


Abbildung 50: Phasenraumdichteisokonturen modellierter nichtgyrotroper Verteilungsfunktion von Protonen im Sonnenwind (siehe Abb. 51) und die aus der modellierten Plasmakonfiguration berechneten Dispersions- (A) und Dämpfungscurven (B) für elektromagnetische Wellen. Die durchgezogenen Linien stellen die Normalmode dar.

Anders als in den Dispersionskurven in dem in Abb. 43 dargestellten Fall sieht man in diesem Fall, daß, wenn die normierte Wellenzahl der rechtspolarisierten Moden (Normalmode oberhalb der Protonenzyklotronfrequenz) verschwindet, die

normierte Frequenz gegen eins geht, das heißt gegen die Protonenzyklotronfrequenz.

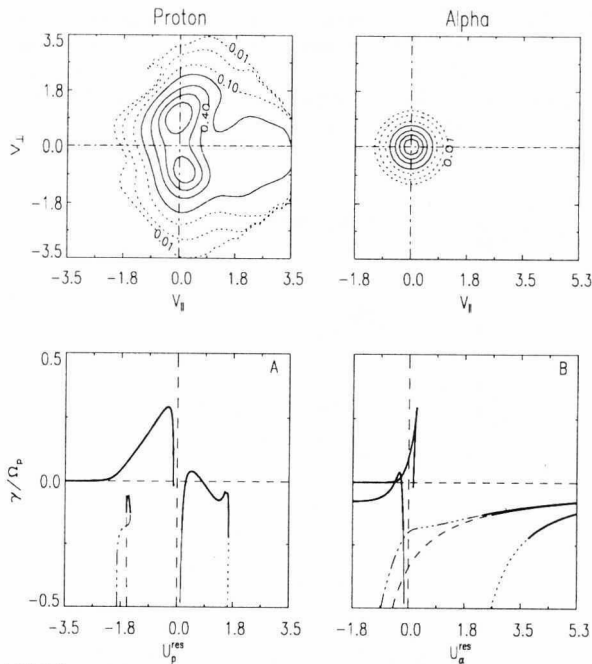


Abbildung 51: Isokonturlinien der Phasenraumdichte von im Sonnenwind gemessenen Protonenverteilungsfunktion und in diesem Fall künstlicher Alphateilchenverteilungsfunktion (Erklärung im Text) und die Dämpfungskurven als Funktion der Teilchenresonanzgeschwindigkeit. Leicht gedämpfte bzw. anwachsende Wellenmoden werden dicker gezeichnet.

Die gemessene Verteilungsfunktion ist in Abb. 51 gezeigt. Es sind dazu die Dämpfungs- bzw. die Anwachsrate der berechneten elektromagnetischen Wellenmode als Funktion der Teilchenresonanzgeschwindigkeit gegeben. Man sieht, daß es im Vergleich mit den gyrotropen Plasmen eine anwachsende Wellenmode bei einer positiven Protonenresonanzgeschwindigkeit gibt. Diese Mode ist die rechts-polarisierte Normalmode, welche durch die Frequenzverschiebung diese Struktur annimmt.

Der Unterschied der Anwachsrate in den Normalmoden ist direkt abhängig



von dem Protonenbeam in der Plasmakonfiguration<sup>19</sup> (siehe Abb. 51). Dieser Effekt ist analog zu dem Unterschied der Anwachsraten zwischen den sich parallel und antiparallel sich ausbreitenden linkspolarisierten elektromagnetischen Wellen in gyrotropen Plasmen. Da sich antiparallel ausbreitende linkspolarisierte elektromagnetische Wellen im Sonnenwind nicht zu erwarten sind [Becher and Davis, 1971], kann dies darauf hindeuten, daß die Protonen- und Alphateilchenbeams durch Nichtgyrotropie der Teilchensorten entstehen könnten, wodurch die nichtgyrotrope Plasmakonfiguration stabilisiert werden kann.

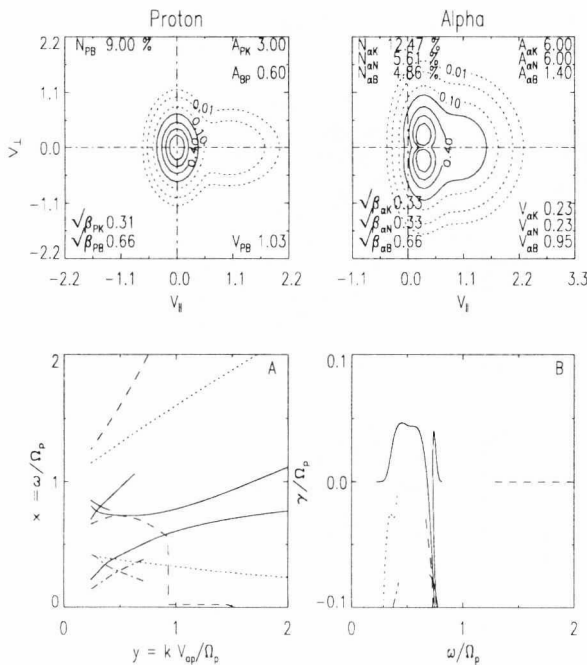


Abbildung 52: Phasenraumdichteisokonturen modellierter Verteilungsfunktionen von Protonen und Alphateilchen im Sonnenwind (siehe Abb. 53) und die aus der modellierten Plasmakonfiguration berechneten Dispersions- (A) bzw. Dämpfungskurven (B) für elektromagnetische Wellen. Die durchgezogenen Linien stellen die Normalmode dar.

In Abb. 52 ist die Modellverteilungsfunktionen für Protonen und Alphateilchen im Plasma von dem in Abschnitt 5.1 diskutierten Fall D gezeigt. In der

<sup>19</sup>Wenn die Protonenbeams in der Berechnungen der Dispersionskurven nicht angenommen sind, wird der Maximumwert der Anwachsraten beider Normalmoden gleich.

Berechnung der Dispersionskurven sind die gyrotropen Protonen- und Alphateilchenkerne, und ein nichtgyrotroper Alphateilchenbeam im Kern der Alphateilchenverteilungsfunktion angenommen. Obwohl die Anwachsrate dadurch verkleinert werden können, sind die driftenden Beams beider Ionensorten nicht wichtig für die Bestimmung der anwachsenden Wellenmoden. Daher und weil es bei der Annahme von noch einer Plasmakomponente Berechnungsschwierigkeiten gibt, sind die Beams in der Berechnung der Dispersionskurven für dieser Plasmakonfiguration nicht betrachtet.

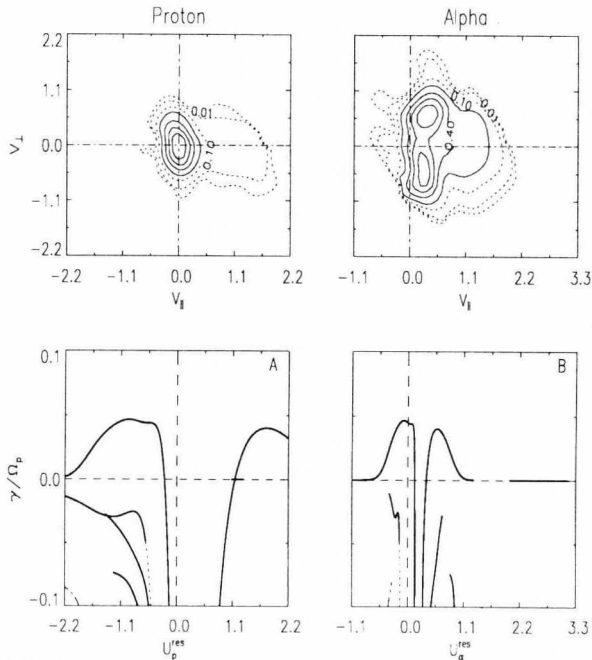


Abbildung 53: Isokonturlinien der Phasenraumdichte von im Sonnenwind gemessenen Protonen- und Alphateilchenverteilungsfunktionen und die Dämpfungskurven als Funktion der Teilchenresonanzgeschwindigkeit. Leicht gedämpfte bzw. anwachsende Wellenmoden werden dicker gezeichnet.

Wegen des kleinen Dichteverhältnisses der nichtgyrotropen Plasmakomponente, sind die Dispersionskurven entkoppelt. Trotz des hohen Dichteverhältnisses zwischen den Alphateilchen und den Protonen ist keine kalte Plasmaunstetigkeit im Dispersionsdiagramm aufgetreten, so daß es eine kontinuierliche Aus-

breitung von linkspolarisierten Wellen durch die Alphateilchenzyklotronfrequenz ( $x = \frac{1}{2}$ ) geben kann. Dies kann in Zusammenhang mit den Berechnungen von *Berchem and Gendrin* [1985] gebracht werden, in denen durch einen Ionenzyklotron/Alfvénwellenfluß niedriger Frequenz die Alphateilchen im Plasma ein magnetisches *Bunching* im Geschwindigkeitsraum zeigen, wenn es die kalte Plasmaunstetigkeit im Dispersionsdiagramm gibt. Da ein Alfvénwellenfluß niedriger Frequenz im Sonnenwind gemessen wird, kann dies in dem dargestellten Fall, wegen des hohen Anteils von Alphateilchen im Plasma<sup>20</sup>, der Mechanismus sein, der diesen Plasmazustand verursacht hat.

Es sind in diesem Abschnitt einige der Ausbreitungseigenschaften der elektromagnetischen Wellen in Sonnenwind mit gemessenen nichtgyrotropen Plasmen gezeigt worden. Es ist festzustellen, daß anders als in dem gyrotropen Fall die beiden elektromagnetischen Wellenmoden durch diesen Plasmazustand den Kern beider Ionensorten beeinflussen wird. Der Anregungsmechanismus für beide Normalmoden der elektromagnetischen Wellen ist in den betrachteten Fällen die Anisotropie im Kern der Verteilungsfunktionen. Es ist zu bemerken, daß in den Berechnungen die transversale Stromlosigkeitsbedingung angenommen worden ist, so daß eine mögliche Anregung von elektrostatischen Wellen nicht im Dispersionsdiagramm erscheint. Weiterhin sind in diesem Abschnitt Fälle nicht betrachtet, in denen die transversale Stromlosigkeitsbedingung nicht angenommen werden kann (siehe Abb. 20). Diese Plasmakonfigurationen sollen in der weiteren Forschung auf diesem Gebiet in Betracht gezogen werden.

---

<sup>20</sup>Mit diesen Parametern in gyrotropen Plasmen tritt die kalte Plasmaunstetigkeit auf.

## 9 Zusammenstellung der Ergebnisse und Ausblick

Hier soll eine zusammenfassende Übersicht über die Ergebnisse dieser Arbeit gegeben werden. Die betrachteten Themen waren die Untersuchung von Nichtgyrotropie von Verteilungsfunktionen und die Bestimmung der Ausbreitungseigenschaften von elektromagnetischen Wellen im gyrotropen und nichtgyrotropen Sonnenwindplasma.

Bei den Untersuchungen der Plasmamikrostruktur im Sonnenwindplasma haben wir festgestellt, daß im Sonnenwind Ereignisse stattfinden, für die die Protonen- bzw. Alphateilchenverteilungsfunktionen nichtgyrotrop sein können. In der gemessenen nichtgyrotropen Protonenverteilungsfunktion, welche in Abschnitt 5.2 dargestellt ist, zeigt ein Teil der Protonen im Kern der Verteilungsfunktion eine nichtgyrotrope Gestalt in der Form von *Bunching* im Geschwindigkeitsraum. Die Alphateilchenverteilungsfunktionen können auch nichtgyrotrop sein. Dies findet in den dargestellten Fällen statt, wenn im Plasma das Dichteverhältnis zwischen Alphateilchen und Protonen hoch ( $N_{\alpha p} \approx 0.3$ ) ist. Die Form der nichtgyrotropen Alphateilchen ist ebenfalls *Bunching* im Kern der Verteilungsfunktion in Geschwindigkeitsraum. Weiterhin sind im allgemeinen in den stark anisotropen Kernen der Protonenverteilungsfunktionen des schnellen Sonnenwindes Anzeichen von Nichtgyrotropie gefunden worden. Da die dargestellten Fälle besonders anisotrop sind, kann Nichtgyrotropie in Wirklichkeit ein sehr wichtiger Plasmazustand für das Verständnis der Sonnenwindphysik sein. Darüber hinaus wurden Hinweise gefunden, daß Protonen- und Alphateilchenbeams durch Nichtgyrotropie im Plasma entstehen können. Dies ist mit den Ergebnissen eines Simulationsmodells in Verbindung gebracht worden, mit dem solche nichtgyrotropen Plasmen erzeugt werden können. Die Häufigkeit und die Größe der Plasmaregion dieser nichtgyrotropen Ereignisse im Sonnenwindplasma konnte mit dem vorgegebenen Datensatz nicht bestimmt werden.

Zu den Untersuchungen der sich parallel ausbreitenden elektromagnetischen Wellen in magnetoaktiven Plasmen haben wir anhand der linearen Theorie gezeigt, daß die sogenannten Moden höherer Ordnung der Dispersionsrelation der links-polarisierten elektromagnetischen Wellen eine wichtige Rolle in der Entstehung einiger der im Sonnenwind gemessenen Abweichungen des thermodynamischen Gleichgewichts spielen können. Die Beschränkung der driftenden Beams auf einen bestimmten Bruchteil der Alfvéngeschwindigkeit konnte im Prinzip durch diese Moden höherer Ordnung in gyrotropen Plasmen erklärt werden, wobei sie die freigesetzte Energie durch die Protonen-Protonenbeam Instabilität dämpfen können, so daß der Protonenbeam senkrecht zum Magnetfeld aufgeheizt werden kann. Dies stellt einen einfachen Mechanismus von Energieübertragung dar, in

dem die freigesetzte Energie der durch die Ionen-Beam-Instabilität angeregten rechtspolarisierten Wellen, welche durch die linkspolarisierten elektromagnetischen MHO gedämpft werden, dem Plasma übertragen werden kann. An diesen Prozeß nehmen nun die Plasmateilchen teil, die die Instabilitätsgrenze überschritten haben. Die bevorzugte Aufheizung von driftenden schweren Ionen kann durch diesen Mechanismus erklärt werden, in dem die Moden höherer Ordnung der Dispersionsrelation unterhalb der Protonenzyklotronfrequenz eine wichtige Rolle spielen. Darüber hinaus wurde gezeigt, daß die kalte Plasmaunstetigkeit durch Kopplung der Mode höherer Ordnung mit der normalen Ionenzyklotronmode erzeugt wird. Dies findet unter anderen Bedingungen für isotrope Plasmen bei kleinem Plasma- $\beta$  und bei hoher Alphateilchendichte statt. Wenn es äußere Ionenzyklotronwellen niedriger Frequenz im Plasma gibt, kann dies magnetisches *Bunching* der Alphateilchen im Plasma verursachen [Berchem and Gendrin, 1985]. Es wurde auch gezeigt, daß der Abbau der kalten Plasmaunstetigkeit durch die Zunahme der Anisotropie und der Driftgeschwindigkeit der Alphateilchen im Plasma erfolgen kann. Die Driftgeschwindigkeit der Alphateilchen ist besonders wichtig, da der Abbau dieser Diskontinuität für kleinere Werte des Parameters bei verschwindendem  $\beta$  stattfindet.

Die Dispersionsrelation der elektromagnetischen Wellen in nichtgyrotropen magnetoaktiven Plasmen ist auch gelöst worden. Es wurden Hinweise gefunden, daß es in nichtgyrotropen Plasmen die von gyrotropen Plasmen bekannte Ionen-Beam-Instabilität nicht gibt. Dies kann die große Anzahl von im Sonnenwind gemessenen Protonen-Protonenbeam Plasmakonfigurationen (gyrotrop instabile Konfigurationen) erklären. Es gelang uns mit abgeleiteten Parametern von Sonnenwindplasmadaten zu bestimmen, daß im Vergleich mit den gyrotropen Plasmen in den nichtgyrotropen Plasmen die Anwachsrate der normalen elektromagnetischen Wellen verstärkt werden. Weiterhin treten neue Wellen auf, die instabil werden können.

### Ausblick

Genauere Untersuchungen von Nichtgyrotropie im Sonnenwindplasma können durchgeführt werden, wenn hoch aufgelöste Plasmadaten mit einem kleinen zeitlichen Abstand verfügbar sind. Gegenwärtig können das die Plasmadaten zweier Missionen ermöglichen: Die von den HELIOS-Missionen und der ULYSSES-Mission. Vor allem ist die Bestimmung von Nichtgyrotropie in Plasmen zur Zeit des Minimums solarer Aktivität wichtig, einer Zeit, in der man die Plasmaceigenschaften des schnellen Sonnenwindes bestimmen kann. Eine andere wichtige Untersuchung soll der Zusammenhang zwischen Nichtgyrotropie im Sonnenwindplasma mit großräumigen Strukturen des Sonnenwindes, wie Rotationsunstetigkeiten bzw. Tangentialunstetigkeiten, aufzeigen. Dies kann auch mit einem in sich geschlossenen numerischen Experiment durchgeführt werden.

Eine parametrische Studie der Eigenschaften der elektromagnetischen Wellen in nichtgyotropen Plasmen sollten durchgeführt werden. Der von uns vorgeschlagene Parameterraum enthält das Plasma- $\beta$ , die Dichteverhältnisse, die Driftgeschwindigkeit und die Anisotropie der verschiedenen Teilchensorten im Plasma. Die Anpassung der Daten an Modellverteilungsfunktionen für die nichtgyotropen Plasmakomponenten kann auch betrachtet werden. Als Modell schlagen wir eine gyrotrope *Loss-Conc*-Verteilungsfunktion multipliziert mit der gleichen von der Gyrophase abhängigen Funktion vor, wie sie in dieser Arbeit benutzt worden ist.

Die diskutierten Mechanismen von Energieübertragung zwischen den Plasmateilchen und den verschiedenen Ausbreitungsmoden sollten durch eine Theorie zweiter Ordnung bestätigt werden, womit Diffusionsprozesse im Plasma untersucht werden könnten. Dabei müssen Moden höherer Ordnung berücksichtigt werden.

# A Anhang

## A.1 Einzelheiten von einigen Alphateilchenverteilungsfunktionen

Hier stellen wir die Einzelheiten einiger der in Abb. 13 dargestellten Alphateilchenverteilungsfunktionen dar. Die entsprechenden Erklärungen sind im Text bereits gegeben.

Fall C

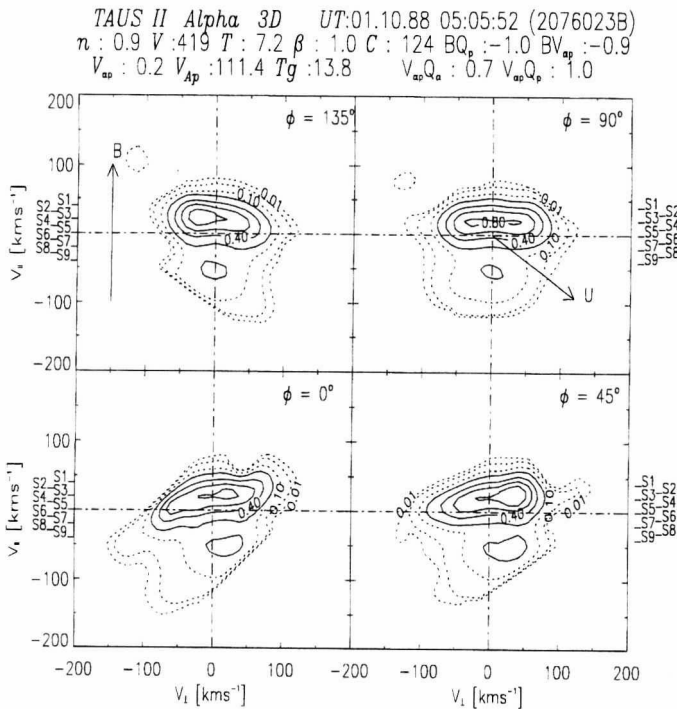


Abbildung 54: Die Pitchwinkel Eigenschaften der in Abb. 13 mit C gezeichnete Alphateilchenverteilungsfunktion für verschiedenen Azimutswinkel.

TAUS II Alpha 3D UT:01.10.88 05:05:52 (2076023B)

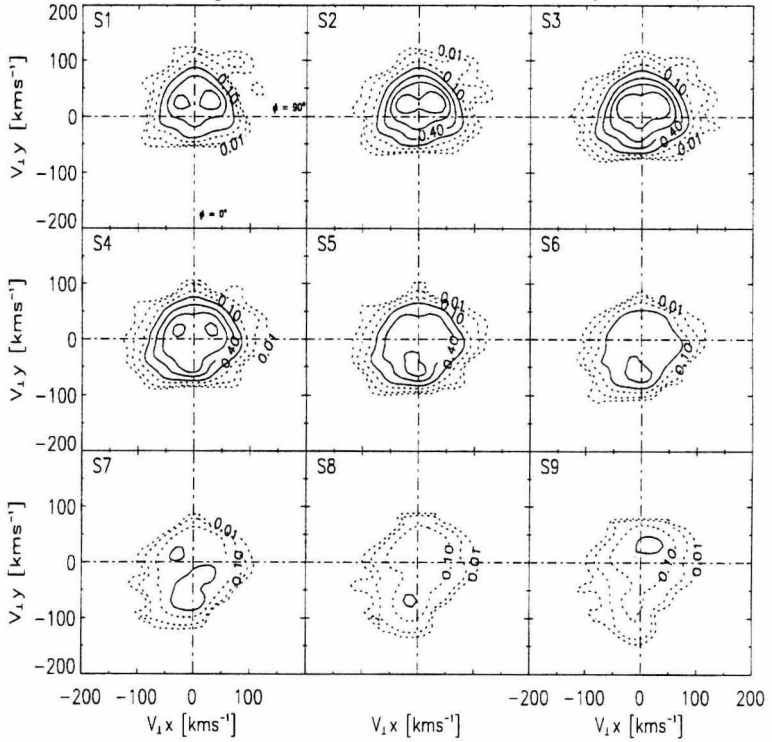


Abbildung 55: Die 9 angezeigten Querschnitte der Alphateilchenverteilungsfunktion in Abb. 54



## Fall D

Hier zeigen wir die Zählraten der mit D bezeichneten Alphateilchenverteilungsfunktion. Die Ergebnisse des Ermittlungsverfahren für dieses Spektrums sind auch gegeben.

303 T 2 80 11 40 19 1 10 88 6 5 47 1807 slow sml 3AFO 2 \* #

Energy level # 19 (rel:1) piezo = 1 Alpha mode

2	1		
12	17	8	3
84	68	23	4
124	76	15	3

1	0		
6	8	4	1
41	33	11	2
60	37	7	1

Sum of counts in energy level : 19 = 440 [ 6 ]

Sum of counts in energy level : 19 = 440 [ 6 ]

Energy level # 20 (rel:2) piezo = 1 Alpha mode

1					
6	4	5	4	3	
13	68	38	11	1	1
38	92	62	15	11	1
19	27	34	9		

1					
5	4	4	4	3	
12	60	34	10	1	1
34	82	55	13	10	1
17	24	30	8		

Sum of counts in energy level : 20 = 463 [ 7 ]

Sum of counts in energy level : 20 = 463 [ 7 ]

Energy level # 21 (rel:3) piezo = 1 Alpha mode

2	6	1	6	1	1
1	11	76	92	54	12
5	17	38	62	68	23
	3	10	17	27	7
		2	2	2	2

Sum of counts in energy level : 21 = 657 [ 10 ]

Energy level # 22 (rel:4) piezo = 1 Alpha mode

			1		
2	6	62	84	58	17
2	8	29	68	68	68
	6	19	50	68	76
	6	14	17	17	34
		1	3	3	3

Sum of counts in energy level : 22 = 936 [ 13 ]

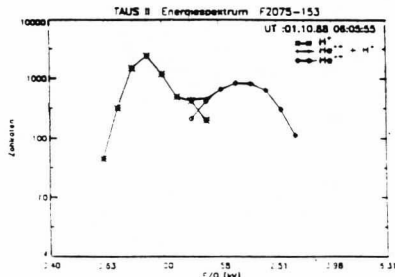
Energy level # 23 (rel:5) piezo = 1 Alpha mode

		8	15	8	2
2	2	10	54	76	23
2	3	21	50	68	100
	10	29	50	62	32
	6	9	17	8	42
		3	3	2	1

Sum of counts in energy level : 23 = 310 [ 12 ]

Energy level # 24 (rel:6) piezo = 1 Alpha mode

				1	
1	1	7	7	2	
1	7	9	38	38	7
	9	31	50	42	34
	8	34	54	31	46
	5	17	19	11	12
		3	5	1	7



Energy level # 25 (rel:7) piezo = 1 Alpha mode

		1			
2	3	6	4	7	3
11	21	25	15	14	9
7	25	38	38	9	3
3	17	25	13	6	

Sum of counts in energy level : 25 = 305 [ 4 ]

Energy level # 26 (rel:8) piezo = 1 Alpha mode

		1		
1	1	4	1	
14	14	10	3	
19	27	11	4	

Fall E

TAUS II Alpha 3D UT:01.10.88 07:05:57 (2076025B)  
 $n : 0.8$   $V : 472$   $T : 10.2$   $\beta : 3.2$   $C : 76$   $BQ_p : -1.0$   $BV_{aa} : -0.9$   
 $V_{ap} : 0.4$   $V_{Ap} : 72.9$   $Tg : 15.2$   $V_{ap}Q_a : 0.7$   $V_{ap}Q_p : 0.9$

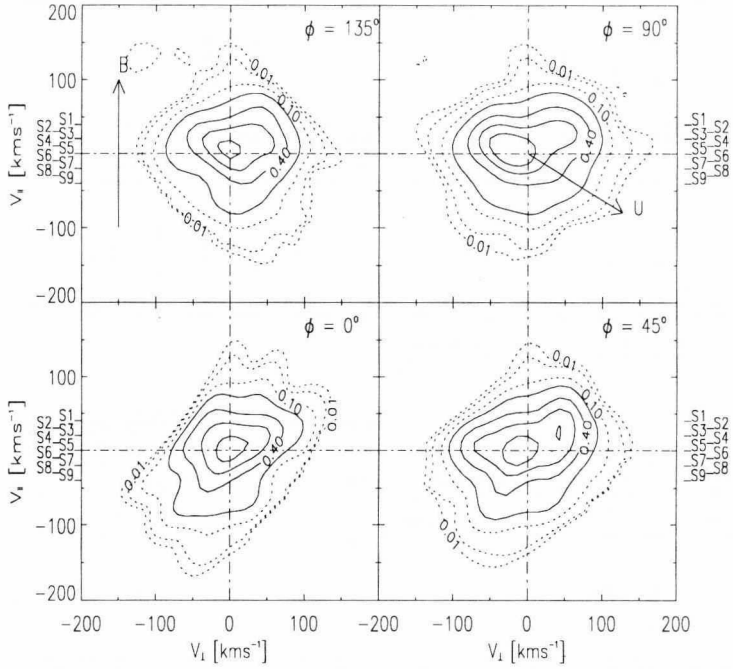


Abbildung 56: Die Pitchwinkel Eigenschaften der in Abb. 13 mit E bezeichneten Alpartikelchenverteilungsfunktion für vier verschiedene Azimutwinkel.

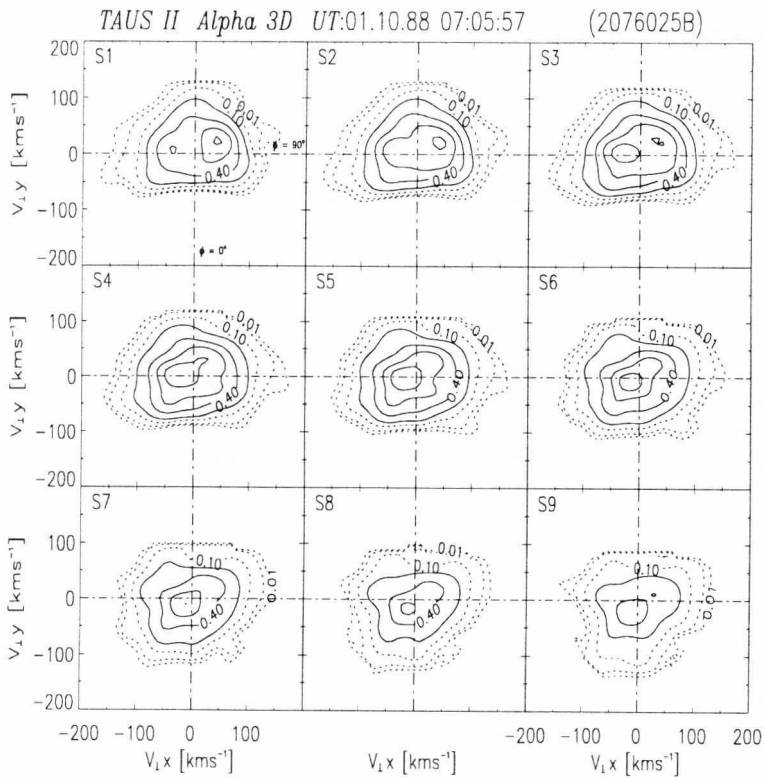


Abbildung 57: Die 9 angezeigten Querschnitte der Alphateilchenverteilungsfunktion in Abb. 56

## A.2 Einzelheiten von einigen Protonenverteilungsfunktionen

Hier stellen wir die Einzelheiten einiger der in Abb. 13 und 14 dargestellten Protonenverteilungsfunktionen dar.

### Fall F

*TAUS II Proton 3D* UT:01.10.88 08:05:50 (2075155B)  
 $n : 5.8$   $V : 451$   $T : 2.0$   $\beta : 0.6$   $C : 469$   $BQ_p : -0.8$   $BV_{ap} : -0.9$   
 $V_{ap} : 0.4$   $V_{Ap} : 76.7$   $Tg : 7.7$   $V_{ap}Q_a : 0.7$   $V_{ap}Q_p : 0.9$

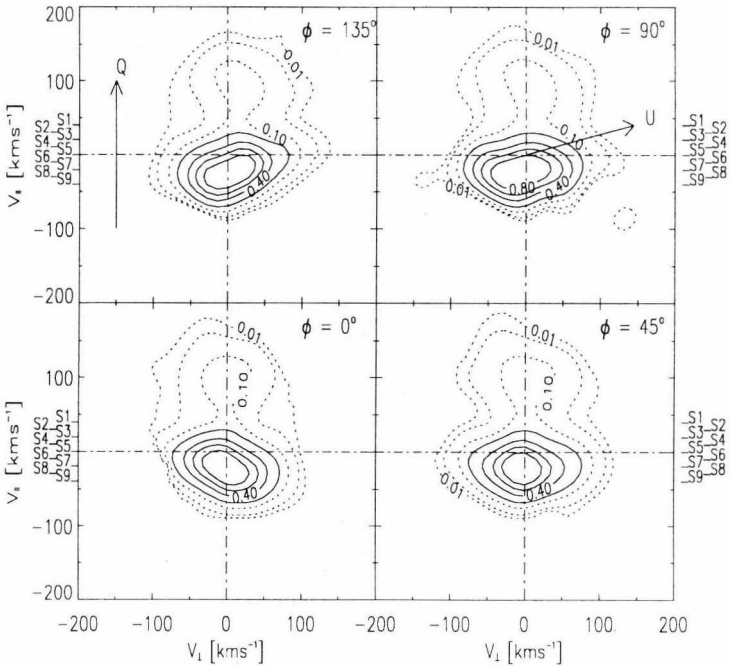


Abbildung 58: Die Pitchwinkel Eigenschaften der in Abb. 13 mit F bezeichneten Protonenverteilungsfunktion für vier verschiedene Azimutswinkel.

TAUS II Proton 3D UT:01.10.88 08:05:50 (2075155Q)

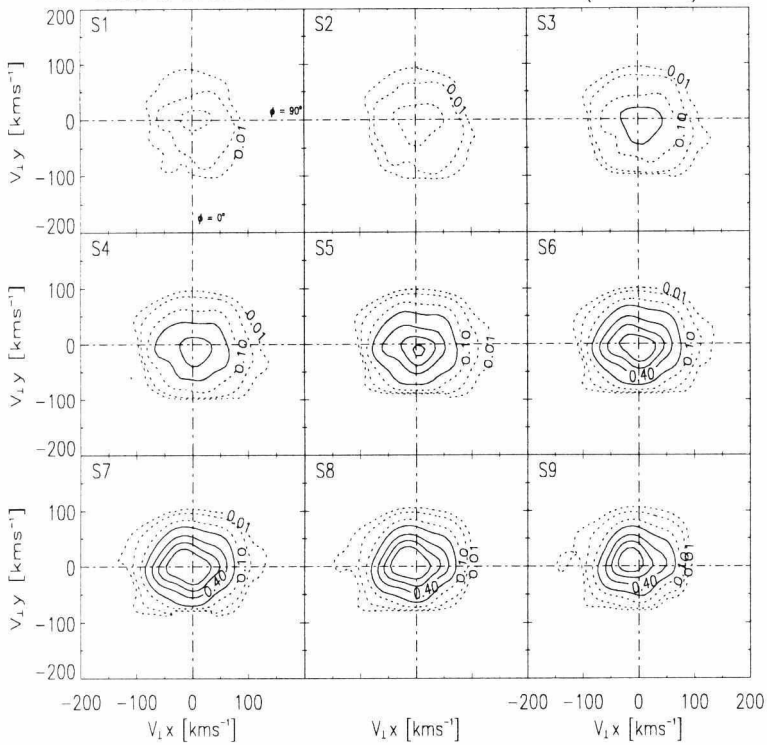


Abbildung 59: Die 9 angezeigten Querschnitte der Protonenverteilungsfunktion in Abb. 58

Fall G

TAUS II Proton 3D UT:01.10.88 09:05:54 (2075156B)  
 $n : 6.7$   $V : 429$   $T : 2.1$   $\beta : 0.7$   $C : 436$   $BQ_p : -1.0$   $BV_{ap} : -1.0$   
 $V_{ap} : 0.5$   $V_{Ap} : 72.1$   $Tg : 7.7$   $V_{ap}Q_a : -0.9$   $V_{ap}Q_p : 1.0$

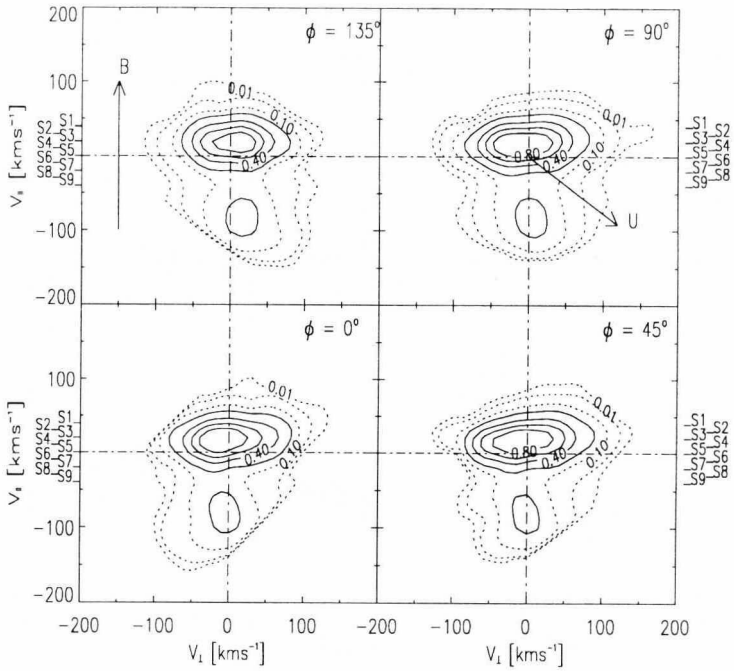


Abbildung 60: Die Pitchwinkel Eigenschaften der in Abb. 13 mit G bezeichneten Protonenverteilungsfunktion für vier verschiedenen Azimutwinkel.

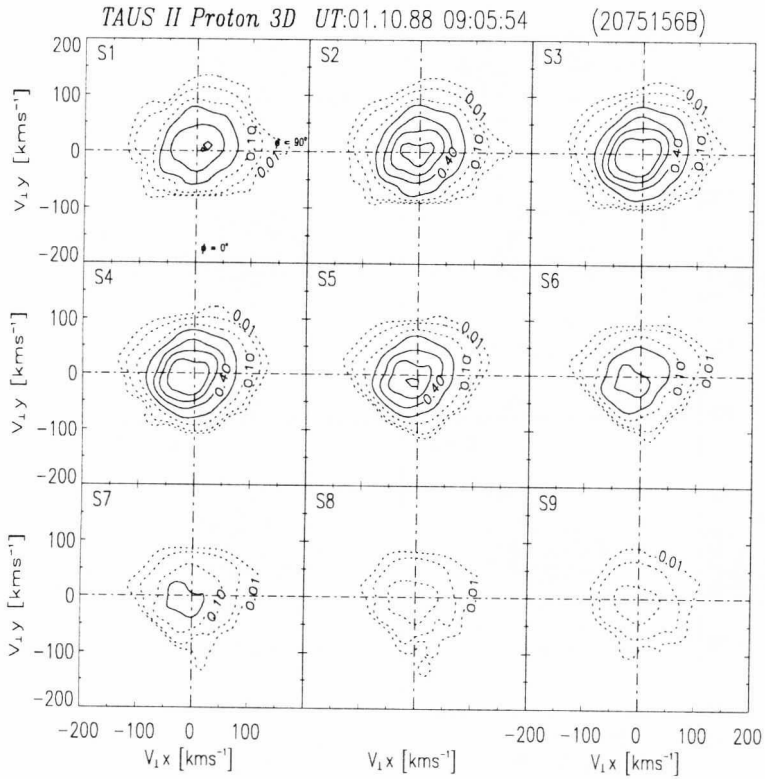


Abbildung 61: Die 9 angezeigten Querschnitte der Protonenverteilungsfunktion in Abb. 60

Fall H

TAUS II Proton 3D UT:01.10.88 10:05:55 (2075157B)  
 $n : 7.9$   $V : 464$   $T : 2.6$   $\beta : 1.1$   $C : 469$   $BQ_p : -1.0$   $BV_{ap} : -1.0$   
 $V_{ap} : 0.6$   $V_{Ap} : 64.3$   $Tg : 7.9$   $V_{ap}Q_a : 0.6$   $V_{ap}Q_p : 1.0$

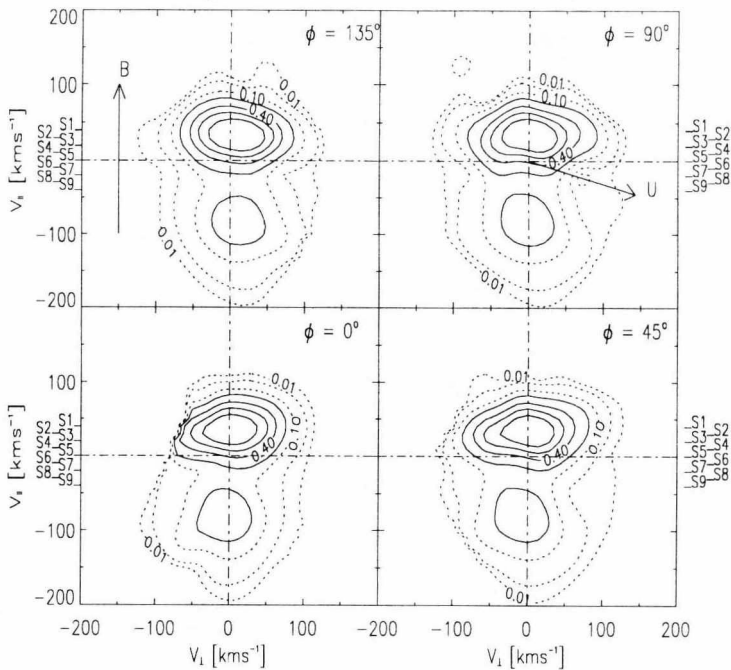


Abbildung 62: Die Pitchwinkel Eigenschaften der in Abb. 13 mit H bezeichneten Protonenverteilungsfunktion für vier verschiedene Azimutwinkel.



TAUS II Proton 3D UT:01.10.88 10:05:55 (2075157B)

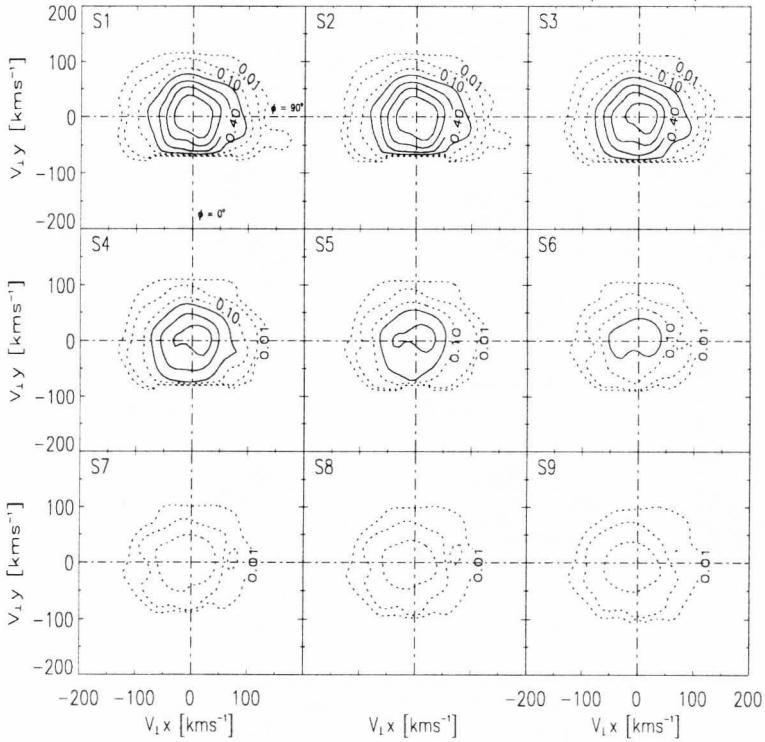


Abbildung 63: Die 9 angezeigten Querschnitte der Protonenverteilungsfunktion in Abb. 62

Fall J

TAUS II Proton 3D UT:01.10.88 12:05:51 (2075159B)  
 $n : 7.8$   $V : 473$   $T : 2.3$   $\beta : 0.9$   $C : 469$   $BQ_p : -1.0$   $BV_{ap} : -1.0$   
 $V_{ap} : 0.7$   $V_{Ap} : 65.4$   $Tg : 7.8$   $V_{ap}Q_a : 0.1$   $V_{ap}Q_p : 1.0$

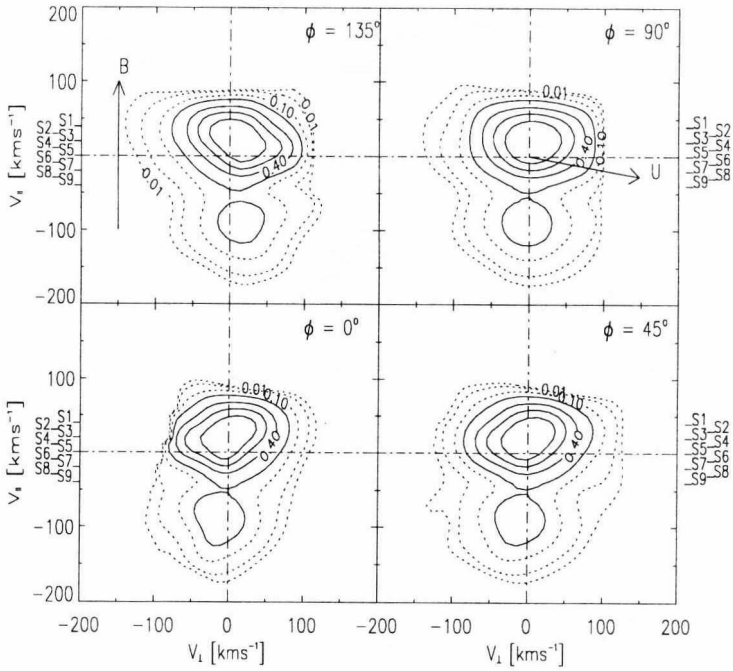


Abbildung 64: Die Pitchwinkel Eigenschaften der in Abb. 13 mit J bezeichneten Protonenverteilungsfunktion für vier verschiedene Azimutwinkel.

TAUS II Proton 3D UT:01.10.88 12:05:51 (2075159B)

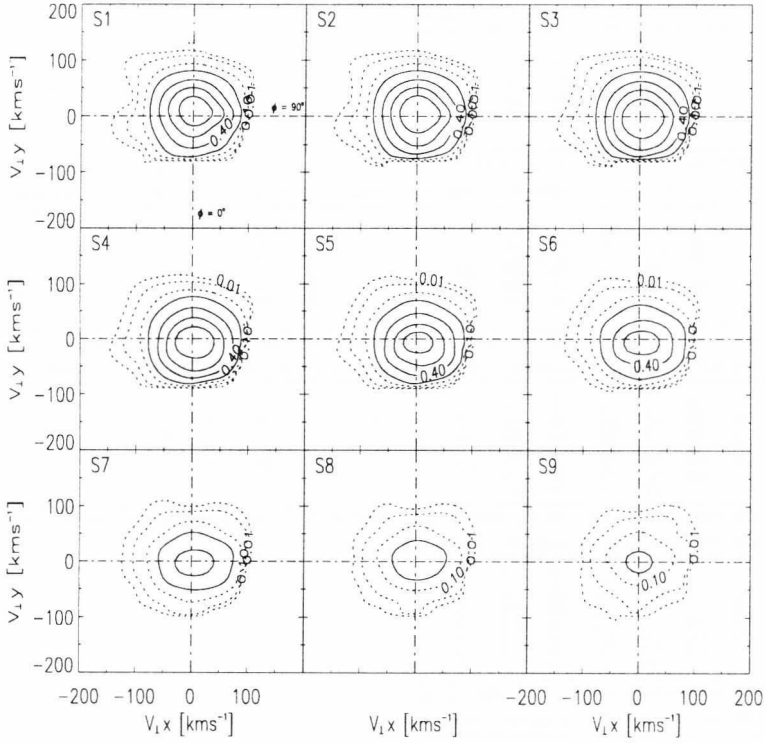


Abbildung 65: Die 9 angezeigten Querschnitte der Protonenverteilungsfunktion in Abb. 64

Die Zählraten der in Abb. 17 gezeichneten Protonenverteilungsfunktion.

3 T 2 86 0 20 15 6 10 88 18 45 42 1807 slow smi 3511 2 \* # F  
 Energy level # 17 (rel:1) piezo = 0 Proton mode

92	124	58	21
201	371	233	136
116	169	249	274
108	92	68	201

Sum of counts in energy level : 17 = 2513 [ 39]

Energy level # 18 (rel:2) piezo = 0 Proton mode

7	19	21	8	7	
31	152	217	92	46	9
68	233	469	338	217	46
76	152	185	338	436	169
100	185	152	124	338	152
100	136	100	46	84	62

Energy level # 23 (rel:7) piezo = 0 Proton mode

1	3	1	1	2	
6	6	4	7	6	2
9	42	62	50	23	4
29	58	92	108	50	15
50	76	68	50	50	2
62	92	76	21	14	6

Sum of counts in energy level : 18 = 4915 [ 76]

Sum of counts in energy level : 23 = 1146 [ 17]

Energy level # 19 (rel:3) piezo = 0 Proton mode

5	7	2	3				
10	21	19	6	4			
11	34	152	233	108	46	17	2
5	46	233	616	436	306	84	13
34	100	217	201	338	550	185	25
68	152	249	217	152	371	233	34
136	136	76	29	13			

Energy level # 24 (rel:8) piezo = 0 Proton mode

3	6	3	1
9	7	10	3
27	23	23	8
31	21	21	8

Sum of counts in energy level : 19 = 6539 [ 102]

Sum of counts in energy level : 24 = 204 [ 3]

Energy level # 20 (rel:4) piezo = 0 Proton mode

9	5	3	4				
4	15	21	12	3	1		
11	27	152	249	108	38	11	1
23	46	217	682	469	274	62	4
42	108	201	274	436	616	152	21
76	152	274	233	136	403	185	27
169	249	201	108	84	54		
124	84	42	21				

Sum of counts in energy level : 20 = 6923 [ 108]

Energy level # 21 (rel:5) piezo = 0 Proton mode

8	8	4	2	1			
5	25	76	136	76	27	10	4
9	38	185	616	469	217	42	6
46	100	185	233	501	550	108	12
84	136	233	217	152	306	84	13
152	249	201	169	76	76	38	
136	84	34	17				

Sum of counts in energy level : 21 = 5933 [ 92]

Energy level # 22 (rel:6) piezo = 0 Proton mode

2	2	3	2				
1	7	6	3	2			
5	10	31	54	29	17	1	
5	29	124	306	233	84	13	3
42	44	116	201	371	233	31	7
76	124	169	136	116	136	31	4
136	185	108	58	27	12		
84	68	25	7				

Fall K

TAUS II Proton 3D UT:30.12.88 14:26:01 (2169046B)  
 $n : 1.6$   $V : 490$   $T : 1.5$   $\beta : 1.0$   $C : 274$   $BQ_p : 1.0$   $BV_{ap} : -0.1$   
 $V_{ap} : 0.7$   $Val : 49.3$   $Tg : 22.7$   $V_{ap}Q_a : -0.7$   $V_{ap}Q_p : -0.1$

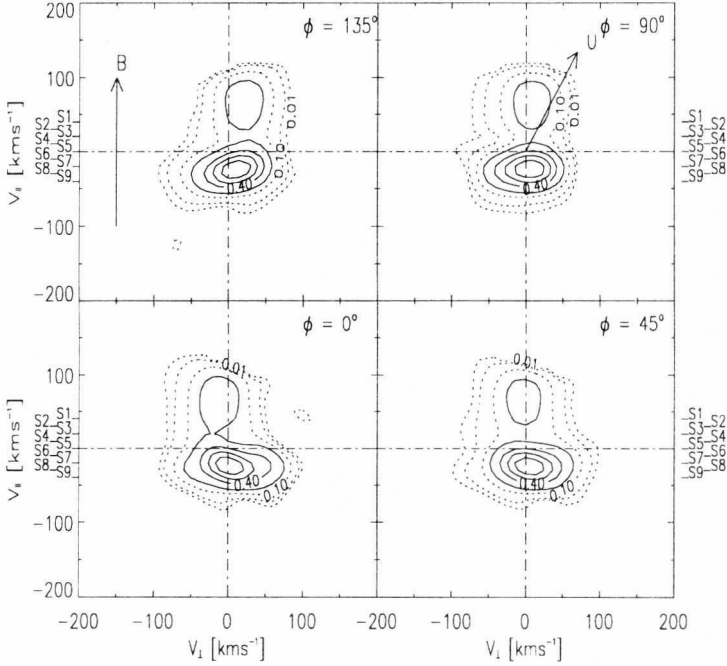


Abbildung 66: Die Pitchwinkel Eigenschaften der in Abb. 20 gezeichneten Protonenverteilungsfunktion für vier verschiedene Azimutswinkel.

TAUS II Proton 3D UT:30.12.88 14:26:01 (2169046B)

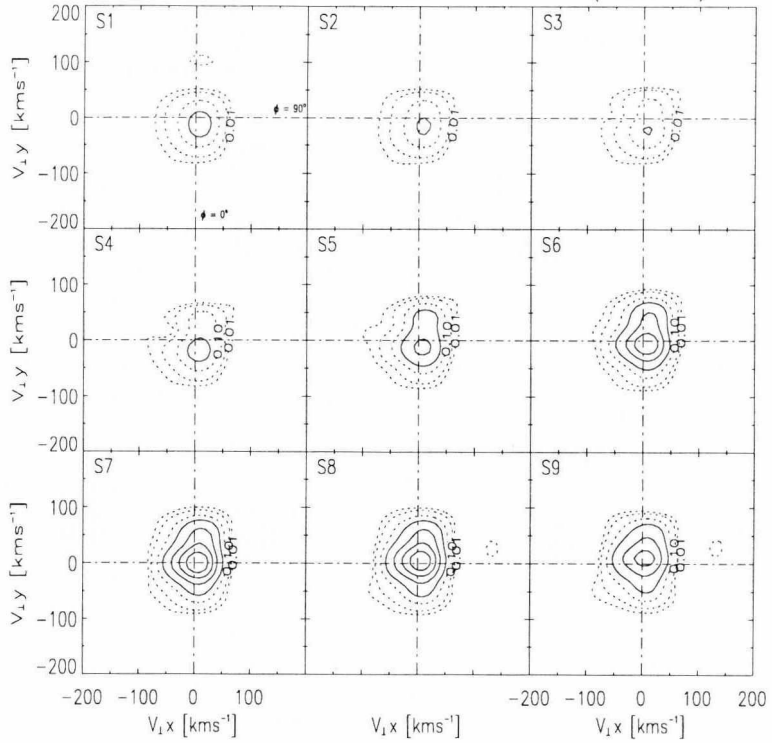


Abbildung 67: Die 9 angezeigten Querschnitte der Protonenverteilungsfunktion in Abb. 66

Fall L

TAUS II Proton 3D UT:30.12.88 15:05:56 (2169047B)  
 $n : 1.7$   $V : 493$   $T : 1.5$   $\beta : 1.1$   $C : 274$   $BQ_p : 0.9$   $BV_{ap} : 0.4$   
 $V_{ap} : 1.3$   $Val : 47.4$   $Tg : 23.3$   $V_{ap}Q_{\alpha} : 0.3$   $V_{ap}Q_p : 0.7$

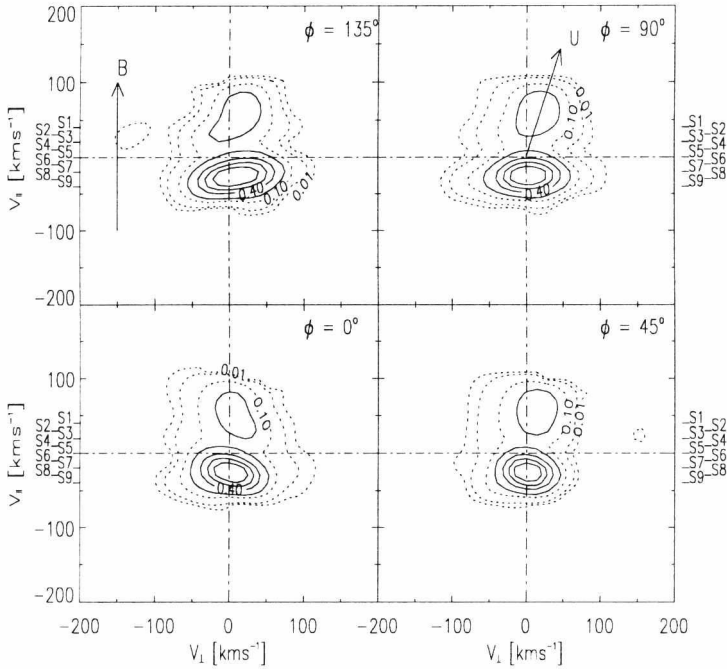


Abbildung 68: Die Pitchwinkel Eigenschaften der in Abb. 21 gezeichneten Protonenverteilungsfunktion für vier verschiedene Azimutswinkel.

TAUS II Proton 3D UT:30.12.88 15:05:56 (2169047B)

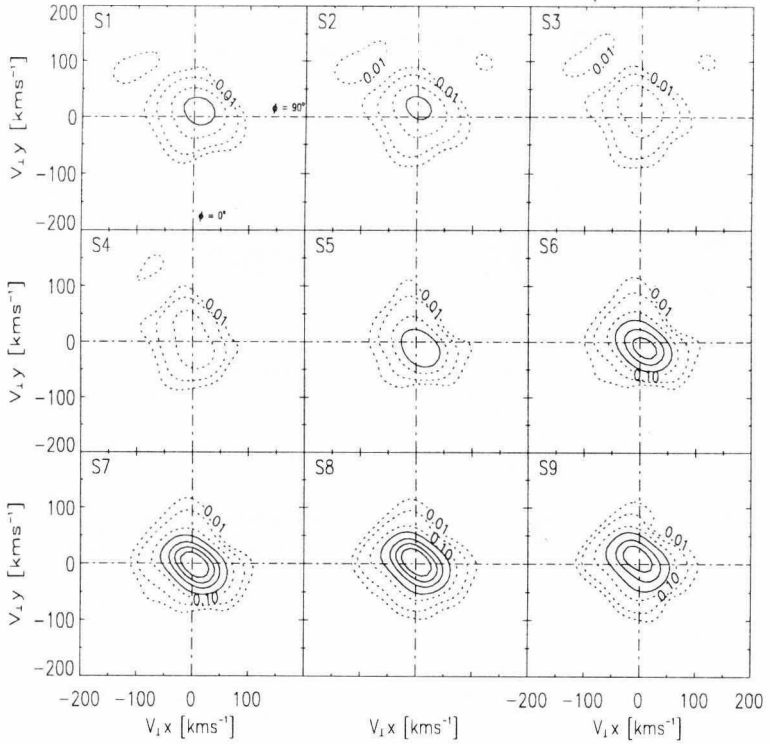


Abbildung 69: Die 9 angezeigten Querschnitte der Protonenverteilungsfunktion in Abb. 68



## B Nullstellenfinder

Die Lösung der komplexen Dispersionsrelation kann nicht im allgemeinen für ein warmes Plasma analytisch durchgeführt werden. Dies ist eine transzendente Gleichung und deshalb nur numerisch zu ermitteln. Wir haben ein Rechenprogramm entwickelt, um die Nullstellen der Dispersionsrelation bestimmen zu können. Das numerische Verfahren verwendet das Cauchy'sche Integral, [Whittaker and Watson, 1950; Maaßberg and Hellberg, 1987] für die Bestimmung aller Nullstellen einer analytischen Funktion in einem geschlossenen Integrationsweg  $\Omega$  in der komplexen Ebene. Angenommen, daß  $f(z)$  eine analytische Funktion in und auf der Kontur  $\Omega$  ist, und  $\phi(z)$  analytisch, außer einer bestimmten Anzahl von Polen, dann

$$\frac{1}{2\pi i} \int_{\Omega} f(z) \frac{\phi'(z)}{\phi(z)} = \sum_i r_i f(a_i) - \sum_j s_j f(b_j), \quad (91)$$

wobei die Summen entsprechend über alle Nullstellen und Pole der Funktion  $\phi$  laufen. Hierbei sind  $r_i$  und  $s_j$  die Vielfachheit der Nullstellen bzw. der Pole. Besitzt die Funktion  $\phi$  keine Pole, dann für  $f(z) = 1$ , ergibt das Integral 91 die Anzahl von Nullstellen in der Region  $\Omega$ . Dies entspricht der Nyquisttechnik für Stabilitätsanalyse [Krall and Trivelpiece, 1973; Chen, 1987]. Wenn  $f(z) = z^\nu$

$$S_\nu = \frac{1}{2\pi i} \int_{\Omega} z^\nu \frac{\phi'(z)}{\phi(z)} = \sum_{\mu=1}^n (z_\mu)^\nu. \quad (92)$$

Hierbei ist  $n$  die Anzahl der Nullstellen  $z_\mu$  in dem geschlossenen Integrationsweg  $\Omega$ . Die Lösung der nichtlinearen Gleichung (2) kann in der Lösung des komplexen Polynoms der Ordnung  $n$

$$\sum_{\nu=1}^n \alpha_\nu z^\nu = 0 \quad (93)$$

transformiert werden [Maaßberg and Hellberg, 1987]. Die komplexen Koeffizienten  $\alpha_\nu$  können durch die Formel

$$\alpha_\nu = \frac{-1}{n-\nu} \sum_{\mu=\nu+1}^n \alpha_\mu S_{\mu-\nu} \quad ; \quad (\alpha_n = 1) \quad (94)$$

berechnet werden. Dann können alle Nullstellen  $z_\nu$  mit Hilfe des Unterprogramms C02AFF der Nag-Bibliothek ermittelt werden. Die  $S_\nu$  Integralen sind mit einer Erweiterung zu Komplexfunktionen der QSIMP und TRAPZD Unterprogramme der *Numerical Recipes (Fortran)* [Press et al., 1989]. Mögliche Abweichungen in der Bestimmung der Nullstellen sind ebenfalls durch eine modifizierte Aufgabe für komplexe Funktionen des Newton'schen Verfahrens.

Tabelle 3: Nullstellen der Plasmazetafunktion  $Z(\omega)$

---

$\omega = ( 5.13655,-4.81387)$	$\omega_{\eta} = ( 5.13707,-4.81381)$
$\omega = ( 4.82149,-4.47949)$	$\omega_{\eta} = ( 4.81849,-4.47983)$
$\omega = ( 4.46934,-4.12063)$	$\omega_{\eta} = ( 4.47682,-4.11963)$
$\omega = ( 4.11613,-3.72459)$	$\omega_{\eta} = ( 4.10611,-3.72595)$
$\omega = ( 3.68945,-3.28850)$	$\omega_{\eta} = ( 3.69731,-3.28741)$
$\omega = ( 3.23896,-2.78382)$	$\omega_{\eta} = ( 3.23533,-2.78439)$
$\omega = ( 2.69026,-2.17718)$	$\omega_{\eta} = ( 2.69115,-2.17704)$
$\omega = ( 1.99156,-1.35480)$	$\omega_{\eta} = ( 1.99147,-1.35481)$

In Tabelle zeigen wir die Ergebnisse unserer Nullstellenfinder für das gleiche gegebene Beispiel wie in der Entwicklung des Cauchy'schen Rootfinder von *Maaßberg and Hellberg* [1987]. In diesem Beispiel werden 8 Nullstellen der Plasmazetafunktion in dem viereckigen Integrationsweg mit unterem linken Punkt  $\omega = 1.5 - 5.0i$  und Seitenlänge 4.0 berechnet. An der unteren Seite des Integrationsweg hat die Zetafunktion sehr starke Fluktuationen (mehr als 10 Größenordnungen), in denen die sogenannte Gradientenmethode ohne eine ausreichend angenäherte Schätzung der Nullstellen unnützlich sind.

In der Tabelle sind die Werte für die Nullstellen der Plasmazetafunktion,  $\omega$  sind die berechneten Nullstellen unseres Rechenprogrammes und  $\omega_{\eta}$  der verbesserte Wert durch die Newton'sche Methode angegeben. Obwohl die Ergebnisse mit unseren Nullstellenfinder, im Vergleich mit den besseren Ergebnissen des Cauchy'sche Rootfinders von *Maaßberg and Hellberg* [1987], nur bis die zweite dezimal Stelle genau ist, stellt man gleiche Resultate nach Anwendung des Newton'schen Verfahrens her. Dieser Unterschied kann in der komplexe Aufgabe des Integrationsverfahrens liegen, wo die Konvergenzkriterien auf den Betrag einer komplexen Zahl statt einer reellen Zahl angenommen wird. Der Zeitverbrauchs dieser Berechnung in der VAX-9000 des GWDG beträgt 8.45 Sekunden.

### C Details von einigen Dispersionskurven

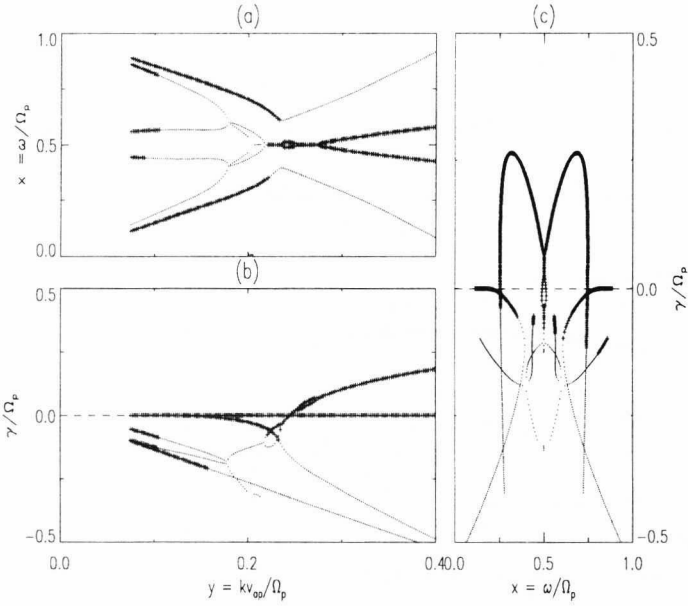


Abbildung 70: Details der Dispersionskurven in Abb. 46

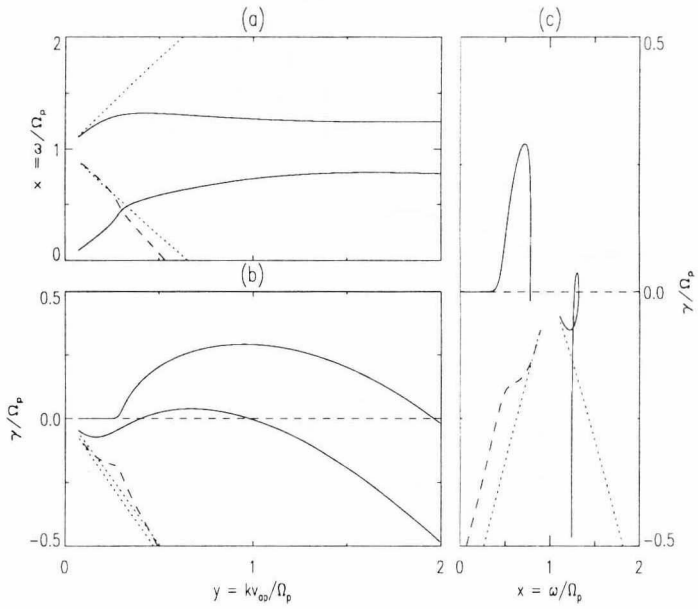


Abbildung 71: Details der Dispersionskurven in Abb. 50

## Literatur

- Ball, L. T., Non-relativistic thermal effects on parallel-propagating ion cyclotron waves, *J. Plasma Phys.*, 38(1), 117-138, 1987.
- Bame, S. J., J. R. Asbridge, W. C. Feldman, S. P. Gary, and M. D. Montgomery, Evidence for local ion heating in solar wind high speed streams, *Geophys. Res. Lett.*, 2(9), 373-375, 1975.
- Barnes, A., Collisionless heating of the solar-wind plasma I. theory of the heating of collisionless plasma by hydromagnetic waves, *The Astrophysical Journal*, 154, 751-759, 1968a.
- Barnes, A., Quasilinear theory of hydromagnetic waves in collisionless plasma, *Physics of Fluids*, 11(12), 2644-2654, 1968b.
- Barnes, A., Collisionless heating of the solar-wind plasma II. application of the theory of plasma heating by hydromagnetic waves, *The Astrophysical Journal*, 155, 311-321, 1969.
- Belcher, J., and L. Davis, Large-amplitude Alfvén waves in the interplanetary medium. 2, *J. Geophys. Res.*, 76(16), 3534-3563, 1971.
- Berchem, J., and R. Gendrin, Nonresonant interaction of heavy ions with electromagnetic ion cyclotron waves, *J. Geophys. Res.*, 90(A11), 10945-10960, 1985.
- Borini, G. T., J. Gosling, S. J. Bame, and W. C. Feldman, An analysis of a shock wave disturbance observed at 1 AU from 1971 through 1978, *J. Geophys. Res.*, 87(A2), 4365-4373, 1982.
- Brinca, A. L., N. Sckopke, and G. Paschmann, Wave excitation downstream of the low- $\beta$  quasi-perpendicular bow shock, *J. Geophys. Res.*, 95(A5), 6331-6335, 1990.
- Brinca, A. L., L. B. de Águas, and D. Winske, On the stability of nongyrotropic ion populations: A first (analytic and simulation) assessment, *J. Geophys. Res.*, 98(1), 7549-7560, 1992.
- Burlaga, L. F., Hydromagnetic waves and discontinuities in the solar wind, *Space Sci. Rev.*, 12, 600, 1971.
- Burlaga, L. F., MHD processes in the outer Heliosphere, *Space Sci. Rev.*, 39, 255-316, 1984.
- Busnardo-Neto, J., J. Dawson, T. Kamimura, and T. Lin, Ion-cyclotron resonance heating and associated longitudinal Cooling, *Phys. Rev. Lett.*, 36(1), 28-31, 1976.

- Cap. F., *Einführung in die Plasmaphysik. I. Theoretische Grundlagen*, Reihe Wissenschaft, Vieweg, 1975.
- Chen, L., *Waves and Instabilities in Plasmas*, vol. 12 of *World Scientific Lecture Notes in Physics*, World Scientific, 1987.
- Chew, G. F., M. L. Goldberger, and F. E. Low, The Boltzmann equation and the one-fluid hydromagnetic equations in absence of particle collisions, *Proc. Roy. Soc., A236*, 112, 1956.
- Coates, A. J., A. D. Johnstone, B. Wilken, and F. M. Neubauer, Velocity space diffusion and nongyrotropy of the pickup water group ions, *J. Geophys. Res.*, *98*(A12), 20985–20994, 1993.
- Davidson, R. C., and J. M. Ogden, Electromagnetic ion cyclotron instability driven by ion energy anisotropy in high-beta plasma, *Physics of Fluids*, *18*(8), 1045–1050, 1975.
- Denskat, K. U., H. J. Beinroth, and F. M. Neugebauer, Interplanetary magnetic field power spectra with frequencies from  $2.4 \cdot 10^{-5}$  Hz to 470 Hz from Helios-observations during solar minimum conditions, *J. Geophys.*, *54*, 60–67, 1983.
- Derfler, H., and T. C. Simonen, Higher-order Landau modes, *Physics of Fluids*, *12*(2), 269–278, 1969.
- Dusenbery, P. B., and J. V. Hollweg, Ion-cyclotron heating and acceleration of solar wind minor ions, *J. Geophys. Res.*, *86*(A1), 153–164, 1981.
- Eldridge, O., Coupling of electrostatic waves in a nongyrotropic plasma, *Physics of Fluids*, *13*(7), 1791–1794, 1970.
- Feldman, W. C., J. R. Asbridge, E. E. Fenimore, and J. T. Gosling, The solar origins of the solar wind interstream flows: Near-equatorial streamers, *J. Geophys. Res.*, *86*(A7), 5404–5416, 1981.
- Feldman, W. C., J. T. Goslin, D. J. McComas, and J. L. Phillips, Evidence for ions jets in the high-speed solar wind, *J. Geophys. Res.*, *98*(A4), 5593–55605, 1993.
- Freund, H. P., J. Q. Dong, C. S. Wu, and L. C. Lee, A cyclotron-maser instability associated with a nongyrotropic distribution, *Physics of Fluids*, *30*(10), 3106–3112, 1987.
- Galvez, M., S. A. Fuselier, S. P. Gary, M. Thomsen, and D. Winske, Alpha particle heating in hot diamagnetic cavities, *J. Geophys. Res.*, *95*(A8), 11975–11982, 1990.

- Gary, S. P., *Theory of Space Plasma Microinstabilities*, Cambridge atmospheric and space science series, University Press, 1993.
- Gary, S. P., and L. Tokar, The second-order theory of electromagnetic hot ion beam instabilities, *J. Geophys. Res.*, *90*, 65, 1985.
- Gary, S. P., M. L. Goldstein, and D. W. Fooslund, Electromagnetic ion beam instabilities, *Phys. Fluids*, *27*(7), 1852–1862, 1984.
- Gendrin, R., General relationships between wave amplification and particle diffusion in a magnetoplasma, *Reviews of Geophysics and Space physics*, *19*(1), 171–184, 1981.
- Gendrin, R., Wave particle interactions as an energy transfer mechanism between different particle species, *Space Science Reviews*, *34*, 271–287, 1983.
- Gendrin, R., and A. Roux, Energization of helium ions by proton-induced hydro-magnetics waves, *J. Geophys. Res.*, *85*(A9), 4577–4586, 1980.
- Gledhill, I. M. A., and M. A. Hellberg, Criteria governing ion-acoustic waves in two-ions plasma, *Journal of Plasma Physics*, *36*(1), 75–96, 1986.
- Gomberoff, L., and S. Cuperman, Combined effect of cold  $H^+$  and  $H_c^+$  ions on the proton cyclotron electromagnetic instability, *J. Geophys. Res.*, *87*(A1), 95–100, 1982.
- Gomberoff, L., and R. Elgueta, Resonant acceleration of alpha particles by ion cyclotron waves in the solar wind, *J. Geophys. Res.*, *96*(A6), 9801–9804, 1991.
- Gomberoff, L., and P. Vega, Electromagnetic ion cyclotron waves with frequency below the proton gyrofrequency in large  $\beta_{\parallel}$  multicomponent plasma, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, *31*(4), 629–641, 1989.
- Gosling, J. T., G. Borrini, J. R. Asbridge, S. J. Bame, W. C. Feldman, and R. T. Hansen, Coronal streamers in the solar wind at 1 AU., *J. Geophys. Res.*, *86*(A7), 5438–5448, 1981.
- Hoeksema, J. T., Large-scale structure of the heliospheric magnetic field: 1976–1991, in *Solar Wind Seven*, edited by E. Marsch, and R. Schwenn, 1991.
- Hollweg, J. V., and W. Johnson, Transition region, corona and solar wind in corona holes: Some two-fluid models, *J. Geophys. Res.*, *93*(A12), 9547, 1988.
- Hoshino, M., and T. Terasawa, Numerical study of the upstream wave excitation mechanism I. nonlinear phase bunching of beam ions, *J. Geophys. Res.*, *90*(A1), 57–64, 1985.

- Hundhausen, A. J., Direct observations of solar-wind particles, *Space Sci. Rev.*, 8, 690, 1968.
- Isenberg, P. A., On preferential acceleration and heating of solar wind heavy ions, *J. Geophys. Res.*, 89(A4), 2133-2141, 1984.
- Isenberg, P. A., Investigation of a turbulence-driven solar wind model, *J. Geophys. Res.*, 95(A5), 6437-6442, 1990.
- Isenberg, P. A., Solar wind, in *Gcomagnetism*, edited by J. A. Jacobs, vol. IV, chap. 1, Academic Press, 1991.
- Isenberg, P. A., and J. V. Hollweg, Finite amplitude Alfvén waves in a multi-ion plasma: Propagation, acceleration and heating, *J. Geophys. Res.*, 87(A7), 5023-5029, 1982.
- Isenberg, P. A., and J. V. Hollweg, On preferential acceleration and heating of solar wind heavy ions, *J. Geophys. Res.*, 88(A5), 3923-3935, 1983.
- Klein, L. W., K. W. Ogilvie, and L. F. Burlaga, Coulomb collisions in the solar wind, *J. Geophys. Res.*, 90(1), 7389-183, 1985.
- Krall, N. A., and A. W. Trivelpiece, *Principles of Plasma Physics*. McGraw-Hill Book Company, 1973.
- Landau, L. D., and E. M. Lifshitz, *Electrodynamics of Continuous Media*. Pergamon Press, 1960.
- Leubner, M., and A. Viñas, Stability analysis of double-peaked proton distribution functions in the solar wind, *J. Geophys. Res.*, 91(A12), 13366-13372, 1986.
- Liu, S., *Beobachtung und Analyse plasmaphysikalischer Prozesse im Sonnenwind unter spezieller Berücksichtigung von  $\alpha$ -Teilchen und schweren Ionen*, Ph.D. thesis, Georg-August-Universität zu Göttingen, Dissertation zur Erlandung des Doktorgrades der Georg-August-Universität zu Göttingen, 1994.
- Livi, S., and E. Marsch, Generation of solar wind proton tails and double beams by Coulomb collision, *J. Geophys. Res.*, 92(A7), 7255-7261, 1987.
- Livi, S., E. Marsch, and H. Rosenbauer, Coulomb collisional domains in the solar wind, *J. Geophys. Res.*, 91(A7), 8045-8050, 1986.
- Maaßberg, H., and M. A. Hellberg, Ion cyclotron instabilities driven by the nearly perpendicular neutral beam injection in the wendelstein VII-A stellarator, Tech. rep., Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, 1987.



- Mace, R. L., and M. A. Hellberg, Higher-order electron modes in a two-electron-temperature plasma, *Journal of Plasma Physics*, 43(2), 239-255, 1990.
- Mariani, F., and F. M. Neugebauer, The interplanetary magnetic field, in *Physics of the inner Heliosphere*, edited by R. Schwenn, and E. Marsch, vol. 1, chap. 4. Springer-Verlag, 1990.
- Marsch, E., Plasmawellen und Welle-Teilchen-Wechselwirkungen, in *Plasmaphysik im Sonnensystem*, edited by K.-H. Glassmeier, and M. Scholer, chap. 12. Wissenschaftsverlag, 1991.
- Marsch, E., Theoretical models for the solar wind, *Adv. Space Res.*, 14(4), 103-121, 1993.
- Marsch, E., and S. Livi, Observational evidence for marginal stability of solar wind ion beams, *J. Geophys. Res.*, 92(A7), 7263-7268, 1987.
- Marsch, E., K.-H. Mühlhäuser, W. Philip, R. Schwenn, and H. Rosenbauer, Initial results on solar wind alpha particles distributions as measured by Helios between 0.3 and 1 au, in *Solar Wind Four*, edited by H. Rosenbauer, 1981.
- Marsch, E., K.-H. Mühlhäuser, R. Schwenn, H. Rosenbauer, W. Philip, and F. M. Neubauer, Solar wind helium ions: Observations of the Helios solar probes between 0.3 and 1 AU, *J. Geophys. Res.*, 87(A1), 35-51, 1982a.
- Marsch, E., K.-H. Mühlhäuser, R. Schwenn, H. Rosenbauer, W. Philip, and F. M. Neubauer, Solar wind protons: Three-dimensional velocity distributions and derived plasma parameters measured between 0.3 and 1 AU, *J. Geophys. Res.*, 87(A1), 52-72, 1982b.
- Marsch, E., C. K. Goertz, and K. Richter, Wave heating and acceleration of solar wind ions by cyclotron resonance, *J. Geophys. Res.*, 87(A7), 5030-5044, 1982c.
- Marsch, E., K.-H. Mühlhäuser, H. Rosenbauer, and R. Schwenn, On the equation of state of solar wind ions derived from Helios measurements, *J. Geophys. Res.*, 88(A4), 2982-2992, 1983.
- Matsuda, K., Electromagnetic hot plasma modes in a dense plasma near the second harmonic electron-cyclotron frequency, *Physics of Fluids*, 29(5), 1602-1607, 1986a.
- Matsuda, K., Electromagnetic hot plasma waves near electron-cyclotron frequency: A possibility of anomalous electron heating, *Plasma Phys. Controlled Nucl. Fusion*, 28(2), 477-483, 1986b.
- McKenzie, J. F., W.-H. Ip, and W. I. Axford, The acceleration of minor ion species in the solar wind, *Astrophysics and Space Science*, pp. 183-211, 1979.

- Melrose, D. B., *Instabilities in Space and Laboratory Plasmas*. Cambridge University Press, 1986.
- Montgomery, M. D., S. P. Gary, W. C. Feldman, and D. W. Forslund, Electromagnetic instabilities driven by unequal proton beams in the solar wind, *J. Geophys. Res.*, *81*(16), 2743-2749, 1976.
- Nekrasov, A. K., K. Mursula, J. Kangas, T. Pikkarainen, and N. F. Maltseva, Inhomogeneity and nonlinearity on stop bands of Alfvénic ion cyclotron waves in multicomponent plasma, *J. Geophys. Res.*, *96*(A2), 1767-1773, 1991.
- Ness, F. N., A. J. Hundhausen, and S. J. Bame, Observations of the interplanetary medium: Vela 3 and Imp 3, 1965-1967, *J. Geophys. Res.*, *76*, 6643, 1971.
- Neubauer, F. M., K.-H. Glassmeier, A. J. Coates, and D. Johnstone, Low-frequency electromagnetic plasma waves at comet P/Grigg-Skjellerup: Analysis and interpretation, *J. Geophys. Res.*, *98*(A12), 20937-20953, 1993.
- Neugebauer, M., Observations of solar-wind Helium, *Fundamentals of Cosmic Physics*, *7*, 131-199, 1981.
- Neugebauer, M., Spacecraft observations of the interaction of active comets with the solar wind, *Reviews of Geophysics*, *28*(2), 231-252, 1990.
- Neugebauer, M., D. R. Clay, B. E. Goldstein, B. T. Tsurutani, and R. D. Zwickl, A reexamination of rotational and tangential discontinuities in solar wind, *J. Geophys. Res.*, *89*(A7), 5395-5408, 1984.
- Oscarsson, T., and M. André, Waves with frequencies below the proton gyrofrequency in a multicomponent plasma, *Annales Geophysicae*, *4A*(4), 319-326, 1986.
- Parker, E. N., Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields, *Astrophysics Journal*, *128*, 664-675, 1958.
- Paschmann, G., N. Sckopke, I. Papamastorakis, J. R. Asbridge, S. J. Bame, and J. T. Gosling, Characteristics of reflected and diffuse ions upstream from the earth's bow shock, *J. Geophys. Res.*, *86*(A6), 4355-4364, 1981.
- Press, W. H., B. P. Flannery, S. A. Teukolsky, and W. T. Vetterling, *Numerical Recipes (Fortran)*. Cambridge University Press, 1989.
- Priest, E. R., *Solar Magnetohydrodynamics*, vol. 21 of *Geophysics and Astrophysics Monographs*. D. Riedel Publishing Company, 1984.
- Rosenbauer, H., Ions of martian origin and plasma sheet in the martian magnetosphere: Initial results of the TAUS experiment, *Nature*, *341*, 612-614, 1989.

- Rosenbauer, H., and S. Livi, Unpublished manuscript, 1982.
- Sagdeev, R. Z., and A. V. Zakharov, Brief history of the Phobos mission, *Nature*, 341, 581-585, 1989.
- Schunk, R. W., Mathematical structure of transport equations for multispecies flows, *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 15(4), 249-445, 1977.
- Schwartz, S. J., Plasma instabilities in the solar wind : A theoretical review, *Rev. Geophys. Space Phys.*, 18(1), 313-336, 1980.
- Schwartz, S. J., W. C. Feldman, and S. P. Gary, The source of proton anisotropy in the high-speed solar wind, *J. Geophys. Res.*, 86(A2), 541-546, 1981.
- Schwenn, R., Large-scale structure of the interplanetary medium, in *Physics of the inner Heliosphere*, edited by R. Schwenn, and E. Marsch, vol. 1, chap. 3. Springer-Verlag, 1990.
- Schwenn, R., Das sonnenwind, in *Plasmaphysik im Sonnensystem*, edited by K.-H. Glassmeier, and M. Scholer, chap. 2. Wissenschaftsverlag, 1991.
- Skopke, N., G. Paschmann, A. L. Brinca, C. W. Carlson, and H. Lühr, Ion thermalization in quasi-perpendicular shocks involving reflected ions, *J. Geophys. Res.*, 95(A5), 6337-6352, 1990.
- Scudder, J. D., D. L. Lind, and K. W. Ogilvie, Electron observations in the solar wind and magnetosheath, *J. Geophys. Res.*, 78(28), 6535-6548, 1973.
- Sheeley jr., N. R., Coronal holes and solar wind streams during the sunspot cycle, in *Solar Wind Seven*, edited by E. Marsch, and R. Schwenn, 1991.
- Sudan, R. N., Growing waves in a nongyrotropic plasma, *Physics of Fluids*, 8, 1915-1918, 1965.
- Thomsen, M. F., J. T. Gosling, S. J. Bame, and C. T. Russel, Gyration ions and large-amplitude monochromatic mhd waves upstream of the earth's bow shock, *J. Geophys. Res.*, 90(A1), 267-273, 1985.
- Tu, C.-Y., Z.-Y. Pu, and F.-S. Wei, The power spectrum of interplanetary alfvénic fluctuations: Derivation of the governing equations and its solution, *J. Geophys. Res.*, 89(A11), 9695-9702, 1984.
- Whittaker, E. T., and G. N. Watson, *A Course of Modern Analysis*, Cambridge At The University Press, 1950.
- Zwickl, R. D., J. R. Asbridge, S. J. Bame, W. C. Feldman, T. J. Gosling, and E. J. Smith, Plasma properties of driver gas following interplanetary shocks observed by ISEE-3, in *Solar Wind Five*, edited by M. Neugebauer, 1983.



## Danksagung

Herrn Dr. H. Rosenbauer danke ich für die Möglichkeit diese Arbeit am Max-Planck-Institut für Aeronomie durchzuführen.

Herrn Prof. Dr. K. Fricke danke ich für seine freundliche Unterstützung.

Agradezco de corazón a mi esposa Mariela Neira por su imprescindible y desinteresado Apoyo durante el desarrollo de este Trabajo.

Meinen Betreuern Herrn Dr. S. Livi und Herrn Privat-Doz. Dr. E. Marsch danke ich für Anregungen, Unterstützung und wertvolle Hinweise bei der Entstehung der Arbeit.

Dank gebührt auch Herrn Dr. R. Schwenn und Herrn Dr. B. Inhester für wertvolle Hilfen während der Entwicklung dieser Arbeit.

Ich danke auch Herrn Dr. K. Hocke, Herrn Diplom-Physiker M. Küppers, Herrn Dr. R. Friedel, Herrn Diplom-Physiker K. Rembor und Herrn Dr. M. Fränz für ihre freundliche Hilfe bei der Korrektur des Manuskripts.

Herrn Dr. M. Iribarren und den Herren Diplom-Physiker S. Liu und J. Araneda danke ich für viele Gäspreche und Diskussionen.

Ich danke Herrn Dr. Müller, Herrn L. Graf, Herrn P. Fahlbusch und Herrn W. Jahn für die aufwendige EDV-Beratung.

Diese Arbeit wurde auch möglich durch die Unterstützung der Universität von Concepción und des deutschen akademischen Austauschdienstes (DAAD).



## Lebenslauf

Am 21. Februar 1959 wurde ich als drittes von fünf Kindern des Ingenieurs Hernán Astudillo Paz und der Lehrerin Emelina Ana Gladys Parra Chavéz in Concepción (Chile) geboren.

Von 1964 bis 1971 habe ich die Grundschule *Escuela Nr. 2* in Concepción besucht und ging dann von 1972 bis 1976 auf das *Licco San Pedro* in Concepción.

Von 1977 bis 1982 habe ich an der Universität von Concepción Physik und Mathematik studiert. Nach der Anfertigung der Arbeit *Fenómenos críticos y Transiciones de Fase* bekam ich 1983 das *Licenciado en Física*.

Von 1983 bis 1989 habe ich als *Instructor* und seit 1989 als *Asistente* an der Universität von Concepción (Chile) gearbeitet. Seit 1989 bin ich als DAAD Stipendiat am Max-Planck-Institut für Aeronomie.

Am 17. Mai 1986 habe ich Mariela Neira Lizama geheiratet. Unsere Zwillinge Catalina und Natalia wurden am 31. August 1989 geboren.







