

Untersuchung von schnellen magnetischen Fluktuationen  
im solaren Wind zwischen 0.3 AE und 1.0 AE

Der Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina  
zu Braunschweig

zur Erlangung des Grades eines  
Doktors der Naturwissenschaften  
(Dr. rer. nat.)

eingereichte  
D i s s e r t a t i o n

von , Hans-Joachim Beinroth  
aus Braunschweig

Referent: Prof. Dr. F.M. Neubauer

Korreferent: *Prof. Dr. E. Richter*

eingereicht am: 19.4.1982

mündliche Prüfung am: *Anf. Juni 82*

Die vorliegende Arbeit wurde am Institut für Geophysik und Meteorologie der Technischen Universität Braunschweig angefertigt.

Ich danke Herrn Prof. Dr. W. Kertz für die Möglichkeit, diese Arbeit an seinem Institut durchführen zu können.

Den Herren Dr. H. Rosenbauer, Dr. R. Schwenn, Dr. E. Marsch vom Max-Planck-Institut in Lindau/Harz und den Herren Dr. K.-H. Mühlhäuser und Dr. W.G. Pilipp vom Max-Planck-Institut in Garching danke ich dafür, daß sie die Meßwerte des Plasmaexperimentes zur Verfügung gestellt haben.

Mein Dank gilt weiterhin dem gesamten Personenkreis, der durch die Entwicklung und den Betrieb der Helios-Sonden und ihrer Experimente E1, E2 und E4, die Grundlage dieser Arbeit schafften. Ebenso danke ich der "Helios-Gruppe" unseres Institutes für die vielfältige Unterstützung und die fruchtbaren Diskussionen.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. F.M. Neubauer, dessen Anregungen zu dieser Arbeit führten und dessen Unterstützung mir erst den Weg für die Durchführung geebnet hat.

# Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. <u>Einleitung</u>	1
2. <u>Das Induktionsspulenexperiment E4</u>	4
2.1 Experimentbeschreibung und routinemäßige Datenverarbeitung	4
2.2 Bestimmung des Hintergrundrauschens	7
2.3 Herstellung von Mittelwertbändern	10
2.4 Datenüberdeckung und Eingrenzung der Analyseintervalle	12
3. <u>Die Umgebung der Sonden: Größenordnung und Variation einiger Plasmaparameter</u>	14
3.1 Charakteristische Zeitskalen	14
3.2 Der Sonnenwind auf der Makro- und Meso-Skala zwischen 1.0 und 0.3 AE	16
3.3 Diskontinuitäten und alfvénische Fluktuationen zwischen 1.0 und 0.3 AE	20
3.4 Phänomene auf der kinetischen Skala	22
3.5 Teilchenverteilungsfunktionen im Sonnenwindplasma	23
4. <u>Die Plasmawellen im Sonnenwind zwischen der Protonen- und der Elektronengyrofrequenz</u>	27
4.1 Dispersionsrelationen im kalten Plasma	27
4.2 Klassifikation der Wellen	29
4.3 Eingrenzung auf die beobachtbaren Wellen	32
4.4 Einfluß des Dopplereffektes	37
4.5 Statische Strukturen	41

5. <u>Die statistischen Eigenschaften der Spektren auf großen Zeitskalen</u>	44
5.1 Spektraldichten in Abhängigkeit vom Abstand zur Sonne	44
5.2 Korrelation der Spektraldichten mit einigen Plasmaparametern	46
5.3 Anpassung der Spektren an ein Potenzgesetz	49
5.4 Energieflußdichten der Elektronenmode	55
6. <u>Die Plasmainstabilitäten im Frequenzbereich zwischen der Protonen- und der Elektronengyrofrequenz</u>	60
6.1 Lineare Theorie	60
6.2 Zyklotronresonanz	63
6.3 Einige Kriterien für Instabilitäten im Frequenzbereich zwischen der Protonen- und der Elektronengyrofrequenz	65
6.4 Korrelationsanalysen zwischen Plasmaparametern und Spektraldichten	71
6.5 Stationarität der Wellenfelder	75
6.6 Einfluß der Diskontinuitäten	78
7. <u>Die Relationen zwischen schnellen magnetischen Fluktuationen und speziellen Bereichen im Sonnenwindplasma</u>	81
7.1 Wellenfelder an Hochgeschwindigkeitsströmen	81
7.2 Kurzfristige Amplitudenverstärkungen im Bereich von Sektorübergängen	91
7.3 Spektren mit "monochromatischen" Anteilen	97
7.4 Frequenzdriften in "monochromatischen" Frequenzanteilen	104

Seite

8. Zusammenfassung

112

Anhang

116

Literaturverzeichnis

117

## 1. Einleitung

Ab Mitte der sechziger Jahre war die Raumfahrttechnik in der Lage, Sonden weit in den interplanetaren Raum hinauszuschicken. Die Russen starteten ihre Missionen Venera 5 bis 8 zur Venus und die Amerikaner die Sonden Mariner 6, 7 und 9 zum Mars. In den siebziger Jahren folgten dann die Pioneer-Sonden zum Jupiter und Mariner 10 zum Merkur. Die Kenntnisse über unsere Nachbarplaneten vermehrten und vertieften sich wie nie zuvor. Auch die Erforschung des Raumes zwischen den Planeten erhielt starken Auftrieb. Erstmals in der Geschichte der Plasmaphysik konnten direkte Messungen in einem, so auf der Erde nicht herstellbaren, hochverdünnten Plasma vorgenommen werden. Weil dieses Plasma von der Sonne abströmt, nennt man es Sonnenwind.

Einen weiteren Schritt in der Erforschung des Sonnenwindes und damit nicht zuletzt in der Erforschung der Sonne sind die Sonden Helios 1 und 2. Sie haben keine Planeten als Ziel, sondern dringen erstmals in den Raum jenseits der Merkurbahn und damit in bisher nie erreichte Sonnennähe vor. Helios 1 ist am 10. Dezember 1974 gestartet worden. Helios 2 folgte am 15. Januar 1976. Beide fliegen auf stark exzentrischen Bahnen mit Periheldistanzen zur Sonne von 0.3095 AE bzw. 0.290 AE (Astronomische Einheit = mittlere Entfernung Erde-Sonne = 149 500 000 km). An Bord befinden sich je 10 plasmaphysikalische Experimente [siehe Porsche, 1977]. Zwei dieser Experimente, das Förstersondenmagnetometer E2 und das Induktionsspulenmagnetometer E4, werden vom Institut für Geophysik und Meteorologie der Technischen Universität Braunschweig betreut [siehe Neubauer u.a., 1981]. Sie messen das interplanetare Magnetfeld. Den Frequenzbereich von 0 bis 4 Hz überdeckt E2, und E4 schließt mit seinem Meßbereich von 4.7 bis 2200 Hz daran an. Die Magnetfeldamplituden im niederfrequenten Teil sind relativ groß und können die Stärke des Hintergrundmagnetfeldes erreichen. Hier knüpfen die Helios-Messungen an Untersuchungen mit den IMP-, Pioneer-, Viking-, HEOS- und Mariner-Sonden an [Über-

sichten in Behannon, 1976; Intriligator, 1981]. Die Fluktuationen im hochfrequenten Teil haben sehr viel kleinere Amplituden. Ihre Messung ist erst durch die Entwicklung von sehr rauscharmen Verstärkern möglich geworden.

Die Helios-Sonden bieten zum ersten Mal die Möglichkeit, über größere Zeiträume die Fluktuationen im interplanetaren Magnetfeld bis weit oberhalb der lokalen Protonengyrofrequenz zu untersuchen. Ein Teil dieser Untersuchungen ist Gegenstand dieser Arbeit. Insbesondere sollen die typischen Eigenschaften dieser Fluktuationen auf großen Zeitskalen dargestellt werden. Eine Interpretation der Ergebnisse im Rahmen einiger mit den anderen Experimenten gemessenen Plasmaparametern ist ebenfalls möglich und wird vorgenommen, soweit dies in den Grenzen der Messungen sinnvoll ist.

In Kapitel 2 ist das Experiment E4 in einer kurzen Zusammenfassung dargestellt. Die Datenverarbeitung an Bord der Raumfahrzeuge und nach dem Empfang am Boden wird beschrieben. Besondere Aufmerksamkeit findet die Bestimmung des Eigenrauschens der Bordelektronik. Es folgt die Vorstellung des auswertbaren Datenmaterials und die Eingrenzung auf die besonders wichtigen Analyseintervalle.

Kapitel 3 enthält die Diskussion einiger Eigenschaften des Sonnenwindes im Bereich der Bahnen der Helios-Sonden. Eine auch nur annähernd vollständige Darstellung des vorhandenen Wissens ist im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich. Es sei daher auf Bücher bzw. Übersichtsartikel und die darin vorhandenen Literaturhinweise verwiesen [Burlaga, 1971; Hundhausen, 1972; Feldman u.a., 1974; Hollweg, 1974, 1975, 1978; Barnes, 1979; Holzer, 1979; Feldman, 1979]. Kapitel 4 beschäftigt sich mit der Einordnung der gemessenen Fluktuationen in ein plasmaphysikalisches Bild. Es werden Zuordnungen zu theoretisch möglichen Wellen und anderen Strukturen erläutert. Der Dopplereffekt spielt dabei eine besondere Rolle.

In Kapitel 5 werden die statistischen Eigenschaften der Fluktuationen anhand der Spektraldichten, Spektren, Energiedichten und Energieflußdichten diskutiert. Die Ergebnisse von Korrelationsanalysen mit einigen Sonnenwindparametern werden beschrieben.

Kapitel 6 stellt einige Korrelationsuntersuchungen zwischen den Fluktuationen und lokalen Teilcheneigenschaften des Plasmas vor. Es werden theoretische Instabilitätskriterien beschrieben und mit Hilfe der gemessenen Amplituden diskutiert.

In Kapitel 7 wird der Zusammenhang der Fluktuationen mit der Stromstruktur bzw. der Sektorstruktur des Sonnenwindes untersucht. Spektren mit monochromatischen Anteilen im Bereich des langsamen Sonnenwindes werden danach vorgestellt. An einigen dieser Ereignisse lassen sich, ein Novum im Sonnenwind, driftende Frequenzanteile nachweisen.

Das 8. Kapitel faßt schließlich alle Ergebnisse noch einmal zusammen.

In dieser Arbeit wird ausschließlich das Gaußsche cgs-System benutzt. Die relative Permeabilität ist in allen Fällen mit großer Genauigkeit gleich 1, so daß die magnetische Feldstärke gleich der magnetischen Induktion ist [Neubauer, 1973]. Als Einheit wird  $1\gamma = 10^{-5}$  Gauß verwendet.



## 2. Das Induktionsspulenexperiment E4

Elektrische und magnetische Wellenfelder mit höheren Frequenzen sind unter anderem beobachtet worden durch die Experimente auf den Satelliten OGO 1,3,4,5 und 6 [Holzer u.a., 1966; Carpenter u.a., 1969; Scarf u.a., 1970; Russel u.a., 1971; Holzer u.a., 1974; Burton und Holzer, 1974], auf Injun 3 und 5 [Gurnett, 1966; Gurnett und O'Brien, 1964; Gurnett u.a., 1969; Hente, 1975; Beinroth, 1975], auf IMP 6, 7 und 8 [Scarf u.a., 1974; Gurnett, 1976; Rodriguez und Gurnett, 1976], auf den Pioneer-Sonden 8 und 9 [Scarf u.a., 1968; Scarf und Siscoe, 1971; Siscoe u.a., 1971; Scarf und Wolfe, 1974], auf einigen Explorer-Satelliten [Fairfield, 1969] und auf Mariner 10 [Behannon, 1976, 1978]. Die meisten der Experimente auf dieser unvollständigen Liste befanden sich auf Satelliten im erdnahen Raum. Die Messungen sind daher weitgehend durch die Einflüsse der Erdmagnetosphäre und der Bugstoßwelle bestimmt. Bei den anderen Experimenten wurde die Auswertung durch die niedrige Resonanzfrequenz, (z.B. bei Mariner 10), durch die niedrige Empfindlichkeit (Pioneer) oder durch starkes Eigenrauschen der Elektronik (OGO) stark eingeschränkt. Messungen der hochfrequenten magnetischen Fluktuationen über längere Zeitintervalle liegen erst seit Anfang der Helios-Missionen vor [Neubauer u.a., 1977a,b; Beinroth und Neubauer, 1981]. Inzwischen sind noch die Messungen der ISEE-Satelliten [Gurnett u.a., 1979a; Kennel u.a., 1980] im erdnahen Raum und die der Voyager-Missionen [Scarf und Gurnett, 1977; Gurnett u.a., 1979c, 1981] im Bereich außerhalb der Erdbahn und in der Nähe von Jupiter und Saturn dazugekommen.

### 2.1 Experimentbeschreibung und routinemäßige Datenverarbeitung

An dieser Stelle werden nur die wichtigsten Eigenschaften des Experimentes und einige Punkte der Datenverarbeitung aufgezählt. Genauere Beschreibungen findet man bei Dehmel [1975], Dehmel u.a. [1975], Dehmel und Neubauer [1977], Neubauer u.a. [1977b, 1981] und den dort aufgeführten Literaturhinweisen.

Die drei zueinander senkrecht stehenden Sensoren sitzen an einem langen Ausleger der Satelliten, um die Störungen des Raumfahrzeuges möglichst klein zu halten. Ein zeitlich veränderliches Magnetfeld  $H(t)$  induziert in den Sensorspulen eine Spannung  $U$ . Es gilt:

$$U = c_1 \frac{dH}{dt} = c_2 \cdot f \cdot H \quad (2.1)$$

( $f$  ist die Frequenz eines sinusoidalen Feldes,  $H$  ist der maximale Wert der Feldstärke parallel zur Sensorachse und  $c_1, c_2$  sind Konstanten, die durch die Eigenschaften der Sensoren bestimmt werden). Die Änderung des Magnetfeldes setzt sich zusammen aus den zeitlichen und räumlichen Änderungen des Magnetfeldes selber und dem Beitrag durch die Spinstabilisierung der Helios-Sonden. Die Spinfrequenz beträgt 1 Hz. Die Resonanzfrequenz der Sensoren liegt bei 2.8 kHz. Abbildung 1 zeigt die weitere Verarbeitung an Bord der Satelliten.

Angeschaltet sind der Z-Sensor senkrecht zur Spinebene und jeweils einer der X- oder Y-Sensoren in der Spinebene. Nach der Verstärkung werden die Signale dem Wellenformkanal und dem Spektralanalysator zugeführt. Der Wellenformkanal interessiert im Rahmen dieser Arbeit nicht [Auswertung dieses Teils bei Barnstorf, 1980]. Im Spektralanalysatorteil werden die beiden Sensorsignale jeweils einer Filterbank aus 8 Bandpassfiltern, im folgenden auch Frequenzkanäle genannt, zugeführt. Die Filter haben jeweils gleiche relative Bandbreiten, d.h. es gilt für jeden Filter:  $(f_o - f_u)/f_M = 0.786$ . Dabei sind  $f_o$  und  $f_u$  die oberen bzw. unteren Eckfrequenzen im 3-dB-Punkt der entsprechenden Filterdurchlaßkurven und  $f_M$  die Mittelfrequenzen. Da die Frequenzkanäle aneinander anschließen, können so zwei lückenlose Spektren im Frequenzbereich von 4.7 bis 2200 Hz mit jeweils 8 Punkten belegt werden. Die Frequenzkanäle werden, entsprechend ihren oberen Frequenzgrenzen, abgetastet und einem Mittelwertrechner an Bord der Sonden zugeführt. Er berechnet daraus für jeden Kanal einen gewichteten Mittelwert der Energiespektraldichten  $\bar{P}$  mit Hilfe von:

$$\bar{P}(f_M) = M / ((f_o - f_u) f_M^2) \quad (2.2)$$

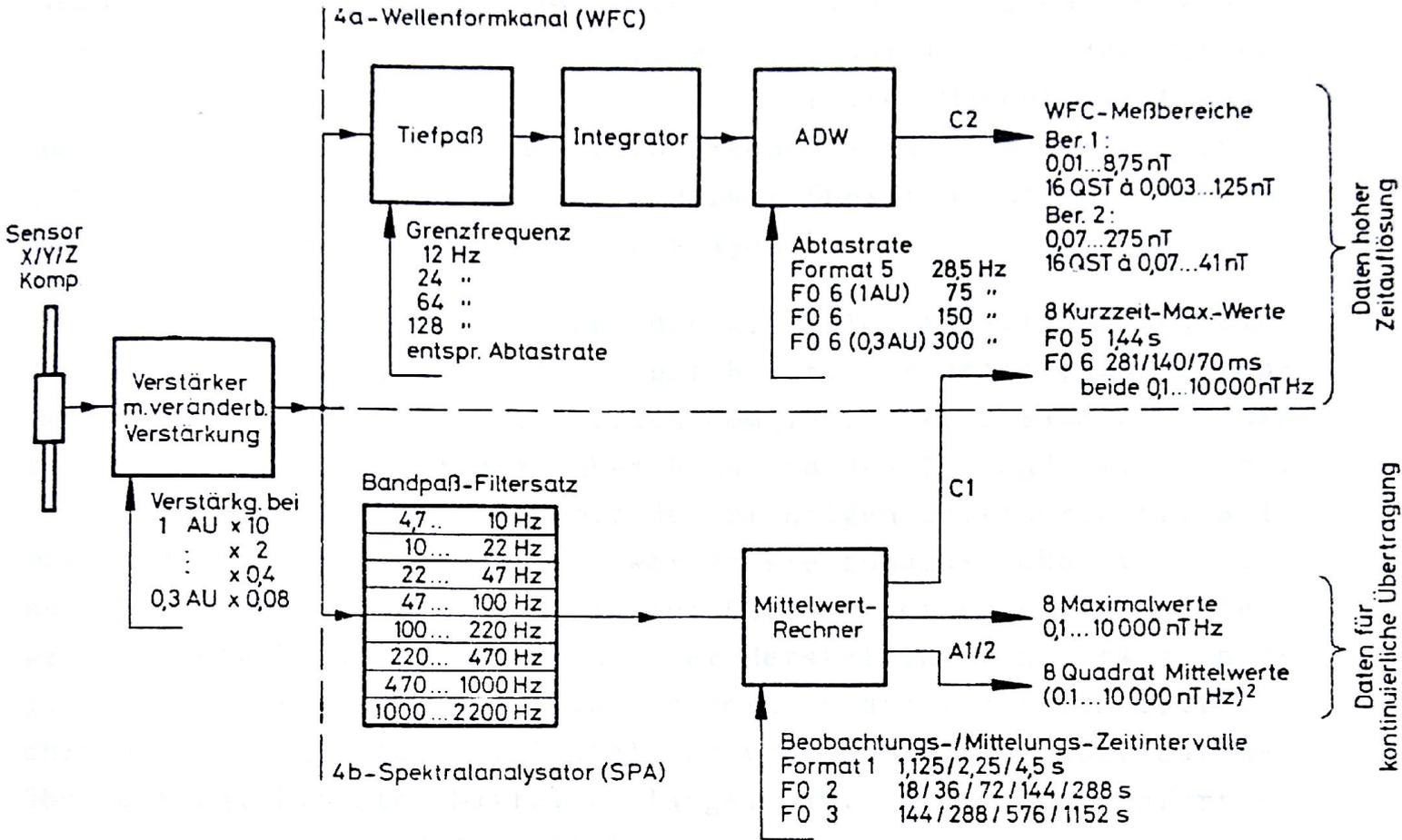


Abb. 1: Blockschaltbild der Datenverarbeitung an Bord  
 [aus Dehmel, 1975]

M ist das quadratische Mittel des Filterausganges [siehe hierzu Neubauer u.a., 1977b]. Anstatt  $\bar{P}$  wird im folgenden die Größe  $\sqrt{\bar{P}}$ , gemessen in  $\gamma/\sqrt{\text{Hz}}$ , benutzt und als Spektraldichte des entsprechenden Frequenzkanals bezeichnet. Der Querstrich zur Kennzeichnung des Mittelwertes wird künftig weggelassen.

Durch Veränderung der Mittelungsintervalldauer kann die Menge der Experimentdaten an die Telemetrikapazität der Sonden angepaßt werden. Die Übertragungsbiraten lassen sich, mit Befehlen von der

Erde aus, von 8 Bit/s bis zu 2048 Bit/s einstellen. Die entsprechenden Mittelungszeiten liegen zwischen 1.125s und ca. 20 Minuten. Sie sind in Abbildung 1 abzulesen. Zusätzlich zu den Mittelwerten liefert der Rechner den jeweils größten Momentanwert aus dem Mittelungsintervall für jeden Frequenzkanal. Es werden also zwei Spektren aus Mittelwerten und zwei Spektren aus Maximalwerten registriert und zur Erde übertragen.

Die Empfangsstationen sind über den Erdball verteilt, so daß ein lückenloser Empfang der Daten möglich ist. Die anfallenden Datenmengen sind daher groß. Sie werden dem Institut, zusammen mit den nötigen Zusatzinformationen über Bahn und den Zustand der Sonden, den Kommandoprotokollen und mit der richtigen Zeitzuordnung, auf Magnetbändern zugestellt. Dort werden sie zunächst ohne Verlust der Information komprimiert und zur Datensicherung kopiert. Die weitere Verarbeitung besteht aus der Herstellung von auswertungsgerechten Datensätzen auf Magnetbändern in der richtigen zeitlichen Reihenfolge, aus der Erstellung von Protokollen über Datenüberdeckung, Bitrate, Mittelungslänge, usw. und aus der Anfertigung von Stunden- und Tagesplots.

## 2.2 Bestimmung des Hintergrundrauschens

Die oberen und unteren Meßgrenzen des Induktionsspulenexperimentes und die Empfindlichkeit der Sensoren kann mit Hilfe umschaltbarer Verstärkungsfaktoren den gemessenen Amplituden angepaßt werden. Daher stellt das Eigenrauschen der Elektronik die eigentliche Schranke bei den Messungen dar. Den wesentlichen permanenten Anteil daran haben die Vorverstärker in den Sensoren. An zu hohen Rauschpegeln der Elektronik litt zum Beispiel die Auswertung der Messungen mit den OGO-Satelliten, deren Induktionsspulenmagnetometer als Vorläufer von E4 zu betrachten sind. Die Größe des Rauschens bei den Helios-Sonden wird im folgenden untersucht.

In den bereits erwähnten Stunden- und Tagesplots finden sich Zeitintervalle, in denen über einige Stunden keinerlei Variationen in den Spektraldichten aller Frequenzkanäle vorkommen. Auf Grund der

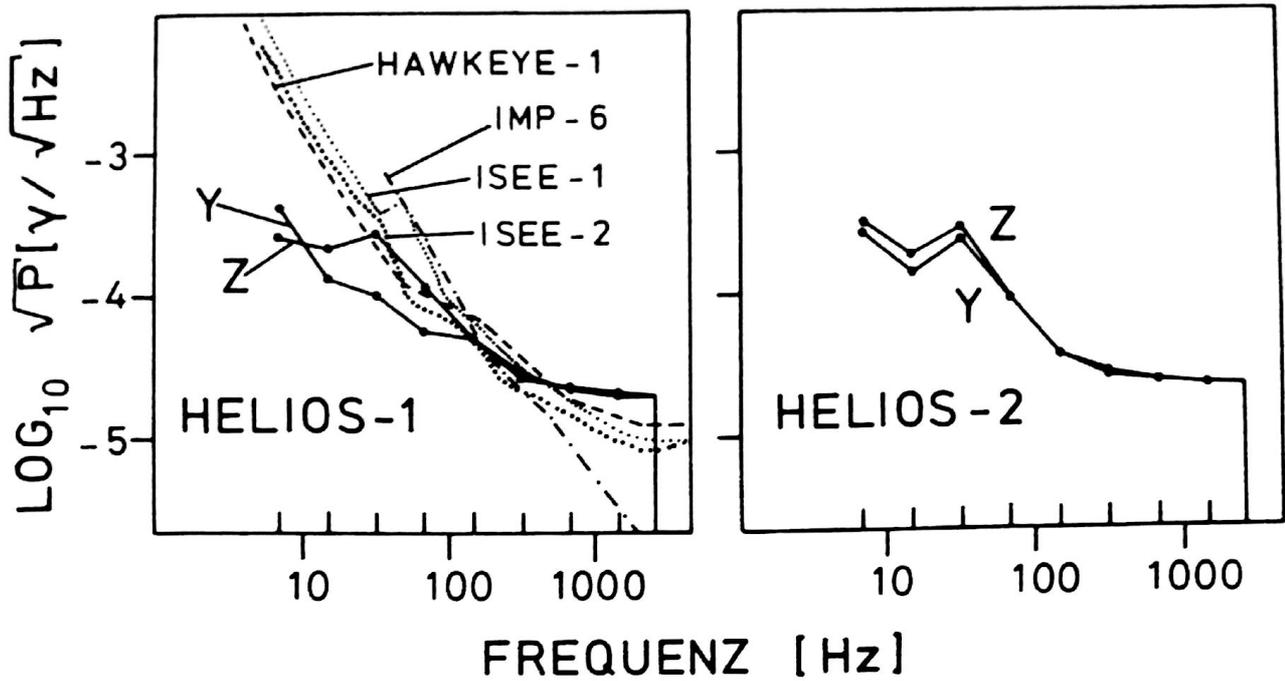


Abb. 2: Rauschhintergrund des Experimentes E4 im Vergleich zu anderen Experimenten zur Messung hochfrequenter magnetischer Fluktuationen.

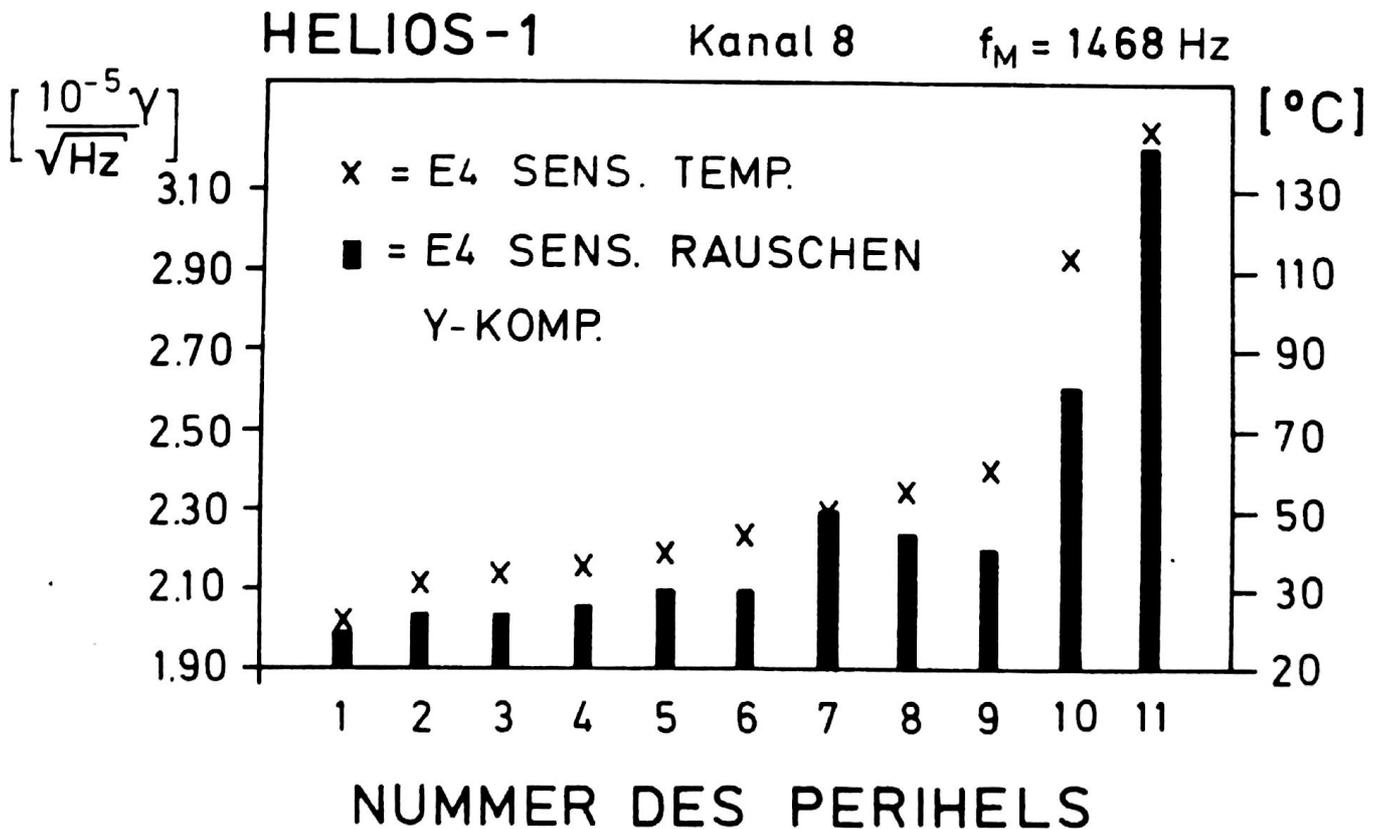


Abb. 3: Sensorrauschen und Sensortemperatur nahe den Perihels von 1975 bis 1980.

Seltenheit solcher Intervalle ist anzunehmen, daß in diesen Fällen nur das Eigenrauschen beobachtet wird. Die Spektren des Eigenrauschens werden daher aus den jeweils ersten vier Monaten der beiden Missionen nach folgendem Modus bestimmt: Alle Zeitintervalle ohne Variationen werden herausgesucht. Dann folgt die Berechnung von Dreistundenmittelwerten für die einzelnen Frequenzkanäle. Es zeigen sich dabei in den unteren beiden Frequenzkanälen doch einige Schwankungen im Spektraldichteniveau. Hier werden daher 10% bzw. 5% addiert. Oberhalb von 22 Hz können die Mittelwerte ohne Aufschlag als Eigenrauschen im entsprechenden Frequenzbereich interpretiert werden. In der Tabelle 1 im Anhang sind die Frequenzkanäle zusammen mit dem Eigenrauschen der beiden angeschalteten Sensoren Y und Z aufgelistet. Die Spektren im Vergleich mit anderen Experimenten zur Messung hochfrequenter magnetischer Fluktuationen zeigt Abbildung 2 in logarithmischer Darstellung. Man erkennt im linken Kasten die deutlich niedrigeren Spektraldichten von E4 bei Helios 1 in den unteren Frequenzen. Oberhalb von 470 Hz sind die anderen Experimente besser. Dabei ist aber anzumerken, daß diese Experimente mit einer viel höheren Eigenresonanz der Sensoren ausgestattet sind. Der rechte Kasten zeigt das Hintergrundrauschen von E4 bei Helios 2. Die Maxima werden auf Streufelder der Solarzellen des Satelliten zurückgeführt. Die so festgestellten Spektren sind für den Untersuchungszeitraum gültig. Eine Analyse der Abhängigkeit des Hintergrundrauschens vom Schaltzustand des Satelliten, z.B. vom eingestellten Telemetriemodus und von der Sensortemperatur, brachte für diesen Zeitraum keine wesentlichen Änderungen der Spektren.

Die Helios-Missionen überstreichen allerdings mehrere Jahre. Daher wird die Untersuchung nun auf alle Daten ausgedehnt. Es zeigt sich, daß die Konstanz des Hintergrundrauschens für vollständige Umrundungen der Sonne nur während der ersten Jahre gilt. Später erwärmen sich die Sensoren während des sonnennahen Teils der Bahn immer stärker. Damit kommt es zu ansteigendem Eigenrauschen der Sensoren in der Umgebung der Perihels. Die Ursache des Temperaturanstiegs

ist in der zunehmenden Degradation der Thermoisolationsschichten an den Sensoren zu suchen. Nach jedem Periheldurchgang ist das Reflexionsvermögen dieser Schutzhülle geringer als zuvor. Die maximale Strahlenbelastung bei Helios 1 beträgt 10.44 SK (= Solarkonstante; 1 SK = 1.374 kW/m<sup>2</sup>), die von Helios 2 gar 11.87 SK. Daher ist das Sensorrauschen bei Helios 2 bereits nach vier Periheldurchgängen merklich erhöht. Das entspricht einer Zeit von zwei Jahren. Bei Helios 1 wird das Rauschen erst nach sechs Durchgängen, d.h. nach drei Jahren, höher. In der Abbildung 3 ist der Anstieg von Hintergrundrauschen und Sensortemperatur für den höchsten Frequenzkanal der Komponente Y dargestellt. Alle anderen Frequenzkanäle von Y und Z verhalten sich ebenso. Der besonders steile Anstieg des Rauschens nach dem 9. Perihel wird auf ein gänzlichliches Aufbrechen der Thermoisolierung in diesem Durchgang zurückgeführt. Nicht zu vergessen ist jedoch, daß die Erhöhung des Hintergrundrauschens auf den kleinen Teil der Bahnen nahe der Periheldurchgänge beschränkt ist. Für den größten Teil der Bahnen gelten die oben bestimmten Spektren mit einer Genauigkeit weit unterhalb von 10%. Ab dem 7. Aphel bei Helios 1 bzw. dem 5. Aphel bei Helios 2 fallen die Niveaus des Eigenrauschens in den sonnenfernen Teilen der Bahn sogar leicht gegenüber den oben genannten Spektren ab. Hier spielen Schwierigkeiten mit dem Energiehaushalt der Sonden eine Rolle. Da auch die Solarzellen von der Degradation durch die Sonneneinstrahlung nicht verschont werden, müssen die energieschluckenden Heizmatten, die vorher die Elektronik auf mindestens +5°C hielten, abgeschaltet werden. Die Folge davon ist ein Absinken der Temperaturen auf unter -80°C in den Aphels. In diesem Zusammenhang ist anzumerken, daß die Konstruktion der Sonden einen Betrieb von einem halben Jahr garantieren sollte!

### 2.3 Herstellung von Mittelwertbändern

Wie bereits erwähnt, fallen bei diesem Experiment große Datenmengen an. Die Auswertung kann nur mit Hilfe eines Computers vorgenommen werden. Solche automatischen Analysen bergen immer die Gefahr, daß unbekannte Datenfehler oder Störungen die Ergebnisse

losen Vergleich mit den 8-Sekunden-Mittelwerten des Förstersonden-Magnetometers E2 zu ermöglichen. Für die zweite Version mit 40.5-Sekunden-Mittelwerten war der schnellste Meßzyklus des Teilchenexperimentes E1 der Maßstab. Die Herren Dr. Rosenbauer und Dr. Schwenn haben ihre Meßergebnisse von Protonen- und Alphateilchenparametern im Zuge des vereinbarten Datenaustausches zur Verfügung gestellt. Von Herrn Dr. Pilipp stammen einige Meßintervalle mit Elektronenparametern. Die Beschreibung und erste Ergebnisse des Experimentes E1 findet man unter anderem in Schwenn u.a. [1975], Rosenbauer u.a. [1977]. Für Korrelationsanalysen werden nicht nur die Mittelwertbänder getrennt nach Experimenten hergestellt. Es gibt auch Mischversionen aus E1+E2 und E1+E2+E4.

#### 2.4 Datenüberdeckung und Eingrenzung der Analyseintervalle

Vom Induktionsspulenmagnetometer auf Helios 1 liegen auswertbare Daten vom Start am 10.12.74 bis Mitte 1980 vor. Bei Helios 2 reicht die Datenmenge vom Start am 15.1.76 bis Mitte 1978. Die jeweils ersten Monate, im folgenden Primärmissionen genannt, haben keine größeren Datenunterbrechungen. Es liegen Messungen über volle 24 Stunden pro Tag vor. Die Telemetrie wird mit 2048 Bit/s betrieben. Dies ermöglicht die maximale Zeitauflösung von 1.125 s für ein Spektrum pro Sensor. Nach den Primärmissionen ist die Datenüberdeckung nicht mehr ganz vollständig. Lücken von Tagen und Stunden kommen vor. Außerdem werden die Antennenkapazitäten für den Empfang geringer, so daß die Bitraten verkleinert werden müssen. Dennoch gibt es auch später noch Datenintervalle, in denen für Wochen oder Tage die hohen Überdeckungen und die hohen Bitraten der Primärmissionen erreicht werden.

Für statistische Untersuchungen über lange Zeiträume eignen sich daher besonders die beiden Primärmissionen. Nur hier lassen sich die gemessenen Phänomene in geschlossenen, lückenlosen Zeitintervallen verfolgen. Außerdem stehen einige wichtige Parameter aus dem Experiment E1 dem Institut nur in diesen Zeitintervallen zur Verfügung. In der vorliegenden Arbeit werden daher nur Untersu-



chungsergebnisse aus den Primärmissionen vorgestellt. Die Analysen aus anderen Zeiten bringen keine weiteren Erkenntnisse hinzu. Die genauen Zeiträume und die überstrichenen Abstände zur Sonne sind:

Helios 1	10.12.74 - 10.4.75	Bahn: 1.0 → 0.30 → 0.58 [AE]
Helios 2	17. 1.76 - 4.5.76	Bahn: 1.0 → 0.29 → 0.45 [AE]

Innerhalb dieser Zeiträume liegen jeweils mindestens drei volle Sonnenrotationen. Die fehlende zeitliche Überlappung der Intervalle stellt keinen Mangel dar. Wie weiter unten in dieser Arbeit ausgeführt, sind die mit dem Induktionsspulenmagnetometer gemessenen magnetischen Fluktuationen lokale Ereignisse.

Die Experimente liefern jeweils zwei Spektren aus dem Z-Sensor und zwei Spektren aus dem Y-Sensor. Wesentliche Unterschiede zwischen den Daten der Sensoren sind bei keiner der vielen Analysen zu entdecken. Es werden daher nur die Untersuchungen mit den Y-Komponenten vorgestellt. Alle Aussagen lassen sich ohne Einschränkung auch auf die Z-Komponenten übertragen.

### 3. Die Umgebung der Sonden: Größenordnung und Variation einiger Plasmaparameter

Schon vor der Zeit der Raketen- und Satellitenexperimente stellte man sich das Gebiet zwischen Sonne und den Planeten nicht als leeren Raum vor. Man nahm an, es handele sich um ein sehr dünnes Medium, hauptsächlich bestehend aus Staubteilchen und gelegentlich durchsetzt mit Teilchenströmen von der Sonne. Die Teilchen sollten dann auf der Erde die meßbaren Störungen des Magnetfeldes verursachen. Es mehrten sich aber die Hinweise für einen kontinuierlich von der Sonne abströmenden Partikelstrom. Man fand, daß die beobachtete Polarisation des Zodiakallichtes nur durch einen Beitrag von ständig vorhandenen Elektronen erklärt werden konnte [Behr und Siedentopf, 1953]. Außerdem deutete die starke Beschleunigung von Ionen in Kometenschweiften auf die Einwirkung eines ständigen Stromes von Teilchen hin [Biermann, 1951].

Heute haben wir ein wesentlich umfassenderes, wenn auch in einigen Bereichen noch sehr grobes Bild des interplanetaren Raumes. Vermittelt wurde es durch Erdsatelliten mit stark exzentrischen Umlaufbahnen und durch Sonden, die tief in den Raum vordrangen.

#### 3.1 Charakteristische Zeitskalen

Als Hilfsmittel zur Einordnung der Beobachtungen hat sich die Definition von räumlichen oder zeitlichen Skalen erwiesen. Burlaga und Ness [1968] und Burlaga [1971] führen mit Hilfe des interplanetaren Magnetfeldes eine Zeitskala ein. Man kann sie mit einer mittleren Sonnenwindgeschwindigkeit von 400 km/s in eine Längenskala umrechnen. Abbildung 4 zeigt die Einordnung von Magnetfeldstrukturen in die Makro-, Meso-, Mikro- und Kinetikskala.

Hundhausen [1972, S. 21 ff.] schlägt eine ähnliche Einteilung vor. Sie geht aber von den lokalen Gegebenheiten des Plasmas aus. Die längste charakteristische Zeit berechnet er aus der Zeit, die der Sonnenwind zum Durchlaufen einer "Skalenhöhe" eines Dichte-Ab-

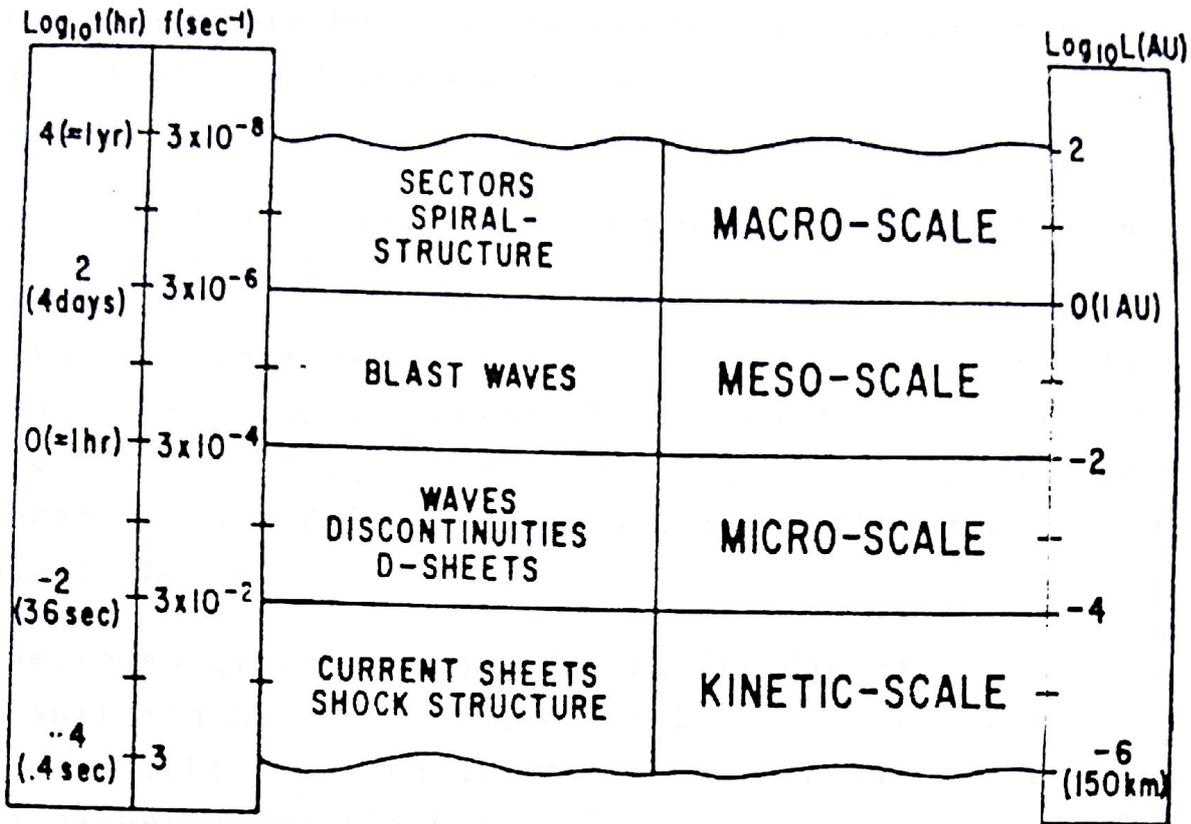


Abb. 4: Charakteristische Skalen des interplanetaren Magnetfeldes [nach Burlaga, 1971]

standsgesetzes ( $N \sim r^{-2}$ ) braucht. Sie beträgt für 1 AE 50 Stunden. Seine mittlere charakteristische Zeit ergibt sich aus der Zeit, die eine Schallwelle in diesem Medium braucht, um die oben definierte "Skalenhöhe" zu durchlaufen. Die kleinste charakteristische Marke ist durch die Zeit definiert, die der Sonnenwind zur Durchquerung der Länge eines Protonengyroradius benötigt. Mit einem Magnetfeld von 5γ und einer mittleren thermischen Geschwindigkeit der Protonen von 40 km/s ist der Gyroradius  $8 \cdot 10^6$  cm und die zugehörige charakteristische Zeit 0.2s.

Die Messungen, die in dieser Arbeit diskutiert werden sollen, zeigen Phänomene, die in die kinetische Skala einzuordnen sind. In der Skala nach Hundhausen liegen sie in der Nähe der kleinsten charakteristischen Zeit und darunter. Eingebettet sind sie aber in die großskaligen Ereignisse im Sonnenwind. Diese Phänomene sollen

im folgenden kurz beschrieben werden, soweit sie für die vorliegende Arbeit von Bedeutung sind.

### 3.2 Der Sonnenwind auf der Makro- und Mesoskala zwischen 1.0 und 0.3 AE

Der quasi elfjährige Sonnenfleckenzyklus ist die zeitlich längste, mit Sicherheit nachgewiesene, Variation der Sonnenaktivität. Sein letztes Minimum liegt Anfang 1976, das folgende Maximum Ende 1979 bis Anfang 1980. Beide Primärmissionen fallen also in Zeiten mit "ruhiger" Sonne.

Ein weiteres großskaliges Phänomen ist die Sektorstruktur des interplanetaren Magnetfeldes. Ein ruhender Beobachter in der Ekliptikebene sieht Bereiche des mit der Sonne mitdrehenden interplanetaren Magnetfeldes [Parker, 1958, 1963], in denen der Feldvektor nach innen zur Sonne gerichtet ist (= negative Polarität), sich abwechseln mit Bereichen, in denen das Feld von der Sonne weg zeigt (= positive Polarität) [Ness und Wilcox, 1964; Wilcox und Ness, 1965; Neubauer, 1978; Klein und Burlaga, 1980]. Man deutet dies durch eine leichte Neigung des Sonnenmagnetfelddipols gegen die Sonnenrotationsachse [Schultz, 1973]. Es müssen also mindestens zwei Sektoren, getrennt durch eine Stromschicht, beobachtbar sein [Behannon u.a., 1981]. Es werden aber häufig vier Sektoren registriert. Die Grenzschicht muß also mehrfach "geworfen" sein. Als Ursache kommen Inhomogenitäten im Plasma oder Einflüsse durch einen magnetischen Quadropol in Frage [Burlaga u.a., 1981].

Eine dominierende großskalige Variation im interplanetaren Plasma stellt der Wechsel zwischen langsamen und schnellen Sonnenwindbereichen dar. Der langsame oder ruhige Sonnenwind zeichnet sich durch Protonengeschwindigkeiten unter 500 km/s aus [Neugebauer, 1976]. Diese obere Grenze ist willkürlich. Schon Burlaga und Ogilvie [1970] hatten darauf hingewiesen, daß es eine definierte Basis für den ruhigen Sonnenwind nicht gibt. Es wird vielmehr ein Kontinuum

von niedrigen Sonnenwindgeschwindigkeiten gemessen. Bei den Primärmissionen von Helios 1 und 2 finden sich Geschwindigkeiten von ca. 250 km/s bis hinauf zu 450 km/s [Rosenbauer u.a., 1977; Marsch u.a., 1982b]. Andere Parameter des Plasmas zeigen im ruhigen Sonnenwind ebenfalls niedrige Werte. Sie sind im Gegensatz zur Protonengeschwindigkeit im betrachteten Raumbereich vom Abstand zur Sonne abhängig. So mißt man bei Helios 1 für das Magnetfeld bei 1 AE Werte zwischen 1 und  $7\gamma$  und bei 0.3 AE Werte um  $30\gamma$  [Musmann u.a., 1977]. Protonentemperatur und Protonendichte schwanken zwischen  $5 \cdot 10^4$  und  $2 \cdot 10^5$  K bzw. zwischen 2 und 6 Teilchen/cm<sup>3</sup> bei 1 AE und  $1 \cdot 10^5$  bis  $2 \cdot 10^5$  K bzw. 10 bis 70 Teilchen bei 0.3 AE. Die angeführten oberen Grenzen sind wieder mit der bereits erwähnten Willkür behaftet.

Zählt man die Stunden mit langsamen Sonnenwind in den Helios-Messungen, so wird die relative Seltenheit dieses Zustandes gegenüber den Zeiträumen mit schnellem Sonnenwind deutlich. Man nennt Gebiete mit höherer Geschwindigkeit im interplanetaren Plasma auch Hochgeschwindigkeitsströme (high-speed streams). Obwohl kein Hochgeschwindigkeitsstrom dem anderen gleicht, lassen sich typische Eigenschaften finden [Hundhausen, Kap. V, 1972; Feldman u.a., 1974; Holzer, 1979]. Die Protonengeschwindigkeit steigt innerhalb weniger Stunden steil auf Werte zwischen 600 km/s und mehr an. Das Maximum wird bei 1 AE aber erst nach 1 bis 2 Tagen erreicht. Werte von über 1000 km/s sind möglich, werden aber in den Primärmissionen von Helios 1 und 2 nicht erreicht. Die Steilheit des Anstiegs der Geschwindigkeit nimmt im Gegensatz zu den Aussagen der meisten Sonnenwindmodelle bei Annäherung an die Sonne zu [Rosenbauer u.a., 1977]. Nach dem Maximum klingt der Hochgeschwindigkeitsstrom im Laufe von 6 bis 8 Tagen wieder ab. Bei 0.3 AE ist das gesamte Ereignis naturgemäß "zusammengedrückt". Die Hochgeschwindigkeitsströme folgen auch schneller aufeinander.

Die Variationen der anderen Plasmaparameter lassen sich anhand der Abbildung 5 leicht klarmachen.

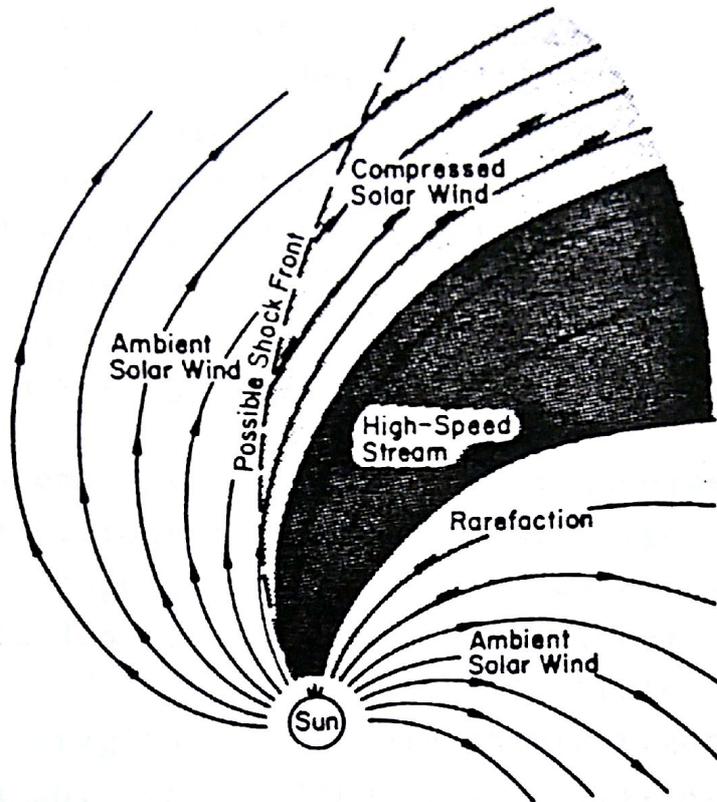


Abb. 5: Skizze der Einwirkung eines Hochgeschwindigkeitsstromes auf das interplanetare Plasma im mit der Sonne rotierenden System [nach Hundhausen, Seite 134, 1972].

Die Hochgeschwindigkeitsströme haben ihren Ursprung in festen Quellenregionen auf der Sonne [Hundhausen, Kap. V.9, 1972; Krieger u.a., 1974; Smith, 1981]. Wegen seiner Geschwindigkeit muß das schnelle Plasma aus diesen Quellen das langsamere Plasma auf den weniger gebogenen Stromlinien des umgebenden Sonnenwinds einholen. Die gegenseitige Durchdringung verhindert die hohe Leitfähigkeit. Deshalb wird das langsame Plasma komprimiert. Die Dichte wächst für einen ruhenden Beobachter vor dem Geschwindigkeitsanstieg stark an. Es kann zur Ausbildung einer Stoßfront kommen [Hundhausen und Burlaga, 1974]. An der Grenzschicht zum Hochgeschwindigkeitsplasma fällt die Dichte abrupt ab, während die Protonentemperatur steil ansteigt [Burlaga, 1974, 1975]. Von der Grenzschicht an "erholen" sich die Werte wieder und erreichen, wie die Geschwindigkeit, nach einigen Tagen die Werte des ruhigen Son-

nenwindes. Das Verhalten des Magnetfeldes ist dem Betrage nach ähnlich dem der Protonendichte. Häufig wird der Zustand des ruhigen Sonnenwindes gar nicht erreicht, weil der nächste Hochgeschwindigkeitsstrom nachstößt. Die höchsten Werte für Protonentemperatur und -dichte und Magnetfeld in den Helios-Messungen der Primärmissionen bei 1 AE sind:  $2 \cdot 10^5$  bis  $4 \cdot 10^5$  K, 30 bis 50 Teilchen/cm<sup>3</sup> und 10 bis 15γ. Für 0.3 AE werden gemessen:  $3 \cdot 10^5$  bis  $8 \cdot 10^5$  K, 110 bis 350 Teilchen/cm<sup>3</sup> und 40 bis 70γ.

Die Elektronentemperaturen zeigen im allgemeinen kleinere Variationen als die Protonentemperaturen. Niedrige Werte um  $1.5 \cdot 10^5$  K werden in den Hochgeschwindigkeitsströmen beobachtet. Sie sind, im Gegensatz zu den Protonentemperaturen, bemerkenswert konstant [Feldman, 1981]. Höhere Werte um  $2 \cdot 10^5$  K treten im Gebiet am Anfang der Kompressionsregion und im Bereich niedriger Sonnengeschwindigkeit auf [Feldman, 1981; Pilipp u.a., 1981]. Allerdings beschreiben Pilipp u.a. signifikante Temperatureinbrüche der Elektronenkomponente an den Sektorgrenzen.

Hochgeschwindigkeitsströme zeigen enge Verknüpfungen mit den Magnetfeldsektoren. Da beide ihren Ursprung auf der Sonne haben, kann auch bei beiden die Wiederkehrperiode von ca. 27 Tagen beobachtet werden. Sowohl Sektorgrenzen als auch Hochgeschwindigkeitsströme können meist in mehreren aufeinander folgenden Sonnenrotationen nachgewiesen werden.

Keine Wiederholungsneigungen zeigen die Stoßwellen, die von Ausbrüchen (flares) auf der Sonne ausgehen [Hundhausen, Kap. VI, 1972; Gosling u.a., 1974]. Sie sind mit großen Masseninjektionen in den Sonnenwind verbunden und von starker Radiostrahlung aus der Korona begleitet. Obwohl diese Charakteristika leicht zu beobachten sind, fällt die Unterscheidung der flare-erzeugten Stoßwellen von Stoßwellen, die durch nichtlineare Effekte an Hochgeschwindigkeitsströmen entstehen, häufig schwer. Während der Primärmissionen sind

beide Sorten selten. Es können 5, meist schwache Ereignisse, diskutiert werden [Gurnett u.a., 1979b]. Nur die Stoßwellen vom 6. und 8. Januar 1975, gemessen mit Helios 1, zeigen ausgeprägte Variationen [Neubauer u.a., 1977; Richter und Keppler, 1977].

### 3.3 Diskontinuitäten und alfvénische Fluktuationen zwischen 1.0 und 0.3 AE

Wir betrachten nun die Sonnenwindphänomene auf der Mikroskala. Zu den Variationen auf Zeitskalen von weniger als einer Stunde gehören die Richtungsdiskontinuitäten. Dieser Name wurde von Burlaga [1969] für die abrupten Richtungsänderungen des Magnetfeldvektors im vorbeiströmenden Sonnenwindplasma geprägt. Diese Diskontinuitäten zeigen, daß das Plasma in viele kleinere Gebiete mit unterschiedlichen Eigenschaften zerfällt. Der Übergang zwischen diesen Gebieten ist allerdings nur bei Messungen mit geringer Zeitauflösung diskontinuierlich. Bei hoher Zeitauflösung werden Grenzschichten sichtbar, in denen sich der Magnetfeldvektor kontinuierlich dreht. Auf eine Klassifikation und genauere Beschreibung der Diskontinuitäten soll hier verzichtet werden [siehe zum Beispiel bei: Burlaga, 1968, 1969; Neubauer, 1973]. Nach der magnetohydrodynamischen Theorie gibt es stationäre, d.h. vom Sonnenwind mitgeführte Diskontinuitäten und solche, die sich mit der Alfvéngeschwindigkeit

$$v_A = \frac{|B_n|}{\sqrt{4\pi\rho}} \quad (3.1)$$

ausbreiten (dies gilt exakt für reine Drehungen.  $B_n$  ist die Magnetfeldkomponente in Richtung der Normalen der Diskontinuität und  $\rho$  die Massendichte).

Nach den Untersuchungen von Barnstorf mit Helios-Daten ergibt sich unter anderem folgendes Bild [Barnstorf, 1980]:

Die Häufigkeit der Richtungsdiskontinuitäten mit Spreizwinkeln von  $30^\circ$  beträgt 1.0 bis 2.6 pro Stunde (Spreizwinkel = Winkel zwischen



dem Magnetfeldvektor vor und hinter der Diskontinuität). Wählt man kleinere Winkel, so wird die Häufigkeit größer. Die Abhängigkeit der Zahl der Diskontinuitäten vom Abstand zur Sonne ist gering und wird fast völlig von der Abhängigkeit von der Sonnenwind-dynamik überdeckt. In den Hochgeschwindigkeitsströmen steigt die Zahl gegenüber dem ruhigen Sonnenwind auf fast das Doppelte an.

Neben den Diskontinuitäten bilden die alfvénischen Fluktuationen im Sonnenwind einen wesentlichen Teil der Mikrostruktur [Hollweg, 1974, 1975; Belcher, 1975; Burlaga und Turner, 1976; Denskat und Burlaga, 1977; Barnes, 1979]. Man beschreibt sie mit der magneto-hydrodynamischen Theorie. Sie treten im gesamten Frequenzband bis zur Protonengyrofrequenz auf. Ein Charakteristikum innerhalb dieser Wellen mit hoher Amplitude ist die hohe Korrelation zwischen den Geschwindigkeitsamplituden  $\underline{v}$  und den Magnetfeldamplituden  $\underline{B}$ . Es gilt:

$$\underline{v} = - \frac{\underline{B}}{\sqrt{4\pi\rho}} \cdot \text{sign} (\underline{k} \cdot \underline{B}_0) \quad (3.2)$$

( $\underline{B}_0$  ist das Hintergrundmagnetfeld und  $\underline{k}$  der Wellenzahlvektor)

Hohe Korrelationskoeffizienten finden sich besonders in den Hochgeschwindigkeitsströmen. Im ruhigen Sonnenwind dagegen ist die Korrelation gering [Denskat und Neubauer, 1981]. Hier müssen andere Wellenarten existieren, z.B. die magnetoakustischen Wellen. Alfvénische Wellen pflanzen sich parallel zum Magnetfeld mit der Alfvéngeschwindigkeit  $v_A$  fort.

$$v_A = \frac{B_0}{\sqrt{4\pi\rho}} \quad (3.3)$$

Weil die Alfvéngeschwindigkeit jenseits (von der Sonne aus gesehen) eines kritischen Punktes immer kleiner ist als die Sonnenwindgeschwindigkeit, werden diese Wellen vom Plasma mitgeführt. Man beobachtet nur Wellen, die sich nach außen ausbreiten [Coleman, 1966, 1967; Belcher u.a., 1969; Belcher und Davis, 1971]. Die Energie-

dichten in dem Frequenzbereich sind verhältnismäßig hoch und können die Energiedichte des Hintergrundmagnetfeldes erreichen [Denskat u.a., 1982]. Die Energieflüsse betragen zwischen 0.3 und 1.0 AE nur einige Prozent des gesamten Energieflusses im Sonnenwind. Dennoch stellen diese Wellen einen bedeutenden Anteil im Energiehaushalt dar. Besonders in der Nähe der Sonne liefern sie, so vermutet man, einen Beitrag zur Aufheizung des Plasmas [siehe z.B. Hartel und Barnes, 1970; Hollweg, 1974, 1975; Barnes, 1979].

### 3.4 Phänomene auf der kinetischen Skala

Zu den Phänomenen, die Burlaga der kinetischen Skala zuordnet, gehören die Stromschichten an den Diskontinuitäten im Plasma. Diese Schichten sind sehr dünn. Das Plasmaexperiment an Bord von Helios kann deshalb diese im Sonnenwind treibenden Strukturen nicht auflösen. Die höhere Zeitauflösung des Magnetfeldexperimentes hilft hier weiter. Barnstorf [1980] ermittelte mittlere Dicken von 2700 km. Allgemein ist es besser in diesen Größenordnungen, die Längen in Einheiten des Protonengyroradius (= Larmorradius) anzugeben. Es gilt für den Gyroradius des Teilchens der Sorte  $i$ :

$$r_{c,i} = \frac{v_{th,i}}{\Omega_i} \quad (3.4)$$

mit 
$$v_{th,i}^2 = \frac{2k_B T_i}{m_i} \quad ; \quad \Omega_i = \left| \frac{e \cdot B_0}{c \cdot m_i} \right|$$

( $v_{th}$  ist die thermische Geschwindigkeit,  $T$  die zugehörige Temperatur,  $m$  die Teilchenmasse,  $k_B$  die Boltzmannkonstante und  $e$  die Teilchenladung).

Barnstorf erhält für die mittlere Dicke, bezogen auf den lokalen Protonengyroradius einen Wert von  $47 r_{c,p}$ . Es kommen aber auch Dicken von über  $200 r_{c,p}$  vor. Andere Autoren beschreiben Schichten von  $12 r_{c,p}$  und weniger [Siscoe u.a., 1968; Burlaga u.a., 1977].

Mit ihrer kinetischen Theorie für magnetohydrodynamische Tangentialdiskontinuitäten beschreiben Lemaire und Burlaga [1976] zwei mögliche Typen von Grenzsichten. In dem einen Typ wird die Stromschicht durch Elektronen getragen. Diese Elektronenschicht besitzt Dicken von einigen Elektronengyroradien. Weil die Driftgeschwindigkeit der Elektronen aber größer ist als die Alfvéngeschwindigkeit, sind diese Schichten nicht stabil. Der zweite Typ sind die Protonenschichten. Sie sind durch die geringeren Driftgeschwindigkeiten der Protonen stabil. Ihre Ausdehnung ergibt sich zu einigen Protonengyroradien. Solche Schichten könnten im Sonnenwindplasma beobachtet werden.

In dem Bereich der kinetischen Skala können auch die Wellen mit Frequenzen oberhalb der Protonengyrofrequenz eingeordnet werden. Ihnen soll jedoch das nächste Kapitel gewidmet werden. Der letzte Abschnitt dieses Kapitels beschäftigt sich mit den Verteilungsfunktionen der Teilchen im Plasma.

### 3.5 Teilchenverteilungsfunktionen im Sonnenwindplasma

Der Sonnenwind ist aus vielen Elementen, die alle mehr oder weniger stark ionisiert sind, zusammengesetzt. Obwohl der Wasserstoff in allen physikalischen Prozessen dominiert, können auch schwerere Elemente wichtige Beiträge zu dynamischen und thermodynamischen Prozessen liefern. Dies gilt besonders für die mikrophysikalischen Vorgänge. Protonen und Alphateilchen ( $\hat{=} 4\text{He}^{+2}$ ) stellen zusammen mehr als 99% aller Ionen. Der Anteil der Alphateilchen daran schwankt meistens zwischen 4 und 5%. Gelegentlich, z.B. nach flare-induzierten Stoßwellen, kann er auch bei 10% und mehr liegen [Hirschberg u.a., 1972]. Schwerere Elemente werden im Sonnenwind ebenfalls nachgewiesen [Holzer und Axford, 1970; Feldman u.a., 1981; Bame, 1981; Zastenker und Yermolaev, 1981]. Beachtenswert ist, daß die Geschwindigkeit der Alphateilchen meistens größer und nie kleiner als die der Protonen ist. Die zugehörigen Beschleunigungsprozesse sind unbekannt [weitere Details z.B. in: Hollweg, 1981; Hollweg und Turner, 1978; Marsch u.a., 1982a].

Zur Beschreibung der einzelnen Teilchensorten verwendet man in der kinetischen Theorie die Teilchenverteilungsfunktionen. Besonders die Geschwindigkeitsverteilungen sind von Bedeutung, da sich in ihnen alle Transportprozesse im Sonnenwind widerspiegeln [Montgomery und Tidman, 1964]. In der kinetischen Gastheorie kann die Teilchenverteilungsfunktion durch eine isotrope Maxwellverteilung dargestellt werden. Im nahezu stoßfreien (jenseits von etwa 10-20 Sonnenradien) und magnetisierten Plasma des Sonnenwindes geht dies nicht. Auch eine Beschreibung durch eine Maxwellverteilung senkrecht und eine parallel zum Magnetfeld entspricht meist nicht der Wirklichkeit. Im folgenden sollen die beobachteten Verteilungsfunktionen von Elektronen und Protonen kurz beschrieben werden.

Elektronen werden im Energiebereich von 0 bis ca. 100 keV beobachtet [Montgomery u.a., 1968; Lin u.a., 1972]. Betrachtet man die Verteilungsfunktion der Elektronen längs der Magnetfeldlinien, so lassen sich zwei Komponenten unterscheiden [Feldman u.a., 1975]. Die Elektronen mit Energien von einigen Elektronenvolt haben den größten Anteil. Feldman nennt sie Core-Elektronen. Ihre Temperatur folgt der totalen Elektronentemperatur [Feldman, 1981]. Die Zahl der Elektronen bis zu einigen Kiloelektronenvolt, genannt Halo-Elektronen, ist wesentlich kleiner. Beide Komponenten lassen sich im ruhigen Sonnenwind meist durch je eine Maxwellverteilung annähern. Dabei bleiben die Core-Elektronen hinter der Sonnenwindgeschwindigkeit zurück, während die Halo-Elektronen schneller als das übrige Plasma sind. Oft ist bei den Halo-Elektronen die Anpassung an eine Maxwellgeschwindigkeitsverteilung nicht akzeptabel. Es zeigt sich, daß die Halo-Komponente häufig in einen isotropen Teil und in einen längs des Magnetfeldes gerichteten Teil zerfällt [Rosenbauer u.a., 1977; Ogilvie und Scudder, 1981]. Oberhalb von einigen Kiloelektronenvolt fällt die Verteilung gewöhnlich schnell ab. Es werden manchmal "Spitzen" in Verbindung mit Ausbrüchen auf der Sonne beobachtet.

Ein Vergleich von Elektronentemperaturen senkrecht zum Magnetfeld ( $T_{e\perp}$ ) mit denen parallel ( $T_{e\parallel}$ ) dazu, ohne Berücksichtigung der Aufspaltung in Core und Halo zeigt, daß die parallelen Temperaturen durchweg höher sind [Pilipp u.a., 1981]. Die Untersuchung der dem Institut zur Verfügung stehenden Elektronendaten liefert ferner für Bereiche niedriger Sonnenwindgeschwindigkeit Werte zwischen 1.0 bis 1.2 für  $T_{e\parallel}/T_{e\perp}$ . In Hochgeschwindigkeitsströmen treten stärkere Variationen auf. Es werden für  $T_{e\parallel}/T_{e\perp}$  Werte zwischen 1.2 und 2.3 beobachtet. Mittlere Werte liegen hier um 1.5.

Die Protonengeschwindigkeitsverteilungsfunktionen im Sonnenwind schwanken von isotropen Maxwellverteilungen bis zu Konfigurationen mit zwei getrennt strömenden Anteilen [Feldman u.a., 1974]. Mit dem Plasmaexperiment von Helios 1 und 2 kommen Marsch u.a. [1982b] zu folgenden Ergebnissen. Meistens zeigen die Protonenverteilungen zwei ausgeprägte "Erhebungen", mindestens jedoch eine nach einer Seite verbreiterte "Schulter". Der Geschwindigkeitsunterschied zwischen den beiden Anteilen wächst mit zunehmender Sonnenwindgeschwindigkeit und mit Annäherung an die Sonne. Im Bereich niedriger Sonnenwindgeschwindigkeit sind die Temperaturen in der Protonenkomponente senkrecht zum Magnetfeld ( $T_{p\perp}$ ) niedriger als in der Komponente parallel zum Magnetfeld ( $T_{p\parallel}$ ).  $T_{p\parallel}/T_{p\perp}$  schwankt meist zwischen 1.5 und 2.0. Es können aber auch Werte um 3.0 erreicht werden. In Hochgeschwindigkeitsströmen werden allerdings Quotienten nahe 1.0 gemessen. Nahe 0.3 AE sind sogar in diesem Bereich 1.0 bis 0.5 möglich.

Die Möglichkeit von  $T_{p\parallel} \leq T_{p\perp}$  steht im Gegensatz zu den Aussagen, die aus der Erhaltung des magnetischen Momentes  $\mu_p = m_p v_{p\perp}^2 / 2B_0$  der Protonen abgeleitet werden können. Weil das Magnetfeld  $B_0$  von der Sonne nach außen hin abnimmt, muß die Protonengeschwindigkeit senkrecht zum Magnetfeld  $v_{p\perp}$  und damit auch die Temperatur  $T_{p\perp}$  ebenfalls abnehmen. In kinetischen Sonnenwindmodellen kommt man daher zu sehr hohen Parallel-Temperaturen. Die beobachteten Temperaturanisotropien lassen sich daher entweder durch die Annahme von

einigen Coulombstößen oder durch den Einfluß von Instabilitäten erklären. Eine weitergehende Diskussion zu diesem Thema geht über den Rahmen dieser Arbeit hinaus. [Man findet sie z.B. in Scarf, 1970; Hundhausen, 1972; Hollweg, 1974, 1975, 1978; Rehn, 1978; und Barnes, 1979; und in den dort zitierten Artikeln.]

#### 4. Die Plasmawellen im Sonnenwind zwischen der Protonen- und der Elektronengyrofrequenz

In diesem Kapitel werden die Möglichkeiten der Klassifikation von Wellen in diesem Frequenzbereich diskutiert. Wir bleiben im Bild des kalten Plasmas. Danach werden die mit diesem Experiment meßbaren Wellentypen vorgestellt. Dem Dopplereffekt kommt im Rahmen dieses Themas eine bedeutende Rolle zu. Seinen Einfluß auf die Messung sind deshalb die beiden letzten Abschnitte dieses Kapitels gewidmet.

##### 4.1 Dispersionsrelationen im kalten Plasma

Es ist nützlich, die Wellenbewegungen der Teilchen im kalten Plasma zu diskutieren. Viele Phänomene lassen sich in diesem Bild befriedigend ableiten. Der Vorteil dieses Modelles liegt vor allem in dem, gegenüber den realen Verhältnissen, wesentlich geringeren mathematischen Aufwand. Unter kaltem Plasma versteht man ein unbegrenztes vollionisiertes Plasma ohne thermische Geschwindigkeit der Teilchen. Das heißt, es existiert kein Druck. In der kinetischen Beschreibung schrumpft daher die Verteilungsfunktion für jede Teilchensorte zur Deltafunktion. Beschränkt man sich auf Wellen kleiner Amplitude, so läßt sich mit den Bewegungsgleichungen für jede Teilchenworte, den Maxwellgleichungen und der Annahme, daß alle Größen 1. Ordnung sich  $\sim \exp i(\underline{k} \cdot \underline{x} - \omega t)$  verhalten, ein lineares Gleichungssystem aufstellen. Die Ableitung findet man in Stix [1969, Seite 9 ff] oder in Montgomery und Tidman [1964, Seite 117 ff].

Wird ein Koordinatensystem mit der z-Achse in Richtung des Magnetfeldes  $\underline{B}_0$  gewählt und beschränkt man sich auf die Komponenten  $i=p,e$  (Protonen und Elektronen), so ergibt sich:

$$\begin{bmatrix} S - n^2 \cos^2 \theta & -iD & n^2 \cos \theta \sin \theta \\ iD & S - n^2 & 0 \\ n^2 \cos \theta \sin \theta & 0 & P - n^2 \sin^2 \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = 0$$

(4.1)

Dabei ist  $\underline{n} = kc/\omega$ ,  $\underline{n}$  der Brechungsindex,  $\underline{k}$  der Wellenzahlvektor in der x,z-Ebene, c die Lichtgeschwindigkeit,  $\omega$  die Kreisfrequenz,  $\Theta$  der Winkel zwischen  $\underline{B}_0$  und  $\underline{k}$  und  $E_x, E_y, E_z$  die Fouriertransformierten der Komponenten des elektrischen Feldes. Die anderen Größen sind:

$$S = \frac{1}{2} (R+L) \qquad D = \frac{1}{2} (R-L)$$

$$R = 1 - \sum_i \frac{\Pi_i^2}{\omega^2} \left( \frac{\omega}{\omega + \Omega_i} \right)$$

$$L = 1 - \sum_i \frac{\Pi_i^2}{\omega^2} \left( \frac{\omega}{\omega - \Omega_i} \right) \qquad (4.2)$$

$$P = 1 - \sum_i \frac{\Pi_i^2}{\omega^2}$$

Die Plasmakreisfrequenz ist:

$$\Pi_i^2 = \frac{4\pi N_i e^2}{m_i} \qquad (4.3)$$

( $N_i$  = Teilchenzahldichte)

Die Gyrokreisfrequenz ist noch mit dem Vorzeichen der Ladung behaftet. Da Protonen und Elektronen einfach geladen sind gilt:

$$\Omega_i = \frac{e B_0}{c \cdot m_i} \qquad (4.4)$$

Nichttriviale Lösungen und damit die Dispersionsformeln ergeben sich, wenn die Koeffizientendeterminante in (4.1) nicht gleich Null ist.



## 4.2 Klassifikation der Wellen

Mit Hilfe der Dispersionsrelationen lassen sich nun viele Wellentypen beschreiben. Man ordnet sie durch ihre speziellen Eigenschaften. In Frage kommen hier unter anderem der Frequenzbereich, in dem sie sich ausbreiten können, ihre Phasengeschwindigkeiten, ihre Polarisation oder ihre Ausbreitungsrichtungen bezüglich des Hintergrundmagnetfeldes. Für  $\theta = 0$  ergibt sich z.B. aus (4.1):

$$P = 0 \quad n^2 = R \quad n^2 = L \quad (4.5)$$

$n^2 = R$  gehört dabei zu einer rechts-zirkular polarisierten, transversalen Welle.  $n^2 = L$  ist links-zirkular polarisiert und ebenfalls rein transversal.

Für  $\theta = \pi/2$  ergeben sich aus (4.1) die Sonderfälle:

$$n^2 = P \quad n^2 = \frac{RL}{S} \quad (4.6)$$

$n^2 = P$  ist eine transversale Welle mit linearer Polarisation in Richtung des Hintergrundmagnetfeldes und  $n^2 = RL/S$  hat transversale und longitudinale Anteile.

Es existieren bestimmte Parameterbereiche, in denen der Brechungsindex Null oder Unendlich wird. Für  $n \rightarrow 0$  spricht man von Abschneiden der Welle und für  $n \rightarrow \infty$  von Resonanz. Man kann die Resonanzen aus (4.1) durch den Grenzübergang  $n \rightarrow \infty$  herleiten. Es gilt [Stix, 1962, Seite 13 ff]:

$$\tan^2 \theta_{\text{Res}} = - \frac{P}{S} \quad (4.7)$$

Es gibt also für bestimmte Wellentypen einen Resonanzkegel mit der Öffnung  $2 \cdot \theta_{\text{Res}}$ . Innerhalb dieses Resonanzkegels um das Magnetfeld  $\underline{B}_0$  ist Ausbreitung möglich.

Für  $\theta_{\text{Res}} = 0$  tritt Resonanz für  $R \rightarrow \infty$  bei der Elektronenzyklotronfrequenz und für  $L \rightarrow \infty$  bei der Ionenzyklotronfrequenz auf.

Für  $\Theta_{\text{Res}} = \Pi/2$  liegt bei  $S = 0$  Resonanz an den Hybridfrequenzen vor. Man bezeichnet  $\omega_{\text{UHR}}$  als obere und  $\omega_{\text{LHR}}$  als untere Hybridfrequenz. Im Plasma aus Elektronen und Protonen gilt:

$$\omega_{\text{UHR}}^2 = \Omega_e^2 + \Pi_e^2 ; \quad \frac{1}{\omega_{\text{LHR}}^2} = \frac{1}{\Omega_p^2 + \Pi_p^2} + \frac{1}{\Omega_p \Omega_e} \quad (4.8)$$

Für den hier interessierenden Plasmabereich gilt in guter Näherung:

$$\omega_{\text{LHR}}^2 = \Omega_p \Omega_e \quad (4.9)$$

Zur Diskussion der Wellentypen in bestimmten Parameterbereichen hat sich das CMA-Diagramm (Clemmow-Mullaly-Allis-Diagramm) bewährt. Abbildung 6 zeigt dieses Diagramm für die hier diskutierten Bedingungen. Eingezeichnet sind die Resonanzen bei  $\Theta = 0$  und  $\Pi/2$ , also  $R = \infty$ ,  $L = \infty$  und  $S = 0$  und die Abschneidelinien  $P = 0$ ,  $R = 0$  und  $L = 0$ . Dadurch zerfällt das Diagramm in 13 Bereiche. Auf der Ordinate nimmt der Magnetfeldbetrag  $B_0$  nach oben hin zu und auf der Abszisse nach rechts die Dichte  $N$ . Berücksichtigt man den Dopplereffekt (siehe Kapitel 4.4), so sind die für das Induktionsspulenexperiment interessanten Gebiete die Bereiche XIII, XI und VIII. Innerhalb der Gebiete sind noch die Wellennormalenflächen, gebildet aus der Phasengeschwindigkeit  $V_{\text{Ph}} = \omega/k$  gegen  $\Theta$ , eingezeichnet und bei  $\Theta = 0$  durch  $R$  bzw.  $L$  charakterisiert. Ebenso sind die außerordentliche (X) und die ordentliche (O) Welle bei  $\Theta = \Pi/2$  markiert. Die Wellennormalenflächen ändern sich in den Bereichen nicht.

Bevor nun einzelne Wellentypen in den drei interessierenden Bereichen benannt werden, muß auf einige einschränkende Aspekte des bisher betrachteten Modelles eingegangen werden. Dissipative Effekte, z.B. Stöße oder Kräfte höherer Ordnung in den Geschwindigkeiten, werden nicht berücksichtigt. Gebiete, in denen Dämpfung oder An-

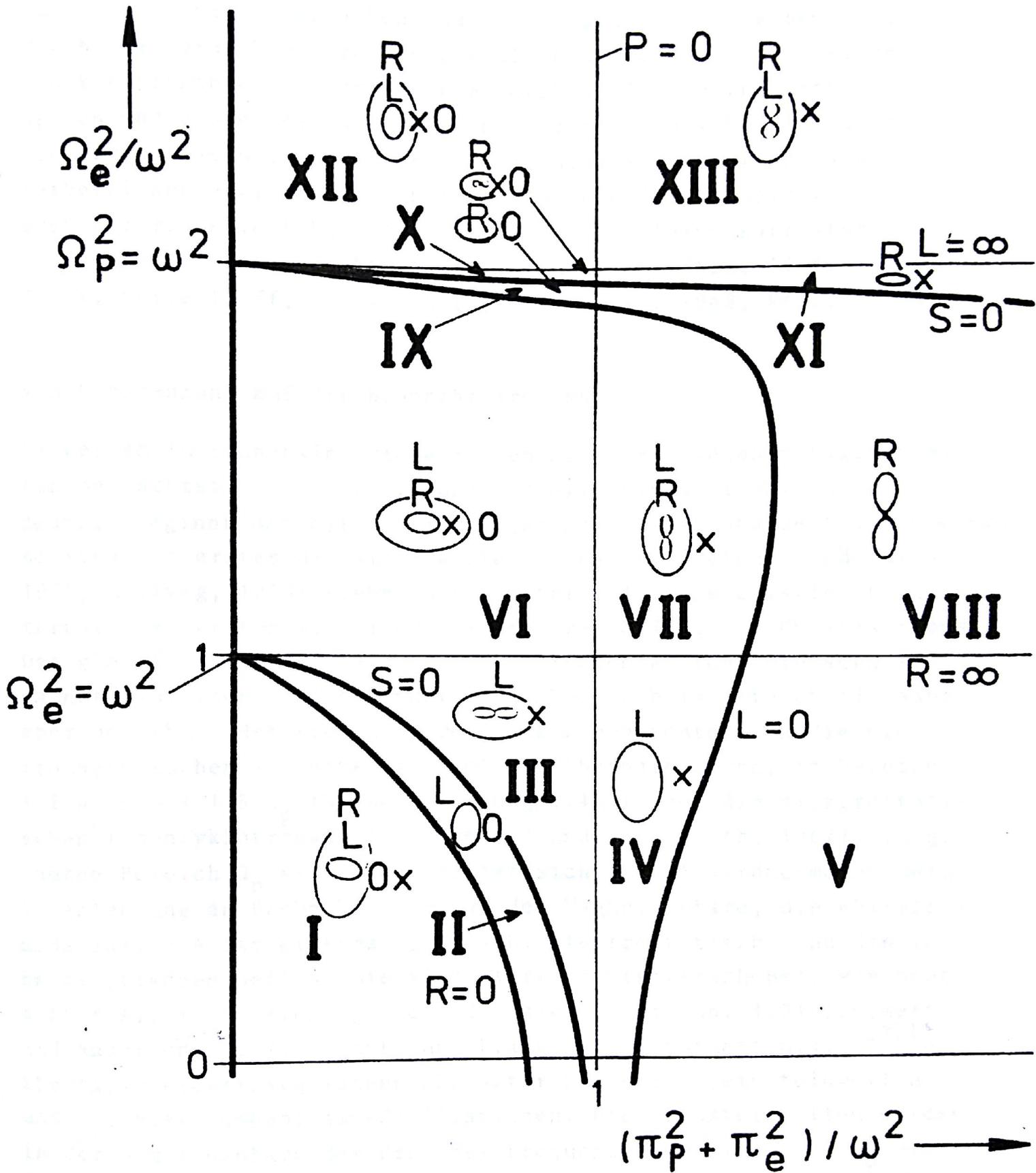


Abb. 6: CMA-Diagramm für ein 2-Komponenten-Plasma. [Entnommen aus der Vorlesung Neubauer, 1976, "Ausgewählte Kapitel der Weltraumphysik".] Weitere Erklärungen im Text.

fachung wesentlich sind, können nicht beschrieben werden. Die Darstellung von akustischen und elektrostatischen Wellen wird durch die Vernachlässigung der endlichen Temperaturen bzw. des Druckes verhindert. Auch Effekte durch strömende Teilchen, Stoßwellen und große Wellenamplituden beschreibt das Modell nicht. Dennoch hat sich die Gültigkeit der Aussagen in weiten Parameterbereichen erwiesen. Die Effekte durch endliche Temperaturen oder strömende Teilchen können oftmals als kleine Korrekturen in das Modell eingebracht werden [siehe z.B.: Stix, 1962, Seite 38 ff, Seite 41 ff, Seite 158 ff; Scarf u.a., 1968; Rehn, 1978].

#### 4.3 Eingrenzung auf die beobachtbaren Wellen

Es werden im Sonnenwind viele Wellen mit verschiedenen Eigenschaften beobachtet. Die Namensgebung ist allerdings oftmals nicht eindeutig. Beginnt man bei den niedrigen Frequenzen und geht zu höheren, so sind als erstes die Alfvénwellen zu nennen [Belcher und Davis, 1971; Hollweg, 1975; siehe auch Kapitel 3.4]. Sie existieren unterhalb der Protonengyrofrequenz im Bereich XIII des CMA-Diagramms. Das gleiche gilt für die magnetoakustischen Wellen. Die schnelle magnetoakustische Welle findet sich aber auch im Bereich XI. Nahe, aber unterhalb der Protonengyrofrequenz beobachtet man die elektromagnetischen Ionenzyklotronwellen. Oberhalb davon, im Bereich  $1.2 \Omega_p \lesssim \omega \lesssim 1.5 \Omega_p$  (siehe Gleichung 4.4), folgen die elektrostatischen Ionenzyklotronwellen [Drummond und Rosenbluth, 1962]. Im gesamten Bereich  $\Omega_p \ll \omega < \Omega_e$  breitet sich die Elektronenmode oder, in Anlehnung an Beobachtungen aus der Magnetosphäre, die Whistlermode aus. Sie ist elektromagnetisch. Elektrostatisch sind die ionenakustischen Wellen. Sie sind stark dopplerverschoben. Man beobachtet sie im Bereich  $\Pi_p < \omega < \Pi_e$  (siehe Gleichung 4.3) [Gurnett und Anderson, 1977; Gurnett und Frank, 1978; Gurnett u.a., 1979d]. Ebenfalls elektrostatischen Charakter haben die Bernsteinwellen und die Elektronenplasma-Oszillationen. Die Bernsteinwellen werden in der Magnetosphäre der Erde bei Frequenzen um  $(j + 1/2) \Omega_e$  mit  $j = 1, 2$  beobachtet [Christiansen u.a., 1978; Kurth u.a., 1979].

Elektronenplasma-Oszillationen existieren nahe um die Elektronenplasmafrequenz und um höhere Harmonische. Sie werden im Sonnenwind häufig in Verbindung mit Ausbrüchen von Teilchen und Radiowellen beobachtet [Gurnett und Anderson, 1977; Gurnett und Frank, 1978].

Das Induktionsspulenexperiment E4 kann natürlich nur einen Ausschnitt dieser Wellen registrieren. Die Existenz einer magnetischen Komponente ist zunächst einmal Voraussetzung. Weiterhin müssen die Wellen in den überstrichenen Frequenzbereich fallen. In den Abbildungen 7 und 8 sind für beide Primärmissionen die gemessenen Breiten der Frequenzspektren für die Fluktuationen über dem Elektronikrauschen (siehe Tabelle 1 im Anhang) dargestellt. Die senkrechten Striche geben die jeweils häufigste Frequenzbreite der im 3-Stunden-Intervall gemessenen Fluktuationen an. Darüber ist die obere Grenze des jeweils breitesten vorkommenden Spektrums im selben Intervall gekennzeichnet.

Zunächst ist festzustellen, daß im gesamten Zeitraum ein ständiges "Rauschen" der Wellen bis mindestens 10 Hz zu beobachten ist. Unterbrochene Spektren, d.h. Spektren, die innerhalb des beobachteten Frequenzbereiches abfallen, um dann nochmals über das Elektronikrauschen anzusteigen, kommen überhaupt nicht vor. Unterhalb von 0.75 AE folgt die Breite der Spektren dem Anstieg der Gyrofrequenzen und damit dem statischen Magnetfeld. Die höchsten Frequenzen steigen allgemein auf 220 Hz an. In einigen Fällen, in der Nähe des Perihels, liegen sie auch noch darüber. Aber Frequenzen oberhalb oder sehr nahe der Elektronengyrofrequenz werden nicht beobachtet. Mit Hilfe des Plasmaexperimentes sind zusätzlich die Intervalle gekennzeichnet, die in Hochgeschwindigkeitsströmen liegen. Man erkennt, daß die Spektrumbreite zu Beginn jedes Hochgeschwindigkeitsstromes deutlich ansteigt. Ganz allgemein gibt es häufig starke und schnelle Änderungen der Wellenaktivitäten. Die Verhältnisse bei den beiden Primärmissionen ähneln sich. Nur sind die Wellenaktivitäten bei Helios 2 in den ersten zwei Monaten erheblich geringer. Meist werden dort nur im Frequenzbereich zwischen 4.7 und 10 Hz Fluktuationen über dem Elektronikrauschen beobachtet.

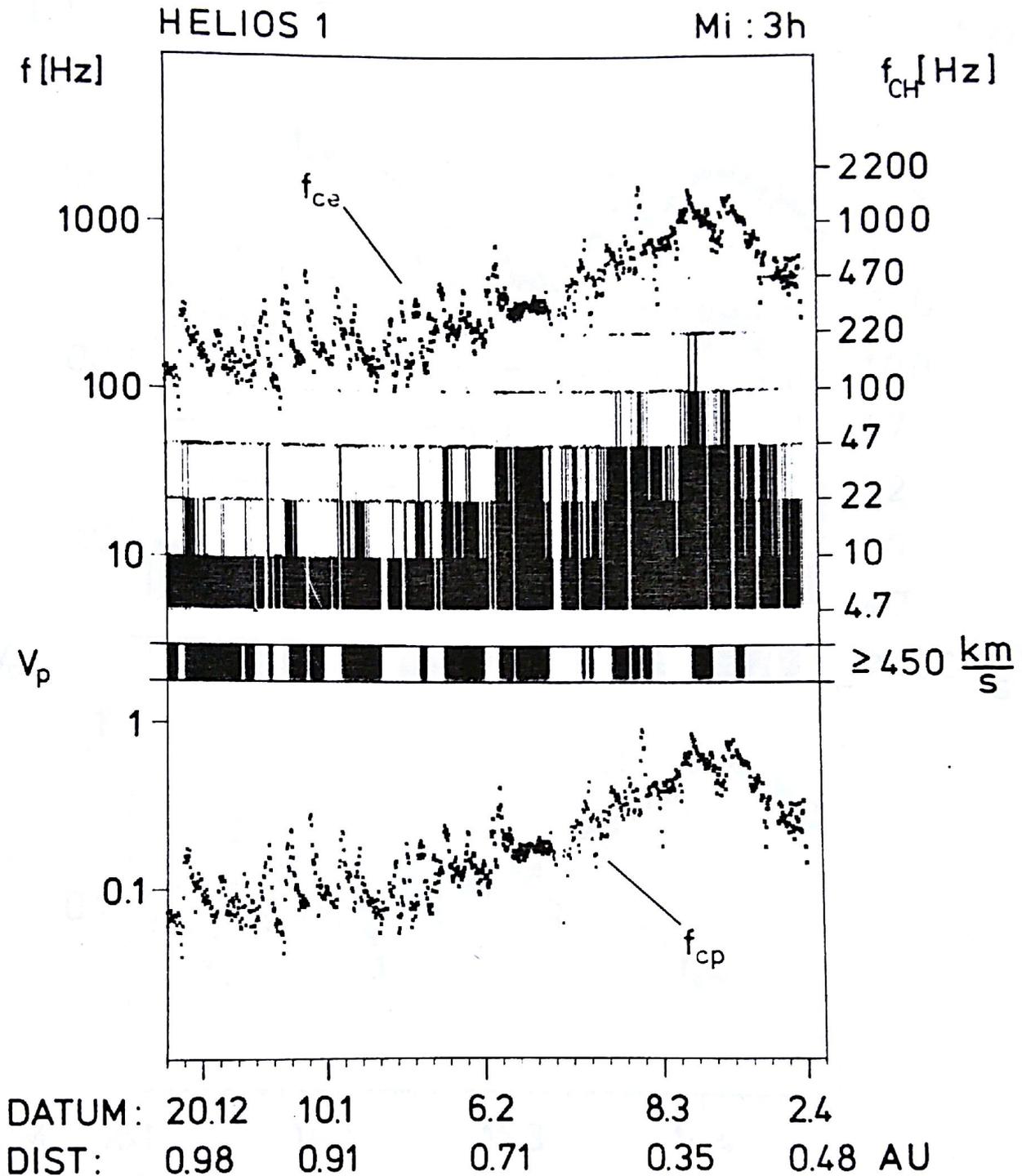


Abb. 7: Breite der gemessenen Frequenzspektren für Helios 1.  $f_{CH}$  gibt die Grenzen der einzelnen Frequenzkanäle an. Die Elektronengyrofrequenzen  $f_{ce} = \Omega_e/2\pi$  und die Protonengyrofrequenzen  $f_{cp} = \Omega_p/2\pi$  sind aus den Förstersondenmessungen E2 und die Protonengeschwindigkeit  $V_p$  aus dem Plasmaexperiment E1 bestimmt.

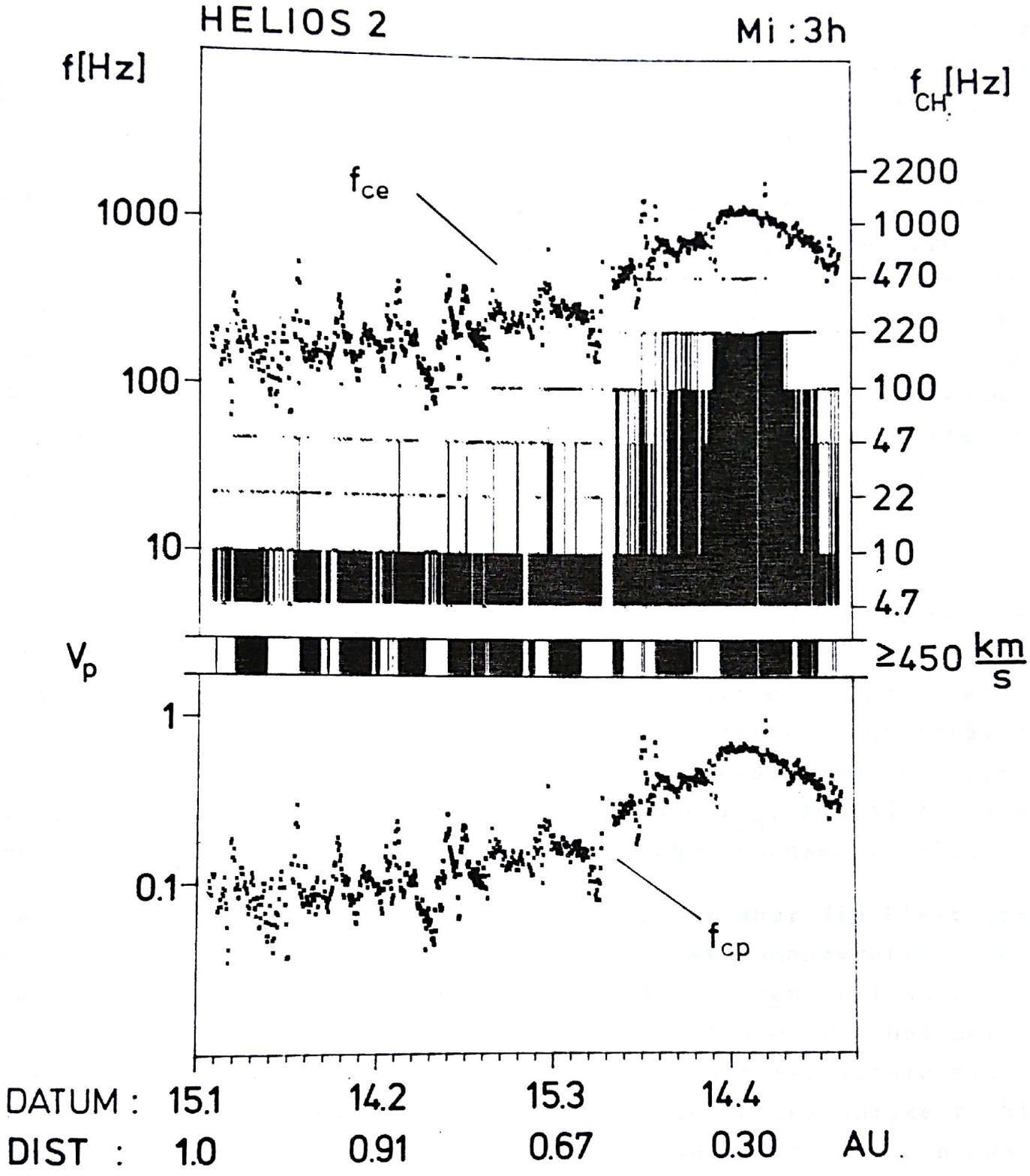


Abb. 8: Breite der gemessenen Frequenzspektren für Helios 2. Siehe auch Abb. 7.

Als Kandidaten, deren magnetische Wellenkomponenten einen Beitrag zu den gemessenen Spektren liefern können, kommen nun die schnelle magnetoakustische Welle und ihre höherfrequente Fortsetzung, die Elektronenmode und die Ionenzyklotronwellen in Frage.

Die schnelle magnetoakustische Welle mit Frequenzen um  $\Omega_p$  kann nur durch hohe Dopplerverschiebungen in den beobachteten Frequenzbereich gelangen (siehe hierzu Kapitel 4.4). Für senkrechte Ausbreitung hat diese Welle eine Resonanz an der unteren Hybridfrequenz (siehe Gleichung 4.9). Die untere Hybridfrequenz konnte in den Abbildungen 7 und 8 nicht eingezeichnet werden. Man kann sich aber ihren Verlauf durch  $f_{LHR} = 0.02 \cdot f_{ce}$  leicht vorstellen. Das heißt, bei verschwindendem Dopplereffekt kann diese Mode nur nahe am Perihel einen Beitrag im niedrigsten Frequenzkanal liefern.

Das gleiche gilt für die elektromagnetischen Ionenzyklotronwellen [Stix, 1962, Seite 34 ff]. Sie sind links-polarisiert, d.h. ihre elektrische Komponente dreht im selben Sinn wie ein Proton um das Magnetfeld (siehe Gleichung 4.5). Ihr Wellenvektor liegt parallel zum Magnetfeld. Daher sind hier hohe Dopplerverschiebungen möglich, die die ursprünglichen Frequenzen nahe  $f_{cp}$ , zumindest nahe dem Perihel, in den Meßbereich bringen können [Denskat, 1975].

Die dominierende elektromagnetische Welle ist aber die Elektronenmode. Ihre Polarisation ist im Sinne der Elektronengyration. Nur diese Welle kann im gesamten Meßbereich existieren. Bei Ausbreitung parallel zum Hintergrundmagnetfeld gerät sie erst bei der Elektronengyrofrequenz in Resonanz. Ihre Phasengeschwindigkeit liegt für niedrige Frequenzen nahe der Alfvéngeschwindigkeit. Sie steigt mit wachsender Frequenz aber stark an. Läßt man auch Ausbreitung schräg zum Magnetfeld zu und beschränkt sich auf den Bereich  $\Omega_p \ll \omega < \Omega_e$ , so gilt die Dispersionsrelation [Stix, 1962, Seite 40]:

$$n^2 = \frac{\Pi_e^2}{\omega(|\Omega_e| \cos \theta - \omega)} \quad (4.10)$$



Bei paralleler Ausbreitung hat die Phasengeschwindigkeit bei  $0.5 \cdot \Omega_e$  ihr Maximum. Die Ausbreitung um das Magnetfeld ist auf den Bereich innerhalb des Resonanzkegels beschränkt (siehe Gleichung 4.7). Der Resonanzwinkel kann jedoch größere Werte annehmen. Die zugehörige Gruppengeschwindigkeit wächst mit der Frequenz. Daher zeigen einige dieser Wellen in der Ionosphäre einen mit der Zeit abfallenden Frequenzverlauf. Das hat ihnen den Namen "Whistler" eingebracht. Eine umfassende Darstellung der Theorie der "Whistler" findet man in Helliwell [1965]. In Anlehnung an dieses Charakteristikum faßt man rechts-zirkular polarisierte Wellen in diesem Frequenzbereich auch unter dem Namen Whistlermode zusammen.

Neben den theoretischen Argumenten für die Whistlermode als wesentlichen Bestandteil der mit dem Induktionsspulenexperiment E4 gemessenen Fluktuationen gibt es auch beobachtete Hinweise für ihre Existenz. Barnstorf [1980] hat die Wellenformdaten von E4 in einigen Abschnitten ausgewertet. Er fand rechts-polarisierte Wellen in diesem Frequenzbereich. Mit ISEE 1 konnten Anderson u.a. [1981] nahe der Bugstoßwelle der Erde Wellen in ihrer elektrischen (E) und ihrer magnetischen Komponente (B) untersuchen. Damit kann man den Brechungsindex direkt berechnen. Nach dem Induktionsgesetz gilt für transversale elektromagnetische Wellen:

$$n = \frac{B}{E} \quad (4.11)$$

Anderson u.a. fanden besonders im Frequenzbereich zwischen  $0.25$  und  $0.5 \Omega_e$  Werte für  $n$ , die zur Gleichung (4.10) bei paralleler Ausbreitung passen.

#### 4.4 Einfluß des Dopplereffektes

Die beiden Raumfahrzeuge messen in einem schnell strömenden Medium. Deshalb spielt der Dopplereffekt eine große Rolle. Es soll im folgenden besonders sein Einfluß auf die Whistlermode anhand von ge-

messenen Plasmaparametern diskutiert werden. Der zugehörige, meist kleine Beitrag durch die Eigenbewegung der Sonden wird vernachlässigt. Die Frequenz im Plasmaruhsystem  $\omega_0$  verschiebt sich im mit der Sonnenwindgeschwindigkeit  $v_{SW}$  strömenden Medium für einen ruhenden Beobachter auf  $\omega$ :

$$\omega = \omega_0 + \underline{k} \cdot \underline{v}_{SW} \quad (4.12)$$

Umgeformt gilt für den Betrag der Dopplerverschiebung:

$$\frac{\omega}{\omega_0} = \frac{f}{f_0} = 1 + \frac{v_{SW}}{v_{Ph}} \cos \beta \quad (4.13)$$

wobei  $v_{Ph}$  die Phasengeschwindigkeit der Welle und  $\beta$  der Winkel zwischen  $\underline{v}_{SW}$  und  $\underline{k}$  ist. Die Möglichkeit, Wellen, die im Ruhsystem in der Nähe oder innerhalb des Frequenzmeßbereiches entstehen, zu beobachten, hängt also entscheidend von ihrer Phasengeschwindigkeit und dem Winkel  $\beta$  ab. Der Faktor durch den Winkel kann maximal +1 oder -1 ausmachen. Mit Hilfe der Plasmaparameter von E1 wird nun der Betrag  $v_{SW}/v_{Ph}$  abgeschätzt.

In Abbildung 9 ist er gegen die mit  $f_{ce}$  normierten Frequenzen für drei typische Sonnenwindplasmabedingungen dargestellt. Die Phasengeschwindigkeit ist aus Gleichung (4.10) mit  $\theta = 0$  berechnet worden. Die Plasmaparameter sind gerundete 1-Stundenmittelwerte, wobei die Sonnenwindgeschwindigkeit durch die gemessene Protonengeschwindigkeit repräsentiert wird. Der gemessene und gemittelte Wert für das statische Magnetfeld wird jetzt und in Zukunft mit  $F$  bezeichnet. Die Kurven sind ausgezogen, soweit die Frequenzen mit E4 in diesem Bereich beobachtet werden. Kurve 1 gehört zu einem 1-Stunden-Zeitabschnitt mit niedriger Sonnenwindgeschwindigkeit. Kurve 2 stammt aus der folgenden Kompressionsregion und Kurve 3 ist aus Werten  $v_{SW}$ ,  $N_p$  und  $F$  für den zugehörigen Hochgeschwindigkeitsstrom ermittelt worden (siehe Kapitel 3.2). Es wird deutlich, daß  $v_{SW}/v_{Ph}$  für Bereiche außerhalb der hohen Dichten und der hohen

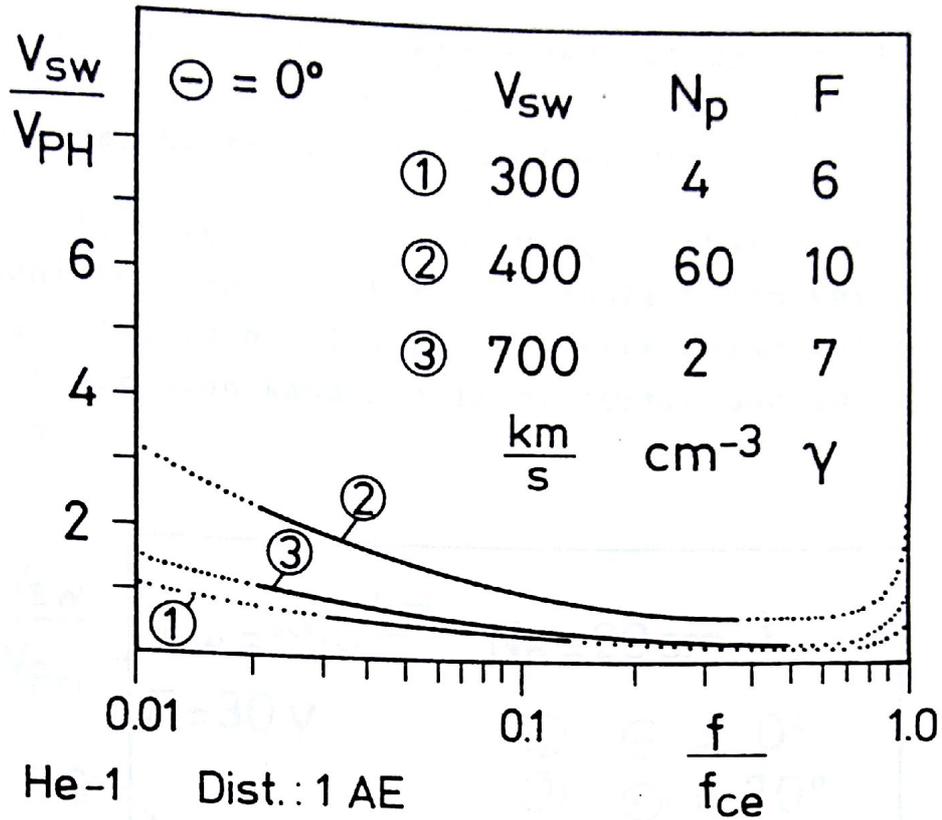


Abb. 9: Der Einfluß des Dopplereffektes auf die Whistlermode für parallele Ausbreitung zum Magnetfeld bei 1.0 AE.  $f/f_{ce}$  ist hier die mit der Elektronengyrofrequenz normierte Frequenz im Plasmaruhsystem.

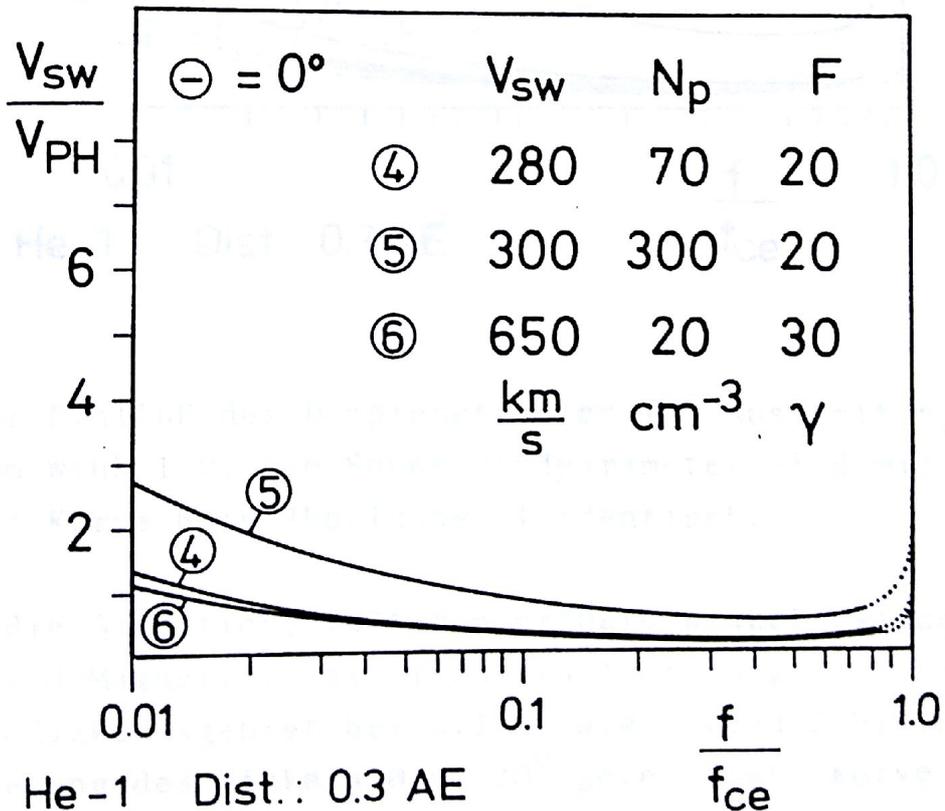


Abb. 10: Der Einfluß des Dopplereffektes für parallele Ausbreitung bei 0.3 AE (siehe auch Abb. 9).

Magnetfelder der Kompressionsregion den Betrag 1 nicht überschreitet. In der Kompressionsregion können aber auch nur bei sehr niedrigen Frequenzen Werte um 2 erreicht werden.

Die Abbildung 10 zeigt  $v_{sw}/v_{ph}$  für vergleichbare Gebiete in der selben Reihenfolge nahe dem Perihel. Ähnlich den Verhältnissen in der vorigen Abbildung bleiben die Werte meist unter 1. Nur in der Kompressionsregion kann man im niederfrequenten Teil Beträge um 2 erwarten.

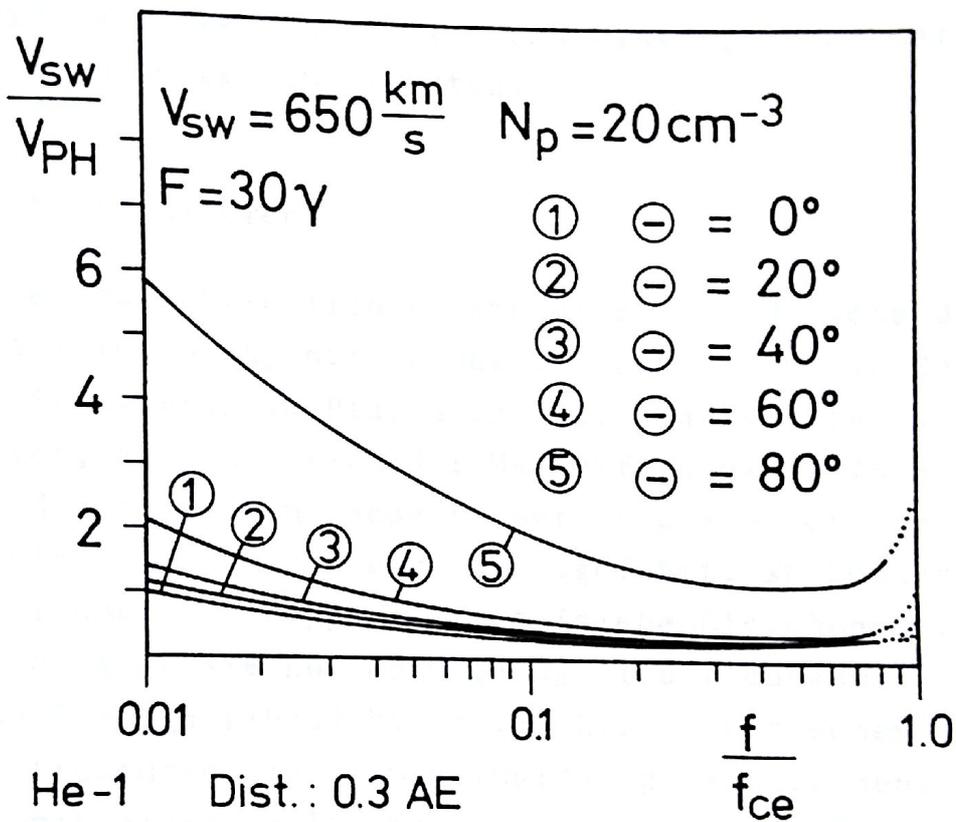


Abb. 11: Der Einfluß des Dopplereffektes für Ausbreitung unter dem Winkel  $\theta$ . Die Sonnenwindparameter sind mit denen aus Kurve 6 in Abbildung 11 identisch.

Anders ist die Situation, läßt man größere Winkel zwischen Wellenzahlvektor und Magnetfeldvektor zu. In Abbildung 11 sind für das Hochgeschwindigkeitsgebiet bei 0.3 AE die Kurven 2 bis 5 jeweils mit Vergrößerung des Winkels  $\theta$  um  $20^\circ$  gezeichnet. Kurve 1 ist mit

der Kurve 6 der vorigen Abbildung identisch. Für Winkel kleiner  $60^\circ$  ist die Dopplerverschiebung noch gering. Darüber sorgt die immer kleiner werdende Phasengeschwindigkeit für immer höhere Dopplerverschiebungen im Bereich kleinerer Frequenzen.

Zusammenfassend ist festzuhalten, daß die Dopplerverschiebung für die Whistlermode in fast allen Bereichen klein ist. Meistens liegt der Frequenzmeßbereich des Experimentes zwischen  $0.03 \cdot f/f_{ce}$  und  $0.6 \cdot f/f_{ce}$ . Dort ist der Faktor  $v_{SW}/v_{Ph}$  kleiner als 1 und bei höheren Frequenzen sogar erheblich kleiner. Erst für sehr große Ausbreitungswinkel zwischen Welle und Hintergrundmagnetfeld sind größere Verschiebungen zu erwarten.

#### 4.5 Statische Strukturen

Bisher wurden ausschließlich Plasmawellen als Ursache der gemessenen Fluktuationen angenommen. Es ist aber auch ein Betrag von statischen Strukturen im Plasma denkbar. Man stelle sich dünne Schichten vor, an denen sich der Magnetfeldvektor in Betrag und Richtung, oder in beiden ändert. Werden diese Schichten nun mit dem Sonnenwind am Raumfahrzeug vorbeigeführt, so können sie einen Wellenvektor über dem Dopplereffekt (siehe Gleichung 4.12) vor-täuschen, so lange sie nur dünn genug sind [Neubauer u.a., 1977b]. Lemaire und Burlaga [1976] haben in ihrer kinetischen Theorie Elektronenstrukturen dieser Größenordnung beschrieben. Eine direkte Messung mit einem Teilchenexperiment ist auf Grund der Ausdehnung über nur einige Elektronen gyroradien mit keinem gegenwärtigen Experiment möglich. Der Einfluß der statischen Strukturen läßt sich aber mit folgenden Überlegungen diskutieren.

Die Amplitude der vorgetäuschten Wellen ist die Komponente des Magnetfeldes senkrecht zum Wellenzahlvektor. Sie hängt also von der Größe des Winkels  $\delta$  zwischen Magnetfeldvektor und vorgetäuschten  $\underline{k}$  ab. Dabei wird das Problem nur in einer Ebene betrachtet. Diese Einschränkung erscheint nach den Untersuchungen an Diskontinuitäten von Barnstorff [1980] als zulässig. Variiert der Magnetfeld-

vektor im Bereich nahe  $\delta = 0$ , d.h. liegt er im Mittel parallel zur Sonnenwindgeschwindigkeit, so müßten die gemessenen Spektraldichten minimal werden und deshalb unter dem Eigenrauschen der Elektronik verschwinden. Für Winkel nahe  $\delta = 90^\circ$  ist dagegen der größte Beitrag zu den Spektraldichten zu erwarten. Es werden daher mit Hilfe des Plasmaexperimentes E1 und der E2-Magnetometermessung Zeitabschnitte gesucht, in denen der Winkel  $\delta$  zwischen Magnetfeldvektor und Sonnenwindgeschwindigkeitsvektor innerhalb weniger Stunden einen möglichst großen Bereich überstreicht. Die Variationen im Magnetfeldbetrag, in der Teilchendichte und Temperatur sollen in diesen Abschnitten so klein sein, daß keine Einflüsse von erhöhten Wellenemissionen, etwa an Diskontinuitäten, enthalten sind. Die Abbildungen 12 und 13 zeigen jeweils einen dieser seltenen Abschnitte. Gezeichnet sind nur die Spektraldichten des 1. Frequenzkanals der Komponente Y in einem  $5^\circ$ -Raster. Wie erwartet haben die Spektraldichten bei  $\delta = 90^\circ$  ihr Maximum. Man beachte dabei die Stauchung durch die logarithmische Darstellung. Für  $\delta \rightarrow 0^\circ$  ergeben sich aber nicht verschwindend kleine Spektraldichten. Dasselbe Ergebnis zeigen die Untersuchungen in höheren Frequenzkanälen und in der Z-Komponente. Daraus folgt, daß mitgeführte statische Strukturen einen Beitrag liefern können. Jedoch beweisen die Spektraldichten für kleine Winkel die Existenz von großen Wellenanteilen in den gemessenen magnetischen Fluktuationen. Darüberhinaus haben Lemaire und Burlaga [1976] gezeigt, daß diese Elektronenschichten im Sonnenwind nicht stabil sind. Sie müssen nach ihrer Entstehung sehr bald "auseinanderfließen" und sind deshalb sicher nicht besonders häufig.

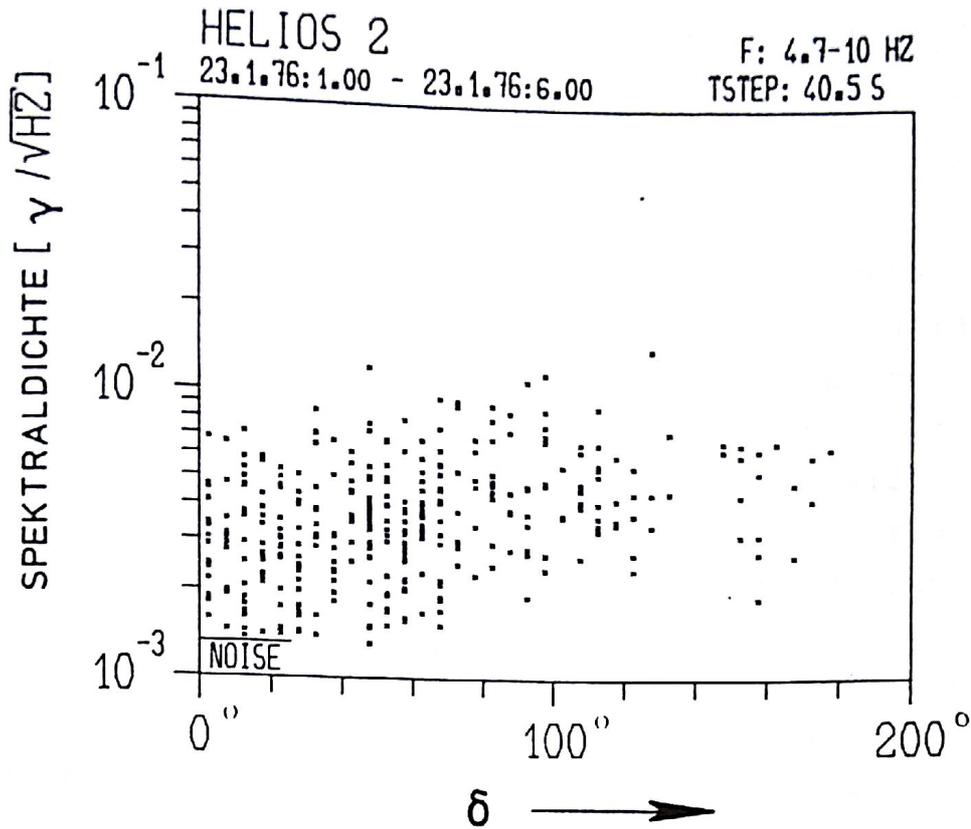


Abb. 12: Spektraldichten des 1. Frequenzkanals in Abhängigkeit vom Aspektwinkel  $\delta$  in einem Hochgeschwindigkeitsstrom bei 1.0 AE.

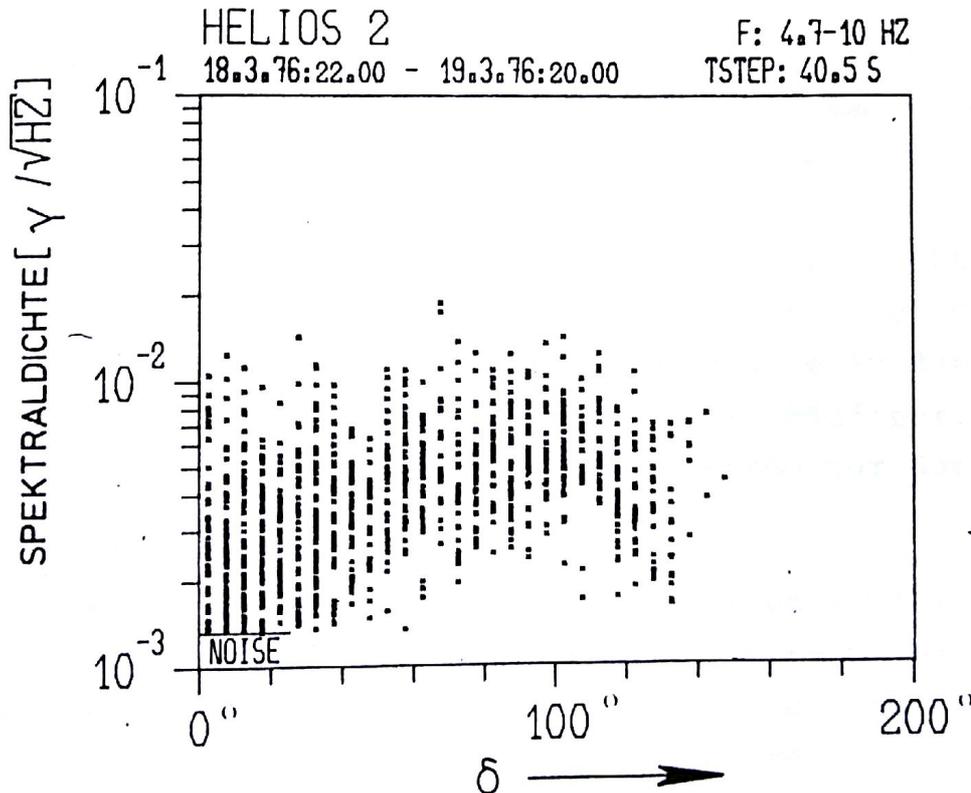


Abb. 13: Wie Abbildung 12, aber für einen Hochgeschwindigkeitsstrom bei 0.6 AE.

## 5. Die statistischen Eigenschaften der Spektren auf großen Zeitskalen

Betrachtet man die gemessenen Amplituden in Zeiträumen von mehreren Tagen, so spielen hauptsächlich die Phänomene der Makroskala eine Rolle. Die Plasmaströme drehen sich mit der Sonnenrotation an den Sonden vorbei und können nach zirka 27 Tagen wieder beobachtet werden. Während der Primärmissionen war die Erhaltungsneigung der großräumigen Strukturen im Sonnenwind sehr stark. Hochgeschwindigkeitsströme, einmal beobachtet, lassen sich auch nach mehreren Sonnenrotationen noch wiederfinden [Neubauer u.a., 1977a; Rosenbauer u.a., 1977]. Vergleicht man daher die Messungen in Zeiträumen von vollständigen Sonnenrotationen in richtiger Reihenfolge, so sind die Einflüsse durch die Strom- und Sektorstruktur des Sonnenwindes immer die gleichen. Man kann also Aussagen über die Abhängigkeit der magnetischen Fluktuationen vom Abstand zur Sonne gewinnen.

### 5.1 Spektraldichten in Abhängigkeit vom Abstand zur Sonne

In den Abbildungen 7 und 8 in Kapitel 4 zeigte es sich, daß die höchsten Frequenzen in jedem Spektrum annähernd immer den selben Abstand zu den Gyrofrequenzen einhalten. Bei höherer Zeitauflösung schwankt dieser Frequenzabstand allerdings stark. In den 8-Sekunden-Mittelwerten überdecken aber über 80% der Spektren den Bereich innerhalb  $0.2 f_{ce} < f < 0.6 f_{ce}$ . Spektren über  $0.6 f_{ce}$  sind in Hochgeschwindigkeitsströmen, insbesondere in den Kompressionsregionen und nahe an Diskontinuitäten häufiger. In diesem Zusammenhang sind Abhängigkeiten vom Abstand zur Sonne nicht zu finden.

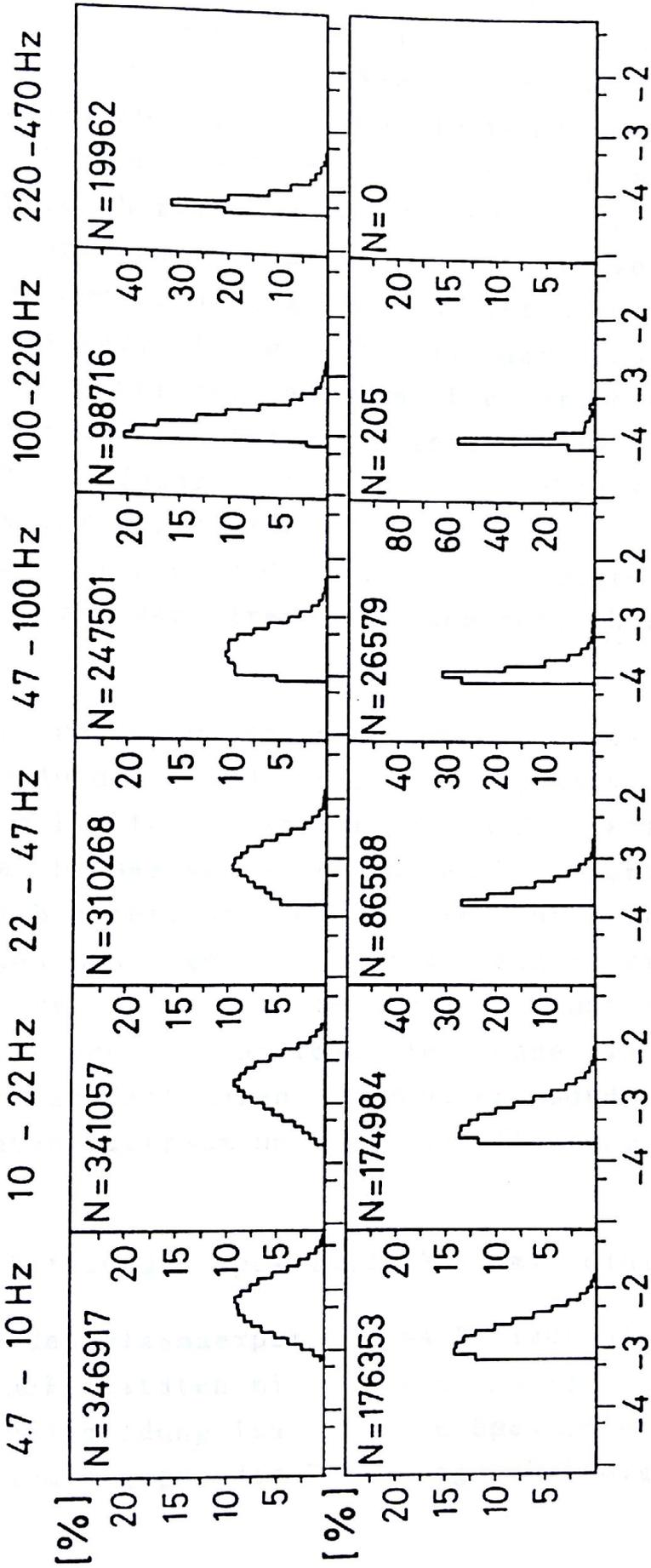
Betrachtet man die Spektraldichten aller Frequenzkanäle gemeinsam, während die Sonden sich der Sonne nähern, so erkennt man aber leicht den Anstieg des gesamten Spektrums mit zunehmender Annäherung an die Sonne. Abbildung 14 zeigt Histogramme für die ersten 6 Frequenzkanäle. Verwendet werden 8-Sekunden-Mittelwerte aus voll-



HELIOS-1

ZEIT : 19.2.1975 - 29.3.1975

DISTANZ : 0.5 - 0.3 [AE]



ZEIT : 25.12.1974 - 21.1.1975

DISTANZ : 1.0 - 0.8 [AE]

LOG<sub>10</sub> SPEKTRALDICHTE [  $\gamma / \sqrt{\text{Hz}}$  ]

Y-KOMP MI : 8 SEK

Abb. 14: Histogramme der Spektraldichten der ersten 6 Frequenzkanäle für vollständige Sonnenrotationen. Die Zeitintervalle sind infolge der Bewegung der Sonden länger als 27 Tage. N ist die Zahl der Mittelwerte. Beachte, die Ordinaten haben unterschiedliche Skalen.

ständigen Sonnenrotationen. Die untere Reihe zeigt die Verhältnisse in Höhe der Erdbahn. Der scharfe Abfall an der linken Seite der Histogramme markiert das Elektronikrauschen. Über dem Rauschen sind meistens nur Frequenzen zwischen 4.7 Hz und 22 Hz. Nur 25% aller Spektren reichen in höhere Kanäle und in nur 1% aller 8-Sekunden-Spektren werden Amplituden über dem Rauschen im Frequenzbereich zwischen 100 Hz und 220 Hz gemessen. Darüber können keine Wellenaktivitäten festgestellt werden. Die obere Reihe der Histogramme stammt aus der übernächsten Sonnenrotation. Sie enthält das Perihel von Helios 1. Hier sind die unteren Frequenzkanäle immer über dem Rauschen. Die Verschiebung der Maxima vom unteren zum oberen Histogramm zeigt einen Anstieg von ungefähr einer Größenordnung. Oberhalb 22 Hz haben sich die Fluktuationen ebenfalls verstärkt. In 6% aller Spektren werden noch Amplituden im Bereich zwischen 220 Hz und 470 Hz registriert. Die Elektronengyrofrequenzen variieren in diesem Bereich zwischen 85 Hz und 1800 Hz.

Der Vergleich der Histogramme aus den beiden Sonnenrotationen zeigt die Ausdehnung des Frequenzbereiches und den Anstieg der magnetischen Fluktuationen auf großen Zeitskalen bei Annäherung an die Sonne. Dieses Verhalten und auch die Größenordnung des Anstiegs ändern sich nicht, wenn man andere Sonnenrotationen untersucht. Auch in den Messungen von Helios 2 findet sich das gleiche Ergebnis. Die freie Energie, die diese Fluktuationen speist, nimmt also im betrachteten Plasmabereich zur Sonne hin zu. Das gilt offenbar nicht nur auf Zeitskalen von Monaten, sondern zumindest auch für den gesamten Zeitraum um das Sonnenfleckenminimum.

## 5.2 Korrelation der Spektraldichten mit einigen Plasmametern

Mit Hilfe des Plasmaexperimentes E1 läßt sich der Zusammenhang der Wellenaktivitäten mit einigen anderen Plasmametern untersuchen. In Abbildung 15a sind die Spektraldichten des untersten Frequenzkanals gegen die Protonengeschwindigkeiten für den gesam-

HELIOS-1

KOMP: Y

f : 4.7 - 10 Hz

Mi: 1 TAG

ZEIT : 12.12.74 8.4.75

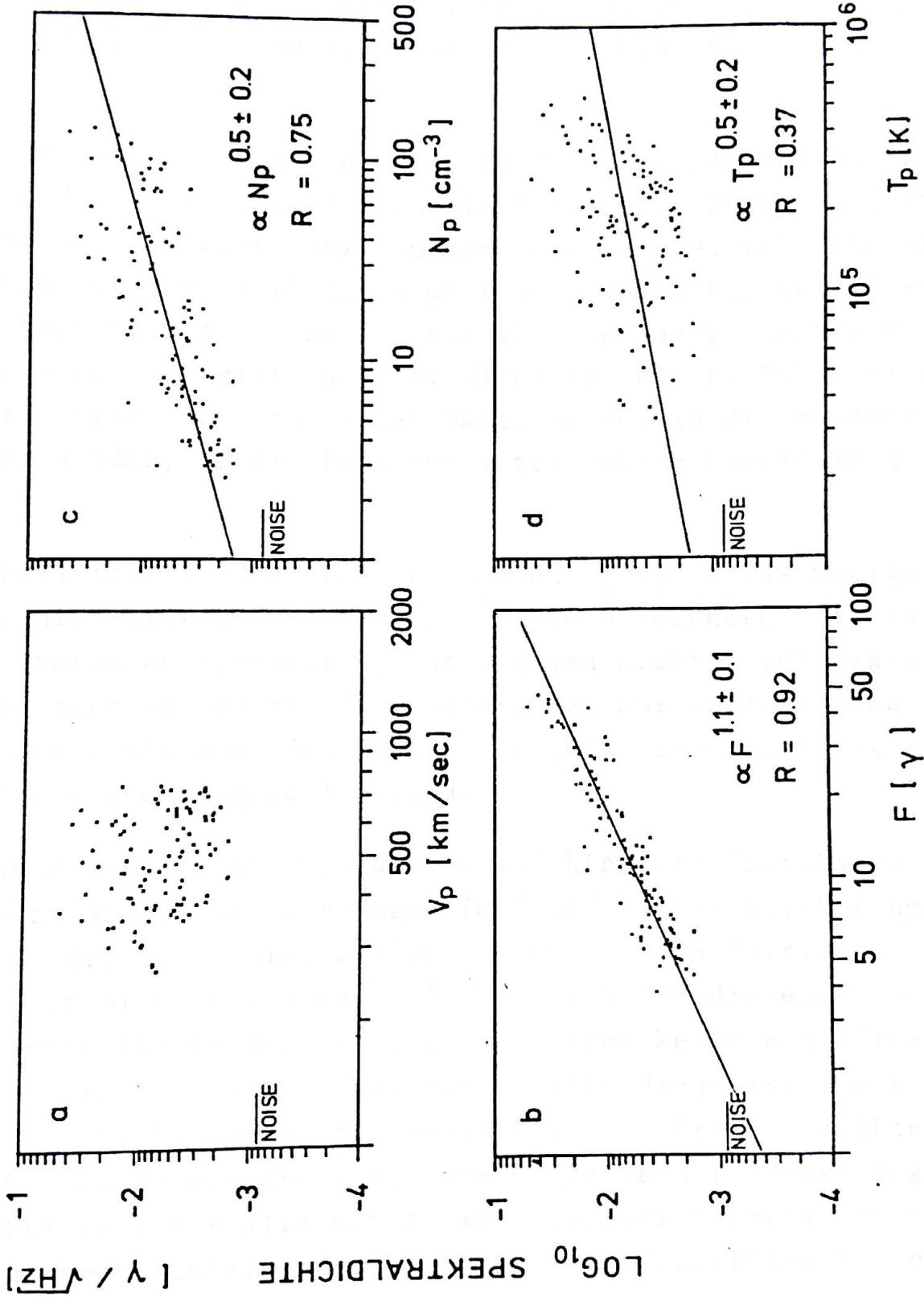


Abb. 15: Korrelationsanalyse von Tagesmittelwerten der Spektraldichten mit a) der Protonengeschwindigkeit  $V_p$ , b) dem Magnetfeld  $F$ , c) der Protonendichte  $N_p$  und d) der Protonentemperatur  $T_p$ . Eingetragen ist gegebenenfalls der Korrelationskoeffizient  $R$ .

ten Zeitraum vom Aphel zum Perihel von Helios 1 aufgetragen. Hier bewirkt die Mittelung über einen Tag, daß nur großskalige Ereignisse im Sonnenwind berücksichtigt werden. Die Punktwolke der Meßdaten zeigt keine Korrelation zwischen den beiden Parametern.

Dagegen ist die Korrelation zwischen den Spektraldichten und dem Hintergrundmagnetfeld sehr hoch. In Abbildung 15b bezeichnet die Marke "Noise" das Elektronikrauschen. Für die Mittelwerte werden allerdings nur Spektraldichten über dem zweifachen Wert dieses Niveaus berücksichtigt, um den Korrelationskoeffizienten  $R$  nicht zu verfälschen. Es gilt in guter Näherung  $\sqrt{P} \sim F$ . Dabei kann ein direkter Eingang des statischen Magnetfeldes in die Messung ausgeschlossen werden, da die Frequenzfilter solche Einflüsse gut verhindern.

Die Korrelation mit den Protonendichten  $N_p$  ist etwas weniger ausgeprägt. Hier gilt grob:  $\sqrt{P} \sim N_p^{0.5}$ . Die berechnete Korrelation mit der Protonentemperatur  $T_p$  ist dagegen nicht signifikant. Diese Untersuchungen wurden mit Spektraldichten aus anderen Frequenzkanälen, soweit sie über dem Rauschen lagen, wiederholt. Es ergeben sich dabei keine anderen Aussagen.

Dehnt man die Korrelationsanalysen auf kleinere Zeitskalen aus, so ändern sich die Bilder für Magnetfeld und Protonendichte umso mehr, je kleiner die Zeitskalen werden. Innerhalb von Zeitintervallen von Stunden oder Bruchteilen davon finden sich für die entsprechend angepaßten Mittelwerte dieser Größen meistens keine signifikanten Korrelationen. In bestimmten Abschnitten allerdings ist die Korrelation zwischen Spektraldichten und Magnetfeld bzw. Protonendichte wieder sehr hoch. Die Untersuchung mit dem Magnetfeld förderte sogar in einigen Fällen Intervalle mit hoher negativer Korrelation zu Tage. Die Bedingungen, unter denen sich diese kleinskaligen Korrelationen zeigen, werden anhand der in Kapitel 7 geführten Diskussion deutlich. Die Beziehung der Spektraldichten zu Magnetfeld und Protonendichte auf der großräumigen Skala ist allein eine Folge der Abhängigkeit dieser Parameter vom Abstand zur Sonne (siehe Kapitel 3.2).

### 5.3 Anpassung der Spektren an ein Potenzgesetz

Im Abschnitt 5.1 ist der Abfall der Spektren mit steigender Frequenz bereits angesprochen worden. Nehmen wir einmal an, alle Spektren fielen monoton ab und es gelte für die Energiespektraldichtespektren:

$$P(f) = A^2 \cdot f^{2\alpha} \quad (5.1)$$

Dabei wird  $\alpha$  als Spektralexponent bezeichnet. Auf logarithmischen Skalen kann man nun mit Hilfe der linearen Regression das Spektrum durch eine Gerade annähern und so direkt den Spektralexponenten gewinnen. Zum Minimum soll also die Größe werden:

$$x^2 = \sum_{i=1}^{i_{\max}} \frac{1}{s_i^2} \left\{ \log P_i - 2 \log A - 2\alpha \log f_i \right\}^2 \quad (5.2)$$

Die Frequenzkanäle  $i$  zählen von 1 bis  $i_{\max}$ , der Nummer des letzten Frequenzkanales über dem doppelten Elektronikrauschniveau. Lücken kommen in den Spektren nicht vor. Der Gewichtungsfaktor  $s_i^2$  berücksichtigt die unterschiedliche Frequenzbreite der Kanäle und die verschiedene Mittelungsdauer. In den 8-Sekunden-Mittelwertbändern können größere Mittelwerte in Erdferne vorkommen. Von den Spektraldichten in den einzelnen Kanälen wird jeweils vorher die zugehörige Spektraldichte des Elektronikrauschens  $P_{R,i}$  abgezogen. Dem Verfahren der ausschließlichen Berücksichtigung von Spektraldichten oberhalb des zweifachen Niveaus des Elektronikrauschens und des Abzugs von  $P_{R,i}$  haftet eine gewisse Willkür an. Das Ziel ist eine möglichst unverzerrte Darstellung der Wellenspektren im Plasma. Daher wurden verschiedene Schranken der Berücksichtigung ausprobiert und anhand von Stichproben beurteilt. Wählt man die Schranke zu hoch, so werden sehr viele Spektren verschenkt und man sammelt nur eine spezielle Sorte. Wählt man sie zu niedrig, so mehren sich die Einflüsse durch das Elektronikrauschen. Das oben beschriebene Verfahren stellt somit einen Kompromiß dar.

Die Größen  $2\alpha$  und  $2\log A$  berechnet man nun aus:

$$\frac{\partial}{\partial(2\alpha)} \chi^2 = 0 \quad \text{und} \quad \frac{\partial}{\partial(2\log A)} \chi^2 = 0 \quad (5.3)$$

Das zugehörige Gleichungssystem ist zum Beispiel in Bevington [1969, S. 103 ff] zu finden. In Abbildung 16 ist  $\alpha$  zusammen mit der gesamten Energiedichte  $W$  pro Spektrum dargestellt. Hier wird  $W$  nicht aus Gleichung (5.1) berechnet, sondern nach:

$$W = \sum_{i=1}^{i_{\max}} (P_i - P_{R,i}) (f_{o,i} - f_{u,i}) \quad (5.4)$$

Durch Tests wurde festgestellt, daß die Berechnung nach (5.4) und nach (5.1) zu den gleichen Resultaten führt. Darum ist der programmtechnisch einfacheren Gleichung der Vorzug gegeben worden.

Die Histogramme für den Spektralexponenten zeigen alle ein Maximum bei  $\alpha = -1.7$ . Werte von  $-1.4$  bis  $-2.0$  sind relativ häufig. Die Spektren können sich schnell mit der Zeit ändern. So folgen sehr flache Spektren auf sehr steile und umgekehrt. Dies gilt besonders für den Bereich niedriger Sonnenwindgeschwindigkeit und in Kompressionsregionen. Messungen mit Mariner 10 deuteten, im Vergleich zu diesen Ergebnissen, auf einen Spektralindex von  $-2$  hin [Behannon, 1976]. (Beachte, daß meistens zur Definition des Spektralexponenten nicht Gleichung (5.1), sondern  $P \sim f^\gamma$  benutzt wird. In der nachfolgenden Diskussion ist der Spektralexponent auf  $\alpha$  nach (5.1) umgerechnet.) Das Experiment ließ allerdings nur eine Auswertung bis zu ca. 10 Hz zu. Werte um oder größer als  $-1$  sagten auch Russel [1972] mit OGO-5-Daten für Frequenzen über 1 Hz und Coleman [1968] mit Mariner-Daten für Frequenzen zwischen 0.2 Hz und 2 Hz voraus. Übereinstimmend mit neueren Helios-Messungen kamen alle Autoren zu dem Ergebnis, daß die Spektren unterhalb von 1 Hz flacher sind als  $-1$ , in allen mit diesen Experimenten zugänglichen Abstandsbereichen im Sonnenwind. Mit E2-Daten finden Denskat

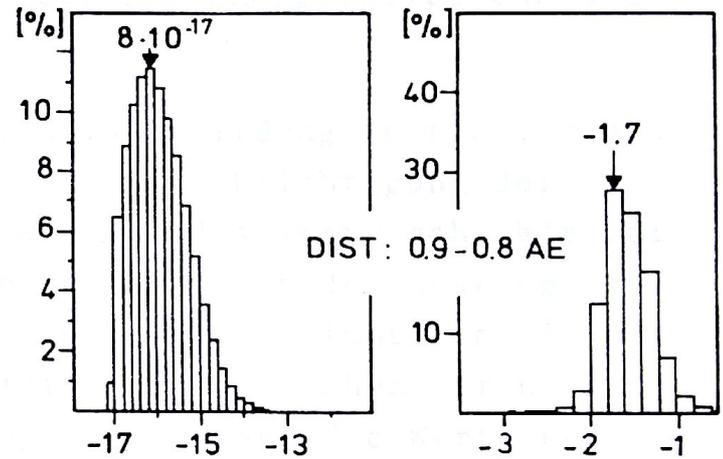
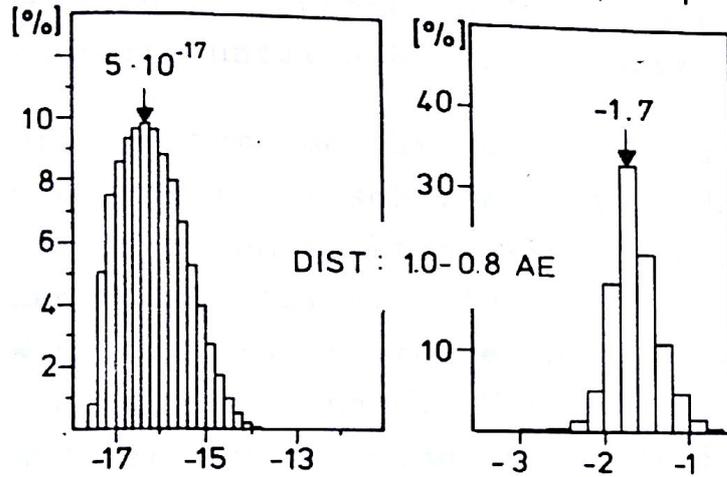
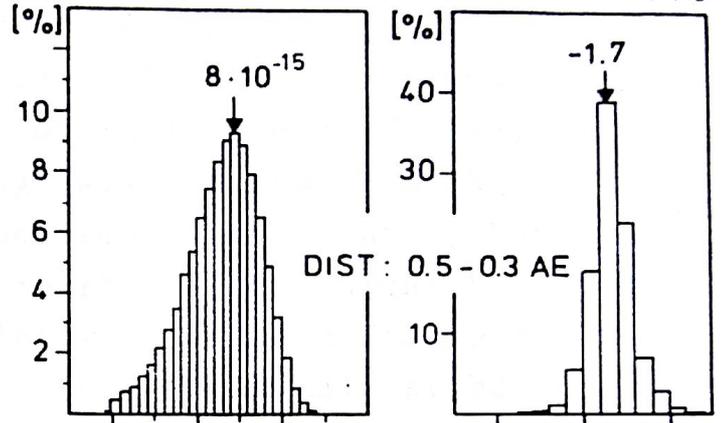
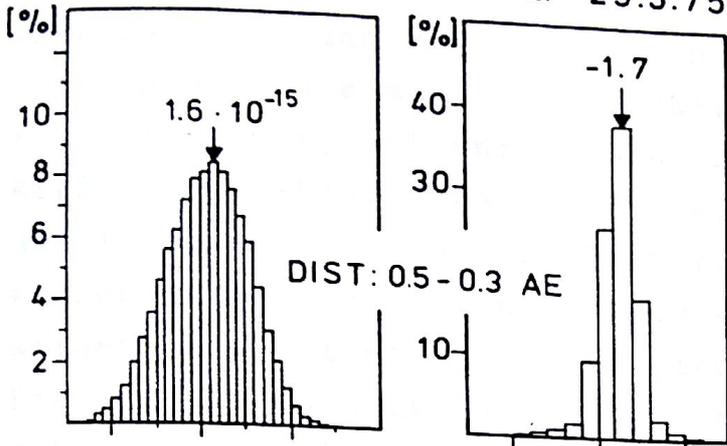
HELIOS 1

HELIOS 2

MI : 8 SEK

ZEIT : 19.2. - 29.3.75

ZEIT : 5.4. - 14.5.76



ZEIT : 25.12.74 - 21.1.75

ZEIT : 8.2. - 6.3.76

$\text{LOG}_{10} W [\text{erg}/\text{cm}^3]$

$\alpha$

$\text{LOG}_{10} W [\text{erg}/\text{cm}^3]$

$\alpha$

Abb. 16: 8-Sekunden-Mittelwert-Histogramme der Energiedichte  $W$  und des Spektralexponenten  $\alpha$  für ganze Sonnenrotationen in zwei verschiedenen Abstandsintervallen. Der linke Viererblock gehört zu Helios 1, der rechte zu Helios 2. Zur Definition von  $\alpha$  und  $W$  beachte den Text.

und Neubauer [1982] Werte um  $-0.8$  für den Abstandsbereich außerhalb  $0.4$  AE und zwischen  $0.29$  AE und  $0.4$  AE Werte um  $-0.5$ . Die entsprechenden Mittelwerte für E4-Daten schwanken um  $-1.6$  bis  $-1.8$  und zeigen keine Abhängigkeit vom Abstand. Es existiert aber zwischen den beiden Frequenzbereichen ein "Knick". Da in oder in der Nähe des Frequenzüberganges die lokale Protonengyrofrequenz liegt, ist anzunehmen, daß unterhalb dieser Grenze, im Bild des CMA-Diagrammes, der Übergang zwischen den Bereichen 13 und 11, die Spektren erheblich flacher sind als oberhalb. Damit können die Aussagen von Chashey und Shishov [1977] nicht bestätigt werden. Sie hatten mit Hilfe einer Theorie, die den Transport von Energie großskaliger Turbulenz in Richtung kleinskaliger beschreibt, flachere Spektren oberhalb der Protonengyrofrequenz und steilere unterhalb vorausgesagt.

Die Histogramme für die Energiedichten in Abbildung 16 sind, sieht man einmal vom scharfen Abfall durch die Berücksichtigung der Schranke zum Elektronikrauschen ab, annähernd symmetrisch. Wie bei den Spektraldichten in den einzelnen Kanälen, ist der Anstieg von  $W$  allein eine Folge der Annäherung an die Sonne. Nimmt man als Maß die Verschiebung des Maximums der Histogramme zwischen der unteren und der oberen Reihe in der Abbildung, so steigen die Werte um zwei Dekaden. Man beachte aber die absoluten Größen. Ein Vergleich mit Energiedichten anderer Phänomene im Sonnenwind zeigt, wie gering der Beitrag dieser hochfrequenten Wellenfelder zum gesamten Energiehaushalt ist. Zum Beispiel ist die typische Energiedichte des Hintergrundmagnetfeldes im Bereich niedriger Sonnenwindgeschwindigkeit auf Höhe der Erdbahn ca.  $10^{-10}$  erg/cm<sup>3</sup>!

Nun zurück zu dem Abfall der Spektren mit wachsender Frequenz. Die bisherige Annahme von konstanten Exponenten innerhalb der Spektren gibt sicherlich ein nützliches aber grobes Bild der Verhältnisse wieder. Mit den 8 Frequenzkanälen läßt sich ein der Wirklichkeit besser angepaßtes Bild konstruieren. Zunächst wird aber die Gültigkeit des gröberen Modelles nach Gleichung (5.1) überprüft. Dazu berechnet man am besten die mit den Größen  $A$  und  $\alpha$  bestimmte Mo-



dellgerade und bildet, für jeden Frequenzkanal getrennt, die Differenzen zu den gemessenen Spektraldichten. Es zeigt sich mit dieser Untersuchung, daß die Anpassung der Spektren an eine Gerade in logarithmischer Darstellung nur für Gebiete innerhalb der Hochgeschwindigkeitsströme gilt. Aber auch dort findet man, wie in allen anderen Bereichen, eine Tendenz zu steilerem Abfall der Spektren mit wachsender Frequenz. In seltenen Fällen können auch Spektren mit nicht-monotonem Abfall beobachtet werden. Doch davon mehr in Kapitel 8.3.

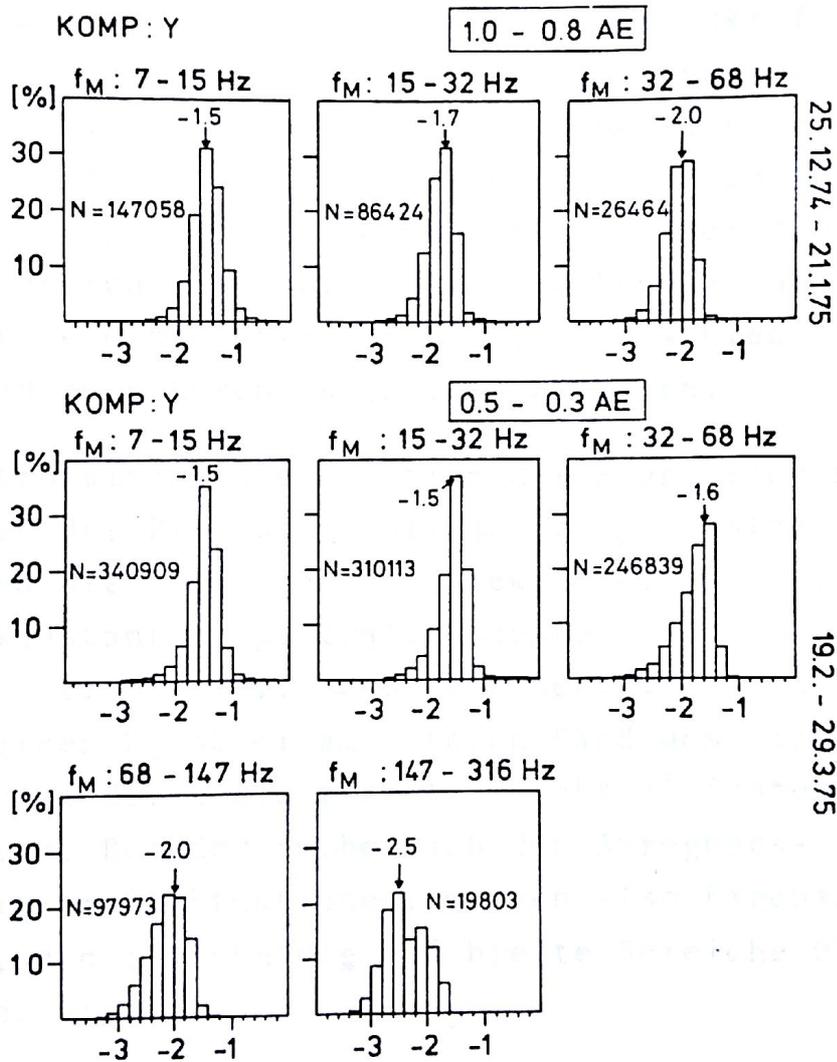


Abb. 17: 8-Sekunden-Histogramme des Abfalles in den Spektren von Mittenfrequenz  $f_M$  zu Mittenfrequenz der Kanäle für Helios 1. Die Zeiträume sind die gleichen wie in Abb. 16.

In Abbildung 17 sind Histogramme des Spektralexponenten dargestellt, die durch direkte Berechnung des Abfalles von Frequenzkanal zu Frequenzkanal, repräsentiert durch die zugehörigen Mittelfrequenzen, entstanden sind. Die oberen drei zeigen die Verhältnisse auf Höhe der Erdbahn. Die Spektren fallen erst mit Werten um  $-1.5$ , dann aber kontinuierlich steiler ab. Im Bereich  $0.5$  bis  $0.3$  AE können 5 Histogramme, entsprechend den unteren 6 Frequenzkanälen, gewonnen werden. Hier fallen die Spektren bis  $100$  Hz mit konstantem Exponenten ab. Danach folgt wieder der schnell steiler werdende Abfall. Diese Form der Spektren kann durch den folgenden Test bestätigt werden: Die Spektren werden mit der linearen Regression nach Gleichung (5.1) nacheinander für die unteren 2, 3, 4 usw. Frequenzkanäle berechnet. Jedes Spektrum liefert also einen Satz von Spektralexponenten, deren Werte sich nur durch die Abschneidefrequenz ändern. Der Vergleich der Exponenten zeigt, zum Beispiel für Spektren in Sonnennähe, bei Verlängerung der Spektren von den unteren 2 auf die unteren 4 Kanäle nur kleine Änderungen. Jede weitere Hinzunahme von Kanälen verschiebt den berechneten Exponenten dann zu höheren, negativen Beträgen.

Es bleibt festzuhalten, die Spektren der magnetischen Fluktuationen fallen oberhalb der Protonengyrofrequenz  $\Omega_p$  meistens monoton ab. Es gibt aber einen breiten Bereich, direkt oberhalb  $\Omega_p$ , in dem die Spektren mit konstantem Spektralexponenten abfallen. Erst danach werden sie schnell steiler. Besonders deutlich wird dies in Sonnennähe, wo zum einen  $\Omega_p$  näher am unteren Rand des Frequenzmeßbereiches liegt, zum anderen die gesamten Spektraldichten höher als in Sonnenferne sind. Bei der Suche nach den Anregungs- und Dämpfungsmechanismen dieser Fluktuationen, müssen also Eigenschaften unterstellt werden, die gleichmäßig auf breite Bereiche über der Protonengyrofrequenz wirken.

#### 5.4 Energieflußdichten der Elektronenmode

Jede Wellenbewegung erfordert Energie. Die Energie der Plasmawellen erscheint in den elektromagnetischen Komponenten des Feldes und in der kinetischen Energie der kohärenten Teilchenbewegung. Bisher wurden nur die gemessenen Energiedichten diskutiert. Man kann jedoch bei Kenntnis der Energiedichten Aussagen über den Energiefluß im überstrichenen Frequenzbereich machen. Für ein homogenes, verlustfreies Plasma gilt die Beziehung:

$$\underline{v}_g = \frac{d\omega}{d\underline{k}} = \frac{\underline{W}_{fl}}{W_0} \quad (5.5)$$

$\underline{W}_{fl}$  ist der totale Energiefluß in den Plasmawellen mit der totalen Energiedichte  $W_0$  und  $\underline{v}_g$  ihre Gruppengeschwindigkeit. Auf eine Herleitung dieser Gleichung soll hier verzichtet werden. Man findet sie bei Stix [1962, Kapitel 3]. Gleichung (5.5) gilt nur für Fälle, in denen  $\omega$  und  $\underline{k}$  langsam variierende Funktionen der Zeit bzw. des Raumes sind und in denen der Dielektrizitätstensor  $\underline{K}(\omega, \underline{k})$  sich ebenfalls so verhält. Das ist natürlich nicht mehr in der Nähe der Abschneidefrequenzen und der Resonanzen richtig.

Um aus den gemessenen Spektraldichten mit Hilfe von Gleichung (5.5) Energieflußspektren  $W_{fl}(f)$  zu gewinnen, wird weiterhin angenommen, daß die Wellen rechts-zirkular polarisiert sind und sich parallel zum Magnetfeld ausbreiten. Die zugehörige Beziehung findet man in Gleichung (4.5). Mit dem Koordinatensystem aus Kapitel 4.1 gilt also für den Wellenzahlvektor und die elektrischen und magnetischen Wellenkomponenten:

$$\begin{aligned} \underline{k} &= ( 0, 0, k_z ) \\ \underline{E} &= ( E_x, E_y, 0 ) \quad \text{mit} \quad E_x = E_y \\ \underline{B} &= ( B_x, B_y, 0 ) \quad \text{mit} \quad B_x = B_y \end{aligned} \quad (5.6)$$

Im folgenden werden die Vereinfachungen  $k_z = k$ ,  $E_x = E_y = E$  und  $B_x = B_y = B$  benutzt. Es soll der gesamte Frequenzmeßbereich ausgenutzt werden. Da bei niedrigen Frequenzen der Einfluß der Protonen nicht vernachlässigbar ist, wird auf den Tensor in Gleichung (4.1) zurückgegriffen. Es gilt daher für die Energiedichte [siehe Stix, 1962, Seite 48]:

$$W_0 = \frac{1}{8\pi} (B^2 + E^2 \cdot \frac{\partial(\omega \cdot S)}{\partial \omega}) \quad (5.7)$$

S erhält man aus den Gleichungen (4.2) und die elektrischen Feldkomponenten aus dem Induktionsgesetz (siehe Gleichung (4.11)):

$$E = B \frac{k \cdot c}{\omega} \quad (5.8)$$

Unter diesen Voraussetzungen läßt sich nun die Beziehung (5.5) vollständig berechnen, und man gewinnt mit Hilfe der gemessenen Spektraldichten Energieflußdichtespektren. Inwieweit diese die Realität richtig wiedergeben, kann wegen der einschneidenden Voraussetzungen, kaltes Plasma und Gleichung (5.6), nicht erschöpfend geklärt werden. Jedoch sollten die Ergebnisse in weiten Plasma- und Frequenzbereichen der Wirklichkeit nahe kommen.

Bei der Berechnung der totalen Energiedichten  $W_0$  fällt auf, daß der 2. Term in der Klammer von Gleichung (5.7) generell sehr klein ist. Der größte Anteil an der Energiedichte der gemessenen Fluktuationen befindet sich also in der magnetischen Komponente!

In Abbildung 18 sind vier typische Energieflußspektren, berechnet mit 10-Minuten-Mittelwerten, dargestellt. Auf eine umfangreichere statistische Darstellung kann verzichtet werden, da die Spektren fast ohne Ausnahme Geraden parallel zur Frequenzachse bilden. Nur bei den höchsten Frequenzen über dem Elektronikrauschen tritt manchmal ein leichter Abfall auf. Die Ursache des waagerechten Verlaufes begründet sich auf die Abhängigkeit der Gruppengeschwin-

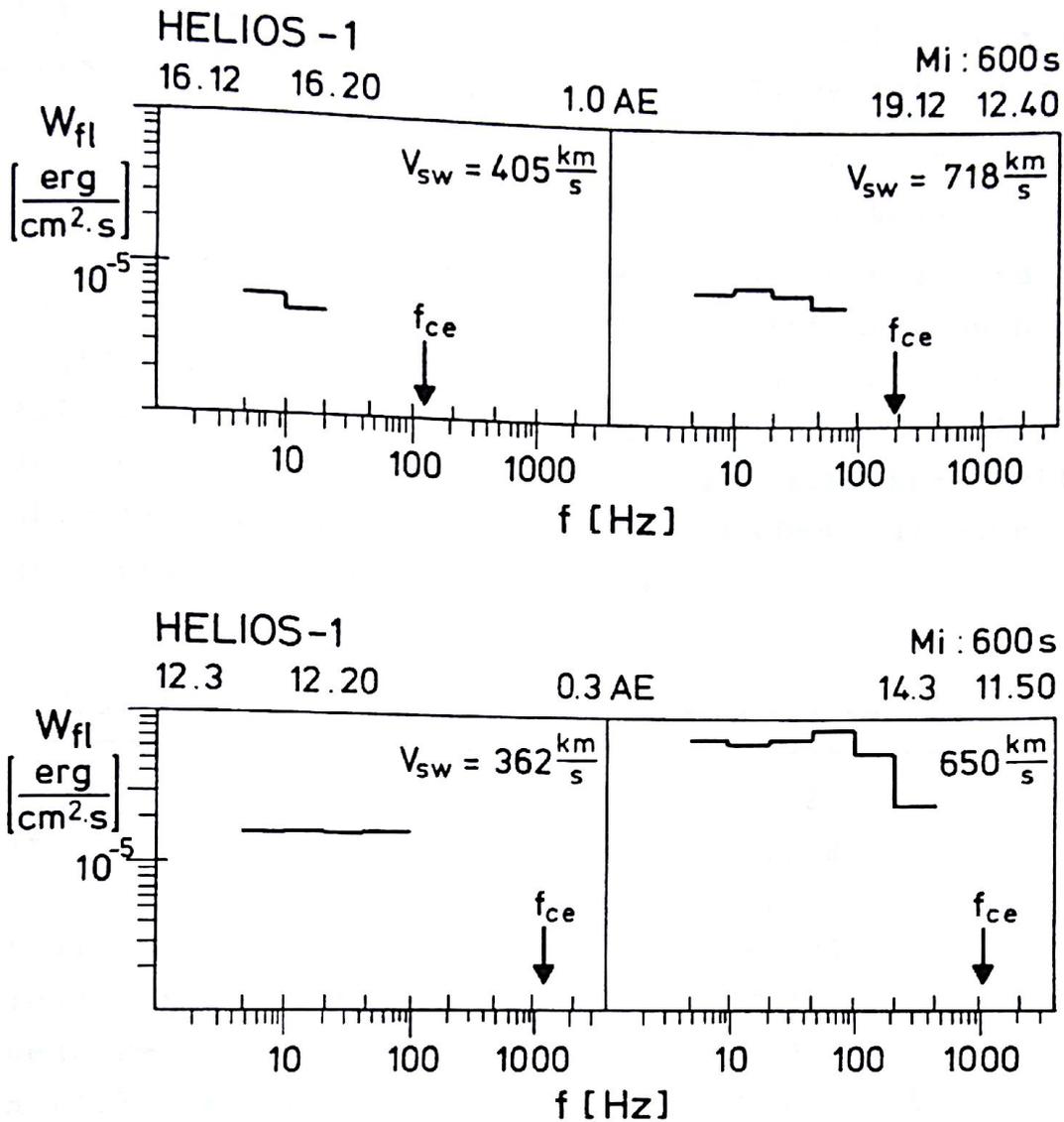


Abb. 18: Typische Energieflußdichtespektren aus zwei Abstandsbe-  
reichen. In der jeweils linken Hälfte ein Spektrum aus  
dem Bereich niedriger Geschwindigkeit und in der rechten  
Hälfte aus einem Hochgeschwindigkeitsstrom.

digkeit und der Energiespektraldichten von der Frequenz. Die Grup-  
pengeschwindigkeit wächst und die Energiespektraldichten erniedri-  
gen sich mit steigender Frequenz. Abweichungen vom waagerechten  
Verlauf finden sich nur dann, wenn die Spektraldichten nicht mono-  
ton abfallen. Diese Fälle werden in Kapitel 8 und besonders in Ka-  
pitel 8.3 behandelt.

Wie die Spektraldichten nehmen auch die Energieflußdichten zur Sonne hin zu. Die 40.5-Sekunden-Mittelwerte im Frequenzbereich 4.7 Hz bis 10 Hz schwanken innerhalb der Sonnenrotationen

bei 1.0 AE:  $7.1 \cdot 10^{-7}$  bis  $6.3 \cdot 10^{-5}$  erg/cm<sup>2</sup>.s  
und bei 0.3 AE:  $3.4 \cdot 10^{-6}$  bis  $8.1 \cdot 10^{-4}$  erg/cm<sup>2</sup>.s.

Die Schwankungsbreite ergibt sich durch den Unterschied zwischen Bereichen mit niedriger Plasmageschwindigkeit und den Hochgeschwindigkeitsströmen. Die Tabelle 2 ist aus Hundhausen [1972, Seite 45] entnommen worden. Zum Vergleich ist in der letzten Zeile der 40.5-Sekunden-Mittelwert der gesamten Energieflußdichte der Fluktuationen über dem Elektronikrauschen für einen Bereich niedriger Geschwindigkeiten eingetragen.

Ursache	Energieflußdichten [erg/cm <sup>2</sup> .s]
Kinetik	0.22
Enthalpie	0.008
Gravitation	0.004
Magnetfeld	0.003
Elektronenwärmeleitung	0.007
Protonenwärmeleitung	0.00001
Wellen (4.7 - 47 Hz)	0.0000038

Tabelle 2: Energieflußdichten für den Bereich niedriger Sonnenwindgeschwindigkeiten bei 1 AE [zum Teil aus Hundhausen, 1972, S. 45].

Für den Bereich der Hochgeschwindigkeitsströme gilt die Tabelle 3. Hier werden unter anderem die Energieflußdichten der Wellen oberhalb der Protonengyrofrequenz zusammen mit den Energieflußdichten der Wellen unterhalb dieser Frequenz, hier alfvénische Wellen genannt, eingetragen. Alle Parameter sind aus Helios-Messungen berechnet worden. Die Mittelwertlänge der E4-Daten stimmt allerdings nicht mit der der anderen Größen überein.

Ursache	ca. 1AE [erg/cm <sup>2</sup> .s]	ca. 0.3AE [erg/cm <sup>2</sup> .s]
Gesamt (ohne alfvén. Wellen)	0.68	9.00
alfvénische Wellen	0.014	0.56
Elektronenwärmefluß	0.009	0.06
Wellen (4.7 - 470 Hz)	0.0000048	0.000055

Tabelle 3: Energieflußdichten für Hochgeschwindigkeitsströme in verschiedenen Abstandsbereichen [Denskat u.a., 1982 ].

Beide Tabellen zeigen den geringen Beitrag der hier untersuchten Wellen zum Energiehaushalt des Sonnenwindes. Er ist immer um Größenordnungen kleiner als andere dort aufgeführte Energieflußdichten. Das mindert die Bedeutung dieser Wellen aber nicht. Sie können zum einen als diagnostisches Hilfsmittel benutzt werden, zum anderen haben sie großen Einfluß auf die Form der Teilchenverteilungsfunktionen im Sonnenwindplasma. Die Beziehungen zwischen Teilchenverteilungsfunktionen und den Whistlermode-Wellen sind Thema des nächsten Kapitels.

## 6. Die Plasmainstabilitäten im Frequenzbereich zwischen der protonen- und der Elektronengyrofrequenz

Es gibt gute Gründe anzunehmen, daß die beobachteten Wellen lokal im Sonnenwindplasma entstehen. Zumindest ist eine Erzeugung in der Nähe des Meßortes wahrscheinlich. Die Ausbreitung der Fluktuationen von Quellen nahe der Sonne in den interplanetaren Raum ist zwar denkbar, doch erfordert sie ganz spezielle Teilchenverteilungsfunktionen im gesamten Bereich von der Sonne zum Meßpunkt. Da die Wellen alle mehr oder weniger gedämpft werden, müßten die Verteilungsfunktionen so beschaffen sein, daß im Ausbreitungsreich weder Dämpfung noch Anfachung überwiegt. Das ist allein schon wegen der Zerrung des interplanetaren Magnetfeldes im Raum unwahrscheinlich. Zu bestimmten Zeiten befinden sich Helios 1 und Helios 2 auf einer Magnetfeldlinie. Nimmt man an, daß sich Whistlermode-Wellen exakt längs dieser Linie von der Sonne weg ausbreiten, so kann man die Zeit berechnen, die eine solche Welle von der inneren zur äußeren Sonde braucht. Phänomene in den Spektraldichten am inneren Meßpunkt sollten nach der berechneten Zeit am äußeren Meßpunkt wiederzufinden sein. Die Untersuchung der in Frage kommenden Zeiten förderte keine Hinweise auf Ausbreitung über große Entfernung zu Tage. Dieses Argument muß man allerdings in Frage stellen, weil eine eindeutige Identifikation von Wellenphänomenen nach der Ausbreitung über Stunden schwierig ist. Für die lokale Erzeugung dieser Wellen gibt es dagegen viele Argumente. Einige werden in den folgenden Abschnitten angesprochen. Allerdings ist eine erschöpfende Darstellung der Arbeiten auf diesem Gebiet im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich.

### 6.1 Lineare Theorie

Instabilitätsuntersuchungen in Theorie und Experiment für Plasmen außerhalb des Labors sind besonders aus dem Gebiet der Magnetosphärenphysik bekannt geworden. Eine Übersicht findet man zum Beispiel in Shawhan [1979]. Mit zunehmender Verbesserung der Experi-



mente wurden die Untersuchungen auch auf den interplanetaren Raum ausgedehnt. Eine Zusammenstellung jüngerer Datums ist in Schwartz [1980] enthalten.

Instabil ist ein System, wenn in ihm kleine Störungen anwachsen können und das System damit aus seinem anfänglichen Gleichgewicht entfernt wird. Zeitlich kann man die Entwicklung dieser Instabilität in zwei Abschnitte teilen [Haerendel, 1981]. In der frühen Wachstumsphase verändern sich die mittleren physikalischen Eigenschaften des Systems, wie Dichte, Temperatur, Geschwindigkeit usw. noch nicht. Dies ist die lineare Phase. Irgendwann beginnen die durch die Instabilität hervorgerufenen Veränderungen die mittleren physikalischen Größen zu beeinflussen, und damit ändern sie auch die Wachstumsbedingungen der Störung. Dies nennt man die nichtlineare Phase. Häufig sind auch konkurrierende Typen von Instabilitäten möglich. Wie kompliziert die Entwicklung des instabilen Systems auch verläuft, letzten Endes führt sie zum Abschalten der Instabilität durch Dissipation. Es sei denn, die freie Energie, die die Instabilität speist, wird laufend nachgeliefert. Im Sonnenwind kann die freie Energie unter anderem durch strömende oder driftende Teilchen oder allgemein durch thermische Effekte, zum Beispiel Wärmeleitung und Temperaturanisotropie, geliefert werden. Diese Phänomene müssen sich in der Form der lokalen Teilchenverteilungsfunktionen niederschlagen.

In der kinetischen, linearen Theorie geht man meistens von der Vlasovgleichung aus. Eine ausführliche Darstellung findet man bei Akhiezer u.a. [1975, Kapitel 5.2 ff.]. Die Teilchenverteilungsfunktion der Teilchensorte  $i$  kann man aufspalten:

$$F_i(\underline{r}, \underline{v}, t) = f_{i,0}(v_{\parallel}, v_{\perp}) + f_i(\underline{r}, \underline{v}, t) \quad (6.1)$$

Dabei beschreibt  $f_{i,0}$  den Quasi-Gleichgewichtszustand des Plasmas und  $f_i$  kleine oszillierende Abweichungen davon. Kleine Abweichungen von großskaligen mittleren Werten müssen auch die Fluktuationen im Magnetfeld und im elektrischen Feld zeigen. Dann ist die Linea-

risierung des Gleichungssystems und die Berechnung von Dispersionsrelationen wie in Kapitel 4 möglich. Dabei ist jetzt aber die Frequenz komplex. Nun versucht man unter der Bedingung, daß der Imaginärteil von  $\omega$  klein ist, Schwellenwerte zu entwickeln, bei denen bestimmte Wellen im Plasma instabil werden. Auch die Anwachsraten sind interessant, wenn Instabilitäten miteinander konkurrieren können. Die Gleichungen sind allerdings sehr kompliziert. Daher versucht man meistens nicht, allgemeine Instabilitätskriterien zu entwickeln, sondern beschränkt sich auf besonders interessierende Parameterbereiche. Im Sonnenwind sind das häufig Mehr-Komponentenplasmen, bestehend aus Elektronen und Protonen. Eventuell kommen noch kleine Anteile von schwereren Elementen, z.B. Heliumionen, hinzu. Als einen der charakterisierenden Parameter wird häufig das Verhältnis von thermischem Druck der Teilchensorte  $i$  zum Druck des Hintergrundmagnetfeldes  $B_0$  benutzt:

$$\beta_i = \frac{N_i k_B T_i}{\frac{B_0^2}{8\pi}} \quad (6.2)$$

Im Sonnenwind ist  $\beta_i$  nur nahe der Sonne klein. Auf Höhe der Erdbahn gilt meistens:  $\beta_i \sim 1$ . Die Teilchenverteilungsfunktionen müssen den jeweiligen Bedingungen angepaßt werden. Meistens benutzt man Bi-Maxwellverteilungen, entsprechend den zwei Vorzugsrichtungen in magnetischen Plasmen. Es werden aber auch andere Verteilungen, zum Beispiel Bi-Lorentzverteilungen, benutzt [Abraham-Schrauner und Feldman, 1977].

Die Grenzen der linearen Theorie werden durch die beiden Voraussetzungen, kleine Abweichungen vom Mittelwert und kleiner Imaginärteil in  $\omega$ , bestimmt. Die Instabilitätsuntersuchungen gelten daher nur für den Einsatz der Instabilität. Die eigentlichen Auswirkungen auf das Hintergrundplasma können nicht beschrieben werden. Diese Parameter werden aber meistens ausschließlich gemessen. Weiterhin ist die Frage nach der dominierenden Instabilität in den jewei-

ligen Plasmen nur schwer zu beantworten. In einigen Bereichen versprechen quasi-lineare Theorien bessere Aussagen. Es werden in diesen Arbeiten die kleinen Abweichungen im Plasma mit weiteren Termen fortentwickelt. Zum Beispiel hat Barnes [1968] für Wellen niedriger Frequenz eine solche Theorie für Sonnenwindplasmen entworfen. Für höherfrequente Wellen beschreiben Gary und Feldman [1977] mit Parametern 2. Ordnung ein dynamisches Gleichgewicht zwischen dem linearen Anwachsen von Whistlermode-Wellen und der Rate des Impulsverlustes der Halo-Elektronen durch Streuung der Whistler-Fluktuationen.

Ebenfalls werden mit der linearen Theorie nicht die Einflüsse von Wellen untereinander beschrieben. Mehrere lineare Wellen können so wirken, daß sich ihre Amplituden relativ zueinander ändern. Zum Beispiel kann die nichtlineare Wirkung zweier Wellen wieder eine lineare Welle sein, die sich auf Kosten von einer oder beider anderen Wellen im Plasma ausbreitet. Möglich sind dabei Kaskaden, zum Beispiel zu immer höherfrequenten Wellen. Untersuchungen gibt es hierzu an Alfvénwellenspektren im Sonnenwind [Cohen, 1975].

## 6.2 Zyklotronresonanz

Anfachung oder Dämpfung von Wellen im interessierenden Frequenzbereich wird ganz wesentlich von der Zyklotronresonanz zwischen Teilchen und Welle beherrscht. Die Teilchen bewegen sich auf einer Spiralbahn längs der Magnetfeldlinien mit der Geschwindigkeit  $v_{\parallel}$ . Treffen sie auf Wellen mit passender Frequenz und richtiger Drehrichtung, so kann Energieaustausch stattfinden. Dabei wird die Geschwindigkeit des Teilchens senkrecht zum Magnetfeld  $v_{\perp}$  anwachsen und die Welle wird gedämpft oder die Energie der Welle nimmt zu und die Geschwindigkeit des Teilchens wird geringer. Der Dopplereffekt sorgt dafür, daß die Teilchen die Welle bei ihrer Gyrofrequenz oder dem Vielfachen davon sehen. Die Resonanzbedingung für ein Teilchen der Sorte  $i$  lautet:

$$\omega - k_z v_{\parallel} = l \cdot |\Omega_i| \quad \text{mit } l = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \quad (6.3)$$

Unter Resonanz bei normalem Dopplereffekt versteht man den Fall  $l > 0$ . Dann ist die Phasengeschwindigkeit der Welle entlang dem Magnetfeld größer als  $v_{\parallel}$ . Resonanz unter anormalem Dopplereffekt gibt es bei  $l < 0$ . Hier ist  $v_{ph,\parallel} < v_{\parallel}$ . Man beachte, daß die Gyrofrequenz in Gleichung (6.3) nicht für hochenergetische Teilchen gilt. Bei sehr hohen Geschwindigkeiten muß ein Faktor berücksichtigt werden [Cornwall, 1964].

$$\Omega_{i,rel} = \gamma \cdot \Omega_i = \sqrt{1 - \left(\frac{v_{\parallel}}{c}\right)^2} \cdot \Omega_i$$

Für den größten Teil der Teilchen im Sonnenwind kann man jedoch  $\gamma \approx 1$  setzen. Die Näherung gilt noch für Energien bis zu 100 keV. So besitzt ein Elektron mit  $v = 0.5c$  die Energie 74 keV (vergleiche mit den gemessenen Elektronenpopulationen im Sonnenwind, die in Kapitel 3.5 beschrieben sind). Der zugehörige Wert für den Faktor ist  $\gamma = 1.15$ .

Innerhalb der Verteilungsfunktion für eine Teilchensorte wird es immer einige Teilchen geben, deren Geschwindigkeit die Resonanzbedingung erfüllen. Für die hier betrachteten hochfrequenten Wellen muß man die kritischen Geschwindigkeiten mehr im Schweif der Verteilungen suchen. Wie hoch die Ausbeute an Resonanzereignissen zwischen einer Welle und Teilchen ist, hängt aber nicht nur von der Lage der kritischen Geschwindigkeiten innerhalb der Verteilungsfunktionen ab, sondern auch von der räumlichen Ausdehnung des Gebietes, in dem Resonanz mit dieser Welle möglich ist. So lassen sich charakteristische Frequenzverläufe in bestimmten diskreten Emissionsformen in der Magnetosphäre mit der schnellen Änderung der Plasmaparameter auf dem Weg der Teilchen erklären [Helliwell, 1967]. Wann Dämpfung oder Anfachung der Welle eintritt, hängt von der Form der Verteilungsfunktion im kritischen Geschwindigkeitsintervall ab. Die Abweichung der Verteilungsfunktionen von der Gleich-

gewichtsverteilung, zum Beispiel durch Teilchen- oder durch Wärmeströme, können zur Anfachung von Wellen führen.

Nützliche Aussagen lassen sich auch aus der Bestimmung der Resonanzenergie  $E_R$  gewinnen. Bezeichnet man die kritische Geschwindigkeit für eine spezielle Welle nach Gleichung (6.3) mit  $v_{R,i}$ , so gilt:

$$E_{R,i} = \frac{1}{2} \cdot m_i v_{R,i}^2 \quad (6.4)$$

Effekte, die die Resonanzenergie verringern, ermöglichen mehr Teilchen, in Beziehung zur Welle zu treten. Die Ausbeute nimmt daher zu. Kennt man die Dispersionsrelation einer Welle, so läßt sich mit (6.4) und (6.3) die Resonanzenergie berechnen. Dies ist zum Beispiel eine Möglichkeit, Instabilitätskriterien für bestimmte Wellen zu finden. Im nächsten Abschnitt sollen einige dieser Kriterien aufgezählt werden.

### 6.3 Einige Kriterien für Instabilitäten im Frequenzbereich zwischen der Protonen- und der Elektronengyrofrequenz

Es gibt in der Literatur eine Fülle von Modellen mit denen Instabilitäten, ihre Schwellenwerte und Anwachsraten für Sonnenwindverhältnisse diskutiert werden. Dieser Abschnitt beschränkt sich im wesentlichen auf Modelle für die hier interessierenden Wellen- und Parameterbereiche. Soweit möglich, ist die Aufzählung nach den Ursachen für das Auftreten der Instabilitäten gegliedert.

Der Wärmefluß ist eine der Ursachen für die Anregung von Instabilitäten im Sonnenwindplasma. Er führt zu einer "Ausbeulung" der Elektronen- und Protonenverteilungsfunktion [Forslund, 1970]. Forslund untersuchte deren Wirkung auf einige lineare Wellen und fand, daß für  $T_e \gg T_p$  die ionenakustischen Wellen dominieren. Nähert sich  $T_e$  aber  $T_p$ , so werden die elektrostatischen Ionenzyklotronwellen wichtiger, wenn  $\beta_p$  klein ist (also eher näher an der

Sonne). Beide Typen sind mit dem Induktionsspulenexperiment E4 nicht meßbar. Forslund räumt aber ein, daß auch andere Wellen instabil werden können. Gary u.a. [1975a,b] untersuchten die schnelle magnetoakustische Welle, die Alfvénwelle und die Whistlermode. Sie zeigten, daß alle drei Typen bei Sonnenwindverhältnissen instabil werden können. Dabei werden sie von den Halo-Elektronen getrieben, wenn diese gewisse Schwellenwerte in der relativen Drift zwischen den Halo-Elektronen und der Sonnenwindgeschwindigkeit überschreiten. Die in diesem Experiment besonders interessierende Whistlermode wird am stärksten instabil für den Bereich  $4 < k \cdot r_{c,p} \lesssim 7$  (zur Definition von  $r_{c,p}$ , siehe Gleichung 3.4). Dies gilt aber nur für  $T_{\parallel}/T_{\perp} < 1.2$  der Halo-Elektronen. Für größere Anisotropien in dieser Elektronenkomponente wird die Instabilität unterdrückt [Gary u.a., 1975a; Dobrowolny und Tessarotto, 1978]. Feldman u.a. [1976] haben ebenfalls die Bedeutung der Whistlermode-Instabilität im Plasma mit Wärmefluß der Halo-Elektronen unterstrichen. In einem Vergleich dieser Instabilität mit elektrostatischen Instabilitäten fand Gary [1978], daß selbst in Bereichen mit  $T_e > T_p$  und kleinen  $\beta_p$  die Whistlermode-Instabilität dominiert. Erst bei  $T_e \gg T_p$  und kleinem  $\beta_p$  sinkt der Schwellenwert der elektrostatischen ionenakustischen Welle unter den der Whistlermode.

Haben die Teilchenverteilungsfunktionen zwei oder mehr Maxima, so kann man auch hier Instabilitäten vermuten. In den Protonenverteilungsfunktionen sind diese Verhältnisse relativ häufig. Montgomery u.a. [1975] haben für den Bereich  $0.05 \leq \beta_p \leq 1$  isotrope Ionenströme, die sich längs des Magnetfeldes mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten bewegen, untersucht. Sie fanden drei Instabilitäten im Frequenzbereich  $\omega < \Omega_p$ . Davon ist für das Induktionsspulenexperiment nur die Verlängerung der Whistlermode zu niedrigen Frequenzen, bei Montgomery u.a. schnelle akustische Welle mit Ausbreitung parallel zum Magnetfeld genannt, interessant. Die zugehörige Instabilität wächst mit zunehmender Differenzgeschwindigkeit an. Höherfrequente Instabilitäten untersuchten Gary u.a. [1981] mit Ionenströmen, die von der Bugstoßwelle längs der Ma-

gnetfeldlinien zurück in den interplanetaren Raum strömen. Sie kamen zu dem Schluß, daß für  $\omega \gg \Omega_p$  die Whistlermode-Instabilität nicht direkt von den Protonenströmen getrieben werden kann.

Die unterschiedlichen Teilchentemperaturen im Sonnenwind senkrecht und parallel zum Magnetfeld geben ein breites Feld zur Anregung von Instabilitäten ab. Kennel und Petschek [1966] betrachteten im Plasma aus Protonen und Elektronen die Whistlermode, die Ionenzyklotronwelle und die magnetoakustische Welle nahe  $\Omega_p$ . Sie fanden, daß die Whistlermode instabil wird, wenn:

$$\frac{T_{e\perp}}{T_{e\parallel}} - 1 > \frac{\omega}{|\Omega_e| - \omega}$$

Jedoch ist diese Anisotropie  $T_{e\perp} > T_{e\parallel}$  im Sonnenwind ungewöhnlich. Für die Ionenzyklotronwelle gilt die Bedingung für Instabilität in der Nähe von  $\Omega_p$ :

$$\frac{T_{p\perp}}{T_{p\parallel}} - 1 > \frac{\omega}{\Omega_p - \omega}$$

$T_{p\perp} > T_{p\parallel}$  ist im Sonnenwind nicht ungewöhnlich. Diese Anisotropie wird hauptsächlich in den Hochgeschwindigkeitsströmen gemessen (siehe Kapitel 3.5). Sie liegt aber im Bereich  $< 2$ . Umgekehrte Anisotropien in den Protonen sind aber häufiger. Die magnetoakustische Welle wird daher in weiten Bereichen instabil, denn ihr Schwellenwert ist:

$$\frac{T_{p\perp}}{T_{p\parallel}} - 1 < - \frac{\omega}{\Omega_p + 1}$$

Scarf u.a. [1967] zeigten, daß eine andere Instabilitätsbedingung für die Whistlermode-Wellen nahe  $\Omega_p$  häufig im Sonnenwind erfüllt wird:

$$1 - \frac{T_{p\perp}}{T_{p\parallel}} > \frac{\omega}{\omega + \Omega_p}$$

Diese Instabilität wird durch die Resonanz von Welle und Protonen mit dem anomalen Dopplereffekt getrieben. Die Protonenenergie senkrecht zum Feld verstärkt sich dabei [Brice, 1964]. Der Effekt kann also die Protonenanisotropien reduzieren. Kennel und Scarf [1968] haben für dieselbe Instabilität gezeigt, daß die Anwachsrate durch Elektronenanisotropien verstärkt wird. Außerdem können höhere  $\beta_p$  dieselbe Wirkung haben. In den Untersuchungen galt aber immer die Voraussetzung, daß die resonanten Protonen im Schweif der Verteilung zu suchen sind. Das heißt, die Ausbeute mußte ganz allgemein gering sein. Hollweg und Völk [1970] berechneten in ihrer Theorie die Instabilität neu mit zwei Voraussetzungen. Die resonanten Protonen sollten sich mehr in der Nähe des Maximums der Verteilung befinden und die Elektronenresonanzen sollten vernachlässigbar sein. Sie konnten zeigen, daß die Instabilität der Whistlerwelle in Anwesenheit von Elektronenanisotropien auch für Protonen nahe des Verteilungsmaximums liegt, wenn hohe Protonenanisotropien vorhanden sind. Sie berechneten die Bedingung  $T_{p\parallel} \geq 4 \cdot T_{p\perp}$ . Weiterhin beschreiben sie eine Instabilität der Protonen mit Ionenzyklotronwellen bei  $T_{p\parallel}/T_{p\perp} \geq 2$ . Gary u.a. [1976] untersuchten die Resonanzinstabilitäten, in dem sie die neueren Protonenmessungen in Rechnung stellten. Sie setzten die Anisotropie im "kühleren" Teil der Protonen mit  $T_{p\parallel} < T_{p\perp}$  an und im "heißeren" Teil mit  $T_{p\parallel} > T_{p\perp}$ . Die Elektronen bestanden aus einer isotropen Verteilung. Sie kamen im Fall der Ionenzyklotron-Instabilität zu dem Ergebnis, daß die Anwachsrate von  $\beta_p$ , dem Verhältnis der Teilchendichten von "heißer" Protonenkomponente zu Elektronen und vom Temperaturverhältnis in den parallelen Komponenten von "heißer" Protonen zu "kühleren", abhängen. Außerdem hatte die Anwachsrate bei Ausbreitung der Welle parallel zum Magnetfeld ihr Maximum.



Eine weitere Quelle für Plasmainstabilitäten sind strömende Teilchen, wie sie in Stromschichten an Diskontinuitäten, Stoßwellen und Sektorgrenzen auftreten. Für Sonnenwind- und Magnetosphärenverhältnisse sind Modelle für Teilchenströme in Magnetfeldrichtung und für driftende Teilchen quer zum Feld gerechnet worden. Die Instabilitäten faßt man unter dem Namen Strominstabilitäten bzw. Driftinstabilitäten zusammen.

Gary u.a. [1976] untersuchten parallel zum Feld strömende Elektronen. Für  $T_e \gg T_p$  zeigt die elektrostatische ionenakustische Welle die niedrigste Instabilitätsschwelle. Für  $\beta_p \gtrsim 1$  und  $T_e \lesssim T_p$  dominiert aber die Whistler-Strominstabilität, wenn die Stromgeschwindigkeiten der Elektronen relativ zu den Protonen sehr viel größer als die Alfvéngeschwindigkeit sind. Die Zyklotronresonanz ereignet sich dabei in der Protonenverteilung. Nur wenig höhere Schwellenwerte hat aber eine sich schräg zum Magnetfeld fortpflanzende, elektromagnetische ionenakustische Instabilität.

Ströme quer zum Magnetfeld, wie sie zum Beispiel in Stoßwellen auftreten, wurden von Lemons und Gary [1977, 1978] betrachtet. Sie fanden für  $T_e \gg T_p$  wieder die ionenakustischen Instabilitäten bei Elektronendriften kleiner als die thermische Geschwindigkeit der Elektronen. Außerdem diskutierten sie die im Frequenzbereich um  $\omega_{LHR}$  (siehe Gleichung (4.9)) auftretenden zwei Instabilitäten mit elektromagnetischen Charakter. Die erste ist eine Art Zwei-Strominstabilität, dort "modified two-stream instability" genannt. Sie hat ihre größte Anwachsrate für Wellenvektoren nahezu senkrecht zum Magnetfeld. Die zweite, die untere Hybridinstabilität entwickelt sich aus der modifizierten Zwei-Strominstabilität, sobald Gradienten in der Dichte, Temperatur oder im Magnetfeld des Plasmas auftreten. Sie hat ihre höchste Anwachsrate exakt bei  $\underline{k} \perp \underline{B}_0$ . Huba u.a. [1978] konnten Messungen von elektrostatischen und magnetischen Wellen im entfernten Teil des Magnetosphärenschweifes der Erde ebenfalls mit der unteren Hybridinstabilität erklären. Sie existiert nach ihrem Modell besonders an großen Dichtegradienten.

Allerdings wurde bei der Rechnung der Einfluß von Temperaturgradienten und der Magnetfeldkonfiguration vernachlässigt. Auch in der Magnetopause der Erde ist die untere Hybridinstabilität die wahrscheinlichste Ursache für einige der gemessenen Fluktuationen. In dieser Region untersuchten Gary und Eastman [1979] die auftretenden Instabilitäten und verglichen sie mit ISEE 1 und 2 Messungen der elektrischen und magnetischen Wellenkomponenten. Für  $\beta_p \sim 1$  und  $T_p \gg T_e$  zeigten sie, daß besonders im Bereich, in der die Driftgeschwindigkeit klein gegen die thermische Geschwindigkeit der Protonen ist, die untere Hybridinstabilität die höchsten Anwachsraten hat. Auch an Diskontinuitäten und anderen kleinräumigen Strukturen mit scharfen Feldgradienten des Sonnenwindes tritt diese Instabilität wahrscheinlich auf. Barnstorf [1980] untersuchte an einigen dieser Phänomene die Wellenform- und die Spektraldichtedaten des Induktionsspuleninstrumentes E4. Er verglich sie mit den theoretischen Modellen von Huba u.a. [1978] und zeigte, daß auch im Sonnenwind an diesen Strukturen die untere Hybridinstabilität wirken kann.

Damit soll die Aufzählung der Instabilitätskriterien beendet werden. Die Modelle und Untersuchungen in Verbindung mit Helium- oder schwereren Ionen sollen hier nicht im einzelnen diskutiert werden, weil entsprechende Plasmamessungen für diese Arbeit nicht vorlagen. Die zugehörigen Wellentypen für die Instabilitäten liegen hauptsächlich im Frequenzbereich  $\omega \lesssim \Omega_p$ . Es sei hier auf die Diskussion in Marsch u.a. [1982a] und in dem Übersichtsartikel von Hollweg [1981] verwiesen. Ein Anspruch auf Vollständigkeit dieser Sammlung wird nicht erhoben. Viele Modelle eignen sich auch nicht zum Vergleich mit den Messungen, weil ihre Voraussetzungen zu große Vereinfachungen enthalten. Auch die hier aufgezählten Kriterien sind meist nicht unter Berücksichtigung aller realen Einflüsse im Plasma entstanden und können daher auch die Realität nur in Teilaspekten wiedergeben. Vollständig vernachlässigt werden mußten im Rahmen dieser Arbeit die Untersuchungen von Plasmainstabilitäten eingeschlossener Plasmen im Labor.

## 6.4 Korrelationsanalysen zwischen Plasmaparametern und Spektraldichten

Im vorigen Abschnitt zeigte es sich, daß die Instabilitätskriterien für bestimmte Wellen unter anderem von der kritischen Geschwindigkeit für Resonanz bzw. der Resonanzenergie, von der Größe des Wärmestromes, den Temperaturunterschieden von Protonen und Elektronen oder den Temperaturanisotropien abhängen. Einige dieser Größen sind hier durch das Plasmaexperiment E1 zugänglich. Wenn die Modelle realistisch genug sind, sollten sich Korrelationen zwischen den gemessenen Spektraldichten und den oben genannten Größen ergeben.

Dazu ist aber die Festlegung der instabilen Wellentypen erforderlich. Es soll im weiteren angenommen werden, daß die Spektraldichten ausschließlich von den rechts-zirkular polarisierten Whistlermode-Wellen stammen. Aus den in Kapitel 4.2 genannten Gründen ist das mindestens für den Frequenzbereich oberhalb  $\Omega_e/4$  erlaubt. Zur Korrelation werden daher nur Spektraldichten aus Frequenzkanälen verwendet, die diese Bedingung erfüllen und die Amplituden oberhalb des Elektronikrauschens zeigen. Die lokale Elektronengyrofrequenz wird dabei jeweils mit Hilfe der Meßwerte der Förstersonde E2 bestimmt.

Mit den so bestimmten Spektraldichten werden Mittelwerte über 40.5, 600 und 3600 Sekunden und über 1 Tag erzeugt und mit passenden Mittelwerten aus folgenden Parametern in entsprechend langen Zeitintervallen korreliert:

1)  $v_{R,e}/v_{th,e}$

(siehe Gleichungen 4.4, 3.4)

Wenn dieser Faktor klein ist, d.h. wenn  $v_{th,e} \gg v_{R,e}$  ist, sollten viele Elektronen zur Resonanz zur Verfügung stehen und die Instabilität also stark anwachsen lassen.

2)  $v_{R,p}/v_{th,p}$

Hier gilt dieselbe Überlegung für Protonen.

3)  $Q_e/(n_e \cdot m_e \cdot v_{th,e}^3)$

Dies ist der normierte Betrag des Elektronenwärmestromes.  $Q_e$  ist dabei aus dem 3. Moment der dreidimensionalen Geschwindigkeitsverteilung von E1 berechnet [Montgomery und Tidman, 1964, Seite 197].

4)  $T_{p\perp}/T_{p\parallel}$

5-7)  $T_{e\perp}/T_{e\parallel}$

Hier wurden die Anisotropien, jeweils getrennt für die gesamte Elektronenverteilung, die "Halo"-Komponente und die "Core"-Komponente berechnet.

Für 3) bis 7) standen allerdings nur Mittelwerte mit ca. 600 Sekunden und größer und nur für einige Intervalle in der Größe von Tagen zur Verfügung.

Die Ergebnisse sind jedoch in allen Korrelationsanalysen für die 7 Fälle stets negativ. Es können keine Korrelationen nachgewiesen werden, die auf lokale Einflüsse hindeuten. Nur die Abhängigkeiten der Dichte, der Temperatur, des Magnetfeldes, des Wärmestromes und der Spektraldichten vom Abstand zur Sonne kommen in den größeren Mittelwerten deutlich heraus. Das bedeutet aber nicht, daß die vorgestellten Modelle alle unrealistisch sind. Vermutlich ändern sich die Teilchenverteilungsfunktionen durch die starken dynamischen Variationen im Sonnenwind sehr schnell. Die berechneten Bedingungen für den Einsatz der Instabilitäten treten wahrscheinlich immer nur sehr kurzfristig auf. Die Zeitauflösung von maximal 40.5 Sekunden in den Plasmametern ist daher unzureichend und die 600-Sekunden-Intervalle in den Fällen 4 bis 7 können überhaupt keine Aussagen über die Form der Verteilungsfunktionen

zum Zeitpunkt der Entstehung einer Instabilität liefern. Auf welchen kleinen Zeitskalen die Emissionen entstehen und vergehen, wird an den Untersuchungen über die Stationarität der Wellen im nächsten Abschnitt deutlich.

Zuvor soll aber die Möglichkeit des Energietransportes vom Wellenspektrum im Frequenzbereich unterhalb der Protonengyrofrequenz in den Bereich höherer Frequenzen, wie sie im Abschnitt 6.1 kurz erwähnt wurde, geprüft werden. Die Arbeitshypothese sei: Wenn im Meßbereich von E2 hohe Amplituden in den Magnetfeldfluktuationen auftreten, so müssen auch hohe Amplituden im Frequenzbereich von E4 auftreten. Als Maß für die Größe der Amplituden sollen die Standardabweichungen in den beiden Bereichen gelten. Die Standardabweichung für eine Größe  $x$  ist:

$$S_X = \left( \frac{\sum x^2}{N} - \left( \frac{\sum x}{N} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}}$$

Dabei wird jeweils über insgesamt  $N$  Werte summiert. Das Förstersondenexperiment E2 stellt zwei verschiedene Standardabweichungen zur Verfügung. Die erste ist aus dem Mittelwert des Magnetfeldbetrages  $\bar{B}$  errechnet. Es gilt:

$$S_F = \left( \frac{\sum \bar{B}^2}{N} - \left( \frac{\sum \bar{B}}{N} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}}$$

Die zweite setzt sich aus den Standardabweichungen der Mittelwerte der einzelnen Magnetfeldkomponenten, entsprechend dem solar-ekliptischen Koordinatensystem, zusammen:

$$S_{TOT} = (S_X^2 + S_Y^2 + S_Z^2)^{\frac{1}{2}}$$

Dabei ist anzumerken, daß  $S_{TOT}$  durch  $S_Z$  bestimmt wird und die Zunahme von  $S_X$  und  $S_Y$  die Größe nicht wesentlich ändert. Man kann also  $S_{TOT}$  mit der entsprechenden Z-Komponente der E4-Daten ver-

He-1      1975      Mi: 1h      Dist: 0.3 AE

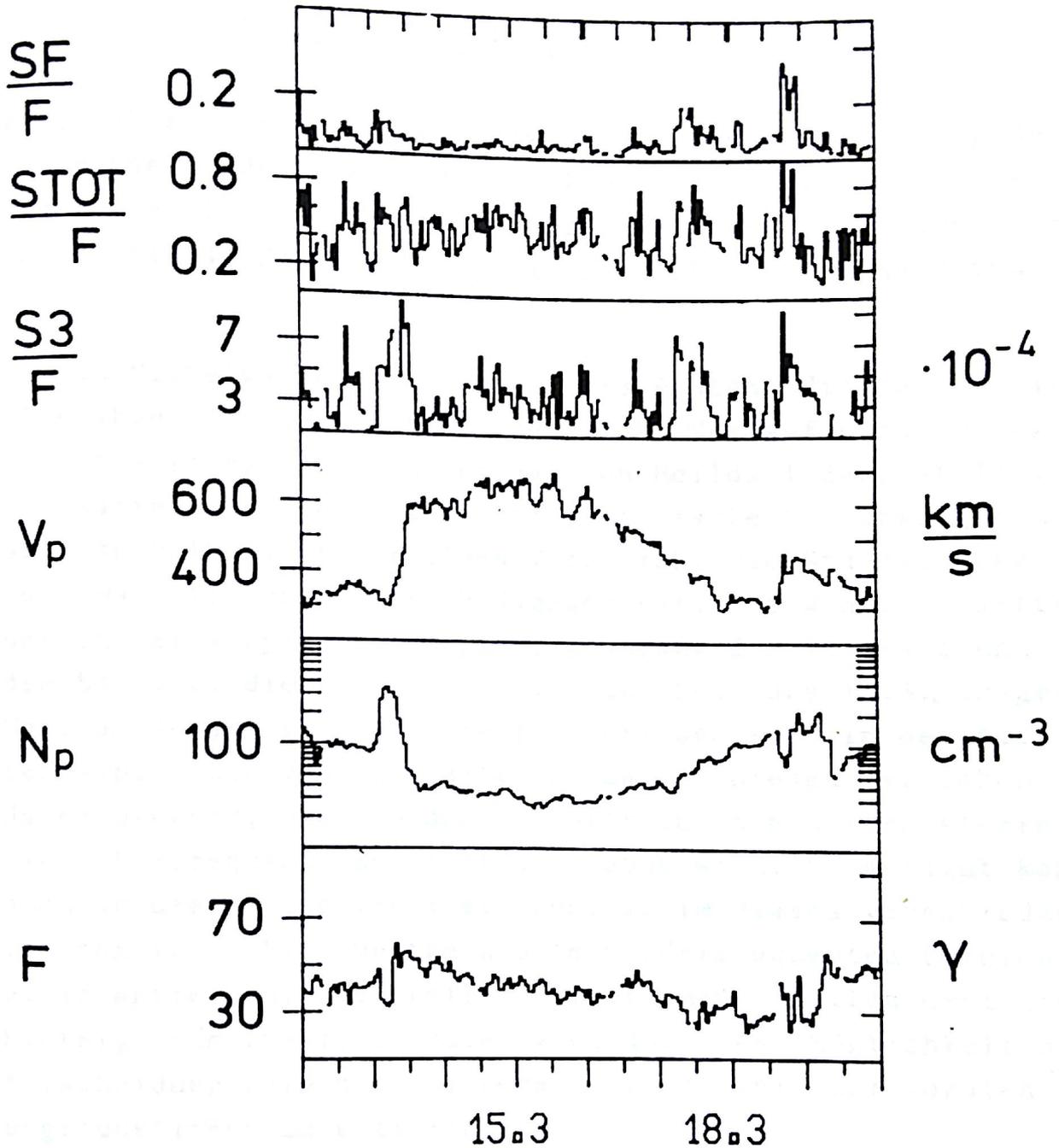


Abb. 19: Die Standardabweichungen von hoch- und niederfrequenten Fluktuationen im Laufe eines Hochgeschwindigkeitsstromes. Zur Definition der Größen SF, STOT, S3 vergleiche den Text. Außer der Protonendichteskala sind alle Skalen linear.

gleichem. Es gilt für den Frequenzkanal  $i$ :

$$SI = (P_i \cdot (f_{o,i} - f_{u,i}))^{\frac{1}{2}}$$

Alle Standardabweichungen der Mittelwerte sind mit dem Betrag des Hintergrundmagnetfeldes normiert. Abbildung 19 zeigt die normierten Größen SF, STOT und S3, die Standardabweichung im Frequenzkanal von 22 Hz bis 47 Hz, für 8 Tage im Bereich des Perihels von Helios 1.

Die 1-Stunden-Mittelwerte sind bis auf die Protonendichte auf linearen Skalen abgebildet. Es ist der zeitliche Verlauf eines Hochgeschwindigkeitsstromes nahe dem Perihel von Helios 1 dargestellt. STOT zeigt während des gesamten Zeitraumes starke Schwankungen und eignet sich deshalb nicht für einen Vergleich. Die Standardabweichungen des Magnetfeldbetrages SF dagegen variiert wenig, besitzt dafür aber in der Kompressionsregion, am Anfang des 13. März und hinter dem Strom um die Mitte des 17.3. und Ende des 18.3., ausgeprägte Maxima. An den gleichen Stellen befinden sich in den hochfrequenten Amplituden von S3 breite Maxima. In diesen Bereichen ist es daher denkbar, daß von den niederfrequenten Wellenfeldern Energie in höherfrequente Bereiche abgegeben wird. Genausogut kann jedoch auch an diesen Stellen freie Energie im Plasma verschiedene Instabilitäten im hochfrequenten und im niederfrequenten Bereich gleichzeitig antreiben. Die steilen Variationen an allen drei Stellen im Hintergrundmagnetfeld deuten auch auf diese Möglichkeit hin. Eine Unterscheidung wäre nur bei genauerer Kenntnis der lokalen Verteilungsfunktionen zu erzielen.

#### 6.5 Stationarität der Wellenfelder

Das Experiment E4 liefert außer Mittelwerten auch die Spitzenwerte aus den zugehörigen Mittelungsintervallen. Aus dem Verhältnis von Spitzenwert Max zu Mittelwert  $M_i$  kann man nun auf den Charakter

der Fluktuationen schließen. Ist das Verhältnis  $\text{Max}/\text{Mi}$  klein, so handelt es sich um konstantes "Rauschen". Große Werte von  $\text{Max}/\text{Mi}$  deuten auf kurze "Ausbrüche" hoher Amplitude, eingebettet in lange, ruhigere Abschnitte, hin. Die Größe von  $\text{Max}/\text{Mi}$  ist allerdings auch von der gewählten Intervalldauer abhängig.

In Abbildung 20 sind 1-Stunden-Histogramme aus vier Tagen mit unterschiedlichen Plasmaverhältnissen festgehalten. Man findet die entsprechenden Stunden in der Abbildung 19. Sie sind in fortlaufender Reihenfolge aus dem Gebiet niedriger Geschwindigkeit, aus der Kompressionsregion, aus dem Maximum und aus dem abklingenden Teil des Hochgeschwindigkeitsstromes ausgewählt. Untersucht werden die Frequenzkanäle 1 bis 4. Im Bild sind sie durch ihre Mittenfrequenzen  $f_M$  markiert. Benutzt werden wieder 8-Sekunden-Mittelwerte oberhalb der zweifachen Spektraldichte des Elektronikrauschens. Die Skala überstreicht den Bereich  $1 < \text{Max}/\text{Mi} \leq 15$  in Schritten von 1.  $N$  gibt die Zahl der benutzten Werte im Histogramm an.

Vergleicht man die Histogramme innerhalb eines Kanales, also längs einer Spalte, so lassen sich wesentliche Unterschiede nicht feststellen. Es gibt somit keine Änderungen in Abhängigkeit von den großräumigen Strukturen der Sonnenwindgeschwindigkeit. Vergleicht man aber die Histogramme einer Spalte, so wird die Änderung von  $\text{Max}/\text{Mi}$  mit wachsender Frequenz erkennbar. Während bei 7 Hz die Histogramme noch schmal sind und ihr Maximum zwischen 3 und 5 haben, werden sie in höheren Frequenzen breiter und ihr Maximum verschiebt sich kontinuierlich nach größeren Werten. Ebenso verschieben sich die Flanken der Histogramme an der Seite mit niedrigen Werten für  $\text{Max}/\text{Mi}$ . Das "Rauschen" in höheren Frequenzen ist also unruhiger als in Bereichen niedriger Frequenz. Das gilt für den gesamten untersuchten Zeitraum und in allen überstrichenen Abstandsbereichen.

Vergrößert man die Mittelungsintervalllängen, so sollte das Verhältnis  $\text{Max}/\text{Mi}$  anwachsen, denn mit zunehmenden Zeitschritten wird die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines besonders hohen Spitzenwertes immer größer. Irgendwann muß das Verhältnis einem konstanten



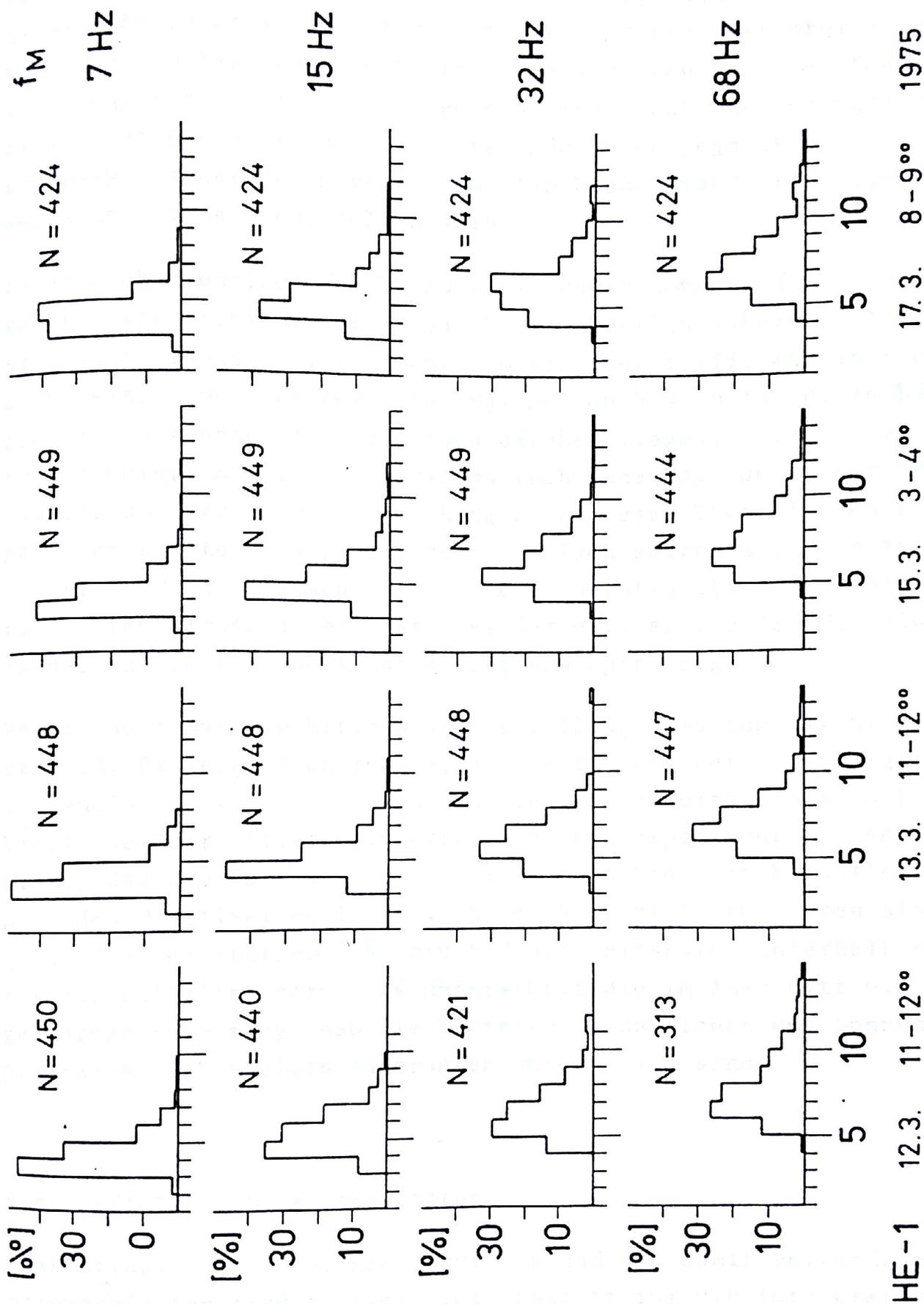


Abb. 20: 1-Stunden-Histogramme Max/Mi für 8-Sekunden-Mittelwerte in der Nähe des Perihels.  
 Weitere Erklärungen befinden sich im Text.

Wert zustreben, da die auftretenden Spektraldichten sicherlich nicht unbegrenzt sind. Untersucht werden Mittelwertintervalle bis zu einem Tag. Für den Bereich vom vorderen Rand der Kompressionsregion bis zur abfallenden hinteren Flanke der Hochgeschwindigkeitsströme ergeben sich keine Änderungen gegenüber den 8-Sekunden-Mittelwerten. Hier müssen also besonders "herausragende" kurze Emissionen sehr selten sein.

Im Bereich niedriger Geschwindigkeit und besonders an den hinteren Flanken erreicht Max/Mi manchmal erheblich höhere Werte als sie in Abbildung 20 vorkommen. Zum Beispiel trifft man im Frequenzbereich um 7 Hz Werte für Max/Mi von bis zu 18 an. In höheren Frequenzen können sie sogar noch darüber liegen. Diese hohen Werte treten unregelmäßig und unsystematisch innerhalb der angegebenen Gebiete auf. Weitere Untersuchungen zu diesem Thema finden sich im nächsten Kapitel. Es gibt auch in einigen seltenen Fällen Werte  $\text{Max/Mi} > 30$ . Sie lassen sich jedoch eindeutig als Datenfehler identifizieren. Trotz aller Tests bei der Herstellung der Mittelwertbänder müssen sie unerkannt durchgeschlüpft sein.

Verkleinert man die Mittelungsintervalllänge, so muß Max/Mi gegen 1 streben. Es zeigt sich jedoch, daß selbst bei der höchstmöglichen Zeitauflösung von 1.125 Sekunden die Spitzenwerte immer noch ein Vielfaches der Mittelwerte erreichen. Das Experiment ist so konzipiert, daß die Spitzenwerte für eine monochromatische Welle um  $\sqrt{2}$  über den Mittelwerten liegen. In den Wellenfeldern müssen also grundsätzlich stärkere "Ausbrüche" auf Zeitskalen unterhalb einer Sekunde enthalten sein. Das unterstützt die im Abschnitt 6.3 vortragene Vermutung, daß die Verteilungsfunktionen des Sonnenwindplasmas sehr schnellen Änderungen unterworfen sind.

## 6.6 Einfluß der Diskontinuitäten

Diskontinuitäten im Sonnenwindplasma und die damit verbundenen Stromschichten sind in zweierlei Hinsicht für die Interpretation der Daten interessant. Zum einen können sie die Ursache für verstärkte Anfachung oder Dämpfung von Wellen sein, zum anderen sind an den starken Gradienten der Plasmagrößen Reflexionen zu erwar-

ten. Es ist sogar denkbar, daß die an Diskontinuitäten durch Instabilitäten entstehenden Fluktuationen das gesamte Spektraldichtenniveau im betrachteten Frequenzbereich erzeugen. Weil alle in Frage kommenden Wellen im Plasma gedämpft werden, müssen die gemessenen Spektraldichten bei Annäherung der Sonde an eine Diskontinuität ansteigen und auf der Rückseite der Grenzschicht wieder abfallen.

Barnstorf [1980] hat mit den Messungen der Induktionsspulenmagnetometer auf beiden Helios-Sonden die nähere Umgebung einer größeren Anzahl von Diskontinuitäten untersucht. Er kam zu folgenden Ergebnissen: Die Anzahl der Diskontinuitäten mit einer, meist glockenförmigen, Erhöhung der Spektraldichten liegt bei über 95%. Dabei wird im Mittel das Doppelte des umgebenden Spektraldichtenniveaus erreicht. Die berechneten Spektralexponenten der nahe der Diskontinuitäten gemessenen Spektren stimmen mit dem in Abbildung 16 in dieser Arbeit ermittelten Häufigkeitsmaximum gut überein. Unsymmetrische Spektraldichteverteilungen vor und hinter den Diskontinuitäten sind selten. In einigen Fällen können auch Wellenform-Daten untersucht werden. Sie zeigen monochromatische, schwach elliptisch polarisierte, rechtsdrehende Wellen. Barnstorf konnte auch durch Vergleich der Messungen mit dem theoretischen Modell von Huba u.a. [1978] Argumente für das Wirken der Hybrid-Driftinstabilität an einigen Magnetfeldgradienten finden.

Es ist also anzunehmen, daß die Plasmen an den Diskontinuitäten im Sonnenwind eine Quelle für die gemessenen Fluktuationen zwischen der Protonen- und der Elektronengyrofrequenz sind. Im folgenden soll nun untersucht werden, wie groß der Anteil der von den Diskontinuitäten herkommenden Fluktuationen an den ständig vorhandenen Spektraldichten ist. Als Stichprobe steht dafür eine Datei von Ereigniszeiten der unter bestimmten Bedingungen erkannten Diskontinuitäten zur Verfügung [siehe Barnstorf, 1980, Seite 26 ff.]. Zur Abschätzung des gesuchten Anteils werden nun die Spektraldichten der beiden untersten Frequenzkanäle zweimal gemittelt. Beim ersten Mal werden alle Werte über dem Elektronikrauschen herange-

zogen. Die zweite Mittelung enthält nur die Menge der Werte ausserhalb einer Umgebung um die Ereigniszeit. Die Differenz der zusammengehörigen Mittelwerte in Prozent des ersten Mittelwertes gibt ein Maß für den gesuchten Anteil, bezogen auf die Mittelungslänge an. Variiert man nun die Mittelungslänge und die Intervalllänge um die Diskontinuitäten, so läßt sich der Einfluß der Diskontinuitäten auf das allgemeine Spektraldichteniveau abschätzen.

Die Untersuchung zeigt zunächst einmal, daß Intervalllängen von größer als 1 Minute vor und hinter der Ereigniszeit der Diskontinuität nicht sinnvoll sind. Außerhalb dieses Bereiches sind alle untersuchten Spektraldichteerhöhungen auf das umgebende Niveau abgesunken. Einer Minute entsprechen bei mittleren Sonnenwindverhältnissen bei 1 AE ( $V_p = 450$  km/s,  $T_p = 1.5 \cdot 10^5$  K,  $F = 5\gamma$ ) einer Länge von 26 Protonengyoradien und bei entsprechenden Verhältnissen bei 0.3 AE ( $V_p = 450$  km/s,  $T_p = 1.5 \cdot 10^5$  K,  $F = 30\gamma$ ) einer Länge von 160 Protonengyoradien. Den Bereich, in dem sich die Spektraldichten an den Diskontinuitäten eindeutig vom umgebenden Niveau abheben, muß man also innerhalb der angegebenen Abstände um die Grenzschichten suchen. Aus diesen Gründen ist auch der Anteil der Spektraldichten in der Nähe von Diskontinuitäten, gemessen mit großen Mittelwerten, gering. Für 1-Stunden-Mittelwerte gerät er kaum einmal über 5%, selbst wenn 5 bis 7 Diskontinuitäten innerhalb des Stundenintervalles identifiziert werden. Im Mittel bleibt er hier unter 1%. In 10-Minuten-Mittelwerten dagegen kann eine einzige Diskontinuität einen Anteil von 30% erreichen. Jedoch werden auch hier im Mittel nur Werte zwischen 5% und 10% gefunden.

Es muß allerdings erwähnt werden, daß mit dem Suchalgorithmus sicherlich nicht alle vorhandenen Diskontinuitäten im Plasma gefunden worden sind. Außerdem beschränkt sich Barnstorf bei der Erstellung der Datei auf Diskontinuitäten, die bestimmte Sprunggrößen nicht unterschreiten. Trotzdem ist es nach den oben genannten Ergebnissen schwer vorstellbar, daß die gemessenen Spektraldichten ausschließlich auf Instabilitäten an Diskontinuitäten zurückzuführen sind; es sei denn, man erklärt schon sehr kleine Änderungen im Plasma zu diskontinuierlichen Übergängen.

## 7. Die Relationen zwischen schnellen magnetischen Fluktuationen und speziellen Bereichen im Sonnenwindplasma

Es ist bereits angeklungen, daß die dynamischen Strukturen im Sonnenwindplasma sich deutlich in den Phänomenen der Wellenfelder im Bereich zwischen der Protonengyrofrequenz und der Elektronengyrofrequenz niederschlagen. Die Energieflüsse und die Spektraldichten zeigen im Mittel höhere Werte in den Hochgeschwindigkeitsströmen. Trotzdem existiert keine Korrelation zwischen der Massengeschwindigkeit des Plasmas, hier repräsentiert durch die Protonengeschwindigkeit, und den Parametern der Fluktuationen. Wenn man jedoch das Sonnenwindplasma ganz grob in zwei Sorten einteilt, in das Plasma der Hochgeschwindigkeitsströme und das Plasma des Bereiches niedriger Geschwindigkeit, so ist die Protonengeschwindigkeit die kennzeichnende Größe für die Sorte Plasma, in der eine Sonde sich gerade befindet.

In diesem Kapitel sollen die unterschiedlichen Merkmale der Wellenfelder in den Sonnenwindbereichen und an deren Übergängen herausgearbeitet werden. Den Übergängen wird besondere Aufmerksamkeit geschenkt, denn dort sind sehr turbulente Vorgänge zu vermuten. Man kann also viel freie Energie zum Antrieb von Instabilitäten erwarten. In den beiden letzten Abschnitten dieses Kapitels werden die in diesen Bereichen auftretenden besonderen Spektren analysiert.

### 7.1 Wellenfelder an Hochgeschwindigkeitsströmen

Der zeitliche charakteristische Verlauf einiger Plasmagrößen an und in Hochgeschwindigkeitsströmen ist bereits in Abschnitt 3.2 diskutiert worden. Die entsprechenden Parameter findet man in Abbildung 21. Gezeigt wird ein Strom aus dem Bereich nahe der Erdbahn. Alle Skalen, bis auf die der Protonengeschwindigkeit, sind logarithmisch. Die Gesamtenergie  $W$  ist nach Gleichung (5.4) berechnet worden. Die Werte oberhalb des Häufigkeitsmaximums für die zugehörige Sonnenrotation,  $W = 5 \cdot 10^{-17} \text{ erg/cm}^3$  (siehe Abb. 16)

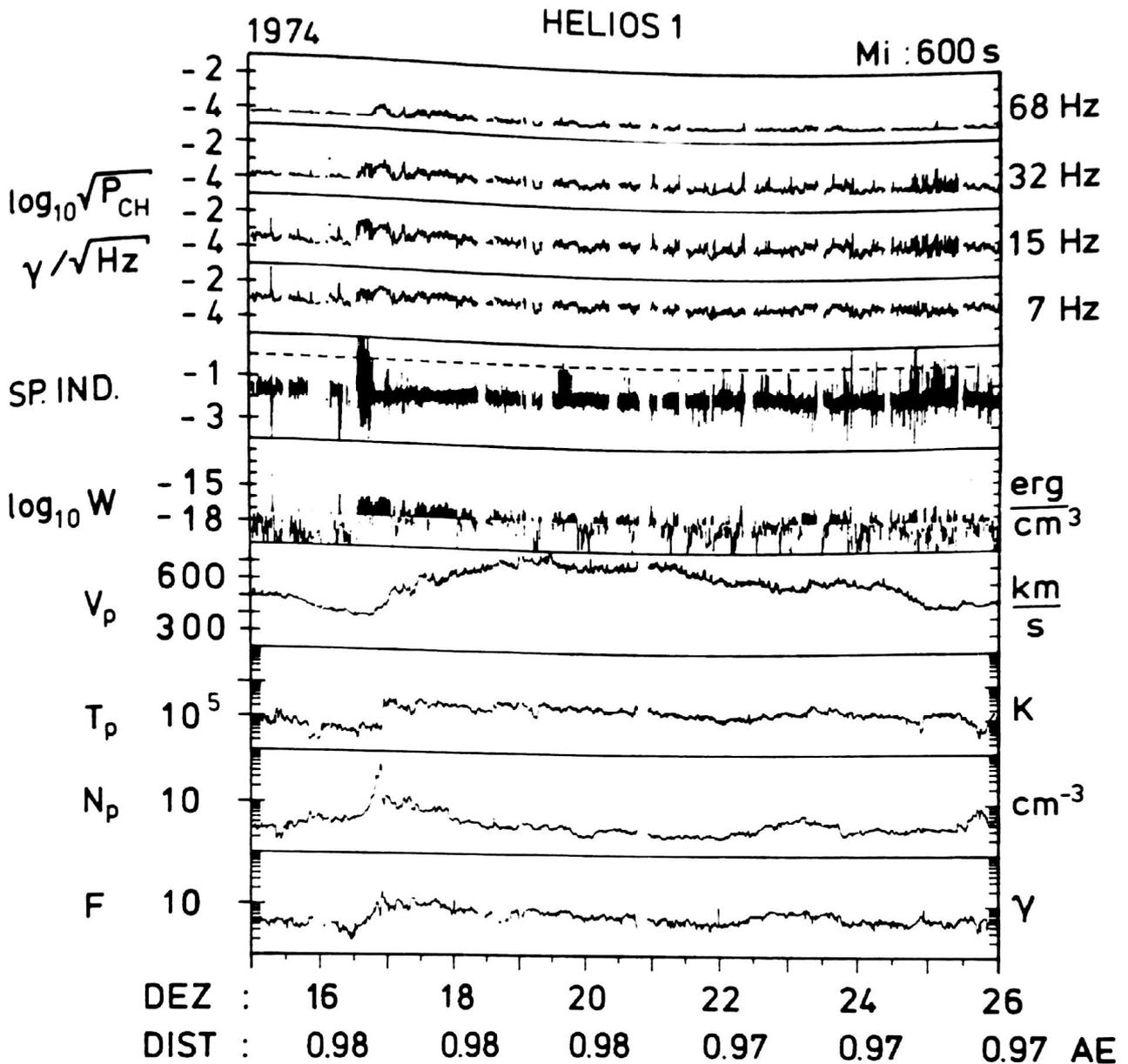


Abb. 21: 10-Minuten-Mittelwerte der Wellenfelder und einiger Plasmaparameter nahe 1 AE. Die Kästen zeigen von unten nach oben: statisches Magnetfeld  $F$ , Protonendichte  $N_p$ , Protonentemperatur  $T_p$ , Protonengeschwindigkeit  $V_p$ , Gesamtenergie der magnetischen Fluktuationen  $W$  (die Werte oberhalb  $5 \cdot 10^{-17} \text{erg/cm}^3$  sind durch ausgezogene Linien bis zu dieser Grenze betont). SP.IND. ist der Spektral-exponent  $\alpha$ , ermittelt nach Gleichung (5.2). Darüber befinden sich die Spektraldichten  $\sqrt{P_{CH}}$  der 4 Frequenzkanäle im Bereich zwischen 4.5 Hz und 100 Hz. Sie sind am rechten Rand durch ihre Mittenfrequenzen gekennzeichnet.

sind durch ausgezogene Linien bis zu dieser Grenze betont. Der Spektralexponent ist nach der in Abschnitt 5.3 beschriebenen Methode der linearen Regression berechnet. Wie bereits diskutiert, gibt er nur in grober Näherung die Form des Spektrums wieder. Dargestellt durch einen Strich ist der Wertebereich des Exponenten, wie er aus den 8-Sekunden-Mittelwert-Spektren innerhalb des jeweiligen 10-Minuten-Intervalles ermittelt worden ist. Der Wert  $\alpha = 0$ , bei dem das Spektrum waagrecht verläuft, ist durch die gestrichelte Linie angedeutet.

Der Hochgeschwindigkeitsstrom beginnt in der Nacht zum 17. Dezember. Besonders scharf ausgeprägt ist in diesem Fall die Grenze zwischen dem komprimierten, kalten Plasma auf der einen Seite und dem dünnen, heißen Plasma auf der anderen Seite. Symmetrisch um diese Grenzschicht liegen die höchsten Energiedichten und die höchsten Spektraldichten, die in dem gesamten hier gezeigten Zeitintervall auftreten. Zuvor, noch weit in der Kompressionsregion, findet sich ebenfalls ein Amplitudenmaximum. Die starken Variationen des Spektralexponenten in dieser Zone zeigen, daß hier die Spektren häufig nicht monoton abfallen. Nach den ausgeprägten Wellenverstärkungen direkt um die Grenzschicht gibt es einen breiten Bereich von erhöhten Amplituden bis hinauf zum Geschwindigkeitsplateau des Stromes. Er ist besonders in den Energiedichten deutlich. Das Maximum aus der Grenzzone wird aber nicht mehr erreicht. Die Amplituden bleiben bis zum 21. Dezember relativ hoch. Danach werden die Spektren zunehmend schmaler, die Energie- und Spektraldichten verringern sich und am 25. Dezember ist wieder ein Gebiet niedriger Sonnenwindgeschwindigkeit erreicht. Man beachte den zeitlichen Verlauf der Spektraldichten. Von der Kompressionsregion bis über das Hochgeschwindigkeitsplateau zeigen sie wenig kleinräumige Variationen. Auch der Spektralindex von Spektrum zu Spektrum schwankt wenig. Mit dem Abfall der Protonengeschwindigkeit wird es wesentlich unruhiger. Besonders auffallend sind die "Spitzen" in den Frequenzkanälen um 15 und 32 Hz. Es handelt sich hier um einzelne scharf gegeneinander abgegrenzte Emissionen von mehreren Minuten

Dauer. Sie werden in den folgenden Abschnitten noch ausführlicher untersucht.

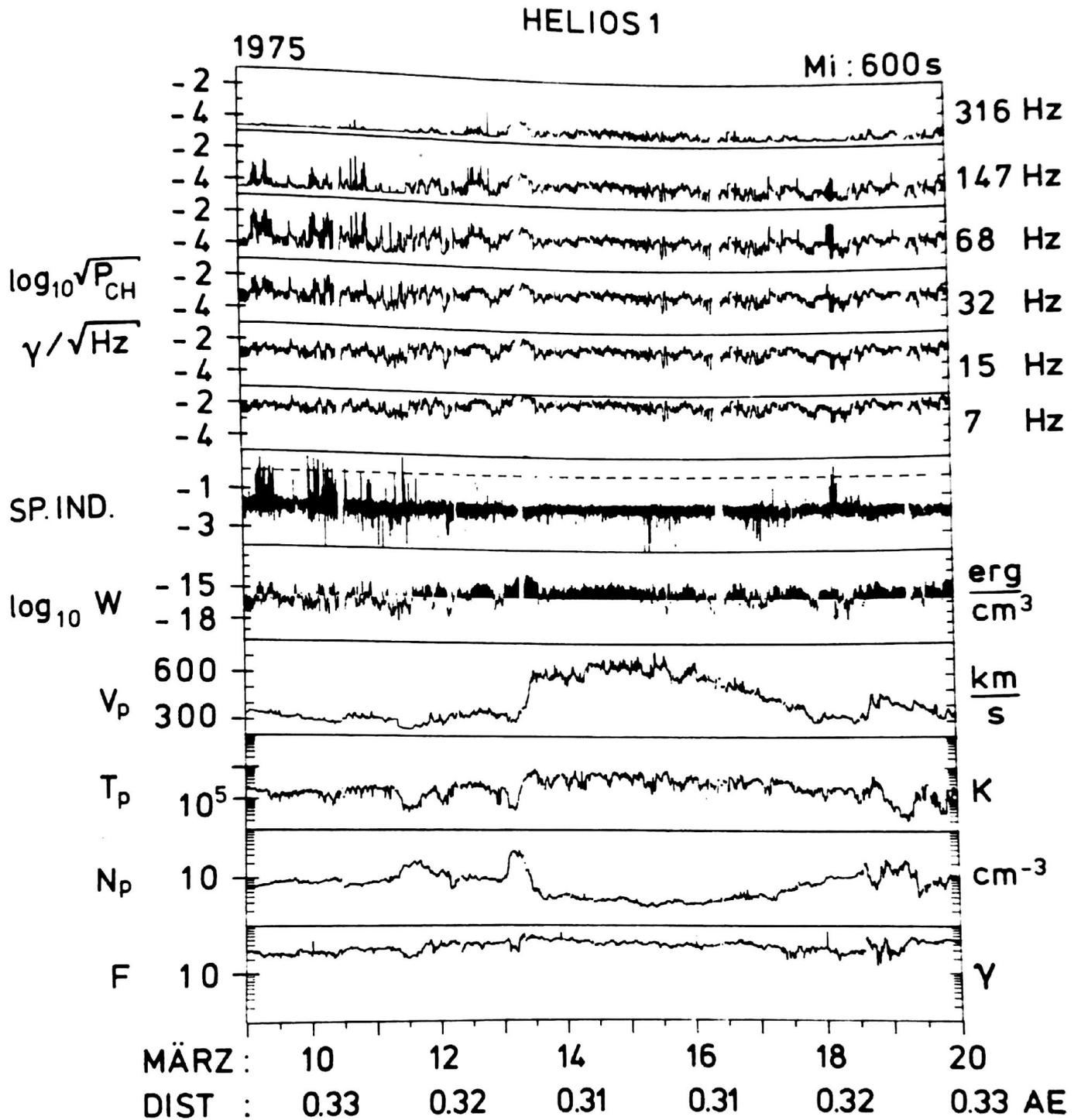


Abb. 22: 10-Minuten-Mittelwerte in der gleichen Darstellung wie in Abbildung 21, jedoch für den Bereich um das Perihel von Helios 1.



Der charakterisierte Spektraldichteverlauf der schnellen magnetischen Fluktuationen während des Durchzuges eines Hochgeschwindigkeitsstromes ist typisch. Er läßt sich an jedem, im Untersuchungszeitraum vorkommenden, Strom nachweisen. Nähern sich die Sonden dem Perihel, so folgen die Hochgeschwindigkeitsströme enger aufeinander. Alle Strukturen sind mehr "zusammengedrückt". Trotzdem lassen sich die einzelnen Stromphasen anhand der Spektraldichten sicher identifizieren. Abbildung 22 zeigt in der selben Form wie die vorige Abbildung einen Hochgeschwindigkeitsstrom bei 0.3 AE. Das Perihel der Sonde ist am 15.3. 9.00 Uhr. Symmetrisch um die Grenzschicht vom kalten zum heißen Plasma finden sich wieder die höchsten Spektral- und Energiedichten. Davor sieht man ebenfalls ein ausgeprägtes, nicht ganz so hohes, Maximum. Während des gesamten Stromes bleiben die Spektraldichten relativ hoch, um dann mit der Abschwächung des Stromes ebenfalls abzuklingen.

Man kann also festhalten, die magnetischen Fluktuationen zeigen während eines Hochgeschwindigkeitsstromes typische Merkmale:

- höchste Amplituden und starke Verbreiterung der Spektren in der Kompressionsregion und um die Übergangsschicht
- hohe Amplituden während der Hochgeschwindigkeitsphase
- abklingende Amplituden am Ende eines Stromes.

Wie erwartet zeigen die turbulentesten Plasmaregionen die größten Wellenenergiedichten. Aber auch im Hochgeschwindigkeitsstrom bewegt sich das Plasma keineswegs mit konstanter Geschwindigkeit. Schwankungen von über 10% im 40.5-Sekunden-Intervall sind keine Seltenheit.

Charakteristisch sind vor allen Dingen die "glatten" zeitlichen Verläufe der Spektren und die geringen Variationen in den Spektralexponenten. Das soll in den nächsten drei Abbildungen deutlich gemacht werden.

Abbildung 23 zeigt eine dreidimensionale, logarithmische Darstellung der Spektren. Die Zeit läuft von vorn nach hinten. Man

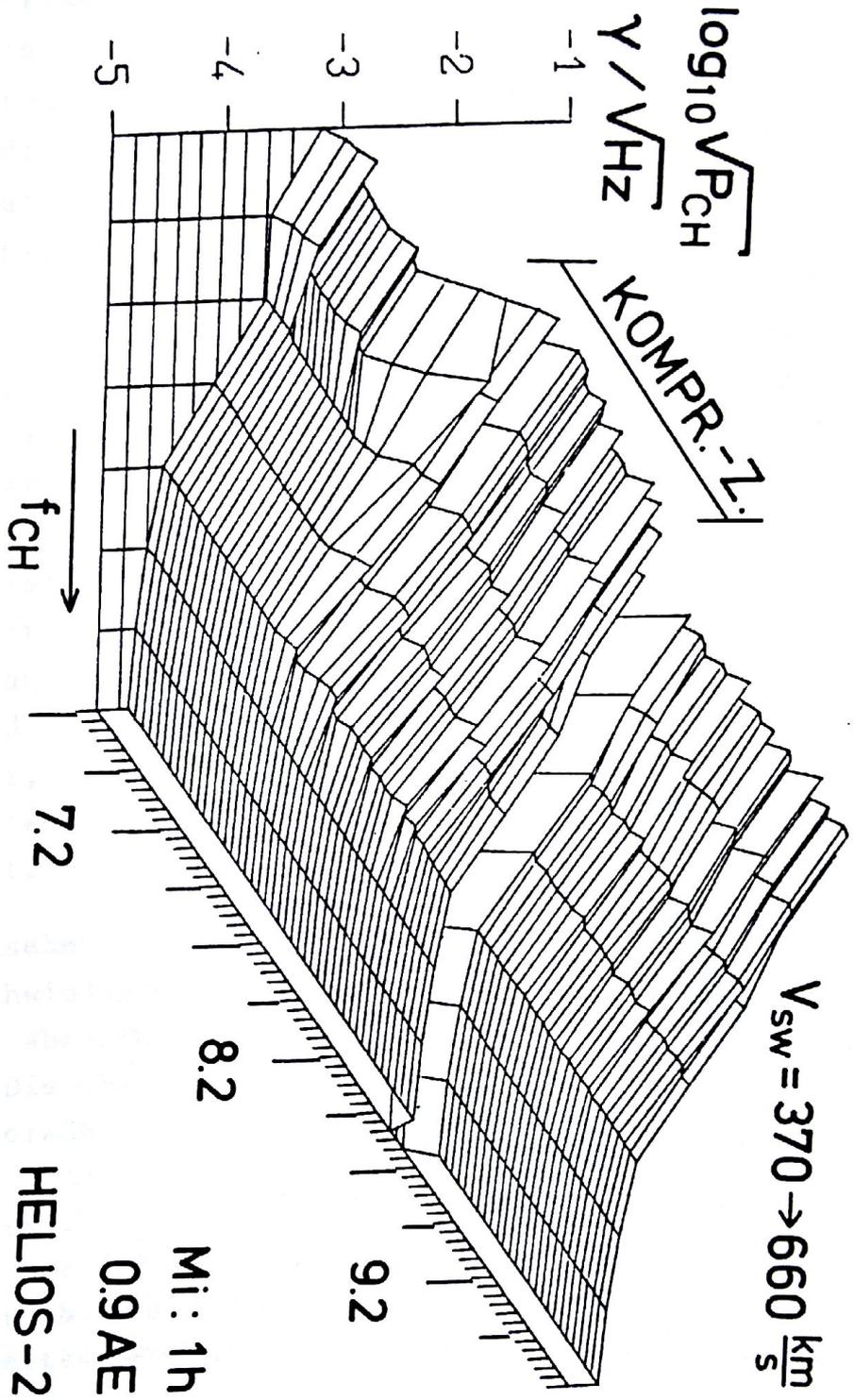


Abb. 23: Dreidimensionale, logarithmische Darstellung der Spektren im Verlauf von: niedriger Geschwindigkeit-Kompressionszone-Hochgeschwindigkeit. Das erste schraffierte Spektrum gibt das Elektronikrauschen an. Die senkrechten Striche markieren die 8 Frequenzkanäle. Jedes Spektrum ist aus Mittelwerten über eine Stunde gebildet.

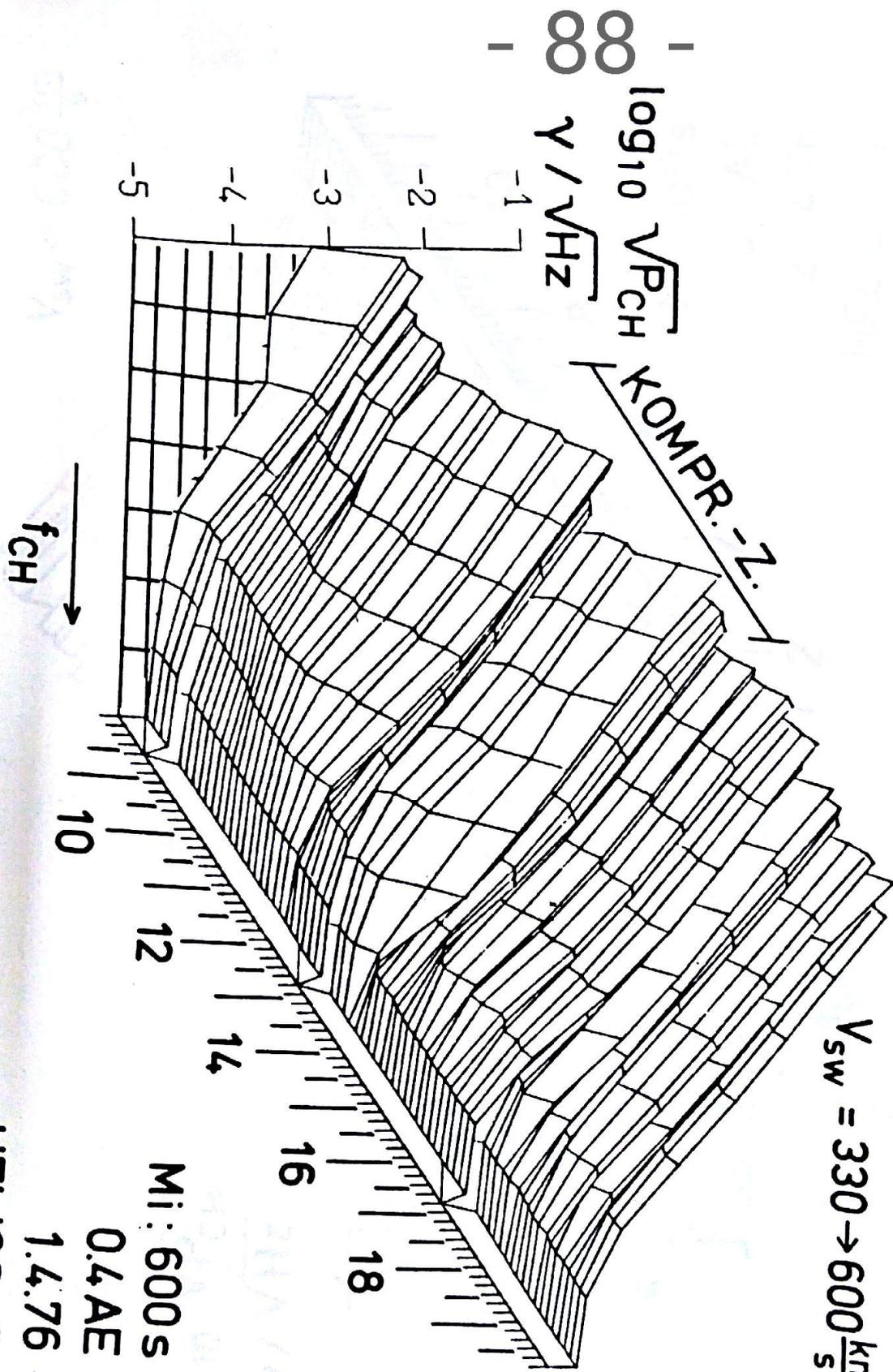
schaut in diesem, wie auch in allen folgenden Bildern dieser Art, von rechts vorn und schräg von oben auf das Gebilde. Bis zum 7.2. mißt das Experiment fast nur Elektronikrauschen. Bei Beginn der Kompressionszone steigen die Spektren steil an und dehnen sich zu höheren Frequenzen aus. Nach der Kompressionsregion fallen die Spektraldichten leicht zurück, die Spektren zeigen aber weiterhin einen glatten Verlauf. Der Einschnitt am 8.2. von 7.30 bis 8.30 Uhr markiert eine Datenlücke. Die Spektren bleiben während des gesamten Stromes so.

Die Abbildung 24 zeigt im Gegensatz zum vorigen Bild 10-Minuten-Mittelwerte, jetzt für den Anfang eines Hochgeschwindigkeitsstromes bei 0.4 AE. Wegen der größeren Nähe zur Sonne steigen die Spektraldichten wesentlich stärker an. Trotzdem sind auch hier nur glatt abfallende Spektren und keine Strukturen zu erkennen. Nur die, jetzt gut aufgelösten, zwei Maxima in der Kompressionszone fallen aus der Monotonie heraus. Dasselbe gilt für Abbildung 25. Hier wird ein Gebiet direkt auf dem Hochgeschwindigkeitsplateau eines Stromes, kurz nach dem Perihel von Helios 2, gezeigt. Die Spektraldichten sind hoch, die Spektren fallen gerade ab und zeigen in ihrem zeitlichen Verlauf keine Variationen.

Ganz anders sehen die Spektren häufig an den rückwärtigen Flanken der Hochgeschwindigkeitsströme und im Bereich niedriger Geschwindigkeit aus. Abbildung 26 zeigt das Gebiet für den Strom aus Abbildung 21. Die charakteristischen "Spitzen" an seiner Flanke wurden bereits erwähnt. In der dreidimensionalen Darstellung finden sie sich als scharfe Erhebungen über einem Hintergrund von glatten, niedrigen Spektren. Sie heben sich nicht nur um eine Größenordnung und mehr ab, sie fallen auch, entsprechend den "Spitzen", häufig nicht monoton ab. Man findet sie fast in allen Bereichen niedriger Geschwindigkeiten und besonders in der Nähe von Hochgeschwindigkeitsströmen.

Gehen wir noch einmal zurück zu Abbildung 22. Dort ist der Bereich niedriger Geschwindigkeit vor dem Hochgeschwindigkeitsstrom vom

$V_{sw} = 330 \rightarrow 600 \frac{km}{s}$



Mi: 600s  
0.4AE  
1.4.76  
HELIOS-2

Abb. 24: Wie Abbildung 23, jedoch ist hier jedes Spektrum aus Mittelwerten über 10 Minuten gebildet.

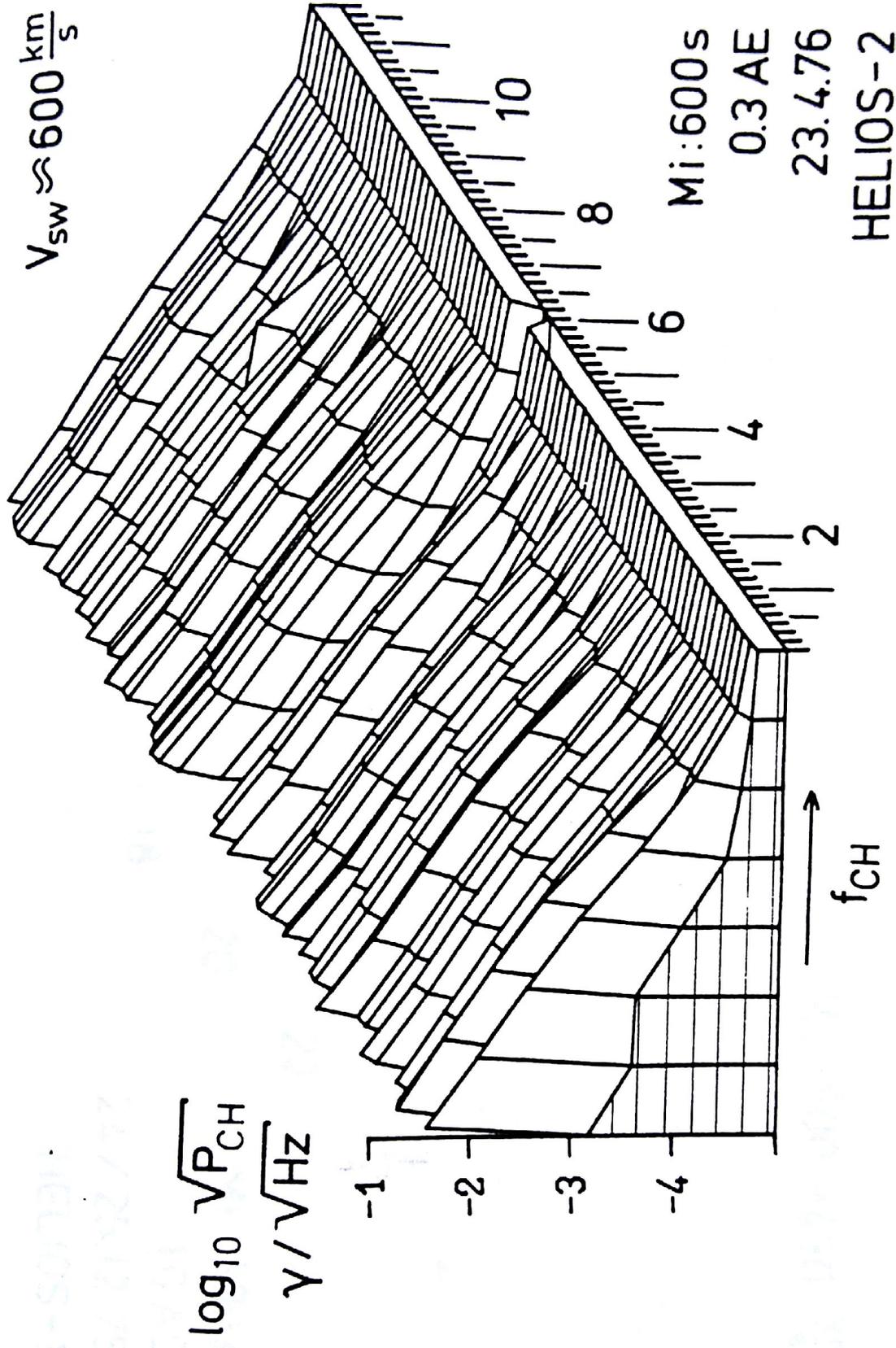


Abb. 25: Die Spektren auf einem Hochgeschwindigkeitsplateau bei 0.3 AE. Sonst wie Abbildung 24.

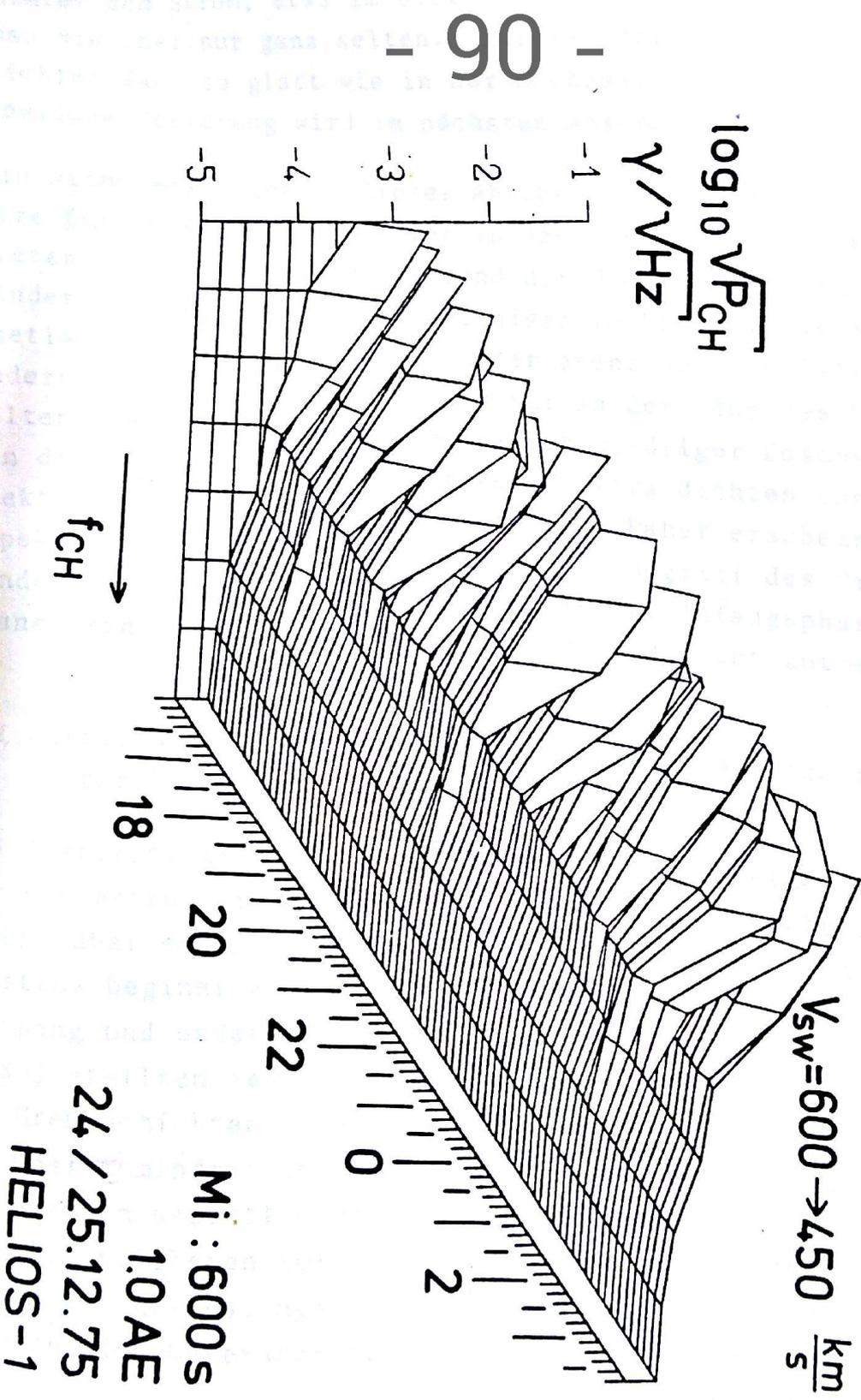


Abb. 26: Dreidimensionale, logarithmische Darstellung der Spektren an der abfallenden Flanke des Hochgeschwindigkeitsstromes von Abbildung 21. Sonst wie Abb. 25.

9.3. bis zum 13.3. abgebildet. Hier sind die steilen kurzen Anstiege in den Spektraldichten und die "Spitzen" sehr deutlich. Hinter dem Strom, etwa im Gebiet vom 18.3. bis zum 20.3., findet man sie aber nur ganz selten. Hier ist der Verlauf der Spektraldichten fast so glatt wie in der Hochgeschwindigkeitsphase. Die mögliche Erklärung wird im nächsten Abschnitt geliefert.

Ein wichtiges Ergebnis dieses Abschnittes ist die grundlegend andere Entwicklung der Spektren in den zwei verschiedenen Plasmagebieten des Sonnenwindes. Während der Hochgeschwindigkeitsphase findet man sehr stabile Verhältnisse im Plasma. Die schnellen magnetischen Fluktuationen haben permanent hohe Amplituden. Starke Änderungen mit der Zeit gibt es nur in der Nähe des Überganges vom kalten zum heißen Plasma. Im Bereich niedriger Geschwindigkeit zeigen die großen Variationen in den Spektraldichten von Spektrum zu Spektrum sehr unruhige Bedingungen an. Daher erscheint unter dem Aspekt der schnellen Fluktuationen der Begriff des "ruhigen Sonnenwindes", wie er für diesen Bereich in der Anfangsphase der interplanetaren Erkundungen geprägt wurde, als nicht zutreffend.

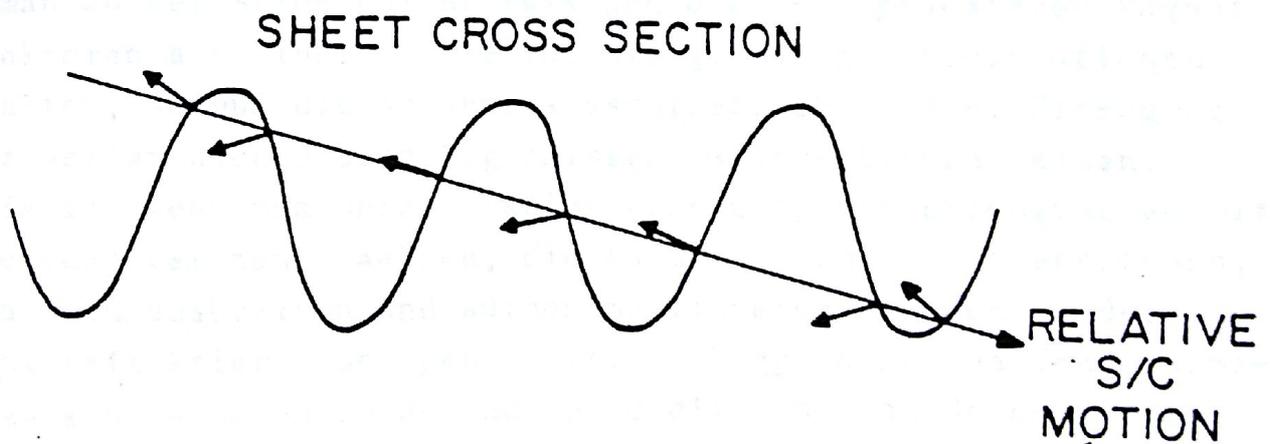
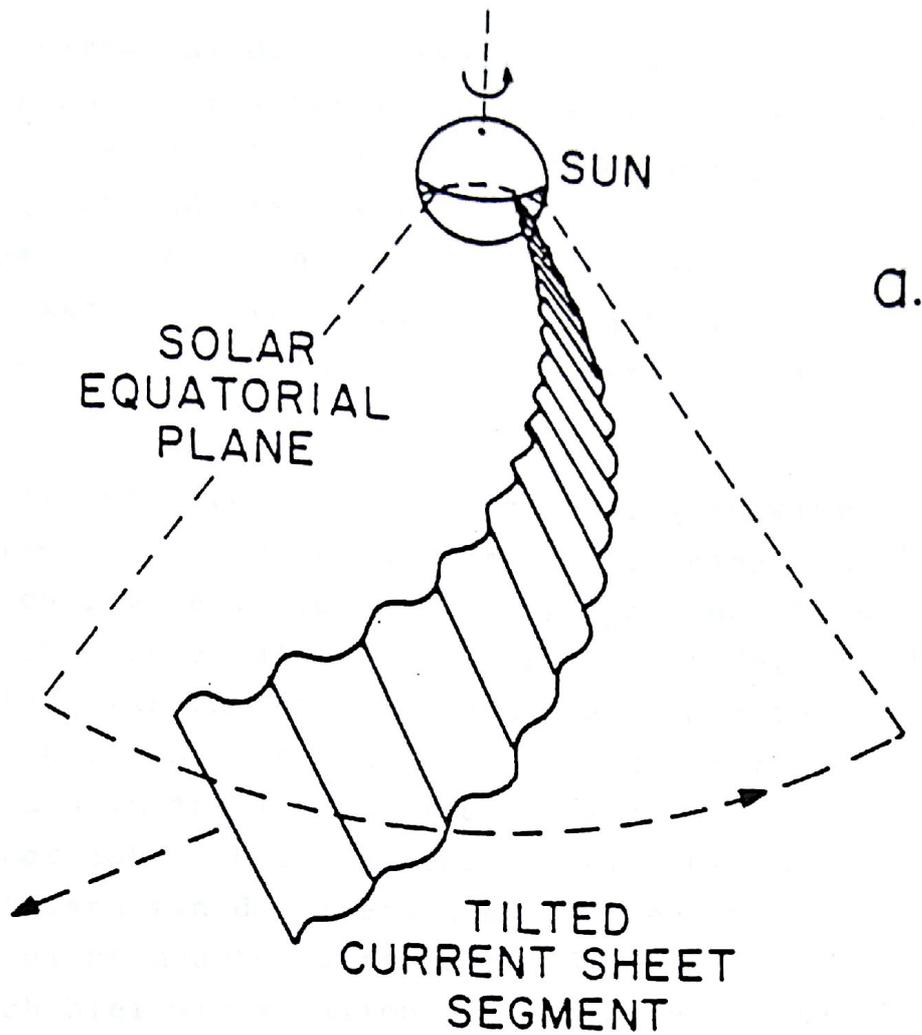
## 7.2 Kurzfristige Amplitudenverstärkungen im Bereich von Sektorübergängen

Die Sektorstruktur des interplanetaren Magnetfeldes ist eng mit der Stromstruktur des Sonnenwindes verknüpft. Hochgeschwindigkeitsströme über einen Sektorübergang hinaus werden nicht beobachtet. Meistens beginnt ein Hochgeschwindigkeitsstrom nach einem Sektorübergang und endet direkt vor dem nächsten. Klein und Burlaga [1980] stellten fest, daß die Sektorgrenzen bei 1 AE oftmals mit den Grenzschichten zwischen kaltem und heißem Plasma zusammenfallen oder zumindest in deren Nähe liegen. Behannon u.a. [1981] konnten dies im wesentlichen auch für den gesamten, mit den Helios-Sonden überstrichenen Bereich bestätigen. Jedoch zeigte Neubauer [1978] anhand von E2-Messungen mit Helios 1, daß es während des hier interessierenden Untersuchungszeitraumes neben zwei großen, langlebigen

magnetischen Sektoren mit klaren Polaritätswechseln an den Grenzen, eine Region gibt, in der die Polaritäten innerhalb von Tagen mehrmals wechseln. Die Plasmaparameter, gemessen mit E1, zeigen in diesem Bereich keine klare Stromstruktur und nur niedrige Sonnenwindgeschwindigkeiten. Behannon u.a. [1981] untersuchten die Stromschicht an den Sektorübergängen und fanden Schichtdicken, die signifikant dicker waren als andere im Sonnenwind beobachtbare Stromschichten. Helios 1 durchquert diese Schichten innerhalb von 1 bis 4 Minuten. Die Schichtdicken erreichen meistens Stärken um  $3 \cdot 10^4$  km. Die Mehrfachübergänge in manchen Bereichen erklärten sie mit starken Fluktuationen der Stromschicht. Abbildung 27a zeigt ihre Vorstellungen. Die Stromschicht ist nicht nur gegen die Ekliptik geneigt, sondern zeigt auch kleinräumige "Riffel" oder wellenförmige Bewegungen. Abbildung 27b erklärt das Auftreten von Mehrfachübergängen bei den Helios-Sonden. Helios 1 gerät bei entsprechender Neigung der "geriffelten" Stromschicht gegen die Bahnebene öfter von einem Sektor in den anderen.

Mit denen von Behannon zur Verfügung gestellten Zeiten für die Grenzschichtdurchgänge können nun die schnellen magnetischen Fluktuationen an diesen Schichten untersucht werden. Zunächst fällt auf, daß in Bereichen mit Sektorübergängen nach Hochgeschwindigkeitsströmen in allen Fällen die kurzfristigen, sehr starken Amplitudenerhöhungen und die "Spitzen" in den Spektraldichten auftreten. In Abbildung 21 bzw. 26 wurde dafür bereits ein Beispiel gezeigt. Es finden sich dort während des 25. Dezembers 3 Sektorübergänge. Die besonders deutlichen "Spitzen" treten aber nicht direkt an den Grenzschichten auf! Dennoch sind sie kein allgemeines Phänomen in abklingenden Hochgeschwindigkeitsströmen oder in Bereichen niedriger Geschwindigkeit. Es muß vielmehr ein Zusammenhang mit den Sektorgrenzschichten bestehen. Das kann in Abbildung 22 gezeigt werden. Anfang März passiert Helios 1 zweimal die Stromschicht. Hier können die charakteristischen "Spitzen" und Amplitudenverstärkungen während mehrerer Tage sehr häufig beobachtet wer-





b.

Abb. 27: a) Skizze der Lage der Stromschicht zwischen zwei Sektoren.  
b) Illustration der Mehrfachübergänge bei Durchgang der Sonde durch ein "geriffeltes" Segment [entnommen aus Behannon u.a., 1981]

den. Die Werte für den Spektralindex variieren sehr stark, besonders in Richtung flacherer Spektren, weil hier viele Spektren mit nichtmonotonem Abfall auftreten. Mitte März, nach dem Durchgang des Hochgeschwindigkeitsstromes, fehlen die "Spitzen" fast ganz. Aber hier gibt es auch keine Sektorgrenzen. Der Zusammenhang von kurzfristigen Amplitudenverstärkungen bzw. "Spitzen" und Sektorübergängen läßt sich für alle im Untersuchungszeitraum vorkommenden Fälle nachweisen.

Für Sektorübergänge, auf die der Anstieg zu einem Hochgeschwindigkeitsstrom folgt, erscheint der Zusammenhang zunächst nicht in allen Fällen gegeben. Doch hier überlagern häufig die breiten Amplitudenverstärkungen alle Einzelheiten. Mit der dreidimensionalen Darstellung lassen sich die gesuchten Charakteristika aber ebenfalls nachweisen. Abbildung 28 zeigt den Bereich nach der Grenzschicht und im Anstieg zu einem schwachen Hochgeschwindigkeitsstrom. Der Sektorübergang ereignet sich um 10.00 Uhr. In diesem Beispiel kann man die steilen Erhöhungen in den Spektraldichten und die nicht monoton abfallenden Spektren häufig finden. Jedoch gilt auch hier wie in allen anderen untersuchten Fällen, daß unmittelbar an der Grenzschicht keine außergewöhnlichen Ereignisse in den Spektraldichten vorkommen.

Will man an der Stromschicht zwischen den interplanetaren Magnetfeldvektoren als einer Quelle für die gemessenen Fluktuationen festhalten, so muß die Annahme ausschließlich lokaler Erzeugung dieser Wellen nach diesen Ergebnissen fallengelassen werden. Jedenfalls, wenn man unter lokaler Erzeugung die Erzeugung am Ort der Messung versteht. Wellen, die an der Stromschicht entstehen, müßten sich ausbreiten und würden möglicherweise auch an der Schicht reflektiert oder gebündelt. Es hinge dann von den Plasmabedingungen zwischen Sonde und der Quelle und von deren Abstand zueinander ab, ob die Emissionen gemessen werden oder nicht.

In Zeiten, in denen die Sonde innerhalb kurzer Zeit mehrmals den Sektor wechselt, wie in Abbildung 27b skizziert, werden die charakteristischen kurzen Emissionen folglich besonders häufig sein. Abbildung 29 zeigt die Zeit Ende Januar 1975.

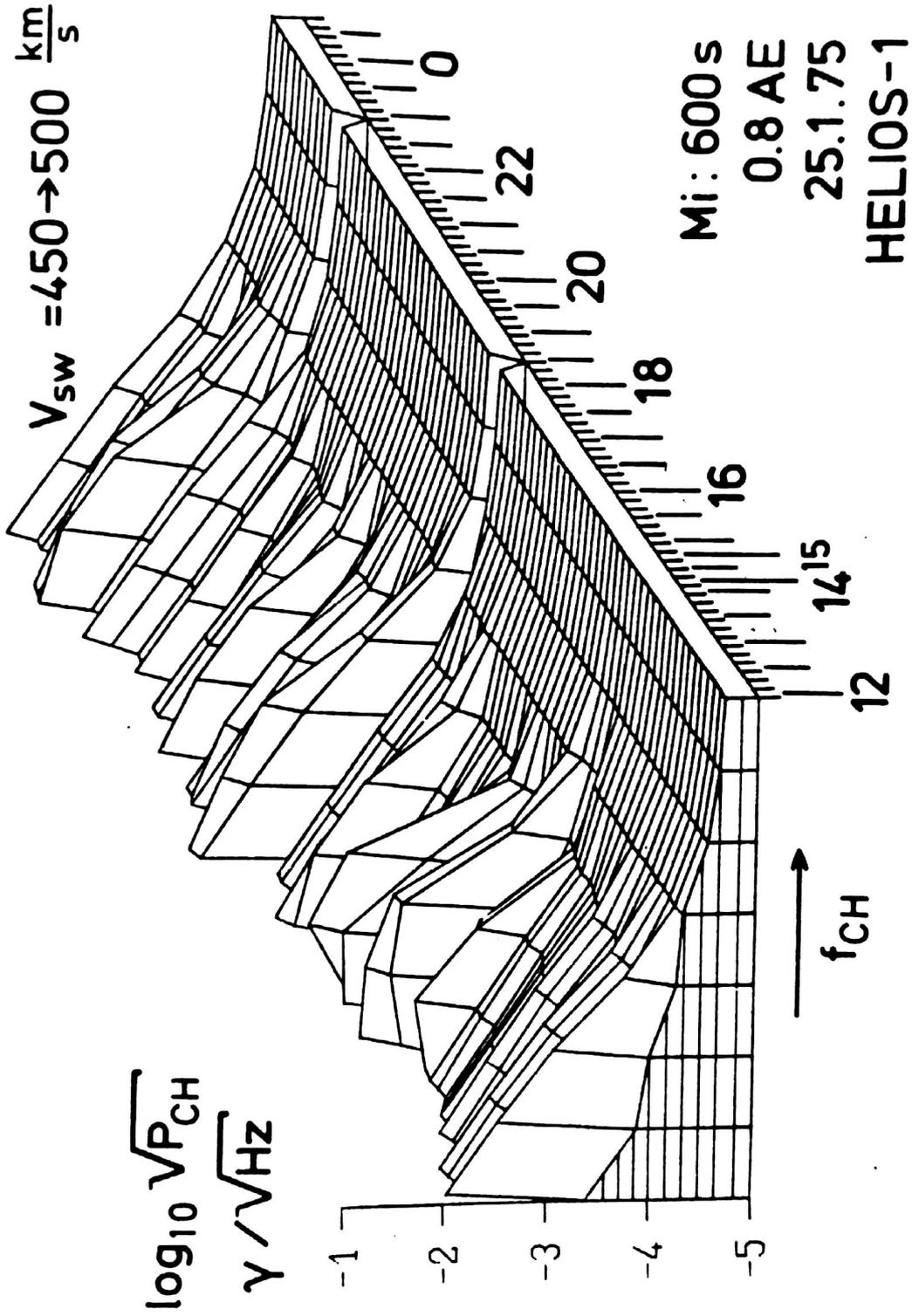


Abb. 28: 10-Minuten-Mittelwert-Spektren in der Kompressionszone vor einem schwachen Hochgeschwindigkeitsstrom.

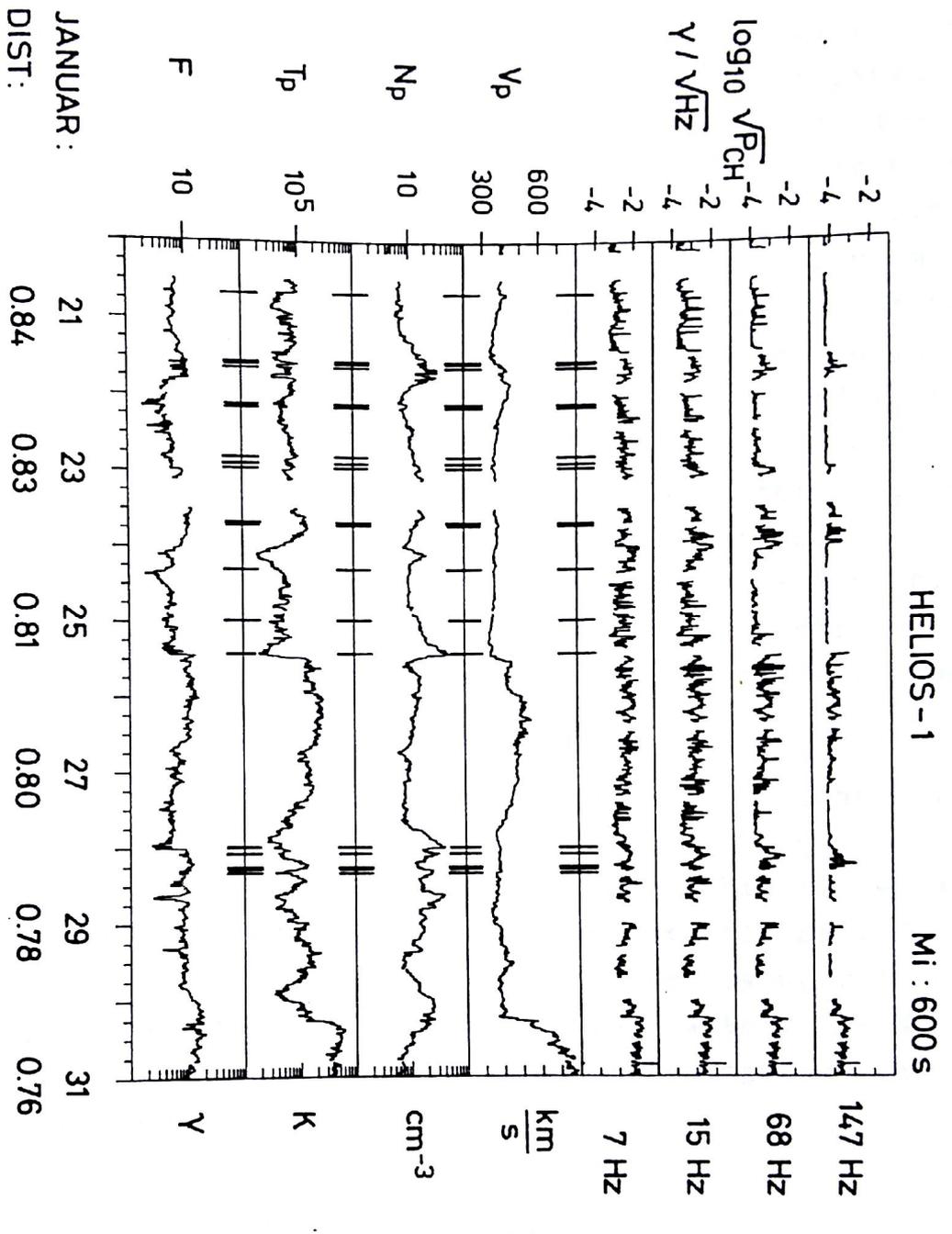


Abb. 29: 10-Minuten-Mittelwerte der Spektraldichten und einiger Plasmaparameter während eines Bahnabschnittes nahe der Sektorgrenzschicht. Die Grenzschriftdurchgänge sind durch senkrechte Striche markiert. Zur Definition der Parameter siehe Abbildung 21.

In den Plasmaparametern sind die eindeutig identifizierbaren Grenzsichtdurchgänge durch senkrechte Striche markiert. Einige Durchgänge folgen so dicht aufeinander, daß sie sich in der verwendeten Zeitauflösung nur als dickere Balken darstellen lassen. Wie erwartet finden sich im Bereich vom 20.1. bis zum 29.1. die typischen Amplitudenverstärkungen. Man kann sie jedoch meistens keinem speziellen Durchgang zuordnen. Eine Ausnahme bilden die 5 Durchgänge am Anfang des 28.1.. Hier finden sich ausgeprägte Erhöhungen in den Fluktuationen direkt an den Grenzsichten. Die in ihrer Ausprägung ganz ähnlichen Spektraldichteerhöhungen am 24.1. liegen dagegen mehrere Stunden weit von dem nächsten Grenzsichtdurchgang entfernt. Die vielen scharfen, über den gesamten Zeitraum verteilten "Spitzen" deuten auf "Verwerfungen" oder Fluktuationen der Grenzsicht, nicht nur in Zeitintervallen von Tagen oder Stunden hin. Es müssen noch sehr viel kürzere Intervalle vorkommen. Die Grenzsicht bleibt innerhalb dieses Zeitraumes immer mehr oder weniger nahe der Helios-Bahn. Erwähnenswert ist noch, daß die in dieser Zeitauflösung schwer erkennbaren "Einbrüche" im Magnetfeld ebenfalls keine Korrelation mit den gemessenen Spektraldichten zeigen.

Zusammengefaßt gilt: Die unmittelbare Nähe der Stromschicht zwischen zwei Sektoren läßt sich mit den speziellen Erhöhungen der Spektraldichten sicher feststellen. Man kann die Schicht also auch dann erkennen, wenn keine Durchgänge der Sonde stattfinden. Damit muß man die Annahme der ausschließlich lokalen Erzeugung von schnellen magnetischen Fluktuationen allerdings einschränken. Die Wellenfelder können sich, zumindest unter speziellen Bedingungen, an den Sektorgrenzen auch weiter ausbreiten.

### 7.3 Spektren mit "monochromatischen" Anteilen

Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit den nicht-monoton abfallenden Spektren in der näheren und weiteren Umgebung um die Sektorübergänge der Sonden. Der Ausdruck "monochromatisch" ist hier nur

im Rahmen der Frequenzauflösung des Induktionsspulenexperimentes E4 zu verstehen. Er bezieht sich auf die eindeutigen, starken Spektraldichteverstärkungen in einzelnen Frequenzkanälen, wie sie zum Beispiel in Abbildung 28 um 14.15 Uhr zu erkennen sind. Inwieweit es sich hier tatsächlich um Amplitudenverstärkungen in diskreten Wellenfrequenzen handelt, kann hier nicht untersucht werden. Jedoch hat Barnstorf [1980] bei seinen Untersuchungen an Wellenformdaten von E4 häufig monochromatische Wellenzüge gefunden.

Die Abbildungen 28, 30 und 31 zeigen eine Auswahl von "monochromatischen" Spektren aus der hier untersuchten Gesamtzahl von Spektren dieser Art. Die hervorgehobenen Zeitmarken geben die Stellen an, an denen die Werte für Tabelle 4 (siehe unten) ermittelt worden sind. Das Ereignis um 22.05 Uhr in Abbildung 31 ist allerdings durch einen Datenfehler verursacht worden. Die Analyse der Gesamtzahl von untersuchten Spektren führt zu folgenden Ergebnissen:

Es handelt sich um Amplitudenverstärkungen von einigen Minuten Dauer, die sich meist um mehr als eine Größenordnung von den umgebenden Amplituden abheben. In den Frequenzkanälen oberhalb von 10 Hz werden mit ihnen die höchsten Spektraldichten im gesamten Untersuchungszeitraum gefunden. Sie befinden sich alle in der Umgebung von Sektorübergängen. Mit Annäherung an die Sonne wandern die "monochromatischen" Anteile zu höheren Frequenzen. Man kann dies in den Abbildungen 30 und 31 gut vergleichen. Die Spektren in Abbildung 30 stammen aus einer Distanz von 0.9 AE. Ihre "monochromatischen" Anteile liegen im Bereich von 10 bis 22 Hz bei dem Ereignis um 3.30 Uhr und von 10 bis 47 Hz bei dem Ereignis um 4.44 Uhr und den folgenden. Die Spektren in Abbildung 31 haben ihre "monochromatischen" Anteile im Frequenzbereich ab 47 Hz bis zu 470 Hz.

Es drängt sich bei der Untersuchung ein Vergleich mit den bei Barnstorf [1980] beschriebenen "Bandenspektren" auf. Direkt an Diskontinuitäten im Sonnenwindplasma fand er diese Spektren mit ebenfalls nicht-monotonem Abfall. Sie hatten aber nur eine Lebensdauer im Sekundenbereich. Hier erstrecken sich die "monochromatischen" Spek-

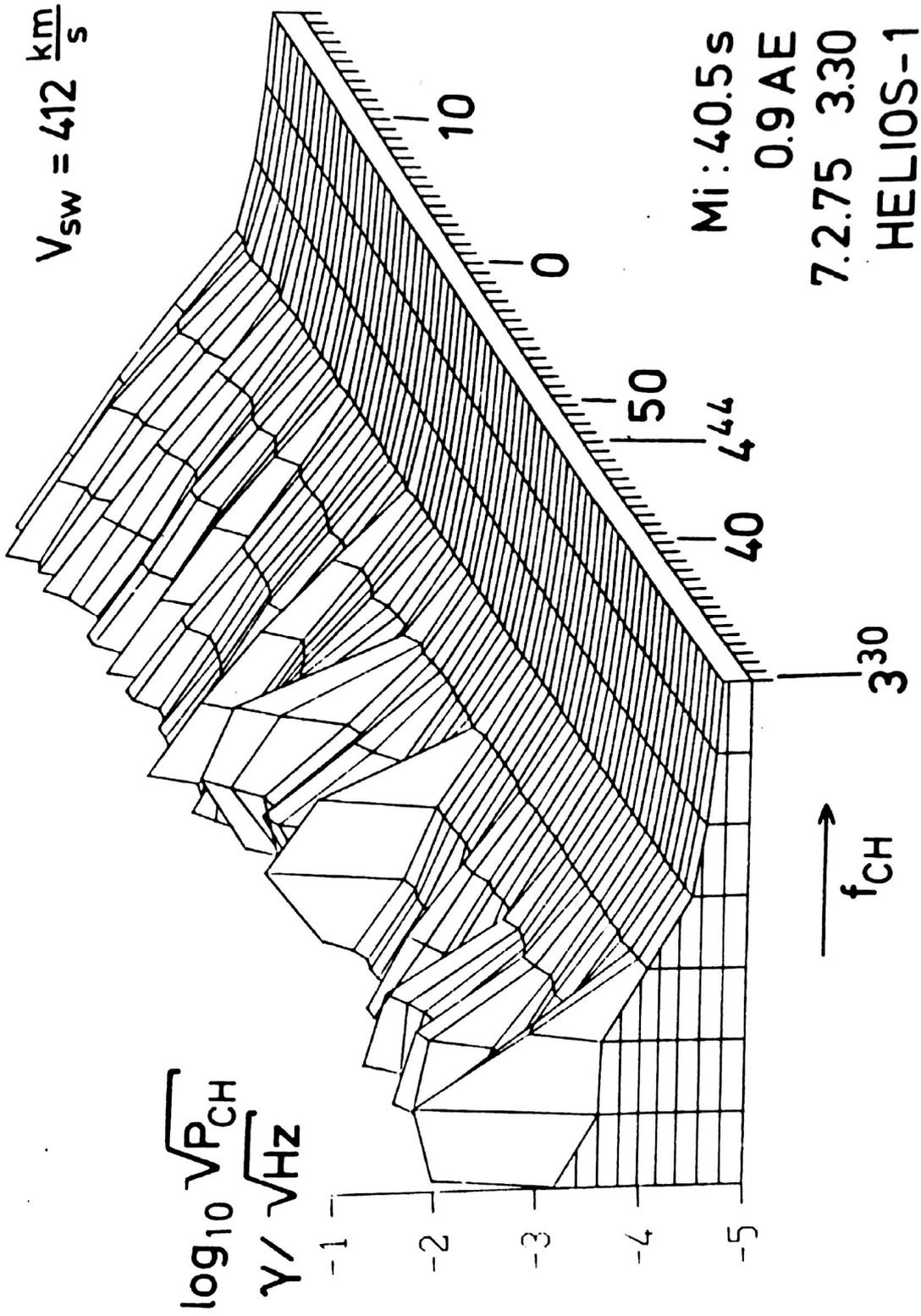


Abb. 30: "Monochromatische" Spektren in 40.5-Sekunden-Mittelwerten bei 0.9 AE.

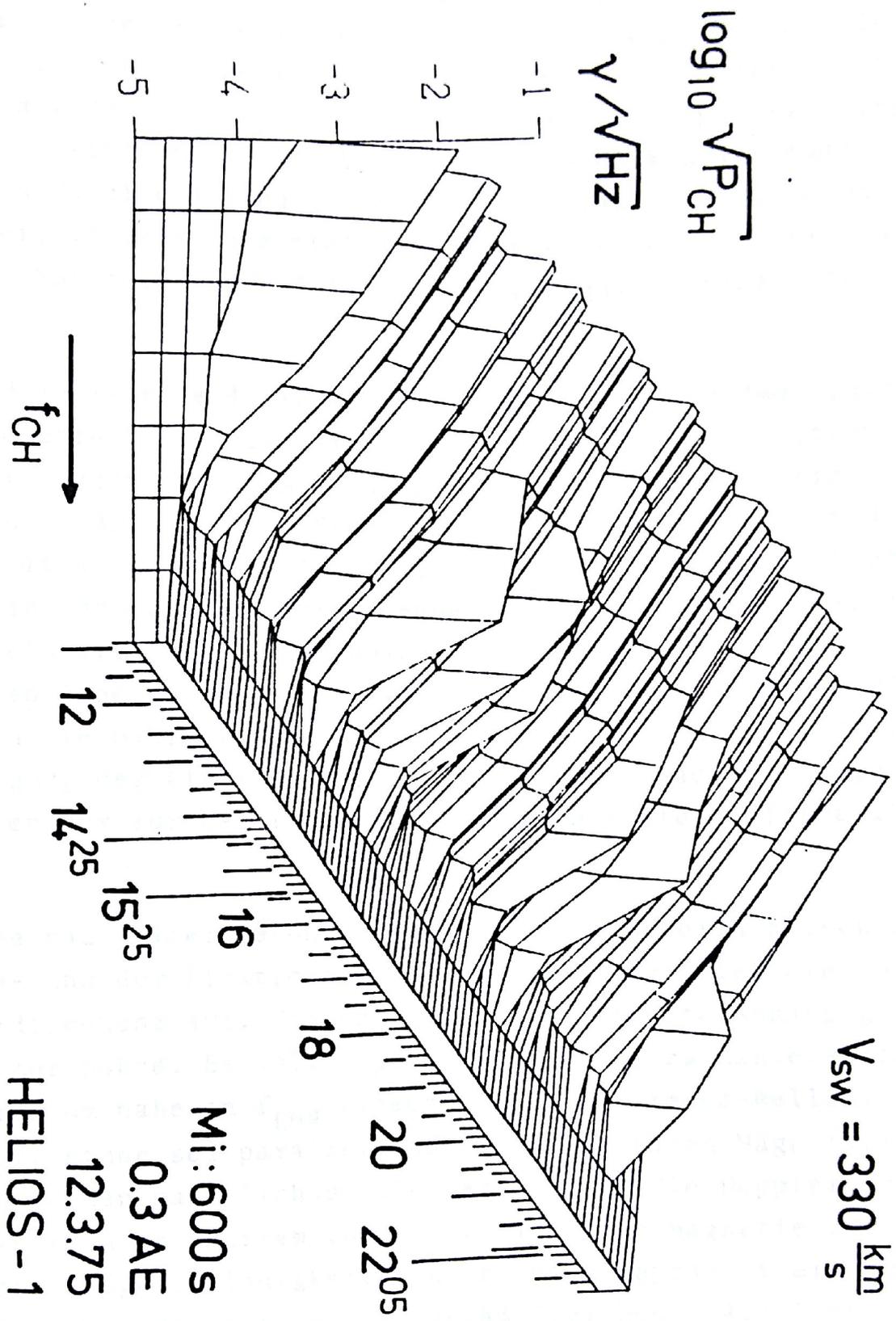


Abb. 31: "Monochromatische" Spektren in 10-Minuten-Mittelwerten bei 0.3 AE.



tren meist über mehrere Minuten. Sollten in beiden Erscheinungsformen dieselben Erzeugungsmechanismen zu Grunde liegen, nur mit dem Unterschied, daß die Ströme in den Sektor Grenzen in Stärke und Ausmaß wesentlich größer sind? Die "monochromatischen" Spektren liegen ebenfalls nur selten in unmittelbarer Nähe von Diskontinuitäten im Magnetfeld. In Tabelle 4 sind in der Spalte "Disk" die Fälle mit "+" gekennzeichnet, in deren unmittelbarer Nähe eine solche Diskontinuität auftritt. Nur bei Nummer 3 fallen die Ereignisse nahezu zusammen.

Außerdem sind in Tabelle 4 die Mittenfrequenzen  $f_M$  der "monochromatischen" Frequenzanteile aufgelistet. Die angegebene Zeit stimmt mit den Markierungen in den Abbildungen 28, 30 und 31 überein. Für die folgenden Größen werden 1-Stunden-Mittelwerte benutzt, in der Hoffnung, damit auch das Umfeld um die interessierenden Spektren einbeziehen zu können. Große Änderungen in den verwendeten Parametern Magnetfeldbetrag  $F$ , Protonendichte  $N_p$  und Protonengeschwindigkeit  $V_p$  treten innerhalb der Stundenintervalle ohnehin nicht auf. Die lokale untere Hybridfrequenz  $f_{LHR}$  ist nach Gleichung (4.9) unter Vernachlässigung der Alphateilchen berechnet. Die nachfolgenden Parameter gelten nur für bestimmte Annahmen. Sie sollen jetzt erläutert werden.

Bei der Suche nach einer besonderen Frequenz im Bereich zwischen der Protonen- und der Elektronengyrofrequenz drängt sich die lokale untere Hybridfrequenz auf. Sie besitzt die geforderte Abhängigkeit vom Abstand zur Sonne. Es soll angenommen werden, es handele sich bei den Wellen um nahe an  $f_{LHR}$  erzeugten Whistlermode-Wellen. Ihre Ausbreitungsrichtung sei parallel zum interplanetaren Magnetfeld. Diese Wellen werden natürlich dopplerverschoben. Die Dopplerverschiebung hängt unter anderem vom interplanetaren Magnetfeldvektor und dem Sonnenwindgeschwindigkeitsvektor (hier repräsentiert durch den Protonengeschwindigkeitsvektor) gemäß Gleichung (4.12) ab. Die Größe  $\cos \beta$  ist daher aus dem entsprechenden Skalarprodukt berechnet. Der nächste Parameter,  $f_M/f_{LHR}$ , ergibt sich einfach aus den vorher angegebenen Größen. Man kann nun die obige Annahme an dem

Nr.	Datum	Zeit [h. min.]	Disk	$f_M$ [Hz]	$f_{LHR}$ [Hz]	$ \cos \beta $	$f_M/f_{LHR}$	D1	D2	Sektorübergänge [h. min]
1	25.1.75	14.15	-	15	7.4	0.61	2.0	1.6	1.2	10.00
2	25.1.75	14.45	-	32	7.0	0.95	4.6	3.8	1.3	
3	7.2.75	3.30	+	15	4.2	0.73	3.6	3.6	1.1	3.57/5.47
4	7.2.75	3.47	-	15	4.3	0.87	3.5	2.9	1.2	
5	12.3.75	14.25	-	147	22.6	0.89	6.5	6.2	0.7	15.20/15.40
6	12.3.75	15.25	-	68	21.2	0.80	3.2	2.7	0.7	

Tabelle 4: Vergleich einiger Parameter aus bestimmten Gebieten mit driftenden Frequenzanteilen. Die Parameter D1, D2 gelten nur unter bestimmten Voraussetzungen. Sie werden im Text definiert.

Vergleich der zwei folgenden Parameter testen. D1 wird berechnet aus  $f_M/f_{LHR}$  und  $\cos \beta$ , wobei die Frequenzen "hinaufgeschoben" werden sollen (siehe Gleichung (4.13)).

$$D1 = \frac{f_M/f_{LHR} - 1}{|\cos \beta|} = \frac{V_p}{V_{ph}}$$

D2 dagegen wird direkt aus der Messung der Sonnenwindgeschwindigkeit, dem statischen Magnetfeld und der Protonendichte bestimmt mit Gleichung (4.10).

$$D2 = \frac{V_p}{V_{ph}(\theta = 0, \omega = \omega_{LHR})}$$

Zum Vergleich der beiden Parameter muß man einbeziehen, daß durch die Festlegung der Frequenz innerhalb der Frequenzkanäle auf die entsprechenden Mittenfrequenzen der Fehler bei  $f_M$  maximal 1.5 betragen kann. Damit zeigen sich in der Tabelle nur bei Nr. 1 und Nr. 4 miteinander verträgliche Werte. Hier können also Whistlermode-Wellen nahe  $f_{LHR}$  in paralleler Ausbreitung zum statischen Magnetfeld die Ursache der "monochromatischen" Anteile in den gemessenen Spektren sein. Will man für die anderen Fälle ebenfalls Whistlermode-Wellen nahe  $f_{LHR}$  verantwortlich machen, so muß Ausbreitung unter größeren Winkeln zum statischen Magnetfeld angenommen werden. Dann aber wächst für  $\theta$  gegen  $90^\circ$  der Brechungsindex  $n$  gegen Unendlich und mit der dritten Zeile in (4.1) gilt der Grenzwert:

$$\lim_{\theta \rightarrow 90^\circ} \frac{E_z}{E_x} = \lim \left( - \frac{\cos \theta \sin \theta}{\frac{P}{n^2} - \sin^2 \theta} \right) = 0$$

Das heißt, für größere Winkel  $\theta$  liegt die elektrische Feldkomponente nahezu parallel zu  $\underline{k}$ . Nach den Maxwellschen Gleichungen ist:

$$\underline{k} \times \underline{E} = \frac{\omega}{c} \underline{B}$$

Also wird man an der unteren Hybridfrequenz für große Winkel  $\Theta$  keine nennenswerten magnetischen Komponenten in den Whistlermode-Wellen erwarten.

Zumindest die in den Fällen 2,3,5,6 beobachteten "monochromatischen" Anteile können daher nur in eng begrenzten Frequenzbereichen oberhalb der unteren Hybridfrequenz durch eine Whistlermode-Instabilität erzeugt worden sein. Die in Abschnitt 6.3 beschriebene Hybridinstabilität kommt ebenfalls als Ursache für die beobachteten Phänomene in Frage.

#### 7.4 Frequenzdriften in "monochromatischen" Frequenzanteilen

Der letzte Abschnitt dieses Kapitels soll sich mit einem Sonderfall der nicht-monoton abfallenden Spektren befassen. Während man die Spektren mit "monochromatischen" Anteilen in der Nähe der Sektorübergänge relativ häufig findet, konnten von den hier diskutierten Ereignissen insgesamt nur drei im Untersuchungszeitraum von Helios 1 gefunden werden. Ihr Charakteristikum ist eine merkliche Frequenzverschiebung mit der Zeit. Dieses Phänomen ist aus Wellenmessungen innerhalb der Magnetosphäre der Erde bekannt. Bisher konnte es im interplanetaren Raum aber noch nicht beobachtet werden.

Die Frequenzdriften kommen nur in Ereignissen vor, die sich im Gegensatz zu den bisher betrachteten "monochromatischen" Spektren nicht über Minuten, sondern über mehrere Stunden hinziehen. Deshalb kann man homogene Verhältnisse in allen Plasmaparametern nicht erwarten. Während der Ereignisse werden Diskontinuitäten und "Einbrüche" im statischen Magnetfeld beobachtet. Die Amplitudenerhöhungen sind wahrscheinlich deshalb innerhalb der Zeit stark strukturiert. Sie zeigen innerhalb eines Frequenzkanals Schwankungen über größere Spektraldichtebereiche. Manchmal fallen sie zwischendurch

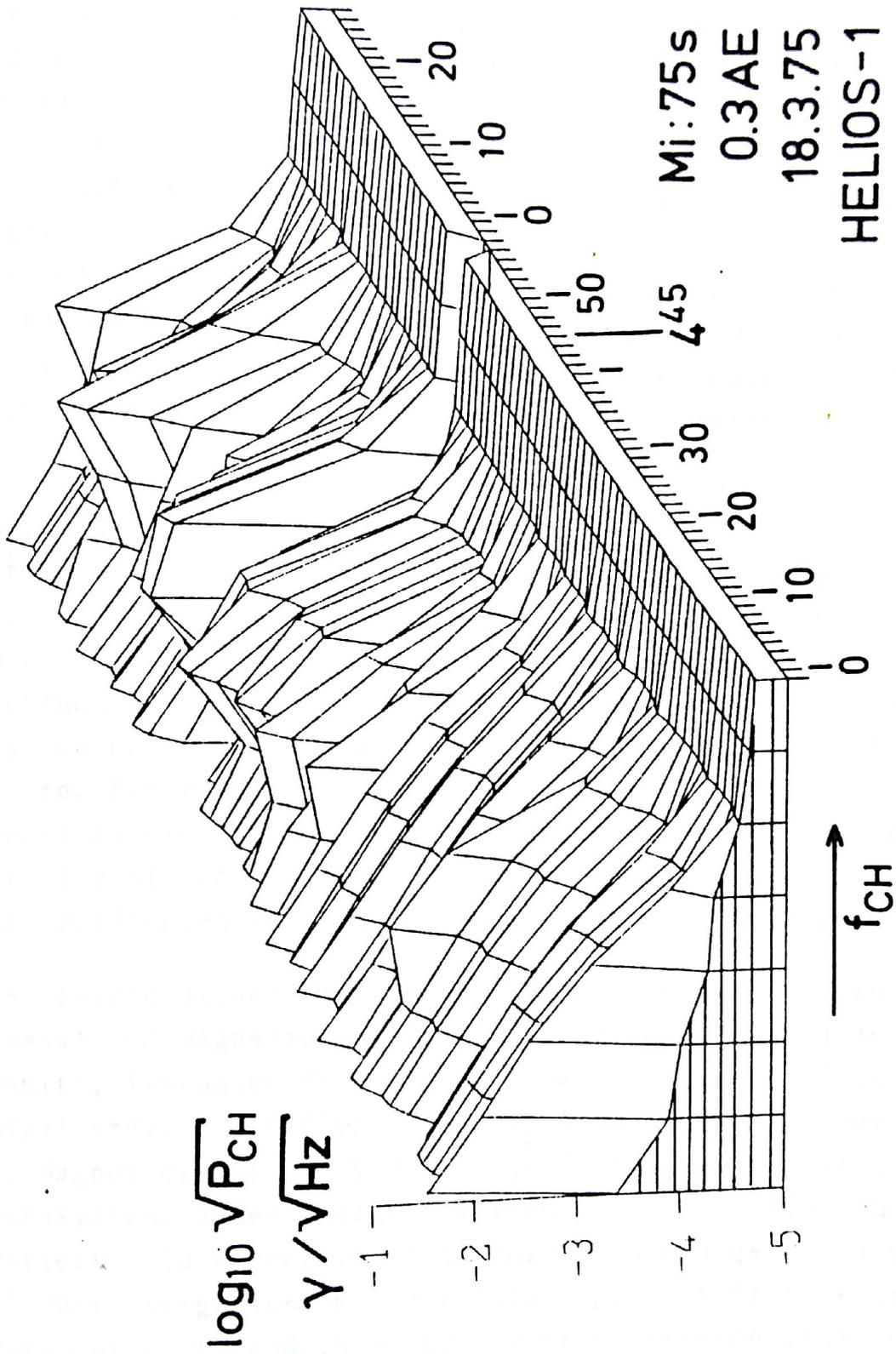


Abb. 32: 75-Sekunden-Mittelwertspektren mit einer Drift der "monochromatischen" Anteile zu größeren Frequenzen.

gänzlich in sich zusammen. Abbildung 32 soll hier zur Illustration dienen. Die Spektren sind in der zu dieser Zeit höchstmöglichen Zeitauflösung von 75 Sekunden dargestellt. Das Ereignis beginnt um ca. 4.45 Uhr im Frequenzbereich von 22 bis 47 Hz und verlagert sich mit der Zeit immer mehr in den Bereich von 47 bis 100 Hz. Dabei schwanken die Spektraldichten der "monochromatischen" Anteile stark auf und ab. Zwischendurch gibt es Spektren, die fast gerade abfallen. Betrachtet man die Amplitudenverstärkungen aber im Vergleich mit den Spektren aus den Stunden vorher und hinterher, so muß man die Emissionen als insgesamt zusammenhängend ansehen. Alle drei Ereignisse stammen aus Zeitintervallen in der Nähe von registrierten Sektordurchgängen, aber kein Ereignis fällt direkt mit einem Durchgang zusammen.

Das Ereignis in Abbildung 32 ist um 4.30 Uhr noch nicht zu Ende. Abbildung 33 zeigt die gesamte Entwicklung in einer Darstellung mit 10-Minuten-Mittelwerten. Diese Zeitauflösung gibt in diesem Fall ein bedeutend klareres Bild. Die Abbildung 34 zeigt das zweite Ereignis dieser Art. Hier driften die Frequenzen in umgekehrter Richtung. Die Emissionen beginnen um 14.10 Uhr im Bereich von 47 bis 100 Hz und enden nach 18.10 Uhr zwischen 22 und 47 Hz. Im dritten Ereignis, gezeigt in Abbildung 35, driften die Frequenzen wieder zu größeren Werten. Es beginnt bei 22 bis 47 Hz und endet mit für diesen Abstand von der Sonne ganz außergewöhnlich hohen Spektraldichten im Frequenzbereich zwischen 47 und 100 Hz.

Die Ursache dieser Frequenzdriften findet sich in den zugehörigen Plasma- und Magnetfelddaten. Es werden wieder, wie im vorigen Abschnitt, 1-Stunden-Mittelwerte berechnet. Sie sind in Tabelle 5 aufgelistet. Die Größen  $\phi_F$  und  $\theta_F$  sind die Winkel der Komponenten des Magnetfeldvektors vom Betrage  $F$  im solar-ekliptischen Koordinatensystem. Jedes Ereignis ist durch zwei Zeitabschnitte repräsentiert. Sie werden in zeitlicher Reihenfolge mit a und b bezeichnet. Vergleicht man die Änderungen der Protonengeschwindigkeit, der Protonendichte und der Protonentemperatur zwischen a und b, so fällt nur das Ereignis 3 mit relativ großen Unterschie-

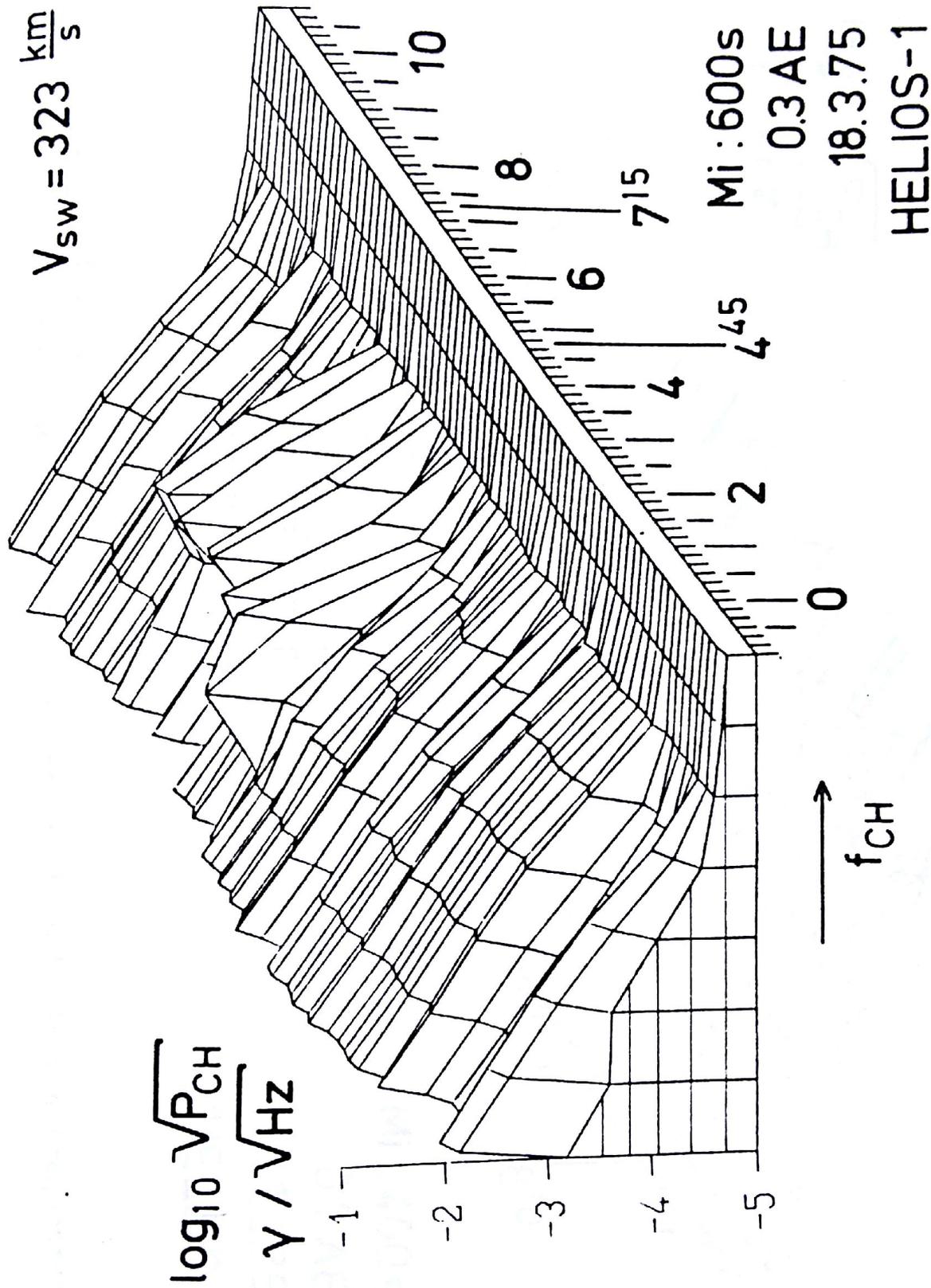


Abb. 33: Ereignis 1.  
10-Minuten-Mittelwertspektren aus derselben Zeit wie in Abb. 32.

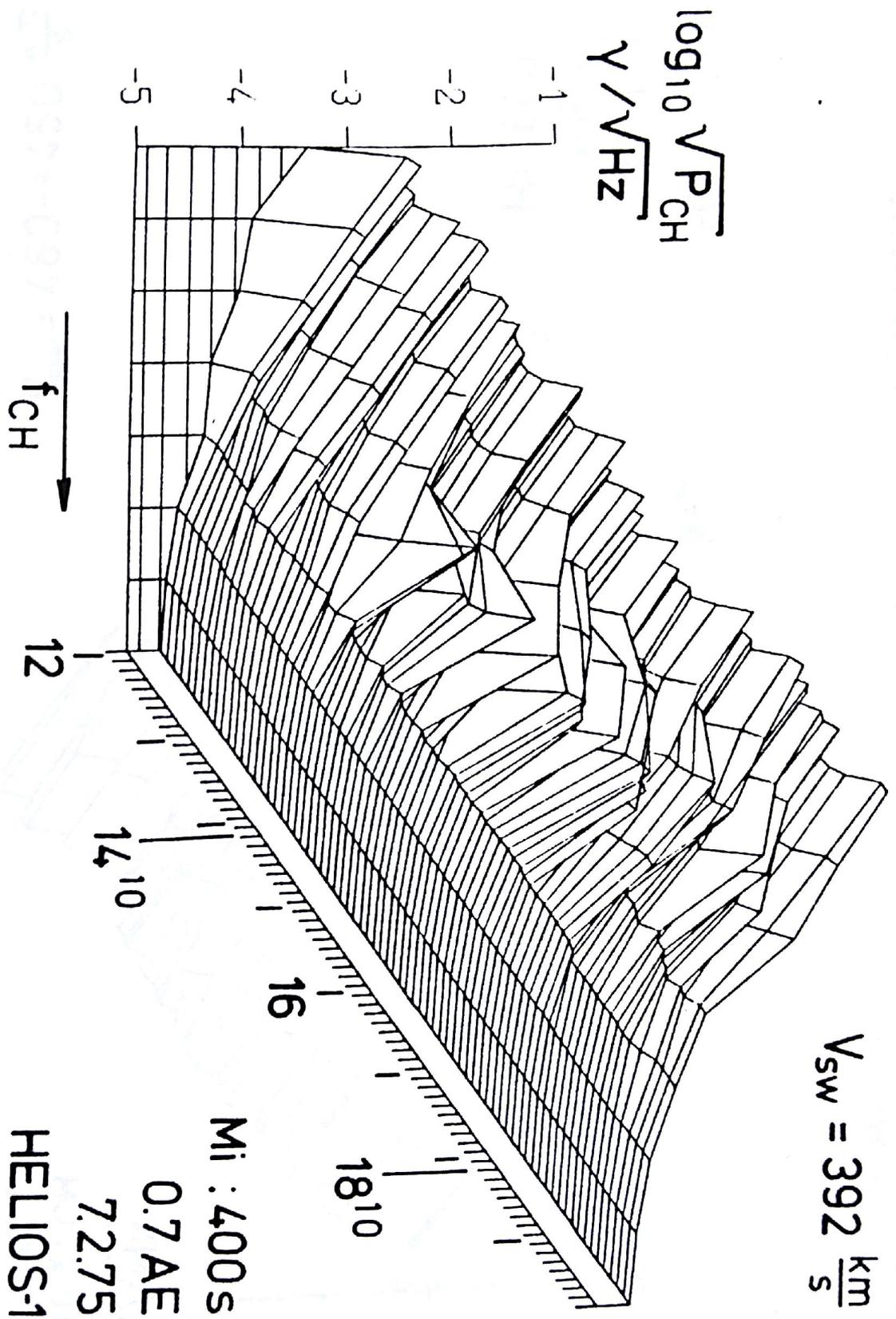


Abb. 34: Ereignis 2.

400-Sekunden-Spektren mit einer Drift zu kleineren Frequenzen.



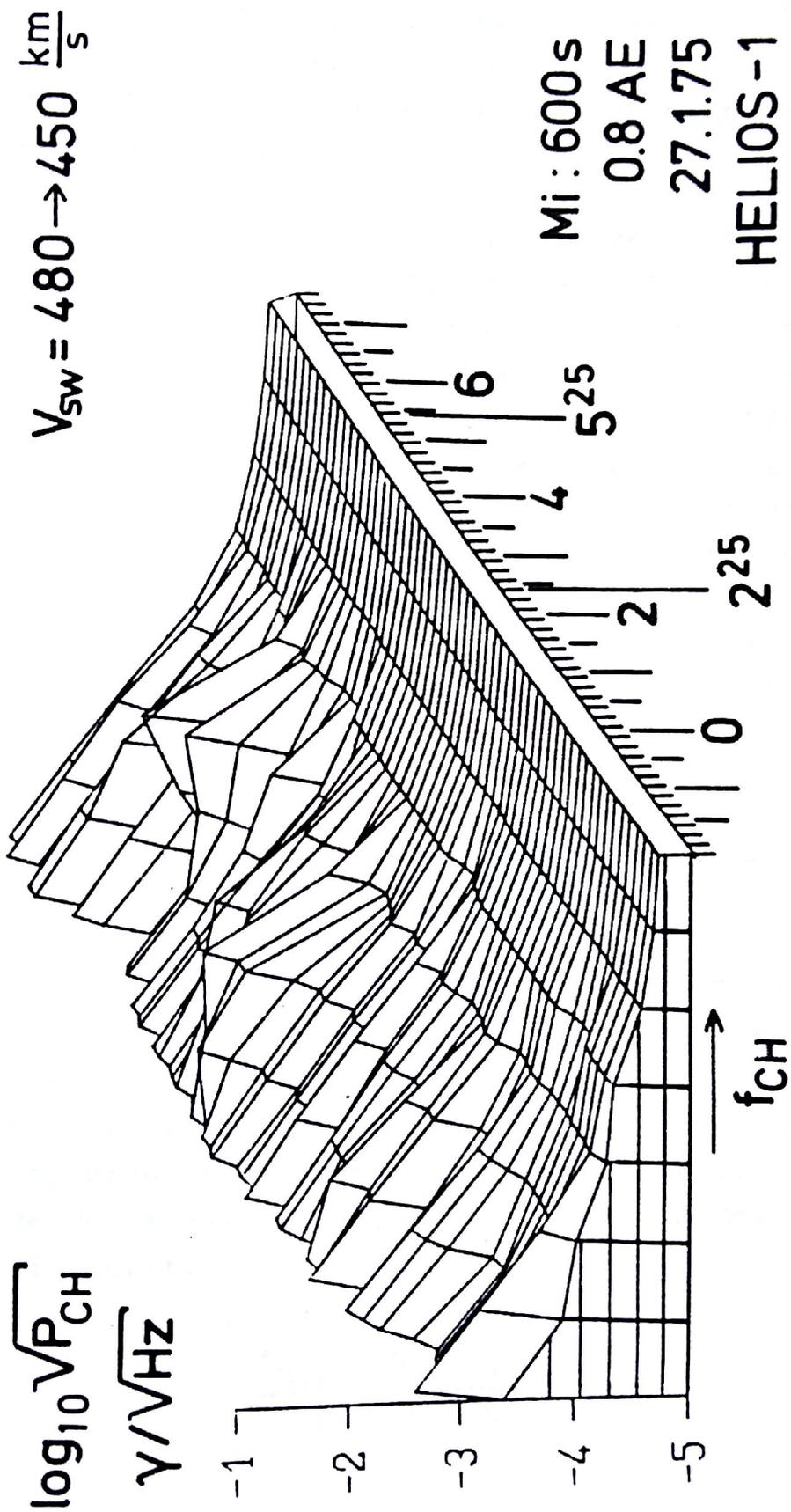


Abb. 35: Ereignis 3.  
600-Sekunden-Spektren mit einer Drift zu größeren Frequenzen.

den aus dem Rahmen. In den beiden anderen sind die Differenzen gering. Sehr deutlich in allen Ereignissen ist aber die ausgeprägte Variation des Hintergrundmagnetfeldvektors. Betrachtet man sie auf einer kontinuierlichen Darstellung, so sieht man in allen Fällen eine relativ glatte Drehung des Magnetfeldes über die Stunden von a nach b.

Es liegt daher nahe, für die Frequenzdriften eine unterschiedliche Dopplerverschiebung der auftretenden Emissionen anzunehmen. Danach werden hier Wellen, für die im Ruhssystem alle der gleiche Frequenzbereich gemessen würde, allein durch die Bewegung des Magnetfeldvektors um unterschiedliche Werte verschoben. Die Ursache der Wellen muß daher immer die gleiche Orientierung zum Magnetfeld einhalten, denn der Sonnenwindgeschwindigkeitsvektor ändert sich in allen 3 Ereignissen nicht und die Phasengeschwindigkeit der Welle sollte zumindest in den Ereignissen 1 und 2 dem Betrage nach ebenfalls konstant sein. Sind diese Schlüsse richtig, so muß für die Frequenzverschiebung  $\Delta f$  das Gesetz gelten (siehe Gleichung (4.13)):

$$\Delta f = \frac{f_o \cdot V_{SW}}{V_{ph}(\omega_o, \theta_o)} \cdot \Delta \cos \beta \quad \text{oder} \quad \frac{\Delta f}{\Delta \cos \beta} = \text{konst.}$$

Leider kann die Konstante infolge der unzureichenden Frequenzauflösung in den Spektraldichten hier nicht berechnet werden. In der Tabelle 5 wird jedoch deutlich: Wächst  $|\cos \beta|$ , so driften die Wellen zu höheren Frequenzen. Nimmt  $|\cos \beta|$  dagegen ab, so driften die Wellen zu niedrigeren Frequenzen. Die Tabelle zeigt sogar, daß im Rahmen der Ungenauigkeiten, insbesondere in der Bestimmung der Frequenzen  $f_M$ , gilt:

$$\frac{f_{M,a}}{f_{M,b}} = \frac{\cos \beta_a}{\cos \beta_b}$$

Nr.	Datum	Zeit [h.min]	$f_M$ [Hz]	$N_p$ [cm <sup>-3</sup> ]	$T_p$ [K]	$V_p$ [km/s]	F [γ]	$\phi_F$ [Grad]	$\theta_F$ [Grad]	$ \cos\beta $	$\frac{f_{M,a}}{f_{M,b}}$	$\frac{\cos\beta_a}{\cos\beta_b}$
1a	18.3.75	4.45	32	100	$2 \cdot 10^5$	323	21.0	350	45	0.70	0.5	0.8
b		7.15	68	100	$2 \cdot 10^5$	323	25.0	347	-27	0.89		
2a	7.2.75	14.10	68	12	$7 \cdot 10^4$	392	14.0	18	31	0.70	2.1	1.9
b		17.30	32	13	$6 \cdot 10^4$	395	12.2	65	45	0.36		
3a	28.1.75	2.25	32	17	$5 \cdot 10^4$	377	7.5	126	45	0.42	0.3	0.4
b		5.25	68	13	$1 \cdot 10^5$	377	13.0	173	9	0.98		

Tabelle 5: 1-Stunden-Mittelwerte der Plasmaparameter und daraus abgeleitete Größen für Zeitabschnitte im Verlauf von driftenden Frequenzen.

## 8. Zusammenfassung

Im folgenden sollen die wichtigsten Ergebnisse der Untersuchung von schnellen magnetischen Fluktuationen im Sonnenwind zwischen 1.0 AE und 0.3 AE zusammengestellt werden.

Die Induktionsspulenmagnetometer auf den Sonden Helios 1 und Helios 2 messen die magnetischen Komponenten im Frequenzbereich zwischen 4.7 bis 2200 Hz und decken dabei einen großen Teil des Frequenzintervalles zwischen der lokalen Protonengyrofrequenz und der lokalen Elektronengyrofrequenz im Sonnenwindplasma ab. Zur Auswertung stehen pro Zeitintervall Mittelwertspektraldichten und die zugehörigen Spitzenwertspektraldichten zur Verfügung. Jedes Spektrum kann mit 8 Stützstellen aus aneinander angrenzenden Frequenzkanälen mit logarithmisch gleicher Breite belegt werden. Das Eigenrauschen der Elektronik ist extrem gering und zeigt auch über viele Monate nur wenige Änderungen. Die Untersuchungszeiträume umfassen im wesentlichen die Primärmissionen von Helios 1 und 2. Sie repräsentieren nur einen Teil des insgesamt zur Verfügung stehenden Datenmaterials aus den Jahren 1974 bis 1981. Dennoch sind sie umfangreich genug, um den Untersuchungsergebnissen einen Anspruch auf Allgemeingültigkeit für die Zeit des zugehörigen Sonnenfleckenminimums zu sichern.

Die Whistlermode oder Elektronenmode ist der einzige Wellentyp, der sich im gesamten, überstrichenem Frequenzbereich ausbreiten kann. Ihre Dopplerverschiebung ist gering, solange der Winkel zwischen Magnetfeldvektor und Ausbreitungsrichtung nicht zu groß wird. Im unteren Frequenzbereich der gemessenen Spektren sind auch Anteile von stark dopplerverschobenen Ionenzyklotronwellen und schnellen magnetoakustischen Wellen zu erwarten. Nicht ganz ausgeschlossen werden kann auch ein Beitrag zu den Spektraldichten von im Sonnenwind mitgeführten statischen Strukturen.

Die gemessenen Spektraldichten zeigen die permanente Anwesenheit von Fluktuationen im Frequenzbereich unterhalb von 10 Hz. Bei Annäherung an die Sonne werden die Spektren immer breiter und er-

reichen im Perihel der Sonden Frequenzen um 470 Hz und in seltenen Fällen bis zu 1000 Hz. Die Spektraldichten liegen dort um ungefähr eine Größenordnung über denen, die im Aphel registriert werden. Korrelationsanalysen der Spektraldichten auf großen Zeitskalen mit dem Betrag des statischen Magnetfeldes fördern nur die Abhängigkeit beider Größen vom Abstand zur Sonne zutage. Das gleiche gilt, wenn auch mit geringerer Korrelation, für die Untersuchungen zwischen Spektraldichten und Protonendichten. Keine signifikanten Korrelationen zeigen sich zwischen den Spektraldichten und der Sonnenwindgeschwindigkeit und den Spektraldichten und der Protonentemperatur auf großen Zeitskalen. Auf kleineren Zeitskalen, im Bereich unterhalb einer Stunde, können überhaupt keine allgemein gültigen Zusammenhänge zwischen den Spektraldichten und den anderen vier Parametern gefunden werden.

Nimmt man für den Abfall in den gemessenen Spektren ein Potenzgesetz der Form  $P \sim f^{2\alpha}$  an, so ergeben sich für den Spektralindex  $\alpha$  Werte zwischen -1.4 bis -2.0. Der häufigste Wert von  $\alpha$  ist -1.7. Die Untersuchung der Spektraldichten in aneinander angrenzenden Frequenzkanälen zeigt, daß die Spektren im Bereich kleiner Frequenz gerade abfallen und einen Spektralindex von um -1.5 aufweisen. Mit wachsender Frequenz werden die Spektren dann zunehmend steiler. Bei der Suche nach den Anregungs- und Dämpfungsmechanismen dieser Wellen müssen also Eigenschaften unterstellt werden, die auf breite Bereiche oberhalb der Protonengyrofrequenz wirken. Keine Abhängigkeiten zeigt der spektrale Abfall in den Wellen vom Abstand zur Sonne, jedenfalls in dem hier betrachteten Abstandsbereich.

Die statistische Untersuchung der Spektraldichten hinsichtlich der Variationen in der Resonanzgeschwindigkeit, der thermischen Geschwindigkeit, der Wärmestromflußdichte und der Temperaturanisotropien, getrennt für Elektronen und Protonen und zum Teil auch getrennt nach "heißerer" und "kühlerer" Komponente, bringen keine konkreten Ergebnisse. Hier ist der Grund in der unzureichenden Zeitauflösung der Messungen zu suchen, denn die theoretischen, linearen Instabilitätsuntersuchungen gelten nur für den Augenblick des

Einsatzes einer Instabilität. Auch der ständige Größenunterschied zwischen den Mittelwerten und den Spitzenwerten innerhalb der zugänglichen Zeitauflösung kann auf starke Variationen in Zeitbereichen unterhalb einer Sekunde hindeuten.

Während der Einfluß der Diskontinuitäten im statischen Magnetfeld auf die Wellenamplituden nur in der unmittelbaren Umgebung der Grenzschichten zu messen ist, zeigen die Spektraldichten charakteristische Variationen über weite Bereiche um die Sektor Grenzen des interplanetaren Magnetfeldes. Es werden kurzfristige, sehr starke Amplitudenerhöhungen in den sonst allgemein niedrigen Spektraldichten des langsamen Sonnenwindes beobachtet. Unmittelbar an den Sektor Grenzen finden sich allerdings nur die wenigsten dieser Emissionen. Hier erscheint es plausibel, daß die unter speziellen Bedingungen angefachten Instabilitäten Wellen erzeugen, die sich bis zum Meßort ausbreiten können, wobei sie unterwegs möglicherweise reflektiert oder gebündelt werden. In Zeiten mit mehreren Sektor durchgängen der Helios-Sonden läßt sich die Nähe der Stromschicht zwischen den Sektoren über mehrere Tage hin nachweisen.

Bei jedem Durchzug eines Hochgeschwindigkeitsstromes im Sonnenwindplasma lassen sich die gleichen, charakteristischen Phänomene in den schnellen magnetischen Fluktuationen nachweisen. In der Kompressionsregion steigen die Spektraldichten stark an. Besonders um die Grenzschicht zwischen "heißem" und "kaltem" Plasma findet sich ein breites Spektraldichtemaximum. Gleichzeitig dehnen sich die Spektren zu höheren Frequenzen hin aus. Während des gesamten Hochgeschwindigkeitsstromes bleiben die Spektraldichten auf hohem Niveau. Die Variationen von Spektrum zu Spektrum sind hier im Vergleich zum langsamen Sonnenwind extrem gering. Man kann deshalb schon aus der Kenntnis der Spektraldichten in einem 1-Tages-Zeitabschnitt erkennen, ob die Messung in einem Hochgeschwindigkeitsstrom oder im Bereich niedriger Geschwindigkeit des Sonnenwindplasmas stattgefunden hat.

In den starken Amplitudenerhöhungen in der Nähe der Sektorgrenzschicht finden sich häufig Spektren, die nicht monoton abfallen. Diese "monochromatischen" Anteile verlagern sich bei Annäherung an die Sonne in höhere Frequenzbereiche. Als Ursache für diese Frequenzanteile kommen Whistlermode-Wellen, die an oder oberhalb der unteren Hybridfrequenz erzeugt worden sind, in Frage. Allerdings muß man auch Wellen in Betracht ziehen, die durch die Driftinstabilität an der unteren Hybridfrequenz erzeugt werden können.

In ganz besonders seltenen Fällen lassen sich in den "monochromatischen" Anteilen der oben beschriebenen Spektren Frequenzdriften nachweisen. Dieses Phänomen ist aus den Messungen in der Erdmagnetosphäre bekannt. Im Sonnenwind konnte es aber bisher nicht nachgewiesen werden. Die Frequenzdrift in den hier untersuchten drei Fällen läßt sich auf die langsame Drehung des lokalen, statischen Magnetfeldvektors zurückführen.

Die gesamten Spektraldichten und damit auch die gesamten Energiedichten der hier untersuchten magnetischen Fluktuationen sind um Größenordnungen kleiner als die der im Sonnenwind vorkommenden langwelligeren Wellenphänomene. Nennenswerte Beiträge zur Energiebilanz des Sonnenwindes können deshalb nicht erwartet werden. Diese Arbeit zeigt aber, daß die Untersuchung der höherfrequenten Fluktuationen viele Rückschlüsse auf den Zustand des Plasmas in der Umgebung der Meßsonde liefern kann.

ANHANG

Nr.	Frequenzkanal		$f_M$ [Hz]	Helios 1		Helios 2	
	$f_u$	$f_o$ [Hz]		$Y$ [ $\gamma/\sqrt{Hz}$ ]	$Z$ [ $\gamma/\sqrt{Hz}$ ]	$Y$ [ $\gamma/\sqrt{Hz}$ ]	$Z$ [ $\gamma/\sqrt{Hz}$ ]
1	4.7	- 10	7	4.10	2.60	2.20	3.11
2	10	- 22	15	1.30	2.20	1.30	1.80
3	22	- 47	32	1.00	3.00	2.38	2.79
4	47	- 100	68	5.50	1.20	8.85	8.62
5	100	- 220	147	4.90	5.00	3.36	3.42
6	220	- 470	316	2.85	2.75	2.59	2.48
7	470	- 1000	681	2.25	2.27	2.20	2.28
8	1000	- 2200	1468	2.06	1.96	2.00	2.10

Tabelle 1: Spektraldichten des Eigenrauschens, gemessen mit den Sensoren Y und Z



Literaturverzeichnis

- Abraham-Schrauner, B., and W.C. Feldman, Whistler heat flux instability in the solar wind with bi-lorentzian velocity distribution functions, *J.Geophys.Res.*, 82, 1889, 1977
- Akhiezer, A.I., I.A. Akhiezer, R.V. Polovin, A.G. Sitenko, and K.N. Stepanov, *Plasma electrodynamics*, Vol. 1, linear theory, Pergamon Press, Oxford, 1975
- Anderson, R.R., G.K. Parks, T.E. Eastman, D.A. Gurnett, and L.A. Frank, Plasma waves associated with energetic particles streaming into the solar wind from the earth's bow shock, *J.Geophys.Res.*, 86, 4493, 1981
- Bame, S.J., Solar wind heavy ions from energetic coronal events, in *Solar Wind 4*, Katlenburg-Lindau, Report No. MPAE-W-100-81-31, 1981
- Barnes, A., Quasilinear theory of hydromagnetic waves in collisionless plasma, *Phys. Fluids*, 11, 2644, 1968
- Barnes, A., Physics of the solar wind, *Rev. Geophys. Space Phys.*, 17, 596, 1979
- Barnes, A., R.E. Hartle, and J.H. Bredekamp, On the energy transport in the stellar winds, *Astrophys.J.*, L53, 1971
- Barnstorf, H., *Stromschichten im interplanetaren Plasma*, Dissertation, Inst. f. Geophys. u. Meteorol. der TU Braunschweig, Juli 1980
- Behannon, K.W., Observations of the interplanetary magnetic field between 0.46 and 1 AU by the Mariner 10 Spacecraft, Goddard Space Flight Center, Greenbelt, Md., GSFC Report X-692-76-2, 1976

- Behannon, K.W., Heliocentric distance dependence of the interplanetary magnetic field, Rev. of Geophys. Space Phys., 16, 125, 1978
- Behannon, K.W., F.M. Neubauer, and H. Barnstorff, Fine-scale characteristics of interplanetary sector boundaries, J.Geophys.Res., 86, 3273, 1981
- Behr, A. und H. Siedentopf, Untersuchungen über Zodiaklicht und Gegenschein nach lichtelektrischen Messungen am Jungfrauenjoch, Z.Astrophys., 32, 19, 1953
- Beinroth, H.J., VLF/ELF-Wellenamplitudenmessungen mit Injun 5 und ihre Abhängigkeit vom Ort und dem erdmagnetischen Störungsgrad, Diplomarbeit am Inst. f. Geophys. u. Meteorol. der TU Braunschweig, 1975
- Beinroth, H.J., and F.M. Neubauer, Properties of whistler mode waves between 0.3 and 1.0 AU from Helios observations, J.Geophys.Res., 86, 7755, 1981
- Belcher, J.W., Statistical properties of the interplanetary micro-scale fluctuations, J.Geophys.Res., 80, 4713, 1975
- Belcher, J.W., and L. Davis, Jr., Large-amplitude Alfvén waves in the interplanetary medium, 2, J.Geophys.Res., 76, 3534, 1971
- Belcher, J.W., and R. Burchsted, Energy densities of Alfvén waves between 0.7 and 1.6 AU, J.Geophys.Res., 79, 4765, 1974
- Belcher, J.W., L. Davis, Jr., and E.J. Smith, Large-amplitude Alfvén waves in the interplanetary medium: Mariner 5, J.Geophys.Res., 74, 2302, 1969
- Bevington, P.R., Data reduction and error analysis for the physical sciences, McGraw Hill, New York, 1969
- Biermann, L., Kometenschweife und solare Korpuskularstrahlung, Z.Astrophys., 29, 274, 1951
- Brice, N., Fundamentals of very low frequency emission generation mechanisms, J.Geophys.Res., 69, 4515, 1964

- Burlaga, L.F., Micro-scale structures in the interplanetary medium, *Solar Physics*, 4, 67, 1968
- Burlaga, L.F., Directional discontinuities in the interplanetary magnetic field, *Solar Physics*, 7, 54, 1969
- Burlaga, L.F., Hydromagnetic waves and discontinuities in the solar wind, *Space Sci. Rev.*, 12, 600, 1971
- Burlaga, L.F., Interplanetary stream interfaces, *J.Geophys.Res.*, 79, 3717, 1974
- Burlaga, L.F., Interplanetary streams and their interaction with the earth, *Space Sci. Rev.*, 17, 327, 1975
- Burlaga, L.F., and N.F. Ness, Macro- and micro-structure of the interplanetary magnetic field, *Canad.J.Phys.*, 46, 5962, 1968
- Burlaga, L.F., and N.F. Ness, Tangential discontinuities in the solar wind, *Solar Physics*, 9, 467, 1969
- Burlaga, L.F., and K.W. Ogilvie, Heating of the solar wind, *Astrophys.J.*, 159, 659, 1970
- Burlaga, L.F., and J.M. Turner, Microscale "Alfvén Waves" in the solar wind at 1 AU, *J.Geophys.Res.*, 81, 73, 1976
- Burlaga, L.F., J.F. Lemaire, and J.M. Turner, Interplanetary current sheets at 1 AU, *J.Geophys.Res.*, 82, 3191, 1977
- Burlaga, L.F., A.J. Hundhausen, and X. Zhao, The coronal and interplanetary current sheet in early 1976, *J.Geophys.Res.*, 86, 8893, 1981
- Burton, R.K., and R.E. Holzer, The origin and propagation of chorus in the outer magnetosphere, *J.Geophys.Res.*, 79, 1014, 1974

- Carpenter, D.L., C.G. Park, H.A. Taylor, Jr., and H.C. Brinton, Multiexperiment detection of the plasmopause from EOGO satellites and Antarctic ground stations, *J.Geophys.Res.*, 74, 1837, 1969
- Chashey, I.V., and V.I. Shishov, Interplanetary plasma turbulence, *Geomagn. and Aeronom.*, 17, 662, 1977
- Christiansen, P.J., M.D. Gough, G. Martelli, J.J. Block, N. Comilleau, J. Etcheto, R. Gendrin, C. Beglim, P. Decreau, and D. Jones, GEOS-1 observations of electrostatic waves, and their relationship with plasma parameters, *Space Sci. Rev.*, 22, 383, 1978
- Cohen, R.H., Mode decay and evolution of the solar wind Alfvén wave spectrum, *J.Geophys.Res.*, 80, 3678, 1975
- Coleman, P.J., Jr., Variations in the interplanetary magnetic field: Mariner 2, 1, observed properties, *J.Geophys.Res.*, 71, 5509, 1966
- Coleman, P.J., Jr., Wave-like phenomena in the interplanetary plasma: Mariner 2, *Planet. Space Sci.*, 15 953, 1967
- Cornwall, J.M., Scattering of energetic trapped electrons by VLF waves, *J.Geophys.Res.*, 69, 1251, 1964
- Dehmel, G., Das Induktionsspulenmagnetometer-Experiment der Sonnensonde Helios, *Int. Elektron. Rundschau*, 4, 69, 1975
- Dehmel, G. und F.M. Neubauer, Aufbau und Betrieb des Induktionsspulen-Magnetometer-Experimentes der Sonnensonde Helios, *BMFT Forschungsbericht FBW 77-25*, 1977
- Dehmel, G., F.M. Neubauer, D. Lukoschus, J. Wawretzko und E. Lamers, Das Induktionsspulen-Magnetometer-Experiment (E4), *Raumfahrtforschung*, 19, 241, 1975

- Denskat, K.U., Wellen im solaren Wind im Frequenzbereich des Helios-Induktionsspulenexperiments E4 und deren Dopplerverschiebung, BMFT Forschungsbericht W 15-18, 1975
- Denskat, K.U., and L.F. Burlaga, Multispacecraft observations of microscale fluctuations in the solar wind, *J.Geophys.Res.*, 82, 2693, 1977
- Denskat, K.U., and F.M. Neubauer, Statistical properties of low-frequency magnetic field fluctuations in the solar wind from 0.29 to 1.0 AU during solar minimum conditions: Helios-1 and Helios-2, *J.Geophys.Res.*, in press, 1982
- Denskat, K.U., F.M. Neubauer, and R. Schwenn, Properties of "Alfvénic" fluctuations near the sun: Helios-1 and Helios-2, in Solar Wind 4, Katlenburg-Lindau, Report No. MPAE-W-100-81-31, 1981
- Denskat, K.U., F.M. Neubauer, and R. Schwenn, Alfvénic waves in the solar corona deduced from Helios observations, submitted to *J.Geophys.Res.*, 1982
- Dobrowolny, M., and M. Tassarotto, Electron kinetic instabilities in the solar wind, *Astrophys. Space Sci.*, 57, 153, 1978
- Drummond, W.E., and M.N. Rosenbluth, Anomalous diffusion arising from microinstabilities in a plasma, *Phys. Fluids*, 5, 1507, 1962
- Fairfield, D.H., Bow shock associated waves observed in the far upstream interplanetary medium, *J.Geophys.Res.*, 74, 3541, 1969
- Feldman, W.C., Solar wind plasma processes and transport, *Rev. Geophys. Space Phys.*, 7, 1743, 1979
- Feldman, W.C., Electron characteristics in the high speed solar wind, in Solar Wind 4, Katlenburg-Lindau, Report No. MPAE-W-100-81-31, 1981

Feldman, W.C., J.R. Asbridge, S.J. Bame, and M.D. Montgomery, Interpenetrating solar wind streams, Rev. Geophys. Space Phys., 12, 715, 1974

Feldman, W.C., J.R. Asbridge, S.J. Bame, M.D. Montgomery, and S.P. Gary, Solar wind electrons, J.Geophys.Res., 80, 4181, 1975

Feldman, W.C., J.R. Asbridge, S.J. Bame, S.P. Gary, and M.D. Montgomery, Electron parameter correlations in high-speed streams and heat flux instabilities, J.Geophys.Res., 81, 2377, 1976

Feldman, W.C., J.R. Asbridge, S.J. Bame, E.E. Fenimore, and J.T. Gosling, The solar origins of solar wind interstream flows: Near-equatorial coronal streamers, J.Geophys.Res., 86, 5408, 1981

Forslund, D.W., Instabilities associated with heat conduction in the solar wind and their consequences, J.Geophys.Res., 75, 17, 1970

Gary, S.P., Electrostatic heat flux instabilities in the solar wind, J. Plasma Phys., 20, 47, 1978

Gary, S.P., and W.C. Feldman, Solar wind heat flux regulation by the whistler instability, J.Geophys.Res., 82(7), 1087, 1977

Gary, S.P., and T.E. Eastman, The lower hybrid drift instability on the magnetopause, J.Geophys.Res., 84, 7378, 1979

Gary, S.P., W.C. Feldman, D.W. Forslund, and M.D. Montgomery, Electron heat flux instabilities in the solar wind, Geophys. Res.Lett., 2, 79, 1975a

Gary, S.P., W.C. Feldman, D.W. Forslund, and M.D. Montgomery, Heat flux instabilities in the solar wind, J.Geophys.Res., 80, 4197, 1975b

- Gary, S.P., R.A. Gerwin, and D.W. Forslund, Electromagnetic current instabilities, *Phys. Fluids*, 19, 579, 1976
- Gary, S.P., J.T. Gosling, and D.W. Forslund, The electromagnetic ion beam instability upstream of the earth's bow shock, *J. Geophys. Res.*, 86, 6691, 1981
- Gosling, J.T., E. Hildner, R.M. MacQueen, R.H. Munro, A.I. Poland, and C.L. Ross, Mass ejections from the sun: A view from Skylab, *J. Geophys. Res.*, 79, 4581, 1974
- Gurnett, D.A., A satellite study of VLF-Hiss, *J. Geophys. Res.*, 71, 5599, 1966
- Gurnett, D.A., Plasma wave interactions with energetic ions near the magnetic equator, *J. Geophys. Res.*, 81, 2765, 1976
- Gurnett, D.A., and B.J. O'Brien, High-Latitude geophysical studies with satellite Injun 3, 5. VLF Electromagnetic radiation, *J. Geophys. Res.*, 69, 65, 1964
- Gurnett, D.A., and R.R. Anderson, Plasma wave electric fields in the solar wind: Initial results from Helios 1, *J. Geophys. Res.*, 82, 632, 1977
- Gurnett, D.A., and L.A. Frank, Ion-acoustic waves in the solar wind, *J. Geophys. Res.*, 83, 58, 1978
- Gurnett, D.A., G.W. Pfeiffer, R.R. Anderson, S.R. Moisiere, and D.P. Cauffman, Initial observations of VLF-electric and magnetic fields with the Injun 5 satellite, *J. Geophys. Res.*, 74, 4631, 1969
- Gurnett, D.A., R.R. Anderson, F.L. Scarf, R.W. Fredricks, and E.F. Smith, Initial results from the ISEE-1 and -2 plasma wave investigation, *Space Sci. Rev.*, 23, 103, 1979a

Gurnett, D.A., F.M. Neubauer, and R. Schwenn, Plasma wave turbulence associated with an interplanetary shock, *J.Geophys.Res.*, 84, 541, 1979b

Gurnett, D.A., W.S. Kurth, and F.L. Scarf, Plasma wave observations near Jupiter: Initial results from Voyager 2, *Science*, 206, 987, 1979c

Gurnett, D.A., E. Marsch, W. Pilipp, R. Schwenn, and H. Rosenbauer, Ion acoustic waves and related plasma observations in the solar wind, *J.Geophys.Res.*, 84, 2029, 1979d

Gurnett, D.A., W.S. Kurth, and F.L. Scarf, Narrow band electromagnetic emissions from Saturn's magnetosphere, *Nature*, 292, 733, 1981

Haerendel, G., Gestaltbildung durch Instabilität, *Naturwissenschaften*, 68, 314, 1981

Hartle, R.E., and A. Barnes, Nonthermal heating in the two-fluid solar wind model, *J.Geophys.Res.*, 75, 6915, 1970

Helliwell, R.A., Whistlers and Related Phenomena, Stanford Univ. Press, Stanford, Calif., 1965

Helliwell, R.A., A theory of discrete VLF emissions from the magnetosphere, *J.Geophys.Res.*, 72, 4773, 1967

Hente, B., Längstwellenmessungen auf einem Satelliten als Hilfsmittel zur Magnetosphärenerkundung, Dissertation, Inst.f.Geophysik u. Meteorol. der TU Braunschweig, 1975

Hirshberg, J., S.J. Bame, and D.E. Robbins, Solar flares and solar wind helium enrichments, July 1965 - July 1967, *Solar Phys.*, 23, 467, 1972

Hollweg, J.V., Hydromagnetic waves in interplanetary space, *Publ. Astron.Soc.Pac.*, 86, 561, 1974

Hollweg, J.V., Waves and instabilities in the solar wind, *Rev. Geophys. Space Phys.*, 13, 263, 1975



- Hollweg, J.V., Some physical processes in the solar wind, Rev. Geophys. Space Phys., 16, 689, 1978
- Hollweg, J.V., Helium and heavy ions in Solar Wind 4, Katlenburg-Lindau, Report No. MPAE-W-100-81-31, 1981
- Hollweg, J.V., and H.J. Völk, New plasma instabilities in the solar wind, J.Geophys.Res., 75, 5297, 1970
- Hollweg, J.V., and J.M. Turner, Acceleration of solar wind He<sup>++</sup>:  
3. Effects of resonant and non-resonant interactions with transverse waves, J.Geophys.Res., 83, 97, 1978
- Holzer, T.E., The solar wind and related astrophysical phenomena, in Solar System Plasma Physics, Vol. 1, ed. by E.N. Parker, C.F. Kennel, L.J. Lanzerotti, New York, 1979
- Holzer, T.E., and W.I. Axford, Solar wind ion composition, J.Geophys.Res., 75, 6345, 1970
- Holzer, R.E., M.E. McLeod, and E.J. Smith, Preliminary results from OGO 1 search coil magnetometer: boundary positions and magnetic noise spectra, J.Geophys.Res., 71, 1481, 1966
- Holzer, R.E., A. Farley, R.K. Burton, and M.C. Chapman, A correlated study of ELF-waves and electron precipitation on OGO 6, J.Geophys.Res., 79, 1007, 1974
- Huba, J.D., N.T. Gladd, and K. Papadopoulos, Lower-hybrid-drift wave turbulence in the distant magnetotail, J.Geophys.Res., 83, 5217, 1978
- Hundhausen, A.J., and L.F. Burlaga, A model for the origin of solar wind stream interfaces, J.Geophys.Res., 80, 1845, 1974
- Hundhausen, A.J., Coronal expansion and solar wind, New York, Springer, 1972

- Intriligator, D.S., Solar wind turbulence and fluctuations, in Solar Wind 4, Katlenburg-Lindau, Report No. MPAE-W-100-81-31, 1981
- Kennel, C.F., and H.E. Petschek, Limit on stable trapped particle fluxes, J.Geophys.Res., 71, 1, 1966.
- Kennel, C.F., and F.L. Scarf, Thermal anisotropies and electromagnetic instabilities in the solar wind, J.Geophys.Res., 73, 6149, 1968
- Kennel, C.F., F.L. Scarf, F.V. Coroniti, R.W. Fredricks, D.A. Gurnett, and E.J. Smith, Correlated whistler and electron plasma oscillation burst detected on ISEE 3, Geophys.Res.Lett., 7, 129, 1980
- Klein, L., and L.F. Burlaga, Interplanetary sector boundaries 1971-1973, J.Geophys.Res., 85, 2269, 1980
- Krieger, A.S., A.F. Tunotly, G.S. Vaiana, A.J. Lazarus, and J.D. Sullivan, X-ray observations of coronal holes and their relation to high velocity solar wind streams, in Solar Wind III, ed. by C.T. Russell, UCLA, 1974
- Kurth, W.S., M. Ashour-Abdalla, L.A. Frank, C.F. Kennel, D.A. Gurnett, D.D. Sentman, and B.G. Burek, A comparison of intense electrostatic waves near  $f_{UHR}$  with linear instability theory, Geophys.Res.Lett., 6, 487, 1979
- Lemaire, J., and L.F. Burlaga, Diamagnetic boundary layers: A kinetic theory, Astrophys. Space Sci., 45, 303, 1976
- Lemons, D.S., and S.P. Gary, Electromagnetic effects on the modified two-stream instability, J.Geophys.Res., 82, 2337, 1977
- Lemons, D.S., and S.P. Gary, Current-driven instabilities in a laminar perpendicular shock, J.Geophys.Res., 83, 1625, 1978

- Lin, R.P., K.A. Anderson, and T.L. Cline, Detection of interplanetary electrons from 18 keV to 1.8 MeV during solar quiet times, *Phys.Rev.Lett.*, 29, 1035, 1972
- Marsch, E., K.-H. Mühlhäuser, H. Rosenberg, and R. Schwenn, Solar wind helium ions: Observations of the Helios solar probes between 0.3 and 1 AU, *J.Geophys.Res.*, 87, 35, 1982a
- Marsch, E., K.-H. Mühlhäuser, R. Schwenn, H. Rosenbauer, and W. Pilipp, Solar wind protons: Three-dimensional velocity distributions and derived plasma parameters measured between 0.3 and 1 AU, *J.Geophys.Res.*, 87, 52, 1982b
- Montgomery, D.C., and D.A. Tidman, *Plasma kinetic theory*, McGraw-Hill, New York, 1964
- Montgomery, M.D., S.J. Bame, and A.J. Hundhausen, Solar wind electrons Vela 4 measurements, *J.Geophys.Res.*, 73, 4999, 1968
- Montgomery, M.D., S.P. Gary, W.D. Forslund, and W.C. Feldman, Electromagnetic ion-beam instabilities in the solar wind, *Phys.Rev.Lett.*, 35, 667, 1975
- Musmann, G., F.M. Neubauer, and E. Lammers, Radial variations of the interplanetary magnetic field between 0.3 AU and 1.0 AU, *J.Geophys.*, 42, 591, 1977
- Neubauer, F.M., Tangentialdiskontinuitäten im interplanetaren Plasma und ihre nichtlineare Wechselwirkung mit schnellen magnetogasdynamischen Stoßwellen, *GAMMA 24*, Inst.f.Geophys. u. Meteorol. der TU Braunschweig, 1973
- Neubauer, F.M., Recent results on the sector structure of the interplanetary magnetic field, in *Proceedings of the Second European Solar Meeting "Highlights of Solar Physics"*, Toulouse, France, March 8-10, 1978

- Neubauer, F.M., H.J. Beinroth, H. Barnstorff, and G. Dehmel, Initial results from the Helios-1 search-coil magnetometer experiment, *J.Geophys.Res.*, 42, 599, 1977a
- Neubauer, F.M., G. Musmann, and G. Dehmel, Fast magnetic fluctuations in the solar wind, *J.Geophys.Res.*, 82, 3201, 1977b
- Neubauer, F.M., H. Barnstorff, H.J. Beinroth, K.U. Denskat, G. Musmann, H. Ruprecht und P. Volkmer, Routinedatenverarbeitung und physikalische Interpretation des Förstersondenmagnetometers (E2) und des Induktionsspulenmagnetometers (E4) der Raumsonden Helios 1 und Helios 2, Forschungsbericht W81-039 des BMFT, 1981
- Neugebauer, M., The quiet solar wind, *J.Geophys.Res.*, 81, 4664, 1976
- Ness, N.F., and J.M. Wilcox, Solar origin of the interplanetary magnetic field, *Phys.Rev.Lett.*, 13, 461, 1964
- Ogilvie, K.W., T. v. Rosenvinge, and A.C. Durney, International sun-earth explorer: a three-spacecraft mission, *Science*, 198, 131, 1977
- Parker, E.N., Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields, *Astrophys.J.*, 128, 664, 1958
- Parker, E.N., *Interplanetary Dynamical Processes*, Interscience, New York, 1963
- Pilipp, W.G., R. Schwenn, E. Marsch, and K.-H. Mühlhäuser, Electron characteristics in the solar wind as deduced from Helios observations, in *Solar Wind 4*, Katlenburg-Lindau, Report No. MPAE-W-100-81-31, 1981
- Porsche, H., First scientific results of the Helios mission, *J.Geophysics*, 42, 551, 1977
- Rehn, H.-W., Schrägausbreitung von Wellen im heißen Plasma des solaren Windes, Dissertation, Techn. Univ. Braunschweig, Inst. f. Geophys. u. Meteorol., *GAMMA* 33, 1978

- Richter, A.K., and E. Keppler, Interaction of low-energie (>80 keV) protons with the January 6 and 8, 1975, shock waves: Helios-1 Observations, J.Geophys.Res., 42, 645, 1977
- Rodriguez, P., and D.A. Gurnett, Correlation of bow shock plasma wave turbulence with solar wind parameters, J.Geophys.Res., 81, 2871, 1976
- Rosenbauer, H., R. Schwenn, E. Marsch, B. Meyer, H. Miggenrieder, M.D. Montgomery, K.H. Mühlhäuser, W. Pilipp, W. Voges, and S.M. Zink, A survey on initial results of the Helios plasma experiment, J.Geophys., 42, 561, 1977
- Russel, C.T., Comments on the measurement of power spectra of the interplanetary magnetic field, in Solar Wind, ed. by C.P. Sonett et al., NASA, Washington, D.C., 1972
- Russel, C.T., D.D. Childers, and P.J. Coleman, Jr., OGO 5 observations of upstream waves in the interplanetary medium: Discrete wave packets, J.Geophys.Res., 76, 845, 1971
- Scarf, F.L., Microscopic structure of the solar wind, Space Sci. Rev., 11, 234, 1970
- Scarf, F.L., and G.L. Siscoe, The Pioneer 9 electric field experiment, 2. Observations between 0.75 and 1.0 AU, Cosmic Electrodyn., 2, 44, 1971
- Scarf, F.L., and J.H. Wolfe, Pioneer 9 plasma wave and solar plasma measurements for the August 1972 storm period, J.Geophys.Res., 79, 4179, 1974
- Scarf, F.L., and D.A. Gurnett, A plasma wave investigation for the Voyager mission, Space Sci. Rev., 21, 289, 1977
- Scarf, F.L., J.H. Wolfe, and R.W. Silva, A plasma instability associated with thermal anisotropies in the solar wind, J.Geophys.Res., 72, 993, 1967

- Scarf, F.L., G.M. Crook, I.M. Green, and P.F. Virobik, Initial results of the Pioneer 8 VLF electric field experiment, *J.Geophys.Res.*, 73, 6665, 1968
- Scarf, F.L., R.W. Fredricks, I.M. Green, and M. Neugebauer, OGO 5 observations of quasi-trapped electromagnetic waves in the solar wind, *J.Geophys.Res.*, 75, 3735, 1970
- Scarf, F.L., R.W. Fredricks, I.M. Green, and G.M. Crook, Observations of interplanetary plasma waves spacecraft noise, and sheath phenomena on IMP 7, *J.Geophys.Res.*, 79, 73, 1974
- Schultz, M., Interplanetary sector structure and the heliomagnetic equator, *Astrophys. Space Sci.*, 24, 371, 1973
- Schwartz, S.J., Plasma instabilities in the solar wind: A theoretical review, *Rev.Geophys. Space Phys.*, 18, 313, 1980
- Schwenn, R., H. Rosenbauer. und H. Miggenrieder, Das Plasmaexperiment auf Helios (E1), *Raumfahrtforschung*, 19, 226, 1975
- Siscoe, G.L., L. Davis, Jr., P.J. Coleman, Jr., E.J. Smith, and D.E. Jones, Power spectra and discontinuities of the interplanetary magnetic field: Mariner 4, *J.Geophys.Res.*, 73, 61, 1968
- Siscoe, G.L., F.L. Scarf, I.M. Green, J.H. Binsack, and H.S. Bridge, Very-low-frequency electric fields in the interplanetary medium: Pioneer 8, *J.Geophys.Res.*; 76, 828, 1971
- Shawhan, S.D., Magnetospheric plasma waves, in *Solar System Plasma Physics*, Vol. III, ed. by L.J. Lanzerotti, C.F. Kennel, and E.H. Parker, North-Holland Publ.Comp., 1979
- Smith, E.J., Solar wind magnetic field observations, in *Solar Wind 4*, Katlenburg-Lindau, Report No. MPAE-W-100-81-31, 1981
- Stix, T.H., *The theory of plasma waves*, Mc-Graw-Hill, New York, 1962

Wilcox, J.M., and N.F. Ness, Quasi-stationary corotating structure in the interplanetary medium, J.Geophys.Res., 70, 5793, 1965

Zastenker, G.N., and YU.I. Yermolaev, Observations of solar wind stream with high abundance of heavy ions and relation with coronal conditions, Planet. Space Sci., 29, 1235, 1981

## Lebenslauf

Personalien: Name: Beinroth, Hans-Joachim  
Geburtsdatum: 4.5.1947  
Geburtsort: Braunschweig  
Staatsangehörigkeit: deutsch  
Familiestand: verheiratet

Schulbildung: 1953 - 1958 Volksschule  
Franzsche Feld  
Braunschweig  
1958 - 1962 Differenzierter  
Mittelbau, Querum  
1962 - 1966 Gymnasium Raabeschule  
Braunschweig  
22.9.1966 Reifeprüfung

Wehrdienst: 3.10.1966 - 30.9.1968

Hochschulbildung: 1968 - 1975 Physikstudium  
Technische Universität Braunschweig  
1973 - 1975 Anfertigung der Diplomarbeit am Max-  
Planck-Institut für Aeronomie in  
Lindau/Harz und am Institut für Geophysik  
und Meteorologie, Technische Universität  
Braunschweig  
23.5.1975 Diplomhauptprüfung

Berufstätigkeit: ab 1.7.1975 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am  
Institut für Geophysik und Meteorologie,  
Technische Universität Braunschweig