

# **Niederfrequente Magnetfeldfluktuationen in der Plasmaumgebung der Venus**

Von der Fakultät für Elektrotechnik, Informationstechnik, Physik  
der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina  
zu Braunschweig  
zur Erlangung des Grades eines  
Doktors der Naturwissenschaften  
(Dr. rer. nat.)  
genehmigte  
Dissertation

von Lars Guicking  
aus Holzminden

## **Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek**

Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.d-nb.de> abrufbar.

1. Referentin oder Referent: Prof. Dr. Karl-Heinz Glaßmeier

2. Referentin oder Referent: Prof. Dr. Uwe Motschmann

eingereicht am: 7. Februar 2011

mündliche Prüfung (Disputation) am: 3. Mai 2011

ISBN 978-3-942171-61-8

uni-edition GmbH 2011

<http://www.uni-edition.de>

© Lars Guicking



This work is distributed under a  
Creative Commons Attribution 3.0 License

Printed in Germany

## **Vorveröffentlichungen der Dissertation**

Teilergebnisse aus dieser Arbeit wurden mit Genehmigung der Fakultät für Elektrotechnik, Informationstechnik, Physik, vertreten durch den Mentor der Arbeit, in folgenden Beiträgen vorab veröffentlicht:

### **Publikationen**

Guicking, L., Glassmeier, K.-H., Auster, H.-U., Delva, M., Motschmann, U., Narita, Y., Zhang, T. L.: „Low-frequency magnetic field fluctuations in Venus' solar wind interaction region: Venus Express observations“, *Annales Geophysicae*, 28, 951-967, 2010

Du, J., Zhang, T. L., Baumjohann, W., Wang, C., Volwerk, M., Vörös, Z., Guicking, L.: „Statistical study of low-frequency magnetic field fluctuations near Venus under the different interplanetary magnetic field orientations“, *Journal of Geophysical Research*, 115, A12251, 2010

### **Tagungsbeiträge**

Guicking, L., Glaßmeier, K.-H., Auster, H.-U., Delva, M., Motschmann, U., Narita, Y., Zhang, T. L.: „Low-frequency magnetic field fluctuations in Venus' solar wind interaction region: Venus Express observations“ (Vortrag), *International Venus Conference*, 20. - 26. Juni 2010, Aussois, Frankreich

Guicking, L., Glaßmeier, K.-H., Zhang, T. L., Delva, M., Volwerk, M., Auster, H.-U., Fornaçon, K.-H.: „Spatial intensity distribution of low-frequency magnetic field oscillations in Venus' plasma environment“ (Vortrag), *European Geosciences Union (EGU) General Assembly*, 19. - 24. April 2009, Wien, Österreich

Guicking, L., Glaßmeier, K.-H., Zhang, T. L., Delva, M., Volwerk, M., Auster, H.-U., Fornaçon, K.-H.: „Intensitätsverteilung niederfrequenter Magnetfeldoszillationen in der Plasmaumgebung der Venus“ (Vortrag), Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft (DPG) e.V., 30. März - 2. April 2009, Greifswald

Guicking, L., Glaßmeier, K.-H., Auster, H.-U., Zhang, T. L., Delva, M., Fränz, M., Martinecz, C.: „Plasma wave activity near Venus as seen by the Venus Express spacecraft“ (Poster), *American Geophysical Union (AGU) Fall Meeting*, 10. - 14. Dezember 2007, San Francisco, Vereinigte Staaten von Amerika

Guicking, L., Glaßmeier, K.-H.: „Investigation of Plasma Waves with MAG Data“ (Vortrag), *Rencontres de Moriond: Venus Express Science Workshop*, 18. - 24. März 2007, La Thuile, Italien



# Inhaltsverzeichnis

<b>Kurzzusammenfassung</b>	<b>7</b>
<b>1 Einführung</b>	<b>9</b>
1.1 Venus im Sonnensystem	11
1.2 Erkundungsgeschichte	12
1.3 Geologie und Geophysik	15
1.3.1 Innerer Aufbau und Oberfläche	16
1.3.2 Fehlendes intrinsisches Magnetfeld	19
1.4 Atmosphäre	21
<b>2 Plasmaumgebung der Venus</b>	<b>27</b>
2.1 Wechselwirkungsregionen	27
2.2 Wellen	34
2.2.1 Magnetohydrodynamische Wellen	34
2.2.2 Ionenstrahlinstabilitäten	37
2.2.3 Mirror-Moden/-Instabilität	38
2.2.4 Ionen-Zyklotron-Instabilität	38
2.2.5 Turbulenz	39
2.2.6 Wellenerscheinungen in der Umgebung der Venus	41
<b>3 Daten und Methoden</b>	<b>45</b>
3.1 Venus-Express-Mission	45
3.2 Magnetfeldmessung durch Venus-Express	49
3.3 Koordinatensysteme	53
3.3.1 VSO-Koordinatensystem	53
3.3.2 Feldlinienparalleles Koordinatensystem	54
3.3.3 Hauptachsen-Koordinatensystem	55
3.4 Spektrale Untersuchungsmethoden	56
3.5 Vorgehensweise bei der Analyse der Venus-Express-Magnetfelddaten	60
<b>4 Ergebnisse und Diskussion</b>	<b>61</b>
4.1 Räumliche Verteilung der Magnetfeldstärke	61
4.2 Welleneigenschaften	63
4.2.1 Analyse ausgewählter Zeitintervalle	64
4.2.2 Transversale und kompressible Leistung	70
4.2.3 Elliptizität	72

4.2.4	Polarisation . . . . .	73
4.2.5	Ausbreitungsrichtung . . . . .	74
4.2.6	Intensität . . . . .	76
4.2.7	Spektrale Indizes . . . . .	78
4.3	Welleneigenschaften in den Umgebungen von Venus und Mars im Vergleich	80
4.4	Wellenintensität und Mach-Zahlen . . . . .	87
4.5	Wellenintensität entlang von Strömungslinien . . . . .	90
4.6	Turbulenz und Transport von Wellenenergie . . . . .	94
4.7	Projektion der Wellenintensität in verschiedene Koordinatenebenen . . . . .	99
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>107</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>111</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>125</b>

# Kurzzusammenfassung

In dieser Arbeit werden Eigenschaften magnetischer Fluktuationen in der Plasmaumgebung des Planeten Venus untersucht. Da die Venus kein globales planetares Magnetfeld besitzt, wird die Plasmaumgebung durch die Wechselwirkung des anströmenden Sonnenwindes mit der Atmosphäre des Planeten geprägt.

Die untersuchten Magnetfelddaten wurden von dem Magnetometer auf dem Satelliten VENUS-EXPRESS gemessen. Die Umlaufbahn des Satelliten um den Planeten eignet sich besonders gut zur Untersuchung von Eigenschaften niederfrequenter magnetischer Fluktuationen in der *Magnetosheath*, in der Mantelregion und im Bereich des Schweifes und können mit Beobachtungen aus der Plasmaumgebung des Mars verglichen werden. Die räumlichen Verteilungen der Welleneigenschaften in der tag- und nachtseitigen *Magnetosheath* sowie im Schweif und der Mantelregion weisen Gemeinsamkeiten mit Beobachtungen niederfrequenter magnetischer Fluktuationen in der Umgebung des Mars auf. Da beide Planeten über kein globales planetares Magnetfeld verfügen, vollzieht sich der Wechselwirkungsprozess mit dem Sonnenwind auf ähnliche Weise, was vermuten lässt, dass die Anregung von Wellen zur Ausprägung ähnlicher Wellenstrukturen führt.

Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf der Untersuchung der räumlichen Verteilung der Wellenintensität des fluktuierenden Magnetfeldes; die analysierten Magnetfelddaten zeigen eine im Vergleich zu den übrigen Regionen erhöhte Intensität in der tagseitigen *Magnetosheath*. In Richtung des Terminators nimmt die Intensität stark ab.

Für eine detailliertere Untersuchung dieser räumlichen Verteilung der Wellenintensität wird ein analytisches Strömungslinienmodell zur Beschreibung der Plasmaströmung um die Venus eingeführt. Mit Hilfe dieses Modells ist man in der Lage, die Entwicklung der Wellenintensität entlang unterschiedlicher Strömungslinien zu betrachten. Es wird angenommen, dass die Wellen in der Umgebung der Bugstoßwelle generiert werden und mit der turbulenten Plasmaströmung stromabwärts in der *Magnetosheath* konvektieren. Es zeigt sich, dass weder verschiedene Mach-Zahlen stromaufwärts und stromabwärts der Bugstoßwelle, noch die Änderung der Querschnittsfläche und der Strömungsgeschwindigkeit entlang der Strömungslinien einen wesentlichen Beitrag zur Erklärung der beobachteten Konzentration der Wellenintensität auf den Bereich der tagseitigen *Magnetosheath* und das daran anschließende Abklingen im Bereich des Terminators beisteuern können. Allerdings liefert die Theorie „sich frei entwickelnder Turbulenz“ (engl. *freely evolving/decaying turbulence*) eine gute qualitative Übereinstimmung mit den analysierten Messdaten, da ein Abklingverhalten der Intensität als Funktion der Zeit nach einem Potenzgesetz beobachtet wird.



# 1 Einführung

Von der Sonne geht kontinuierlich ein Strom geladener Teilchen, der sog. Sonnenwind, in den interplanetaren Raum aus. Das solare Magnetfeld wird vom Sonnenwind mitgetragen und dringt somit ebenfalls in den interplanetaren Raum vor. Man spricht auch von dem in den Sonnenwind „eingefrorenen“ Magnetfeld. Dieser Umstand ist ursächlich für die Ausbildung des interplanetaren Magnetfeldes. In den Weltraumumgebungen der Planeten bzw. anderer Körper des Sonnensystems (z.B. Kometen) kommt es zu einer Wechselwirkung zwischen dem Sonnenwind und diesen Körpern. Die Art der Wechselwirkung mit den Planeten wird durch planetare Eigenschaften (z.B. globales Magnetfeld oder Atmosphäre) bestimmt. Die Erde ist ein Beispiel für die Wechselwirkung des Sonnenwindes mit einem Planeten, der ein dipolartiges Magnetfeld besitzt, während die Venus hingegen kein Magnetfeld besitzt, aber von einer dichten Atmosphäre umgeben ist.

Qualitativ ähnlich zum Wechselwirkungsprozess bei Venus verhält es sich bei Mars, der ebenso wie die Venus kein globales Magnetfeld besitzt, aber im Gegensatz zur Venus von einer dünnen Atmosphäre umgeben ist. Während es bei der Erde zu einer Wechselwirkung des Sonnenwindes mit dem planetaren Magnetfeld kommt, wechselwirkt der Sonnenwind bei Venus direkt mit deren oberer Atmosphäre. Die Dynamik des Wechselwirkungsprozesses wird wesentlich durch die Sonnenaktivität, den dynamischen Druck des Sonnenwindes, die Mach-Zahlen des strömenden Sonnenwindes und das mit dem Sonnenwind transportierte Magnetfeld geprägt.

Wegen des mit supermagnetosonischer Geschwindigkeit auf die Venus zuströmenden Sonnenwindes, bildet sich um den Planeten eine Bugstoßwelle aus. An dieser Stoßfront wird der Sonnenwind abgebremst und aufgeheizt und fließt in der anschließenden Übergangsregion, der sog. *Magnetosheath*, um den Planeten. Die elektrisch sehr gut leitende obere Atmosphäre, die Ionosphäre, verhindert das Eindringen des mit dem Sonnenwind anströmenden Magnetfeldes sehr effizient und es „staut“ sich vor dem Planeten auf. Dies führt zu einer Erhöhung der Magnetfeldstärke in unmittelbarer Nähe des Planeten, weswegen man von einer „induzierten“ Magnetosphäre spricht. Es existiert somit eine Grenzschicht zwischen der *Magnetosheath* und der Atmosphäre, die das externe Sonnenwindplasma vom Plasma der Ionosphäre trennt.

Bei dem Sonnenwindplasma kommt es aufgrund der sehr geringen Teilchendichten nur sehr selten zu Stößen und das Plasma wird als „stoßfreies“ Plasma bezeichnet. In einem nahezu stoßfreien Medium können Energie und Impuls nicht oder nicht in ausreichendem Maße durch Stöße übertragen werden. Somit wird Wellen hinsichtlich des Transfers von Impuls und Energie eine besondere Bedeutung bei dem Wechselwirkungsprozess zugeschrieben und der Untersuchung der Eigenschaften der Wellen, der Herkunft der Wellen und den Mechanismen der Erzeugung kommt eine besondere Bedeutung hinsichtlich der Verbesserung des Verständnisses der komplexen Wechselwirkungsprozesse

zu.

Das Thema dieser Arbeit ist die Untersuchung niederfrequenter magnetischer Fluktuationen in der Plasmaumgebung der Venus. Insbesondere liegt hierbei ein Schwerpunkt auf der Untersuchung von Welleneigenschaften und der Diskussion zugrunde liegender Mechanismen in der *Magnetosheath*.

Die Motivation bzw. Voraussetzungen für diese Arbeit ergeben sich aus folgenden Tatsachen:

- die gegenwärtig operierende VENUS-EXPRESS-Mission, welche die erste von der Europäischen Raumfahrtbehörde (ESA) realisierte Mission zum Planeten Venus ist
- ein auf VENUS-EXPRESS installiertes Magnetfeldexperiment (Magnetometer), welches Magnetfelddaten in einer geeigneten zeitlichen Auflösung bereitstellt
- die Umlaufbahn des VENUS-EXPRESS-Satelliten, die Regionen in der Umgebung der Venus bei niedriger Sonnenaktivität abdeckt, welche durch vorherige Missionen nicht erforscht wurden; insbesondere Regionen an der Tag-Nacht-Grenze ( Terminator) in unmittelbarer Nähe zum Planeten und Regionen auf der Nachtseite der Venus, die sich ebenfalls in geringem Abstand zur Planetenoberfläche befinden
- die Möglichkeit einer vergleichenden Studie mit Eigenschaften niederfrequenter Wellen in der Plasmaumgebung des Mars
- die Tatsache, dass für den Übertrag von Impuls und Energie in der Wechselwirkungsregion Wellen eine Rolle spielen
- eine wegen des fehlenden globalen Magnetfeldes bis in die *Magnetosheath* reichende Exosphäre; neutrale Atome/Moleküle können in der *Magnetosheath* ionisiert werden und mit dem Sonnenwind vom Planeten weggetragen werden, was hinsichtlich der Anregung von Wellen und der Evolution der atmosphärischen Zusammensetzung von Bedeutung ist

Die Notation der physikalischen Größe „Magnetfeld“ ist zu Beginn dieser Arbeit zu erläutern: in dem Arbeitsgebiet der Weltraumphysik wird üblicherweise vom Magnetfeld gesprochen, wenn im eigentlich streng physikalischen Sinne die magnetische Induktion gemeint ist. In dieser Arbeit wird dieser Sprachgebrauch übernommen. Im Folgenden ist also mit dem Begriff „Magnetfeld“ (wenn nicht anders erläutert) die magnetische Induktion  $\mathbf{B}$  und nicht wie sonst in der physikalischen Nomenklatur üblich das Magnetfeld  $\mathbf{H}$  gemeint.

Die Aufbau der Arbeit gestaltet sich folgendermaßen: im anschließenden Teil dieses einleitenden Kapitels wird ein Überblick über die Venus ausgehend von ihrem Platz in unserem Sonnensystem bis hin zur Zusammensetzung und Dynamik ihrer Atmosphäre sowie zur Struktur ihres inneren Aufbaus gegeben. Diese Eigenschaften und die in der Umgebung der Venus vorherrschenden Bedingungen haben wesentliche Einflüsse auf die Wechselwirkung des Sonnenwindes mit dem Planeten und somit auch auf die magnetische Konfiguration, einschließlich des dynamischen Verhaltens des Magnetfeldes in der nahen Plasmaumgebung des Planeten. Ausführliche Beschreibungen zu diesen Themen finden sich in den Büchern von de Pater und Lissauer (2010), Reith (2001), Cattermole

(1994) und Barsukov (1992). Eine Zusammenstellung grundlegender Venuseigenschaften und -parameter findet sich darüber hinaus in Colin (1983). Im zweiten Kapitel folgt ein Überblick über die Struktur der Plasmaumgebung der Venus, eine Zusammenfassung theoretischer plasmaphysikalischer Wellenprozesse bzw. -mechanismen sowie eine Zusammenstellung der in der Umgebung der Venus bisher beobachteten Wellenerscheinungen. Im Anschluss (drittes Kapitel) wird die VENUS-EXPRESS-Mission vorgestellt sowie die Analysemethoden zur Auswertung der Messdaten erläutert. Das vierte Kapitel stellt dann die Ergebnisse und daraus folgenden Interpretationen vor. Das abschließende fünfte Kapitel stellt eine Zusammenfassung und einen Ausblick auf zukünftige interessante Fragestellungen dar.

## 1.1 Venus im Sonnensystem

Venus ist einer der acht Planeten unseres Sonnensystems und zählt zu den inneren bzw. terrestrischen Planeten. Abbildung 1.1 zeigt die vier terrestrischen Planeten Merkur, Venus, Erde und Mars. Bei den terrestrischen Planeten handelt es sich um die vier sonnen nächsten Planeten, die durch Planetenradien von gleicher Größenordnung und ähnliche mittlere Dichten gekennzeichnet sind. Als Riesen- bzw. Subriesenplaneten (Gasplaneten) werden die vier äußeren Planeten Jupiter, Saturn, Uranus und Neptun bezeichnet. Sie haben Radien, die etwa ein bis zwei Größenordnungen größer sind und mittlere Dichten, die etwa einen Faktor zwei bis drei kleiner als die der terrestrischen Planeten sind. Venus wird wegen ihrer unmittelbaren Nachbarschaft zur Erde sowie der nahezu gleichen Größe gemeinhin als die „Schwester“ der Erde bezeichnet. Gleichwohl gibt es viele Eigenschaften, in denen sich die Planeten Erde und Venus gänzlich voneinander unterscheiden.

Der Abstand der Venus von der Sonne beträgt im Mittel 0,7 AE. Eine Astronomische Einheit (AE) entspricht dem mittleren Abstand zwischen Erde und Sonne und beträgt etwa  $149,6 \cdot 10^9$  m. Damit hat Venus die zweitgeringste Entfernung (nach Merkur) zur Sonne. Alle Planeten umkreisen die Sonne prograd, d.h. entgegen dem Uhrzeigersinn bei Betrachtung aus nordwärtiger Richtung auf die Ekliptik. Während auch der Rotationsinn

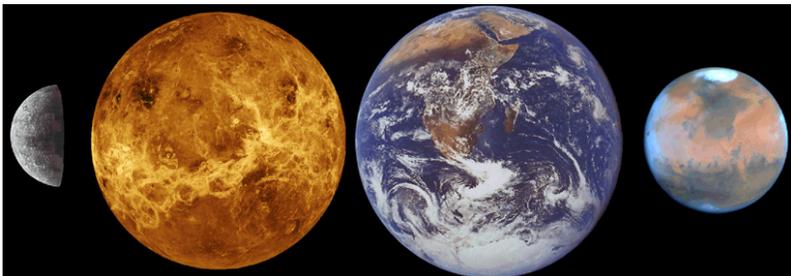


Abbildung 1.1: Die vier terrestrischen Planeten Merkur, Venus, Erde und Mars (von links nach rechts) in einer vergleichenden Darstellung; die Fotos stammen von den Raumsonden MARINER 10 (Merkur und Venus), APOLLO 17 (Erde) und VIKING (Mars) (Grafik: ESA).

Tabelle 1.1: Physikalische Eigenschaften und Bahneigenschaften der Planeten Venus, Erde und Mars im Vergleich (Daten aus de Pater und Lissauer (2010), Taylor und Grinspoon (2009), Prölss (2004), Reith (2001), Bougher et al. (1997), Kieffer et al. (1992) und Hunten et al. (1983)).

Eigenschaft	Venus	Erde	Mars
Entfernung von der Sonne [AE]	0,72	1,00	1,52
mittlerer Radius [km]	6052	6371	3390
rel. Radius (bzgl. Erde)	0,95	1	0,53
Abplattung [%]	0,0	0,34	0,65
Radius des Kerns [km]	ca. 3200	3485	ca. 1700
Masse [kg]	$4,869 \cdot 10^{24}$	$5,974 \cdot 10^{24}$	$6,419 \cdot 10^{23}$
rel. Masse (bzgl. Erde)	0,815	1	0,107
mittlere Dichte [ $\text{g}/\text{cm}^3$ ]	5,243	5,515	3,933
unkomprimierte Dichte [ $\text{g}/\text{cm}^3$ ]	4,3	4,4	3,7
mittl. Temperatur (Oberfläche) [K]	737	288	215
Gleichgewichtstemperatur [K]	232	255	210
mittl. Druck (Oberfläche) [bar]	92	1,013	0,00636
äquat. Schwerebesch. [ $\text{m}/\text{s}^2$ ]	8,9	9,8	3,7
Dipolmoment [ $\text{Am}^2$ ]	$< 4 \cdot 10^{18}$	$7,98 \cdot 10^{22}$	$< 2,5 \cdot 10^{19}$
rel. Dipolmoment (bzgl. Erde)	$< 5 \cdot 10^{-5}$	1	$< 3 \cdot 10^{-4}$
Albedo (sphärisch)	0,75	0,31	0,25
Exzentrizität der Bahn	0,0067	0,0167	0,0935
Inklination der Bahn [°]	3,39	0 (Definition)	1,85
Neigung der Rotationsachse [°]	177,36	23,45	25,19
siderische Umlaufperiode [d]	224,701	365,256	686,980
siderische Rotationsperiode [d]	243,01 (retrograd)	0,997	1,029
Fluchtgeschwindigkeit [km/s]	10,4	11,2	5,0
Bahngeschwindigkeit [km/s]	35,0	29,8	24,1

der meisten Planeten prograd ist, bildet die Venus mit einem retrograden Rotationsinn zusammen mit Uranus eine Ausnahme. Dies könnte die Folge eines möglichen Zusammenstoßes der Proto-Venus mit einem planetengroßen anderen Körper sein. Eine Zusammenstellung der physikalischen Eigenschaften und der Bahneigenschaften der terrestrischen Planeten Venus, Erde und Mars zeigt Tabelle 1.1.

## 1.2 Erkundungsgeschichte

Die in-situ-Erkundung und -Erforschung der Venus hat Anfang der 1960er Jahre begonnen und bis zur Gegenwart zahlreiche Missionen in die Nähe des Planeten respektive auf die Oberfläche des Planeten gebracht. Nahezu alle Missionen wurden durch die Vereinigten Staaten von Amerika und der früheren Sowjetunion realisiert. Den größten Beitrag zum Verständnis der plasmaphysikalischen Prozesse in der Umgebung der Venus geht auf

Tabelle 1.2: Missionen zum Planeten Venus.

Sonde	Ankunft/Zeitraum	Flugmanöver
VENERA 1	1961	erster Vorbeiflug (keine Messdaten)
MARINER 2	1962	Vorbeiflug (erste Messdaten)
ZOND 1	1964	Vorbeiflug (keine Messdaten)
VENERA 2	1966	Vorbeiflug (keine Messdaten)
VENERA 3	1966	erster Landeversuch (keine Messdaten)
VENERA 4	1967	Landeversuch (erste Messdaten)
MARINER 5	1967	Vorbeiflug
VENERA 5 & 6	1969	Landeversuche
VENERA 7	1970	erste Landung
VENERA 8	1972	Landung
MARINER 10	1974	Vorbeiflug auf dem Weg zum Merkur
VENERA 9 & 10	1975	erste Satelliten/Landungen (erste Bilder)
PIONEER-VENUS 1	1978-1992	Satellit
PIONEER-VENUS 2	1978	Landung (Atmosphärensonden)
VENERA 11 & 12	1978	Landungen
VENERA 13 & 14	1982	Landungen
VENERA 15 & 16	1983-1984	Satelliten (Kartierung der Oberfläche)
VEGA 1 & 2	1985	Landung (Ballons ausgesetzt)
MAGELLAN	1990-1994	Satellit (Kartierung der Oberfläche)
GALILEO	1990	Vorbeiflug auf dem Weg zum Jupiter
CASSINI-HUYGENS	1998/1999	Vorbeiflug auf dem Weg zum Saturn
VENUS-EXPRESS	seit 2006	Satellit
MESSENGER	2006/2007	Vorbeiflug auf dem Weg zum Merkur
AKATSUKI (PLANET-C)	Dez. 2010	Satellit (Einschwenken in die Umlaufbahn fehlgeschlagen)

den PIONEER-VENUS-ORBITER zurück, der aufgrund seiner 14-jährigen Mission von 1978 bis 1992 (Russell 1991a) einen umfangreichen Datensatz bereitstellen konnte.

Die sowjetischen VENERA-Raumsonden sowie ZOND 1, die amerikanischen Raumsonden MARINER 2 und 5, PIONEER-VENUS 1 und 2 und MAGELLAN hatten als Zielplaneten die Venus selbst, während die sowjetischen Raumsonden VEGA 1 und 2 und die amerikanischen Raumsonden MARINER 10, GALILEO, CASSINI-HUYGENS und MESSENGER die Venus bei Vorbeiflügen auf dem Weg zu anderen Planeten oder Körpern im Sonnensystem besuchten. VENUS-EXPRESS ist die gegenwärtige Mission zur Venus und befindet sich seit dem Jahr 2006 auf einer Umlaufbahn um den Planeten (Titov et al. 2009, Svedhem et al. 2009, 2007, Titov et al. 2006a,b, Zhang et al. 2006). Tabelle 1.2 zeigt eine Zusammenstellung aller bisherigen Missionen zur Venus sowie der Vorbeiflüge auf dem Weg zu anderen Planeten oder Körpern im Sonnensystem.

Die größte Anzahl an Raumsonden wurde durch die Sowjetunion realisiert; von der ersten Generation an Raumsonden bis 1972 wurden neun erfolgreich in Richtung der Venus

entsandt (VENERA 1 bis 8 und ZOND 1) von denen fünf ihre Mission auch erfolgreich absolvierten (Clark 1985b). VENERA 1 war 1961 die erste Sonde überhaupt, die in Richtung eines anderen Planeten geschickt wurde. Der Kontakt zu VENERA 1 brach jedoch schon vor dem Vorbeiflug an der Venus ab. Erfolglos blieben auch Vorbeiflüge von ZOND 1 und VENERA 2 sowie eine Landung von VENERA 3. VENERA 4 war die erste Mission, die erfolgreich Messdaten während des Herabsinkens eines Landemoduls durch die Atmosphäre zur Erde übertrug. Mit den folgenden Missionen VENERA 5 und 6 gelang es ebenso Atmosphärendaten zu übermitteln, allerdings hielten auch diese Landeeinheiten dem Atmosphärendruck bis zum Erreichen der Oberfläche nicht stand. Dies gelang erst mit VENERA 7 und man erhielt die ersten Messungen direkt von der Planetenoberfläche. Den Abschluss der ersten Generation sowjetischer Raumsonden zur Erforschung der Venus bildete schließlich VENERA 8 im Jahr 1972. Auch sie erreichte funktionstüchtig die Oberfläche und ergänzte die Messungen von VENERA 7.

Die acht Raumsonden der zweiten Generation bis 1983 (VENERA 9 bis 16) haben ihre Missionen alle erfolgreich absolviert. Es wurden vier Sonden in eine Umlaufbahn um die Venus gebracht und sechs Landeeinheiten abgesetzt. VENERA 9 und 10 schwenkten in eine Umlaufbahn um die Venus und führten zusätzlich jeweils ein Landemodul mit, welche beide erfolgreich abgesetzt wurden und die ersten Bilder von der Oberfläche der Venus lieferten. VENERA 11 bis 14 waren nicht für das Einschwenken in eine Umlaufbahn konzipiert, sondern setzten bei ihren Vorbeiflügen nur Landeeinheiten ab. Die letzten beiden VENERA-Sonden 15 und 16 fungierten nur als Satelliten (ohne Landemodule) und begannen mit der Kartierung der Oberfläche mittels Radarmessungen. Im Jahr 1984 folgten noch die Sonden VEGA 1 und 2, die nach einem Vorbeiflug an der Venus weiter in Richtung des Kometen Halley gesteuert wurden (Clark 1985a, Kofler und Reichhardt 1985) und die vorerst letzten sowjetischen Venusmissionen waren. Mit der VENERA D-Mission schickt sich Russland an, im kommenden Jahrzehnt erneut eine Sonde zur Venus zu entsenden.

Schon die sowjetischen Missionen haben Magnetfeldmessungen durchgeführt, die als Maximum eines potentiell vorhandenen Dipolmoments einen Wert von 0,03% des Dipolmoments der Erde hervorbrachten.

Den Vereinigten Staaten von Amerika gelang der erste Vorbeiflug an der Venus mit MARINER 2 im Jahr 1962, der erste Messdaten aus der Umgebung des Planeten lieferte. Die wissenschaftlichen Ergebnisse wurden von Sonett (1963) zusammengefasst. An Bord befand sich auch ein dreiachsiges *Fluxgate*-Magnetometer, dessen Daten den ersten Hinweis auf ein fehlendes globales Magnetfeld lieferten. Ein etwaiges magnetisches Dipolmoment wurde auf maximal 5% bis 10% des magnetischen Dipolmoments der Erde abgeschätzt (Smith et al. 1963). Ein weiterer Vorbeiflug erfolgte durch MARINER 5 (Snyder 1967). Das aus den Daten des an Bord befindlichen Helium-Vektor-Magnetometers abgeschätzte Dipolmoment wurde auf nur noch maximal 0,2% des Dipolmoments der Erde präzisiert (Bridge et al. 1967). MARINER 10 war schließlich die letzte Sonde aus dem Mariner-Programm, die die Venus auf dem Weg zum Merkur passierte (Shirley 2003) und das Ergebnis bzgl. der Stärke des Dipolmoments von MARINER 5 bestätigte. Mit MARINER 10 wurde auch die Position der Bugstoßwelle (vgl. Abschnitt 2.1) bestimmt. Die PIONEER-VENUS-Mission mit ihrem *Fluxgate*-Magnetometer hat aufgrund ihrer langen Missionsdauer den größten Magnetfelddatensatz bereitgestellt und einen entscheidenden Beitrag zum weiteren Verständnis der Wechselwirkung des Sonnenwindes mit dem Planeten ge-

liefert (z.B. Russell et al. 2006a, Russell 1991a). Das Ergebnis war, dass praktisch kein planetares Magnetfeld vorhanden ist bzw. ein eventuell vorhandenes Feld mindestens einhunderttausend Mal geringer als das der Erde ist (Phillips und Russell 1987). Die spätere MAGELLAN-Mission komplettierte die begonnene Kartierung der Oberfläche von VENERA 15 und 16 mittels weiterer Radarmessungen (Saunders et al. 1992, Saunders und Pettengill 1991).

Vorbeiflüge an Venus auf dem Weg zu den äußeren Planeten Jupiter und Saturn wurden durch die GALILEO- und CASSINI-HUYGENS-Raumsonden realisiert, die auch Daten aus der Venusplasmaumgebung lieferten (Russell 1995, Kivelson et al. 1991, Burton et al. 2001). Die MESSENGER-Mission (Solomon et al. 2007) durchflog die nahe Plasmaumgebung der Venus auf dem Weg zum Merkur und ermöglichte simultane Messungen mit VENUS-EXPRESS (Slavin et al. 2009).

Gegenwärtig wird das Verständnis über die Wechselwirkungsprozesse bei Venus durch die Messungen u.a. des *Fluxgate*-Magnetometers an Bord von VENUS-EXPRESS vervollständigt, die die Grundlage dieser Arbeit bilden. Eine ausführlichere Beschreibung der VENUS-EXPRESS-Mission sowie der an Bord befindlichen Messinstrumente erfolgt in Abschnitt 3.1.

Für Dezember 2010 war das Einschwenken der Mission AKATSUKI (PLANET-C) der japanischen Raumfahrtbehörde JAXA (*Japan Aerospace Exploration Agency*) in eine Umlaufbahn um die Venus vorgesehen. Dieses Flugmanöver schlug jedoch fehl; nach aktuellen Berechnungen gibt es Ende 2016 oder Anfang 2017 die Möglichkeit für einen erneuten Einschwenkversuch in eine Venusumlaufbahn. Sollte der Satellit bis dahin weiter funktionsfähig sein, soll er zur weiteren Erforschung der atmosphärischen Zirkulation auf Venus beitragen (Nakamura et al. 2007).

In dem Überblick von Balogh (2010) sind eine Auswahl bisheriger Missionen zur Untersuchung planetarer Magnetfelder und die daraus resultierenden Ergebnisse zusammengefasst sowie die verwendeten Messinstrumente bzw. Messmethoden erläutert. Die wesentlichen Ergebnisse der bisherigen Missionen hinsichtlich der Geologie, der Geophysik und der Atmosphäre der Venus folgen in den Abschnitten 1.3 und 1.4. Ein Überblick über Beobachtungen und das derzeitige Verständnis der Wechselwirkung des Sonnenwindes mit Venus bzw. die Besonderheiten der Wechselwirkung mit einem Körper ohne globales Magnetfeld wird in Kapitel 2 gegeben. Die Wechselwirkung wird maßgeblich auch durch die Aktivität der Sonne gesteuert. Daher ist es interessant, die Missionen hinsichtlich der jeweiligen Sonnenaktivität einzuordnen. In Abbildung 1.2 sind die Venusmissionen in die zeitliche Entwicklung der Anzahl der Sonnenflecken eingefügt, die ein Maß für die Größe der Sonnenaktivität darstellen. Die PIONEER-VENUS-Mission lieferte Daten über etwa einen Aktivitätszyklus. Allerdings waren Höhe des Perizentrums und Umlaufbahn während der geringen Sonnenaktivität anders als bei VENUS-EXPRESS, so dass die VENUS-EXPRESS-Mission ergänzende Messdaten für die Zeit geringer Sonnenaktivität liefert.

## 1.3 Geologie und Geophysik

Obwohl es nur sehr wenige Messungen direkt von der Oberfläche der Venus gibt, hat man dennoch aus zusätzlichen Messungen (z.B. Fernerkundung) eine Vorstellung von den geologischen und geophysikalischen Gegebenheiten auf und im Inneren des Planeten. Man

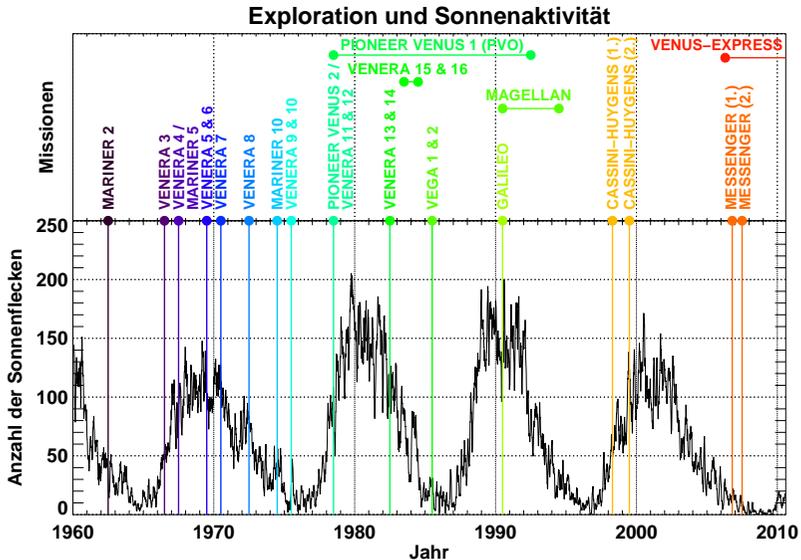


Abbildung 1.2: Zeitliche Abfolge der Venusmissionen in Verbindung mit der Sonnenaktivität (Quelle der Sonnenfleckendaten: SIDC-Team, *World Data Center for the Sunspot Index*, *Royal Observatory of Belgium, Monthly Report on the International Sunspot Number*, *online catalogue of the sunspot index*: <http://www.sidc.be/sunspot-data/>, 1960-2010).

geht davon aus, dass Venus und Erde einen ähnlichen inneren Aufbau sowie ähnliche chemische Zusammensetzungen haben. Die atmosphärischen Entwicklungen beider Planeten verliefen jedoch sehr unterschiedlich, so dass auf Venus ein im Vergleich zur Erde sehr heißes und trockenes Klima herrscht.

### 1.3.1 Innerer Aufbau und Oberfläche

Venus besteht wahrscheinlich wie alle terrestrischen Planeten aus einer Kruste, einem Mantel und einem eisenhaltigen Kern. Die Ähnlichkeiten im Aufbau von Venus und Erde werden aus den nur wenig voneinander abweichenden mittleren Dichten der Planeten abgeleitet (vgl. Tabelle 1.1). Bei der Erde ist die Existenz eines inneren, festen Kerns nachgewiesen, während die Struktur der Kerne der übrigen terrestrischen Planeten bisher nicht im Detail geklärt werden konnte. Abbildung 1.3 zeigt eine schematische Darstellung des inneren Aufbaus der Venus.

Ein wesentlicher Unterschied zur Erde ist die fehlende globale Plattentektonik auf Venus. Es wird vermutet, dass die Lithosphäre der Venus generell geschlossen ist und nur vereinzelt durch aufsteigende Konvektionsströme aufgewölbt bzw. durchbrochen werden

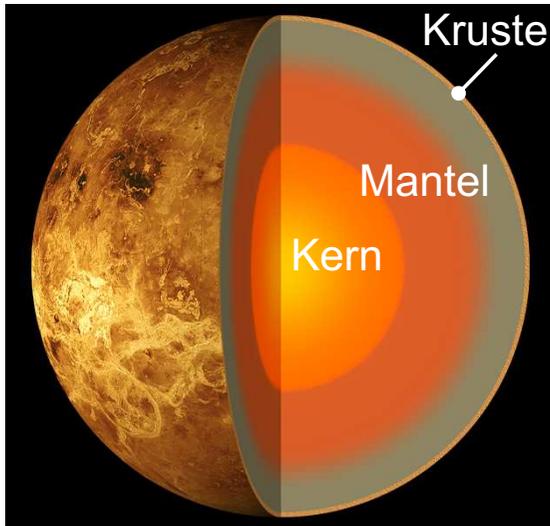


Abbildung 1.3: Vermuteter innerer Aufbau der Venus, der ähnlich dem Aufbau der Erde ist. Die Kruste des Planeten reicht etwa 10 km bis 30 km unter die Oberfläche. Darunter schließt sich der Mantel an, der sich bis in eine Tiefe von etwa 3000 km erstreckt. Der Kern besteht wahrscheinlich ebenso wie der der Erde aus einer flüssigen Eisen-Nickel-Legierung. Eine noch offene Frage ist, ob der Kern komplett flüssig ist oder sich bereits ein innerer fester Kern gebildet hat (Bild ohne Beschriftung: NASA).

kann. Auf der Erde ist Wasser (vor allem in der Lithosphäre) für die Plattentektonik entscheidend, weil es die Festigkeit des Gesteins sowie die Schmelztemperatur reduziert. Da Venus sehr trocken ist, könnte das Aufbrechen der Venuslithosphäre somit verhindert werden. Bei der Erde spricht man daher von einer *Active-Lid*-Konvektion und bei Venus von einer *Stagnant-Lid*-Konvektion.

Die Oberfläche der Venus kann trotz der für sichtbares Licht undurchlässigen Wolkendecke (vgl. Abschnitt 1.4) durch einige spezifische Wellenlängen im infraroten bzw. nahen infraroten Bereich und im Radiowellenbereich (wie z.B. durch die *MAGELLAN*-Sonde geschehen) untersucht werden. Etwa 64% der Oberfläche variieren in der Höhe nicht mehr als 2 km voneinander. Hochgelegene Gebiete nehmen nur etwa 5% der Oberfläche ein, können jedoch bis zu 10 km über dem mittleren Niveau hervorstechen. Die übrigen 31% der Oberfläche liegen 2 km bis 3 km unter dem mittleren Niveau. Die Höhenverteilung ist daher unimodal, während z.B. bei der Erde eine bimodale Höhenverteilung zu beobachten ist, die die Teilung in Kontinente und Ozeane widerspiegelt. Abbildung 1.4 zeigt die Topographie der Venus. Ein weiterer Unterschied zur Erde besteht darin, dass bei Venus Schwerefeld und Topographie sehr gut korrelieren. Dies spricht gegen einen isostatischen Zustand zwischen Kruste und Mantel wie bei der Erde (Gleichgewichtszustand

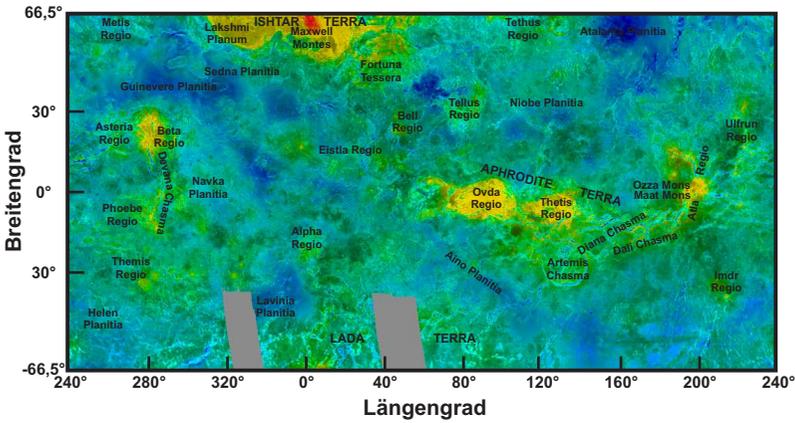


Abbildung 1.4: Topographische Karte der Venus (Mercator-Projektion; Bild ohne Beschriftung: © Calvin J. Hamilton). Die Farbskala erstreckt sich von blau (kleinste Höhen) über grün und gelb bis hin zu rot (größte Höhen). Die Hochgebiete sind im Wesentlichen Ishtar Terra im Norden sowie Aphrodite Terra und Beta Regio in der Nähe des Äquators. Die höchste Erhebung mit 11 km ist Maxwell Montes auf Ishtar Terra.

der Massen zwischen Kruste und Mantel) und deutet auf eine festere Lithosphäre hin, die Konvektionsströmungen aus dem Mantel abbildet.

Trotz fehlender globaler Plattentektonik wie sie auf der Erde stattfindet, gibt es dennoch tektonische Strukturen auf der Oberfläche der Venus zu beobachten: Coronae sind große deformierte Gebiete, die typisch für Venus sind. Sie zeichnen sich durch ringförmige tektonische Störungen aus, die gruppenweise über die Oberfläche verteilt sind. Als Ursache werden im Mantel aufsteigende Konvektionsströme (Mantelplumes) vermutet. Arachnoiden gleichen in der Form den Coronae, sind aber deutlich kleiner. Sie sind ebenfalls typisch für Venus. Man geht davon aus, dass Venus gegenwärtig noch vulkanisch aktiv sein könnte. Die Existenz von Vulkanismus auf Venus wird durch die Vielzahl der auf der Oberfläche zu beobachtenden vulkanischen Strukturen (insgesamt sind mehr als 1000 Vulkane auf der Oberfläche zu finden; davon etwa 150 Schildvulkane und 100 Calderen), das Vorkommen vulkanischer Gase (vor allem schwefelhaltige Gase; insbesondere Schwefeldioxid ( $\text{SO}_2$ )) und aus der thermischen und geologischen Entwicklung abgeleitete Beschränkungen aus einem Vergleich mit der Erde begründet.

Weiterhin sind eine Vielzahl von Lavakanälen zu beobachten. Die Oberfläche ist zu 80% durch vulkanische Ebenen bzw. Gebiete gekennzeichnet und die Anzahl und Verteilung der Krater (zufällige Verteilung, was bedeutet, dass die meisten Gebiete ein ähnliches Alter haben) führt zu einem geschätzten durchschnittlichen Alter der Oberfläche von 500 Ma. Die Oberfläche ist damit jünger als die des Mars, aber älter als die der Erde. Es wird daher vermutet, dass die Oberfläche vor etwa 500 Ma erneuert wurde (engl. *global resurfacing event*; z.B. Solomon (1993)). Dies ließe den Schluss zu, dass der Austausch

von Wärme, Lava und atmosphärischen Gasen nicht kontinuierlich stattfindet bzw. dass vulkanische und tektonische Aktivitäten seitdem deutlich vermindert sind. Aufgrund der fehlenden Plattentektonik ist der Wärmeverlust geringer; das Innere der Venus könnte sich langsam aufheizen und durch zusätzliche Wärmequellen im Mantel (radioaktiver Zerfall) könnte es somit zu höheren Temperaturen im Mantel als im Kern kommen. Dies wäre die Voraussetzung für eine Instabilität in der Lithosphäre, die zu einer Absenkung bzw. Subduktion der kompletten Lithosphäre in den darunter liegenden Mantel führt (engl. *catastrophic resurfacing*) und folglich neues Material an die Oberfläche bringt. Allerdings gibt es auch Vermutungen, dass die Oberfläche Gebiete unterschiedlichen Alters aufweist und Erneuerungsprozesse der Oberfläche kontinuierlich stattfinden (z.B. Solomon 1993).

Analysierte Gesteinszusammensetzungen der Oberfläche sind auf der Erde vorkommenden Basalten ähnlich. Globale Radarmessungen sprechen für mehrheitlich trockene, feste Gesteinsvorkommen (Basalt, Granit). In höher gelegenen Gebieten könnten auch metallhaltige und/oder schwefelhaltige Materialien (z.B. Eisenpyrit) vorhanden sein. Erosion der Oberfläche wie auf der Erde findet wegen des fehlenden Wassers und damit beschränkter Verwitterungsprozesse sowie der sehr niedrigen Windgeschwindigkeiten in Oberflächennähe kaum statt.

### 1.3.2 Fehlendes intrinsisches Magnetfeld

Venus besitzt gegenwärtig kein intrinsisches Magnetfeld bzw. ein etwaiges Dipolmoment könnte höchstens  $4 \cdot 10^{18} \text{ Am}^2$  betragen. Dieses Moment wäre etwa zwanzigtausend Mal kleiner als das Dipolmoment der Erde (vgl. Tabelle 1.1). Neben Mars, der zwar eine remanente Magnetisierung der Kruste aufweist (bis zu 1600 nT), aber wohl ebenso wie Venus kein durch einen Dynamoprozess generiertes Magnetfeld besitzt, ist Venus damit der einzige Planet im Sonnensystem ohne dipolartiges Magnetfeld. Einen Überblick über die thermische Entwicklung und Erzeugung von Magnetfeldern der terrestrischen Planeten sowie weiterer Körper im Sonnensystem geben z.B. Breuer et al. (2010), Stevenson (2010) und Stevenson (2003).

Planetare Magnetfelder können prinzipiell in der Vergangenheit erzeugt worden und dann eingefroren sein oder durch einen Dynamoprozess kontinuierlich aufrecht erhalten werden. Um ein in der Vergangenheit erzeugtes Magnetfeld heute nachweisen zu können, müsste ein remanent magnetisierbares Material Bestandteil des Planeten sein und dieses müsste gegenwärtig noch magnetisiert sein (die Temperatur muss dafür unter die Curie-Temperatur gesunken sein). Ein solcher Prozess ist mögliche Ursache der beobachteten Krustenmagnetisierung des Mars (z.B. Breuer et al. 2010). Notwendige Voraussetzung zur Initialisierung bzw. Aufrechterhaltung eines Dynamoprozesses ist ein in Bewegung versetzter eisenreicher flüssiger Kern. Dieses Verhalten kann folgendermaßen quantitativ skizziert werden: die Veränderung der magnetischen Flussdichte  $\mathbf{B}$  lässt sich durch die Induktionsgleichung darstellen als

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B} \quad (1.1)$$

mit der Strömungsgeschwindigkeit  $\mathbf{v}$  und der magnetischen Diffusivität  $\eta = (\mu\sigma)^{-1}$  ( $\mu$ : magnetische Permeabilität;  $\sigma$ : elektrische Leitfähigkeit). Aus dieser Gleichung lässt sich

ableiten, dass in einem ruhenden Medium ( $v = 0$ ) nur der Diffusionsterm zu einem zeitlich veränderlichen Magnetfeld beitragen kann (zweiter Term auf der rechten Seite von Gleichung 1.1). Allerdings sind die daraus abgeschätzten Diffusionszeiten klein im Vergleich zum Alter des Sonnensystems, so dass dieser Mechanismus als Ursache für heute existierende Magnetfelder der Planeten sehr unwahrscheinlich ist. Somit liegen sehr wahrscheinlich allen planetaren Magnetfeldern aktive Dynamoprozesse zugrunde (eine Ausnahme bildet Mars mit seiner Krustenmagnetisierung; s.o.), die eine Geschwindigkeit des Mediums benötigen ( $v \neq 0$ ).

Weiterhin kann die magnetische Reynolds-Zahl

$$\text{Re}_{\text{mag}} = \frac{vL}{\eta} \quad (1.2)$$

( $L$ : charakteristische Länge des Systems) eingeführt werden, die dem Quotienten aus konvektivem (erster Term auf der rechten Seite von Gleichung 1.1) und diffusivem Anteil (zweiter Term auf der rechten Seite von Gleichung 1.1) entspricht. Im Fall großer magnetischer Reynolds-Zahlen ( $\text{Re}_{\text{mag}} \gg 1$ ) kann der diffusive Term vernachlässigt werden und das Feld verhält sich so, als ob die Feldlinien in dem Leiter eingefroren sind (also mit der Strömung konvektieren). Bei kleinen magnetischen Reynolds-Zahlen ( $\text{Re}_{\text{mag}} \ll 1$ ) ist der diffusive Term maßgeblich und das planetare Magnetfeld wird insgesamt durch magnetische Diffusion vermindert.

Die für einen Dynamoprozess benötigte Strömung im flüssigen, elektrisch leitenden Kern kann durch thermische und/oder chemische Konvektion hervorgerufen werden, die beide eine ausreichend hohe Abkühlungsrate des Kerns durch den Mantel erfordern. Für eine thermische Konvektion ist eine genügend hohe Temperaturdifferenz (superadiabatischer Temperaturgradient) nötig. Ein adiabatischer Temperaturgradient ist so definiert, dass die Temperaturänderung gerade der Temperaturänderung einer adiabatisch erfolgenden Druckänderung entspricht. Chemische Konvektion wird durch einen Konzentrationsgradienten getrieben. Beim Ausfrieren eines inneren Kerns kann der direkt darüber liegende flüssige Kernbereich durch einen leichten Legierungsbestandteil (z.B. Schwefel) angereichert werden und ein so entstehender Konzentrationsgradient zu chemischer Konvektion führen.

Quantitativ kann konvektives Verhalten durch die Rayleigh-Zahl beschrieben werden; Konvektion findet solange statt wie durch Auftrieb mehr kinetische Energie pro Zeit erzeugt wird als durch innere Reibung und durch Auftriebsverlust durch Wärmeleitung dissipiert wird. Das Verhältnis dieser Größen, die Rayleigh-Zahl, ist (z.B. Jones 2009, Gubbins und Herrero-Bervera 2007)

$$\text{Ra} = \frac{\alpha g \Delta T L^3}{\kappa \nu} \quad (1.3)$$

( $\alpha$ : thermischer Ausdehnungskoeffizient,  $g$ : Schwerebeschleunigung,  $\Delta T$ : superadiabatische Temperaturdifferenz,  $L$ : charakteristische Länge,  $\kappa$ : Temperaturleitfähigkeit (Wärmediffusivität),  $\nu$ : kinematische Viskosität), die bei Überschreitung eines systemabhängigen kritischen Wertes  $\text{Ra}_{\text{krit}}$  zur Konvektion führt ( $\text{Ra}_{\text{krit,Venus}} = 10^8$ ,  $\text{Ra}_{\text{krit,Erde}} = 5 \cdot 10^8$  und  $\text{Ra}_{\text{krit,Mars}} = 10^6$ ; Spohn (2001)).

Von den terrestrischen Planeten besitzen die Erde und wahrscheinlich Merkur ein Dynamomagnetfeld. Bei Venus und Mars werden keine globalen planetaren Magnetfelder beobachtet. Die Plattentektonik und Mantelkonvektion der Erde sind für ein effizien-

Tabelle 1.3: Zusammenstellung der häufigsten Atmosphärenbestandteile der drei terrestrischen Planeten Venus, Erde und Mars (Daten aus de Pater und Lissauer 2010, Taylor und Grinspoon 2009, Reith 2001). Venus und Erde besitzen als Spurengase auch atomaren Sauerstoff, Hydroxyl und atomaren Wasserstoff.

Spezies	Venus	Erde	Mars
Kohlenstoffdioxid (CO <sub>2</sub> )	96,5%	0,03%	95,3%
Stickstoff (N <sub>2</sub> )	3,5%	78%	2,7%
Sauerstoff (O <sub>2</sub> )	0-0,002%	21%	0,13%
Kohlenstoffmonoxid (CO)	40 ppm	0,12 ppm	700 ppm
Argon (Ar)	0,007%	0,93%	1,6%
Neon (Ne)	5 ppm	18 ppm	2,5 ppm
Wasserdampf (H <sub>2</sub> O)	30 ppm	ca. 1%	< 100 ppm
Schwefeldioxid (SO <sub>2</sub> )	150 ppm	0,2 ppb	
Carbonylsulfid (COS)	4 ppm		
Schwefelsäure (H <sub>2</sub> SO <sub>4</sub> )	1 – 2,5 ppm		

tes Abkühlen des Erdkerns verantwortlich. Bei Venus und Mars führt die *Stagnant-Lid*-Konvektion zu einer ineffizienteren Abkühlung der Kerne. Da Venus über kein selbst erzeugtes Magnetfeld verfügt, lässt sich daraus folgern, dass gegenwärtig keine Konvektion im Kern stattfindet (Stevenson 2003). In der Vergangenheit könnte jedoch ein thermisch getriebener Dynamo ein Magnetfeld erzeugt haben. Nach etwa 3 Ga hätte der Kern so weit abgekühlt sein können, dass der Wärmefluss im Mantel allein durch Wärmeleitung getragen wurde und heute noch getragen wird und die thermische Konvektion daher zum Erliegen kam. Als Folge weiterer Abkühlung wäre es dann in Zukunft möglich, dass durch das Ausfrieren eines inneren Kerns wieder ein Dynamoprozess startet, der dann jedoch durch chemische Konvektion angetrieben wird. Dieses Verhalten ist z.B. das Ergebnis von theoretischen Betrachtungen von Stevenson et al. (1983). Allerdings wäre es theoretisch auch möglich, dass sich der Kern bereits komplett in einem festen Zustand befindet. Diese Theorie basiert auf geringeren Mengen von Eisensulfid im Kern (wegen der geringen mittleren Dichte im Vergleich zur Erde), das für eine Verringerung der Schmelztemperatur von Eisen verantwortlich ist.

## 1.4 Atmosphäre

Die Atmosphäre der Venus ist sehr dicht und sehr heiß im Vergleich zur Atmosphäre der Erde. Ihr gegenwärtiger Zustand ist durch die hohe Gleichgewichtstemperatur und den Treibhauseffekt bedingt. Die Venusatmosphäre besteht im Wesentlichen aus Kohlenstoffdioxid (CO<sub>2</sub>) und Stickstoff (N<sub>2</sub>). Tabelle 1.3 zeigt eine Zusammenstellung der Atmosphärenbestandteile für die Planeten Venus, Erde und Mars. Während Venus und Mars CO<sub>2</sub>-dominiert sind, ist die Zusammensetzung der Erdatmosphäre im Wesentlichen von N<sub>2</sub> und Sauerstoff (O<sub>2</sub>) bestimmt. Der prinzipielle Aufbau der Venusatmosphäre ist jedoch dem der Erde ähnlich. Die atmosphärischen Strukturen und Temperaturprofile beider Pla-

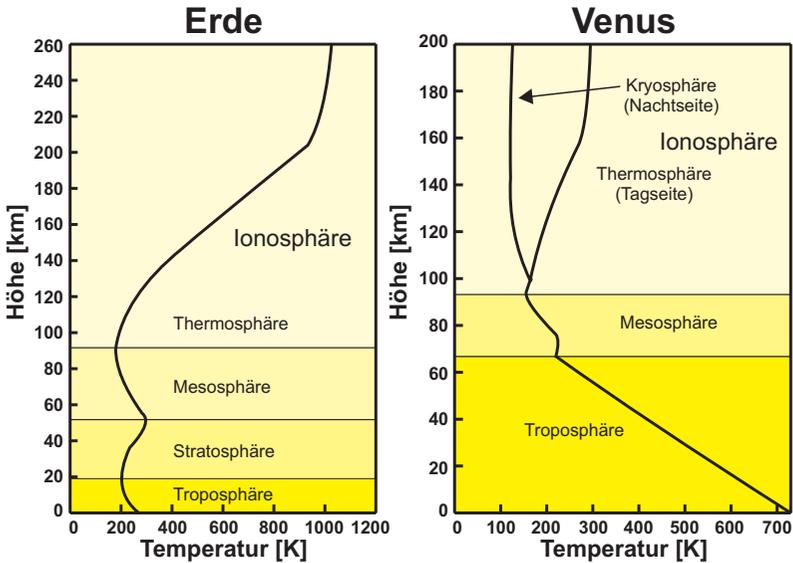


Abbildung 1.5: Strukturen und Temperaturprofile der Atmosphären von Venus und Erde (nach de Pater und Lissauer 2010). Beide Atmosphären haben einen qualitativ ähnlichen Aufbau und ähnliche Temperaturprofile (mit Ausnahme der Stratosphäre bei Venus). In der Troposphäre nimmt die Temperatur in etwa mit einem adiabatischen Temperaturgradienten ab. Das mesosphärische Temperaturprofil ist Folge eines Strahlungsgleichgewichts und die Thermosphäre zeichnet sich durch ein Gleichgewicht zwischen Strahlungsabsorption und Wärmeleitung aus.

neten zeigen qualitativ ein ähnliches Verhalten und sind in Abbildung 1.5 dargestellt. Die Oberflächentemperatur stellt sich als Gleichgewicht zwischen Sonneneinstrahlung (wegen der höheren Albedo (vgl. Tabelle 1.1) der Venus im Vergleich zur Erde absorbiert die Venus trotz der größeren Nähe zur Sonne weniger Strahlungsenergie) und Abstrahlung vom Planeten unter Berücksichtigung des Treibhauseffektes (also der Absorption infraroter Strahlung durch z.B.  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$  und  $\text{CH}_4$ ) ein. Deswegen ist die Gleichgewichtstemperatur (oder effektive Strahlungstemperatur) meist geringer als die Oberflächentemperatur (vgl. Tabelle 1.1). Die hohe Temperatur und Dichte der oberflächennahen Atmosphäre der Venus lässt sich in etwa durch einen adiabatischen Temperaturgradienten und einem der hydrostatischen Gleichung ( $dp/dz = -g\rho$ ;  $p$ : Druck,  $z$ : Höhe,  $g$ : Schwerebeschleunigung,  $\rho$ : Dichte) folgenden Druck beschreiben (im Bereich  $> 1$  bar). Somit lässt sich die hohe oberflächennahe Temperatur im Wesentlichen als Folge der großen Masse der Atmosphäre erklären. Die Temperaturvariationen in der unteren Atmosphäre der Venus sind gering (u.a. gibt es z.B. keine Jahreszeiten auf Venus wegen der geringen Neigung der Rotationsachse in Bezug auf die Ebene der Bahnbewegung und die Atmosphäre hat eine hohe

Wärmekapazität).

Direkt oberhalb der Oberfläche befindet sich bei Venus und Erde die Troposphäre, in der die Wärme der Oberfläche durch Konvektion verteilt wird. Der vertikale Temperaturgradient entspricht etwa einem adiabatischen Temperaturgradienten  $dT/dz = -g/C_p$ , wobei  $g$  die Schwerebeschleunigung und  $C_p$  die Wärmekapazität bei konstantem Druck ist. Für Venus ist  $dT/dz \approx -10 \text{ K/km}$  (Taylor und Grinspoon 2009). Die Troposphäre endet mit der Tropopause, die bei Venus etwa in einer Höhe von 65 km und bei der Erde im Bereich unterhalb von 20 km vorzufinden ist. Die darüber liegenden Schichten werden durch Strahlungsprozesse dominiert. Eine Stratosphäre existiert nur bei der Erde. In ihr kommt es zu einem Wiederanstieg der Temperatur, weil das in dieser Schicht vorhandene Ozon ( $\text{O}_3$ ) Ultraviolettstrahlung (UV-Strahlung) absorbiert. Das Temperaturmaximum wird an der Stratopause (etwa in 50 km Höhe) erreicht. Es schließt sich die Mesosphäre an, die wieder bei beiden Planeten zu finden ist und ist ebenfalls durch eine Temperaturabnahme, die jedoch langsamer ist als in der Troposphäre (Strahlungsgleichgewicht), gekennzeichnet. An ihrer oberen Grenze, der Mesopause (bei Venus und Erde etwa in 90 km Höhe), wird wiederum ein Temperaturminimum erreicht. Es folgt die Thermosphäre, in der die Temperatur erneut ansteigt (positiver Temperaturgradient) und sich einem konstanten Wert nähert. Der Temperaturanstieg bzw. -verlauf beruht auf Absorption von extrem ultravioletter Strahlung (EUV-Strahlung) und gleichzeitiger Wärmeleitung in Richtung niedrigerer Höhen. Die Thermosphäre der Venus ist kälter als die der Erde, weil das  $\text{CO}_2$  effizienter Wärme in den Weltraum abstrahlt. Die ungefähr konstante Temperatur in großen Höhen wird auch als Exosphärentemperatur bezeichnet. Bei der Erde liegt sie im Bereich von 1000 K, während sie bei Venus etwa 300 K auf der Tagseite und 100 K auf der Nachtseite beträgt (die nachtseitige Thermosphäre wird auch als Kryosphäre bezeichnet). Die Exosphäre beginnt mit der Exobase (bei der Erde in einer Höhe von etwa 500 km und bei Venus von etwa 180 km), an der die mittlere freie Weglänge der Teilchen der Skalenhöhe  $H$  entspricht. Damit ist es aufgrund der reduzierten Stoßwahrscheinlichkeit möglich, dass Teilchen in der Exosphäre die Fluchtgeschwindigkeit (vgl. Tabelle 1.1) erreichen und den Planetenatmosphären entfliehen können.

In der Troposphäre spielt sich das Wettergeschehen ab. Venus ist von einer dichten Wolkendecke im Höhenbereich von 45 km bis 75 km sowie dünneren Schichten darüber und darunter umgeben. Die Wolkendecke der Venus ist im sichtbaren Bereich des elektromagnetischen Spektrums undurchlässig. Die Wolken selbst enthalten Schwefelsäure ( $\text{H}_2\text{SO}_4$ ) in Form von Tropfen aus Schwefelsäurelösung. Die hohe Schwefelkonzentration in den Wolken weist auf vulkanische Aktivität hin.

Die Temperaturunterschiede zwischen Tag- und Nachtseite von Venus und Erde sind insgesamt betrachtet eher gering (schnelle Rotation und/oder große Wärmekapazität der Atmosphäre), während Temperatur- und Druckunterschiede zwischen Äquator und Pol von größerer Bedeutung sind, da die Sonneneinstrahlung vom Breitengrad abhängt. Wesentlichen Einfluss auf die atmosphärische Dynamik haben somit die Rotationsperiode und die optische Dicke der Atmosphäre, die für Venus und Erde sehr verschieden sind (bei Venus spielt die Corioliskraft nur eine untergeordnete Rolle). Es kommt zur Ausbildung von Hadley-Zellen, die global zonale Zirkulationen hervorbringen. Diese zonalen Winde (im Bereich der oberen Troposphäre) bewegen sich zumeist in die Richtung, die die Rotation des Planeten vorgibt und werden daher als superrotierend bezeichnet. Allgemein betrachtet kann damit konstatiert werden, dass die meridionalen Druckgradienten zu zona-

len Windsystemen führen. Die Superrotationsrate der Winde auf Venus erreicht die größten Werte aller Planeten. Allerdings ist der genaue Mechanismus der Superrotation noch nicht vollständig verstanden. Die Winde wehen in einer Höhe von etwa 50 km bis 60 km mit einer viertägigen Ost-West-Rotation und Windgeschwindigkeiten von 110 km/s am Äquator. In der Nähe der Oberfläche ist es jedoch nahezu windstill. Im Bereich sehr hoher Breitengrade, in der die Hadley-Zelle nicht mehr aktiv ist, stellen sich komplexere, turbulente Strukturen wie der „kalte Kragen“ (engl. *cold collar*) oder der Polarwirbel (engl. *polar vortex*) ein. Für eine detaillierte Beschreibung sei auf de Pater und Lissauer (2010) und Bauer (2001) verwiesen.

Über der Mesosphäre bis in die Exosphäre erstreckt sich die Ionosphäre. Hier werden Teilchen durch z.B. Strahlung ionisiert. Bei Venus ist die obere Begrenzung der Ionosphäre, die Ionopause, zugleich die Region, die mit dem anströmenden Sonnenwind wechselwirkt, da Venus kein Magnetfeld besitzt. Das ionosphärische Plasma besteht hauptsächlich aus  $O_2^+$  in der unteren Ionosphäre und  $O^+$  ab einer Höhe von etwa 200 km (Luhmann 1986). Auch auf der Nachtseite befindet sich eine Ionosphäre, die vermutlich durch Transport von Plasma aus der Tagseite und das Auftreffen energiereicher Elektronen entsteht.

Insbesondere ist die Physik der oberen Atmosphäre im Hinblick auf atmosphärische Verlustprozesse bzw. Verlustraten interessant, aus denen die Entwicklung der Atmosphärenzusammensetzung beschrieben bzw. abgeleitet werden kann. Die wesentlichen Prozesse hierbei sind Dissoziation, Ionisation, thermischer und nicht-thermischer Verlust von Teilchen, Abtragung der Atmosphäre durch den Sonnenwind und kosmische Strahlung sowie Meteoriten- und Kometeneinschläge. Die Physik der oberen Atmosphäre steht auch in Zusammenhang mit plasmaphysikalischen Prozessen in der Plasmaumgebung der Venus, da das fehlende globale Magnetfeld zu einer direkten Wechselwirkung des Sonnenwindes mit der oberen Atmosphäre führt und Teilchen deshalb mit dem Sonnenwind vom Planeten weggetragen werden können (engl. *pickup ions*). Die Wechselwirkung zwischen Sonnenwind und Venus bzw. weitere ionosphärische Eigenschaften werden im folgenden Kapitel 2 beschrieben.

$CO_2$  dominiert die Venusatmosphäre in der Homosphäre, die durch eine gleichmäßige Durchmischung der Atmosphärenbestandteile definiert wird. Sie endet bei etwa 135 km und geht in die Heterosphäre über (Entmischung der Atmosphärenbestandteile). Trotz der sehr unterschiedlichen Konzentrationen an  $CO_2$  in den Atmosphären von Venus und Erde ist die Gesamtmenge an  $CO_2$  beider Planeten von gleicher Größenordnung; während auf Venus der Großteil des  $CO_2$  in der Atmosphäre existiert, ist  $CO_2$  auf der Erde im Wesentlichen in Carbonaten gebunden. Der Grund für diese unterschiedlichen Zustände wird vorwiegend in der Existenz von flüssigem Wasser vermutet: mit Hilfe von flüssigem Wasser kann  $CO_2$  effizienter aus der Atmosphäre in Carbonate der Kruste überführt werden. Wasser wirkt hierbei als Katalysator für den Einbau von  $CO_2$  in die Carbonate. Wasser ist jedoch auf Venus nur noch in geringen Mengen vorhanden und die Menge in der Atmosphäre ist etwa einhunderttausend Mal geringer als die auf der Erde. Venus ist deshalb als sehr trockener Planet zu betrachten. Das noch vorhandene Wasser ist vor allem als Wasserdampf in und unterhalb der Wolken, in Schwefelverbindungen innerhalb der Wolkendecke oder hydratisierten Mineralien in der Kruste bzw. im Inneren der Venus enthalten. Insbesondere flüssiges Wasser und  $CO_2$  haben als Bestandteile der Atmosphäre entscheidende Bedeutungen für Verwitterungsprozesse oder die Bildung von Carbonaten (Taylor und Grinspoon 2009).

Die geringen Wassermengen auf Venus können dadurch erklärt werden, dass Venus ohne Wasser entstanden ist und die gemessenen geringen Konzentrationen durch Kometen auf die Venus gebracht wurden. In der Vergangenheit könnte Venus jedoch auch zunächst große Mengen an Wasser besessen haben (ebenso wie die Erde gegenwärtig), welches der Atmosphäre in geologischen Zeiträumen entweichen konnte. Der Mechanismus, der zum Verlust des Wassers geführt haben könnte, basiert auf der Dissoziation von Wasserdampf in Wasserstoff und Sauerstoff durch UV-Strahlung in der oberen Atmosphäre und dem anschließenden Entweichen von Wasserstoff aus der Atmosphäre. Wasserstoff (H) als leichteste Komponente entweicht effizienter als sein schweres Isotop Deuterium (D) und führt so zu einer Verschiebung des Verhältnisses beider Elemente zueinander (D-H-Verhältnis). Dieser Verlustmechanismus wird aus dem gemessenen D-H-Verhältnis geschlussfolgert, welches bei Venus mit etwa  $1,6 \cdot 10^{-2}$  deutlich größer als auf der Erde mit  $1,5 \cdot 10^{-4}$  ist (Donahue et al. 1982).

Aufgrund der hohen Oberflächentemperatur (vgl. Tabelle 1.1) kondensiert Wasser nicht und durch das Treibhausgas Wasserdampf kann es dann zu einer Erhöhung der Temperatur kommen. Da höhere Temperaturen wiederum zu einer Erhöhung der Wasserdampfkonzentration führen, entsteht ein Prozess positiver Rückkopplung. Dieser wird auch als selbst verstärkender Treibhauseffekt (engl. *runaway greenhouse effect*) bezeichnet und spielt in der Atmosphäre der Venus eine signifikante Rolle.



## 2 Plasmaumgebung der Venus

### 2.1 Wechselwirkungsregionen

Die Wechselwirkung des Sonnenwindes mit dem Planeten Venus verhält sich anders als die Wechselwirkung mit der Erde, da Venus kein planetares Magnetfeld besitzt bzw. ein potenziell existierendes Magnetfeld so klein wäre, dass es keinen bzw. nur einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Wechselwirkung hätte (vgl. Tabelle 1.1 und Abschnitt 1.3). Ausführliche und umfassende Arbeiten zu diesem Thema finden sich in den Büchern von Bougher et al. (1997), Russell (1991a) und Hunten et al. (1983).

Bei der Erde wirkt das planetare Magnetfeld als Hindernis für den Sonnenwind, wohingegen bei Venus eine Wechselwirkung direkt mit der elektrisch leitenden oberen Atmosphäre, der Ionosphäre, stattfindet. In diesem Fall wirkt somit die Ionosphäre als Hindernis für den anströmenden Sonnenwind. Diese Wechselwirkung gleicht daher phänomenologisch der Wechselwirkung des Sonnenwindes mit Mars (z.B. Cloutier et al. 1999), der ebenfalls kein globales planetares Magnetfeld besitzt (z.B. Acuña et al. 1998) sowie der Wechselwirkung des Sonnenwindes mit Kometen (z.B. Coates und Jones 2009, Cravens und Gombosi 2004, Coates 1997). Der Wechselwirkungsmechanismus bringt verschiedene Regionen und Grenzen in der Plasmaumgebung der Venus hervor, die im folgenden erläutert werden. Detaillierte Darstellungen zu diesem Thema finden sich bei Donahue und Russell (1997), Cravens et al. (1997), Luhmann (1995a), Phillips und McComas (1991), Brace und Kliore (1991), Luhmann und Cravens (1991), Luhmann (1986), Russell und Vaisberg (1983), Brace et al. (1983b), Gringauz (1983), Breus (1979), Romanov et al. (1979) und Bauer et al. (1977).

Der Sonnenwind strömt mit supersonischer, super-Alfvénischer und supermagnetosonischer Geschwindigkeit auf den Planeten zu. Die mittleren Eigenschaften des Sonnenwindes in der Venusentfernung von 0,72 AE zur Sonne sind in Tabelle 2.1 aufgelistet. Aufgrund des mit dieser Geschwindigkeit anströmenden Sonnenwindes bildet sich eine schnelle magnetosonische Welle, die Bugstoßwelle (engl. *bow shock*), vor dem Planeten aus. Bei niedriger Sonnenaktivität beträgt der subsolare Abstand der Bugstoßwelle über der Oberfläche etwa 1900 km und am Terminator etwa 6900 km (Zhang et al. 2008a, 2007b). Diese Abstände wachsen bei hoher Sonnenaktivität auf etwa 2300 km und 8500 km an (Russell et al. 1988, Luhmann 1986, Slavin et al. 1980). Abbildung 2.1 zeigt schematisch die Grenzschichten und Bereiche, die sich aus dem Wechselwirkungsprozess des Sonnenwindes mit Venus ergeben. Beim Durchqueren der Bugstoßwelle wird das Plasma auf submagnetosonische Geschwindigkeiten abgebremst und strömt dann in einen Übergangsbereich, die sog. *Magnetosheath* (vgl. Abbildung 2.1). Das Plasma der *Magnetosheath* ist somit langsamer und auch heißer als das des Sonnenwindes stromauf-

Tabelle 2.1: Eigenschaften des Sonnenwindes in der Plasmaumgebung der Venus (aus Luhmann et al. 1997). Die Daten sind aus Messungen der Raumsonde PIONEER-VENUS 1 ermittelt worden. Für  $\beta$  wurde zusätzlich ein Modell für die Elektronentemperatur angenommen.

Eigenschaft	solares Maximum	solares Minimum
Dichte	$\sim 18 \text{ cm}^{-3}$	$\sim 22 \text{ cm}^{-3}$
Geschwindigkeit	$\sim 400 \text{ km/s}$	$\sim 410 \text{ km/s}$
Ionentemperatur	$\sim 1 \times 10^5 \text{ K}$	$\sim 1 \times 10^5 \text{ K}$
Magnetfeld	$\sim 12 \text{ nT}$	$\sim 10 \text{ nT}$
Winkel Parker-Spirale	$\sim 38^\circ$	$\sim 35^\circ$
dynamischer Druck	$\sim 5 \text{ nP}$	$\sim 6 \text{ nP}$
sonische Machzahl	$\sim 6,8$	$\sim 7,0$
Alfvén-Machzahl	$\sim 7,0$	$\sim 9,0$
magnetosonische Machzahl	$\sim 4,5$	$\sim 5,5$
$\beta$	$\sim 1,5$	

wärts der Bugstoßwelle.

Das strömende Plasma nähert sich dann weiter dem Planeten an und umströmt das Hindernis oberhalb der Ionosphäre. In ihr werden durch den anströmenden Sonnenwind Magnetfelder induziert, die das Eindringen des Sonnenwindes bzw. des externen Magnetfeldes in die Ionosphäre verhindern. Für den Wechselwirkungsprozess insgesamt sind vor allem die Sonnenaktivität, der dynamische Druck des Sonnenwindes, die Mach-Zahlen und das mit dem Sonnenwind transportierte Magnetfeld von Bedeutung.

In der *Magnetosheath* sind größere Magnetfeldstärken und eine höhere Wellenaktivität als im Sonnenwind vor der Bugstoßwelle zu beobachten. Zur Charakterisierung der verschiedenen Regionen wird der Plasma-Beta-Parameter ( $\beta$ ) herangezogen. Dieser ist als das Verhältnis von thermischem Druck  $nk_B T$  zu magnetischem Druck  $B^2/2\mu_0$  ( $\mu_0$ : magnetische Feldkonstante;  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H/m}$ ) definiert, also

$$\beta = \frac{nk_B T}{B^2(2\mu_0)^{-1}}. \quad (2.1)$$

Der Bereich zwischen *Magnetosheath* und Atmosphäre wird allgemein als Grenzschicht (engl. *boundary layer*) bezeichnet. Ihre Dicke beträgt einige  $O^+$ -Gyrationenradien. Diese Grenzschicht beinhaltet die Grenzen, die auch als Mantel, *Magnetic Barrier* und Ionopause bezeichnet werden. Die Definitionen dieser Grenzen sind teilweise unterschiedlich festgelegt, da sie u.a. aus Messdaten verschiedener Instrumente (z.B. Magnetometer, Teilchendetektor) abgeleitet worden sind. Grundsätzlich befinden sie sich aber an ähnlichen Positionen und haben alle gemein, die Bereiche unterschiedlicher physikalischer Umgebungen bzw. Eigenschaften zu trennen.

Die Grenzschicht stellt den für den Sonnenwind nicht zu durchdringenden Bereich dar und wird als Tangentialdiskontinuität angesehen. Unterhalb dieser Grenze befindet sich die Ionosphäre und oberhalb die *Magnetosheath*, in der das Plasma um den Planeten



Ionopause trägt den Strom, der das Magnetfeld auf der Sonnenwindseite erhöht und auf der Ionosphärenseite vermindert bzw. verschwinden lässt. Somit ist formal das Resultat zu beobachten, dass das Eindringen des interplanetaren Magnetfeldes verhindert wird. In einem Modell von Johnson und Hanson (1979) wird das ionosphärische Stromsystem ähnlich einem einfachen Modell des Chapmann-Ferraro-Stromsystems bei der Erde (z.B. Baumjohann und Treumann 1997, Hughes 1995) angesehen, allerdings in einer räumlich vertauschten Konfiguration.

Die obere Begrenzung der *Magnetic Barrier* wird auch als „induzierte Magnetopause“ (Dicke etwa 200 km im subsolaren Bereich und 800 km am Terminator bei niedriger und hoher Sonnenaktivität; Zhang et al. (2008b)) bezeichnet. Beide Grenzen erstrecken sich auch in den nachseitigen Bereich der Wechselwirkungsregion.

Die Magnetopause wird durch einen plötzlichen Abfall der Wellenaktivität und eine deutlich sichtbare Drapierung des Magnetfeldes definiert (Zhang et al. 2008b, 2007b). Der Abstand über der Oberfläche beträgt bei niedriger Sonnenaktivität im subsolaren Bereich etwa 300 km und am Terminator etwa 1000 km (Zhang et al. 2007b), während er bei hoher Sonnenaktivität etwa 500 km und 1700 km beträgt (Zhang et al. 1991).

Die *Magnetic Barrier* der Venus wird auch als „induzierte Magnetosphäre“ bezeichnet, die sich um den Planeten aufgrund der Sonnenwindwechselwirkung mit der elektrisch leitenden Ionosphäre ausbildet (Luhmann et al. 2004). „Induziert“ bezieht sich dabei auf den Umstand, dass ein effektives magnetisches Hindernis aufgrund der Wechselwirkungsmechanismen entsteht. Dabei werden Ströme in der Ionosphäre bzw. Ionopause durch das zeitlich veränderliche externe Magnetfeld (bzgl. Richtung und/oder Stärke) auf Zeitskalen induziert, die kurz im Vergleich zu den Zeitskalen für die Diffusion des Feldes in den elektrisch leitenden Bereich, also in die Ionosphäre, sind. Das Magnetfeld, welches durch die induzierten Ströme generiert wird, verhält sich so, dass das externe Feld aus der elektrisch leitenden Schicht ausgeschlossen wird.

Es wurden jedoch auch Magnetfelder innerhalb der Ionosphäre beobachtet. Diese lassen sich in zwei verschiedene Kategorien einteilen: kleinskalige Magnetfeldstrukturen, die aufgrund ihrer scheinbar verdrillten bzw. spiralförmigen Magnetfeldstruktur als „Flussstränge“ (engl. *flux ropes*; z.B. Elphic und Russell (1983a,b)) bezeichnet werden sowie großskalige, stationäre Magnetfeldstrukturen (z.B. Cravens et al. 1997, Luhmann und Cravens 1991, Russell et al. 1983, Luhmann et al. 1980). Die *Flux-Ropes* haben Durchmesser von einigen Kilometern, Magnetfeldstärken von 20 – 80 nT und sind meistens „kraftfreie“ (engl. *force-free*) Strukturen, was bedeutet, dass  $\mathbf{j} \times \mathbf{B} \approx 0$  (Ledvina et al. 2002). Der genaue Entstehungsmechanismus und die Entwicklung der *Flux-Ropes* ist noch nicht verstanden.

Die Erscheinung der großskaligen Magnetfelder in der Ionosphäre der Venus hängt vom dynamischen Druck des anströmenden Sonnenwindes und vom internen (thermischen) Druck der Ionosphäre ab: eine nahezu unmagnetisierte Ionosphäre wird beobachtet, wenn der dynamische Druck oberhalb der Exobase (vgl. Abschnitt 1.4) ausgeglichen wird; wenn der dynamische Druck den ionosphärischen Druck nahe der Exobase übertrifft, wird eine magnetisierte Ionosphäre beobachtet – das externe Magnetfeld diffundiert dann in die Ionosphäre. Dies wird z.B. durch eine Ausdehnung oder Verschiebung der stromleitenden Schicht bzw. Diffusionsprozesse in der Ionosphäre erklärt (Luhmann et al. 2004, 1984). Ein Vergleich dieses Modells mit einem weiteren Modell, welches auf der Annahme der Absorption des Sonnenwindes durch die Ionosphäre basiert, wurde von Luhmann et al.

(1987) vorgenommen.

Im Allgemeinen ist das Maximum des Plasmadrucks in der Ionosphäre größer als der dynamische Druck des anströmenden Sonnenwindes (bei hoher Sonnenaktivität). Eine magnetisierte Ionosphäre ist somit bei erhöhtem dynamischen Druck des Sonnenwindes oder in Phasen niedriger Sonnenaktivität zu erwarten, in denen ein geringer thermischer Druck in der Ionosphäre herrscht. Angsmann et al. (2011) haben die magnetisierten Zustände auf Grundlage von VENUS-EXPRESS-Daten (niedrige Sonnenaktivität) genauer untersucht und kommen in der Tat zu dem Ergebnis, dass der prozentuale Anteil beobachteter Magnetisierung der Ionosphäre größer als der durch den PIONEER-VENUS-ORBITER beobachtete Anteil ist (hohe Sonnenaktivität). Dieses Ergebnis wurde trotz der Tatsache, dass VENUS-EXPRESS im Bereich des Terminators gemessen hat, in dem die Magnetisierung abnehmen sollte, ermittelt (der PIONEER-VENUS-ORBITER hat Messungen im subsolaren Bereich durchgeführt). Zhang et al. (2008b) haben ermittelt, dass für den von ihnen untersuchten Zeitraum bei niedriger Sonnenaktivität in 95% der Zeit die Ionosphäre magnetisiert ist, während sie bei hoher Sonnenaktivität nur in etwa 15% der Zeit magnetisiert war. Die Autoren vermuten ebenfalls, dass sich die *Magnetic Barrier* im solaren Minimum in die Ionosphäre verschiebt.

Abbildung 2.2 zeigt die Magnetfeldcharakteristiken der verschiedenen Wechselwirkungsregionen. Aus dem Sonnenwind kommend durchquert VENUS-EXPRESS die Bugstoßwelle und tritt in die *Magnetosheath* ein, die durch ein höheres Magnetfeld und höhere Wellenaktivität gekennzeichnet ist. Das Magnetfeld steigt entlang des Orbits weiter an und die Magnetopause wird schließlich durchquert. Sie ist durch einen Abfall der Wellenaktivität und die deutlich sichtbare Drapierung des Magnetfeldes definiert. Der Satellit befindet sich dann in der induzierten Magnetosphäre und durchfliegt anschließend die Grenzen und Regionen in umgekehrter Reihenfolge, bis er sich später wieder im Sonnenwind befindet.

Der Mantel wird generell als die Region bezeichnet, in der sowohl Sonnenwindteilchen als auch Teilchen planetaren Ursprungs vorhanden sind und befindet sich oberhalb der Ionosphäre. In dem Bereich, in dem das Plasma der *Magnetosheath* auf die Ionosphäre trifft, stellt sich somit insgesamt ein Gleichgewicht zwischen Strömungsdruck des Sonnenwindes, magnetischem Druck und thermischem Druck ein. Die Beiträge der verschiedenen Drücke sind für den Bereich der *Magnetosheath*, der *Magnetic Barrier* und der Ionosphäre sehr unterschiedlich.

Die Ionopause befindet sich in einer Höhe von etwa 300 km im subsolaren Bereich und etwa 1000 km am Terminator (hohe Sonnenaktivität, Luhmann (1986)). Bei niedriger Sonnenaktivität befindet sich die subsolare Ionopause in einer Höhe von etwa 250 km über der Oberfläche (Zhang et al. 2008b). Die Ionosphäre (z.B. Shinagawa 2004, Brace und Kliore 1991, Luhmann und Cravens 1991, Bauer et al. 1985, Elphic et al. 1980), die hauptsächlich durch Photoionisation (durch extrem ultraviolette (EUV-) Strahlung), Ladungsaustausch und Ionisation durch Elektroneneinschlag entsteht (die nachtseitige Ionosphäre kommt durch die Strömung von Ionen aus dem tagseitigen in den nachtseitigen Bereich zustande sowie aufgrund von Ionisation durch Einschlagen suprathemischer Elektronen) und vornehmlich atomaren Sauerstoff ( $O^+$ ) enthält, trägt die Ströme, die zum Ausschluss des interplanetaren Magnetfeldes führen.

Die Ionisationsraten der Prozesse, die zur Entstehung der Ionosphäre beitragen, variieren signifikant mit dem Zyklus der Sonnenaktivität. An der Ionopause herrscht ein

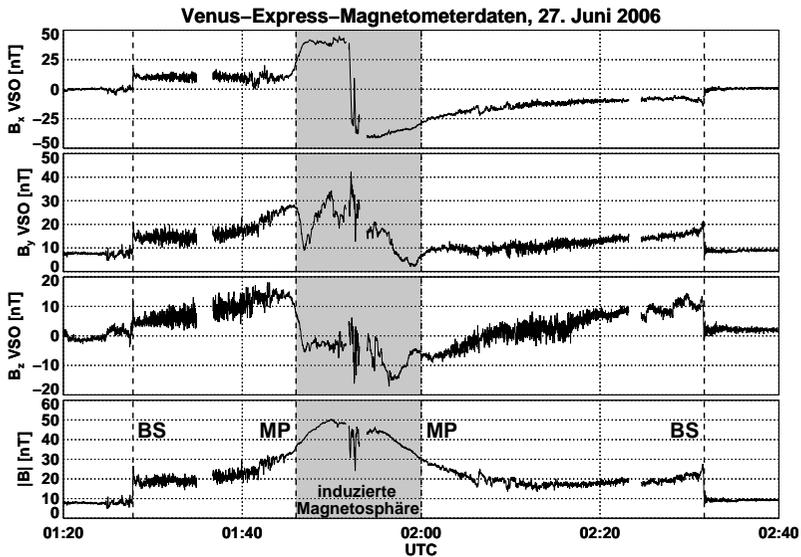


Abbildung 2.2: Gemessenes Magnetfeld am 27. Juni 2006 während der Durchquerung des VENUS-EXPRESS-Satelliten durch die Wechselwirkungsregion (nach Zhang et al. 2008b). Dargestellt sind die Magnetfeldkomponenten im VSO-Koordinatensystem und der Betrag des Magnetfeldes. VENUS-EXPRESS bewegt sich in etwa entlang des Terminators von der Abendseite zur Morgenseite. Zunächst befindet sich der Satellit im Sonnenwind und durchfliegt die Bugstoßwelle (BS) um 01:28 UTC. Das Magnetfeld der *Magnetosheath* ist erhöht und zeigt eine deutliche Wellenaktivität im Vergleich zum vorherigen Sonnenwind. Der Satellit nähert sich Venus weiter an, was durch eine kontinuierliche Erhöhung des Magnetfeldes gekennzeichnet ist und erreicht schließlich um 01:46 UTC die Magnetopause (MP). Sie ist durch einen plötzlichen Abfall der Wellenaktivität und eine hervortretende Drapierung des Magnetfeldes definiert. Um 01:53 UTC wird das Perizentrum mit einer Höhe von 302 km erreicht. Danach durchfliegt der Satellit alle Grenzen und Regionen in umgekehrter Reihenfolge (02:00 UTC die Magnetopause und 02:32 UTC die Bugstoßwelle) und befindet sich schließlich wieder im Sonnenwind. Der schattierte Bereich zwischen den Magnetopausendurchgängen ist das Gebiet der induzierten Magnetosphäre.

Gleichgewicht zwischen externem Druck (im Wesentlichen der dynamische Druck des anströmenden Sonnenwindes) und dem thermischen Druck des ionosphärischen Plasmas. Das ionosphärische Plasma strömt mit einer Geschwindigkeit in nachtseitige Richtung, die ungefähr mit der durch Druckgradienten hervorgebrachten Konvektionsgeschwindigkeit übereinstimmt. Im Bereich des Terminators und der nachtseitigen Ionosphäre ist die Ionopause unregelmäßiger und variabler in der Struktur und befindet sich weiter entfernt vom Planeten. Auf der Nachtseite wurden auch sog. „ionosphärische Löcher“ (engl. *ionospheric holes*) beobachtet, bei denen es sich um lokal begrenzte Gebiete mit niedrigerer Plasmadichte als in den umliegenden Gebieten und gleichzeitig erhöhtem vertikalem (radialem) Magnetfeld handelt (z.B. Luhmann und Russell 1992, Brace et al. 1982b).

Da die neutrale Atmosphäre bzw. Exosphäre über die Ionopause hinaus reicht, können Teilchen in der *Magnetosheath* ionisiert werden (Produktionsraten auf der Tagseite:  $O^+$ -Ionen  $\sim 10^{26} \text{ s}^{-1}$ ,  $H^+$ -Ionen  $\sim 10^{25} \text{ s}^{-1}$ ; Luhmann (1986)) und mit dem Sonnenwind vom Planeten weggetragen werden. Dieser Prozess wird auch als *Pickup*-Prozess bezeichnet und beeinflusst die Position der Bugstoßwelle, weil eine größere Anzahl an Teilchen den Planeten umströmen muss (engl. *mass loading*). Wegen einer höheren Ionenproduktionsrate ist dieser Effekt bei hoher Sonnenaktivität ausgeprägter als bei niedriger Sonnenaktivität (die ausgedehntere Ionosphäre bei hoher Sonnenaktivität führt auch zu dem größeren Abstand der Bugstoßwelle vom Planeten). Insbesondere große Winkel zwischen Sonnenwindgeschwindigkeit  $v_{sw}$  und interplanetarem Magnetfeld  $\mathbf{B}_{sw}$  (gilt zunächst für den Bereich vor der Bugstoßwelle, ist aber auf den Bereich der *Magnetosheath* übertragbar) sind für einen effizienten Abtransport der planetaren Teilchen in der *Magnetosheath* verantwortlich, weil die Ionen durch das konvektive elektrische Feld

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v}_{sw} \times \mathbf{B}_{sw} \quad (2.2)$$

beschleunigt werden und auf Zykloidenbahnen entweichen können. Dies führt zu einem größeren Abstand der Bugstoßwelle vom Planeten. Es lässt sich weiterhin eine Asymmetrie in der Form der Bugstoßwelle beobachten, da die Teilchen je nach Richtung des Magnetfeldes entweder in die südliche oder nördliche Hemisphäre abgelenkt bzw. beschleunigt werden (bei niedriger Sonnenaktivität ist dieser Effekt klein). Aufgrund von Fluktuationen des Magnetfeldes in der *Magnetosheath* kann es auch für den Fall, dass die Richtung der Sonnenwindgeschwindigkeit und des Magnetfeldes nahezu parallel sind, zu einem *Pickup*-Prozess aufgrund eines fluktuierenden elektrischen Feldes kommen. Insgesamt ist dieser Effekt jedoch geringer ausgeprägt als für den senkrechten Fall und führt auch nicht zu großen Änderungen der Position und Form der Bugstoßwelle.

Der „Schattenbereich“ hinter dem Planeten (engl. *wake*), der auch als *Cavity* (in diesem Bereich ist die Dichte von Sonnenwindteilchen deutlich reduziert) bezeichnet wird, weist eine erhöhte Magnetfeldstärke auf. Es bildet sich somit ein induzierter Magnetschweif (engl. *induced magnetotail*) aus, der bis über zwölf Planetenradien in die sonnenabgewandte Richtung hinausreichen kann (z.B. Lundin und Barabash 2004, Phillips und McComas 1991). Der Schweif entsteht durch die Drapierung der Magnetfeldlinien um den Planeten und ist somit das Ergebnis der tagseitigen induzierten Magnetosphäre. In diesem nachtseitigen Bereich trennt die Magnetopause die *Magnetosheath* und den Magnetschweif voneinander. Mit den VENUS-EXPRESS-Magnetfelddaten ist es erstmals möglich die Schweifregion nahe am Planeten hinsichtlich ihrer magnetischen Konfiguration zu untersuchen (Zhang et al. 2010).

## 2.2 Wellen

Wellen sind ein wichtiger Mechanismus in der Wechselwirkung zwischen dem Sonnenwind und Planeten sowie anderer Körper im Sonnensystem. Eine Vielzahl von Wellenerscheinungen, die sich als Fluktuationen des elektrischen Feldes, des Magnetfeldes, der Dichte und der Temperatur zeigen, werden als Ergebnis dieser Wechselwirkung in der Umgebung der Planeten und Körper beobachtet. Aufgrund der geringen Teilchendichten in Weltraumplasmen bzw. den Plasmaumgebungen können Stöße zwischen den Plasmakomponenten zumeist vernachlässigt werden. In diesen sog. stoßfreien Plasmen kommt Wellen eine besondere Bedeutung bzgl. des Austausches von Impuls und Energie zwischen verschiedenen Regionen zu. Instabilitäten im Plasma können die Energie zur Anregung von Wellen bereitstellen. Es wird zunächst ein theoretischer Überblick über die für die Plasmaumgebung der Venus nach aktuellem Wissensstand relevanten Instabilitäten bzw. Wellen und dann eine Zusammenfassung der bisher beobachteten Wellenerscheinungen bei Venus gegeben.

### 2.2.1 Magneto hydrodynamische Wellen

Plasmen, die ein Vielteilchensystem darstellen, können in der allgemeinsten Form durch die Bewegung jedes einzelnen Teilchens beschrieben werden. Aufgrund der großen Anzahl von Teilchen in realen Systemen ist dies jedoch nicht möglich. Oft ist es aber möglich durch sinnvolle Annahmen und Vereinfachungen eine Beschreibung zu finden, bei der wesentliche Eigenschaften des Systems erhalten bleiben. Eine solche Beschreibung ist z.B. die magneto hydrodynamische Beschreibung, bei der das Plasma als elektrisch leitende Flüssigkeit angenommen wird. Das Plasma wird dabei durch makroskopische Größen wie z.B. die Dichte charakterisiert. Zugang zu diesen makroskopischen Größen erhält man durch Momentenbildung, d.h. durch Integration der Zeitentwicklung einer Verteilungsfunktion  $f(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$  über den Geschwindigkeitsraum (z.B. erhält man als 0.Moment die Kontinuitätsgleichung). Ausgangspunkt für die Momentenbildung ist z.B. die Vlasov-Gleichung, die die zeitliche Veränderung der Verteilungsfunktion für stoßfreie Systeme beschreibt.

Die Magneto hydrodynamik (MHD) erfasst niederfrequente, großskalige Vorgänge in nicht-relativistischer Näherung. Ausführliche Beschreibungen und Herleitungen finden sich z.B. in Pröls (2004), Baumjohann und Treumann (1997), Kivelson (1995a,b), Seidel und Wende (1992) und Benz (1988).

Die MHD-Gleichungen, also die Gleichungen zur Beschreibung eines Plasmas in der Näherung der Magneto hydrodynamik, sind die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (2.3)$$

die Bewegungsgleichung bzw. Impulserhaltungsgleichung

$$\rho \left( \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} \right) = -\nabla p + \mathbf{j} \times \mathbf{B}, \quad (2.4)$$

die Maxwell-Gleichungen

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}, \quad (2.5)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2.6)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.7)$$

sowie das Ohm'sche Gesetz

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = 0. \quad (2.8)$$

Dabei ist  $\rho$  die Massendichte,  $\mathbf{v}$  die Geschwindigkeit,  $p$  der thermische Druck,  $\mathbf{j}$  die Stromdichte,  $\mathbf{B}$  die magnetische Induktion,  $\mathbf{E}$  das elektrische Feld und  $\mu_0$  die magnetische Feldkonstante. Zur Ableitung dieser Gleichungen werden einige vereinfachende Annahmen berücksichtigt. Bei der Bewegungsgleichung (Gleichung 2.4) werden auf der rechten Seite nur die Lorentzkraft und die Druckgradientkraft berücksichtigt; weitere Kräfte wie z.B. gravitative Kräfte werden vernachlässigt. Beim Ampèreschen Gesetz (Gleichung 2.5) kann unter der Annahme sich nur langsam verändernder elektrischer Felder der Verschiebungsstrom ( $\epsilon_0 \partial \mathbf{E} / \partial t$ ) vernachlässigt werden. Weiterhin handelt es sich bei dem Ohm'schen Gesetz (Gleichung 2.8) um den Spezialfall eines abgeleiteten allgemeinen Ohm'schen Gesetzes (u.a. wird eine elektrische Leitfähigkeit  $\sigma \rightarrow \infty$  angenommen; vgl. z.B. Kivelson (1995b)).

Bei der Momentenbildung tritt das Problem auf, dass für die Schließung des Gleichungssystems immer das nächsthöhere Moment benötigt wird. Es muss also ab einem bestimmten Moment eine explizite Gleichung zur Schließung des Gleichungssystems eingeführt werden, was mit einem zusätzlichen Ausschluss von Prozessen einhergeht. Um das MHD-Gleichungssystem (Gleichungen 2.3- 2.8) zu schließen, kann die adiabatische Zustandsgleichung (Vernachlässigung des Austauschs von Wärme)

$$p\rho^{-\gamma} = \text{konst.} \quad (2.9)$$

angesetzt werden, in der  $\gamma$  der Adiabatenexponent ( $\gamma = c_p/c_v$ ;  $c_p$ : Wärmekapazität bei konstantem Druck,  $c_v$ : Wärmekapazität bei konstantem Volumen) ist. Damit ist das Gleichungssystem geschlossen und selbstkonsistent.

Für einen einfachen Fall eines homogenen, ruhenden Plasmas ( $\mathbf{v} = 0$  bzw.  $\mathbf{E} = 0$ ) kann das Verhalten des Systems für kleine Störungen des Magnetfeldes ( $\mathbf{B} + \delta \mathbf{B}$ ), der Geschwindigkeit ( $\delta \mathbf{v}$ ) und des Drucks ( $p + \delta p$ ) bzw. der Dichte ( $\rho + \delta \rho$ ) untersucht werden. Die Grundgleichungen der MHD erhalten durch Einsetzen der gestörten Größen und anschließender Linearisierung (Vernachlässigung quadratischer Störterme) die Form

$$\frac{\partial \delta \rho}{\partial t} + \rho \nabla \cdot \delta \mathbf{v} = 0, \quad (2.10)$$

$$\rho \frac{\partial \delta \mathbf{v}}{\partial t} = -\nabla \delta p + \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \delta \mathbf{B}) \times \mathbf{B}, \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial \delta \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\delta \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (2.12)$$

und der adiabatische Zusammenhang zwischen Druck und Dichte erhält wegen

$$\frac{d}{dt} (p\rho^{-\gamma}) = 0 \quad (2.13)$$

die Form

$$\frac{\partial \delta p}{\partial t} = \frac{\gamma p}{\rho} \frac{\partial \delta \rho}{\partial t} = v_s^2 \frac{\partial \delta \rho}{\partial t}, \quad (2.14)$$

wobei  $v_s = \sqrt{\gamma p / \rho}$  die Schallgeschwindigkeit ist.

Unter der Annahme, dass der thermische Druck ( $p = 0$ ) vernachlässigt werden kann (kaltes Plasma;  $\beta \ll 1$ ), lassen sich mit dem Ansatz einer ebenen Welle die Dispersionsrelationen der Alfvén-Mode

$$\left(\frac{\omega}{k}\right)^2 = v_A^2 \cos^2 \theta \quad (2.15)$$

und der *Fast-Mode*

$$\left(\frac{\omega}{k}\right)^2 = v_A^2 \quad (2.16)$$

ableiten, wobei  $v_A = B / \sqrt{\mu_0 \rho}$  die Alfvén-Geschwindigkeit ist und  $\theta$  der Winkel zwischen  $\mathbf{k}$  und  $\mathbf{B}$  ist. Die jeweiligen Phasengeschwindigkeiten sind also

$$v_{\text{ph,A}} = \frac{\omega}{k} = v_A \cos \theta, \quad (2.17)$$

und

$$v_{\text{ph,F}} = \frac{\omega}{k} = v_A. \quad (2.18)$$

In einem warmen Plasma, in dem der thermische Druck berücksichtigt werden muss ( $\beta \ll 1$ ), hängt die Dispersionsrelation nicht nur von der Alfvén-Geschwindigkeit  $v_A$ , sondern auch von der Schallgeschwindigkeit  $v_s$  ab und anstelle von Gleichung 2.16 tritt

$$\left(\frac{\omega}{k}\right)^2 = \frac{1}{2} \left( v_s^2 + v_A^2 \pm \left( (v_s^2 + v_A^2)^2 - 4v_s^2 v_A^2 \cos^2 \theta \right)^{\frac{1}{2}} \right). \quad (2.19)$$

Es gibt dann neben der *Fast-Mode* (positives Vorzeichen) eine weitere Mode, nämlich die *Slow-Mode* (negatives Vorzeichen). Beide Wellentypen werden als magnetosonische Wellen zusammengefasst.

Bei der Alfvén-Mode ist die Geschwindigkeitsstörung  $\delta v$  senkrecht zur Ebene, die  $\mathbf{k}$  und  $\mathbf{B}$  aufspannen. Es gibt keine Dichteveränderungen und der Betrag des Magnetfeldes bleibt in erster Näherung konstant (also gilt auch  $p_{\text{mag}} = \text{konst.}$ ). Die Alfvén-Mode ist somit eine inkompressible Mode. Die Magnetfeldstörung  $\delta \mathbf{B}$  ist senkrecht zum Hintergrundfeld und die Wellenenergie breitet sich entlang des Hintergrundfeldes aus. Die Alfvén-Mode ist senkrecht zum Magnetfeld nicht ausbreitungsfähig.

Bei der *Fast-Mode* liegt die Geschwindigkeitsstörung  $\delta v$  in der Ebene, die  $\mathbf{k}$  und  $\mathbf{B}$  aufspannen. Die Dichte sowie auch der Betrag des Magnetfeldes (und somit der magnetische Druck) variieren. Die *Fast-Mode* ist daher eine kompressible Mode. Die Magnetfeldstörung  $\delta \mathbf{B}$  ist parallel zum Hintergrundfeld und die Wellenenergie kann sich mit einem beliebigen Winkel zum Hintergrundfeld ausbreiten (parallel zum Wellenvektor  $\mathbf{k}$ ). Die Phasen- und die Gruppengeschwindigkeit der *Fast-Mode* sind für Ausbreitungsrichtungen senkrecht zum Magnetfeld größer als für Ausbreitungsrichtungen parallel zum Magnetfeld.

Bei der *Slow-Mode* sind Variationen des magnetischen Drucks und Variationen des thermischen Drucks antikorreliert (bei der *Fast-Mode* sind sie in Phase). Die Wellenenergie der *Slow-Mode* breitet sich nahezu parallel zum Hintergrundfeld aus. Die Welle wird durch feldlinienparallele Gradienten des Gesamtdrucks getrieben.

Eine Störung des Gesamtdrucks kann also zur Anregung einer *Fast-Mode* führen. *Fast-Mode* und *Slow-Mode* bauen somit Druckgradienten ab, während die Alfvén-Mode die Krümmung des Magnetfeldes verringert. Die Feldstörungen der Alfvén-Mode erzeugen

Ströme, die die zusätzliche Krümmung der Feldlinien abbauen. Daher geht die Alfvén-Mode mit feldlinienparallelen Strömen einher.

Für die Anregung von Wellen muss generell eine Energiequelle zur Verfügung stehen, die z.B. durch Abweichungen vom Gleichgewichtszustand des Plasmas bzw. der Felder entsteht. Bei der Stabilitätsuntersuchung eines Systems (in einem ausgewählten Plasma-Modell) können Störungen auf das System z.B. in linearer Näherung betrachtet werden und die Dispersionsrelation  $\omega(\mathbf{k})$  bestimmt werden. Ist dabei  $\omega \in \mathbb{C}$ , folgt also der Übergang

$$\omega(\mathbf{k}) \rightarrow \omega(\mathbf{k}) + i\gamma(\omega, \mathbf{k}) \quad (2.20)$$

mit der Dämpfungs- bzw. Wachstumsrate  $\gamma(\omega, \mathbf{k})$ . Wachstum erhält man für  $\gamma > 0$  (instabiles System) und Dämpfung für  $\gamma < 0$  (stabiles System). Teilchenverteilungsfunktionen in der Plasmaumgebung von Planeten bzw. anderer Körper, die keinen stabilen Gleichgewichtszustand haben, können daher auch zur Anregung von Wellen führen. An der Bugstoßwelle reflektierte Sonnenwindteilchen oder *Pickup*-Teilchen können eine zusätzliche Ionenpopulation im Sonnenwind (in Bezug auf die Teilchenverteilungsfunktion) bilden und es kann zu Instabilitäten aufgrund der Wechselwirkung mit der Hintergrundverteilung des Sonnenwindplasmas (also der ursprünglichen Teilchenverteilungsfunktion ohne reflektierte Teilchen) kommen (vgl. Abschnitt 2.2.2). Betrachtet man statt der MHD-Näherung komplexere Plasmamodelle, kann diese Energie auch durch Temperaturanisotropien oder Anisotropien in Geschwindigkeitsverteilungen bereitgestellt werden.

Der Ursprung von Fluktuationen in der *Magnetosheath* kann die Bugstoßwelle selbst sein, also Instabilitäten, die in engem Zusammenhang mit der Bugstoßwelle bzw. den komplexen plasmaphysikalischen Prozessen stehen, die mit der Entstehung der Bugstoßwelle einhergehen. Sie könnten aber auch das Resultat von in der *Foreshock*-Region angeregten Wellen sein, die mit der Strömung über die Bugstoßwelle in die *Magnetosheath* getragen werden. Im Folgenden sollen einige weitere Wellentypen komplexerer Plasmamodelle, die für dieses Prozesse verantwortlich sein können, beschrieben werden.

### 2.2.2 Ionenstrahlinstabilitäten

Niederfrequente elektromagnetische Wellen können durch Teilchen, die sich entlang des Magnetfeldes bewegen („Ionenstrahlen“), angeregt werden (z.B. Treumann und Baumjohann 1997). Sie spielen im Bereich von Bugstoßwellen eine Rolle, da an der Stoßwelle reflektierte Teilchen diese Ionenstrahlen bilden können. Dabei handelt es sich um eine instabile Verteilungsfunktion (der Ionenstrahl stellt sich als relativ scharf begrenzte Spitze in der Teilchenverteilungsfunktion dar), die zur sog. Ionenstrahlinstabilität führen kann. Es gibt drei verschiedene Typen dieser Instabilität (engl. *ion beam instability*): die R-resonante, die L-resonante und die nicht-resonante Instabilität.

Ein Ion mit der Gyrationfrequenz

$$\Omega_i = \frac{qB}{m} \quad (2.21)$$

( $q$ : Ladung,  $B$ : Betrag des Magnetfeldes,  $m$ : Masse), welches sich mit einer Geschwindigkeit  $\mathbf{v}_{\parallel}$  parallel bzw. entlang des Magnetfeldes bewegt, kann mit einer Welle der Frequenz  $\omega$  und dem Wellenvektor  $\mathbf{k}$  im Sonnenwind resonant wechselwirken, wenn

$$\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{\parallel} = \pm \Omega_i \quad (2.22)$$

erfüllt ist („-“Zeichen rechtshändige (R-)Mode; „+“Zeichen linkshändige (L-)Mode). Die Welle im Sonnenwind hat die Frequenz  $\omega' = \omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_\parallel$  im Bezugssystem des Teilchens. Die R-Mode breitet sich entlang des Ionenstrahls aus. Dabei handelt es sich um eine rechtshändig polarisierte Alfvén-Whistler-Welle. Für große Wellenzahlen geht diese in die gewöhnliche Whistler-Welle über; für zum Magnetfeld größer werdende Ausbreitungswinkel geht diese Mode in die magnetosonische Mode über. Bei der L-Mode handelt es sich bei kleinen Wellenzahlen um die Ionen-Whistler- oder Ionen-Zyklotron-Mode, die sich ebenfalls parallel zum Strahl ausbreitet. Die Wachstumsraten dieser beiden Moden hängen von den Plasmabedingungen ab: „kalte“ Ionenstrahlen (Ionen mit niedriger thermischer Geschwindigkeit) führen vorzugsweise zur Anregung und dominantem Wachstum von R-Moden, während sich für „warme“ Ionenstrahlen (Ionen mit hoher thermischer Geschwindigkeit) die Wachstumsraten der L-Mode der R-Mode annähern. Schließlich existiert noch die nicht-resonante Mode, bei der die Resonanzgeschwindigkeit der Ionen sehr von den übrigen Geschwindigkeiten abweicht. Diese nicht-resonante Mode breitet sich mit einer kleinen Phasengeschwindigkeit in der zum Ionenstrahl entgegengesetzten Richtung aus. Der Anregungsmechanismus beruht auf der sog. Firehose-Instabilität, da die sich mit relativ großer Geschwindigkeit fortbewegenden Ionen eine Zentrifugalkraft auf die gekrümmten Magnetfeldlinien ausüben.

Die sich entlang von Magnetfeldlinien bewegenden Ionen, die den Ionenstrahl in dem Hintergrundplasma darstellen, können z.B. an der Bugstoßwelle reflektierte Teilchen oder Pickup-Teilchen (also Teilchen planetaren Ursprungs) sein.

### 2.2.3 Mirror-Moden/-Instabilität

Die *Mirror*-Instabilität (z.B. Treumann und Baumjohann 1997) ist eine makroskopische Instabilität, die niederfrequente Störungen hervorruft. Diese Störungen sind senkrecht zum Hintergrundmagnetfeld. Die notwendige Voraussetzung für die *Mirror*-Instabilität ist, dass der Plasmadruck senkrecht zum Magnetfeld größer als der Plasmadruck parallel zum Magnetfeld ist. *Mirror*-Moden wachsen, wenn die freie Energie, die aus der Druckanisotropie resultiert, genügend groß ist und dann dissipiert werden muss. Das Instabilitätskriterium für das Anwachsen der *Mirror*-Mode ist

$$1 + \beta_\perp \left( 1 - \frac{\beta_\perp}{\beta_\parallel} \right) < 0. \quad (2.23)$$

Es entstehen dann Gebiete mit abwechselnd erhöhtem und vermindertem Magnetfeld und dazu phasenverschobener erhöhter und verminderter Plasmadichte. Man kann daher eine Antikorrelation zwischen Dichte- und Magnetfeldfluktuationen beobachten. Physikalisch betrachtet werden die Teilchen in einer „magnetischen Flasche“ festgehalten. Die *Mirror*-Mode breitet sich nicht aus, sondern wächst nur an und ist eine kompressible *Slow*-Mode. In der *Magnetosheath* der Erde z.B. können die notwendigen Bedingungen (anisotroper Druck) zur Anregung von *Mirror*-Moden gegeben sein.

### 2.2.4 Ionen-Zyklotron-Instabilität

Die Ionen-Zyklotron-Instabilität (z.B. Treumann und Baumjohann 1997) kann ebenfalls in einer Umgebung mit Temperaturanisotropie ( $T_\perp > T_\parallel$ ) auftreten. Dabei werden transversale Wellen mit einer breiten Frequenzverteilung unterhalb der Gyrationfrequenz der

dominierenden Gyrationen bzw. bis zur Gyrationen (also im niederfrequenten Bereich) angeregt. Die Bedingungen für das Auftreten der *Mirror*-Instabilität und der Zyklotron-Instabilität müssen also ähnlich sein. Normalerweise ist die Wachstumsrate der Ionen-Zyklotron-Instabilität größer als die der *Mirror*-Instabilität, aber Gary et al. (1993) vermuten, dass die Gegenwart von He-Ionen im Sonnenwind, der durch Protonen dominiert ist, zu einer signifikanten Verminderung dieser Wachstumsrate führt und somit die Wachstumsrate der *Mirror*-Instabilität die der Ionen-Zyklotron-Instabilität übertreffen kann. Des Weiteren ergibt sich, dass die Anregung der Ionen-Zyklotron-Wellen eher bei kleinen  $\beta$ -Werten begünstigt wird, während die *Mirror*-Moden bevorzugt bei größeren  $\beta$ -Werten angeregt werden.

### 2.2.5 Turbulenz

In turbulenten Strömungen geht die Bewegung einer Flüssigkeit oder eines Gases mit Wirbelungen bzw. der Ausbildung von Wirbelstrukturen auf allen Größenskalen einher. Turbulenz lässt sich in vielen verschiedenen Umgebungen und auf unterschiedlichen Längenskalen und Zeitskalen beobachten. Sie lässt sich in Flüssigkeiten (z.B. in Ozeanen), in Luft-/ Gasströmungen (z.B. in der Atmosphäre), im Weltraum, auf der Oberfläche der Sonne und auch im Erdinneren (turbulente Konvektion) beobachten. Diese vielfältigen Bedingungen haben zu umfangreichen und komplexen Modellen der Beschreibung von turbulenten Strömungen geführt (z.B. Davidson 2004, Biskamp 2003).

Eine laminare Strömung kann in den turbulenten Zustand übergehen, wenn die Viskosität abnimmt und/oder die Fließgeschwindigkeit zunimmt. Die laminare Strömung zeichnet sich durch eine glatte, reguläre Struktur aus, während der turbulente Zustand irregulär und chaotisch ist. Quantitativ können diese Zustände durch eine dimensionslose Kennzahl, die Reynolds-Zahl, voneinander abgegrenzt werden. Sie ist definiert als das Verhältnis von Trägheits- zu Viskositätskräften bzw. als das Verhältnis der nichtlinearen zu den viskosen Termen in der Navier-Stokes-Gleichung (Gleichung 2.25). Die Reynolds-Zahl ist

$$\text{Re} = \frac{v l}{\nu} \quad (2.24)$$

mit der charakteristischen Geschwindigkeit  $v$  und der charakteristischen Länge  $l$  der Strömung und  $\nu$  der (kinematischen) Viskosität. Bei einer kritischen Reynolds-Zahl  $\text{Re}_{\text{krit}}$  geht die laminare Strömung in den turbulenten Zustand über. Weltraumplasmen wie beispielsweise der Sonnenwind können Reynolds-Zahlen in der Größenordnung von  $\text{Re} = 10^8 - 10^{12}$  haben und zeigen aufgrund der Präsenz von Magnetfeldern und elektrischen Strömen ein komplexeres Verhalten als klassische, hydrodynamische turbulente Strömungen. Weltraumplasmen sind oft als stoßfreie Plasmen zu betrachten, weshalb die Turbulenz wichtig für die Übertragung von Energie und Impuls in dem Medium sowie die stochastische Beschleunigung von Teilchen sein kann.

Der wesentliche Grund für die Entstehung turbulenter Strukturen ist, dass die Bewegung von Gasen und Flüssigkeiten von Natur aus eigentlich instabil ist und die Entwicklung der Turbulenz nur durch eine ausreichend hohe viskose Dissipation unterdrückt wird. Folglich ist der turbulente Zustand bzw. die turbulente Bewegung der natürliche Zustand vieler Medien. In den meisten Umgebungen, so auch in plasmaphysikalischen Umgebungen von Planeten, ist die Viskosität klein und turbulente Strukturen dominieren daher.

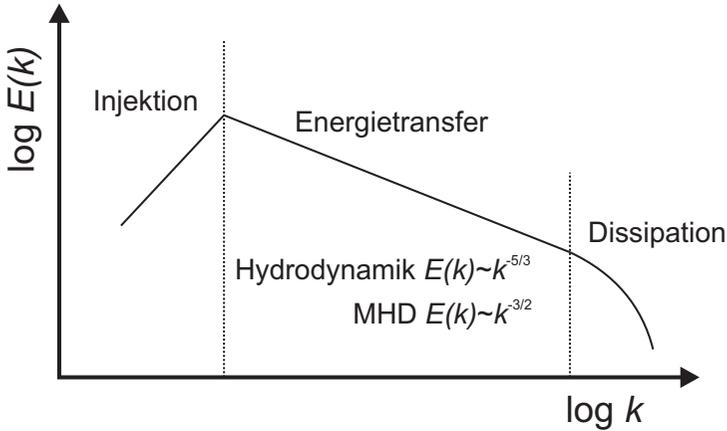


Abbildung 2.3: Logarithmische Darstellung eines Energiespektrums  $E(k)$ . Bei niedrigen Wellenzahlen wird Energie in das System injiziert; bei mittleren Wellenzahlen findet eine Umverteilung der Energie statt, bevor sie dann bei großen Wellenzahlen dissipiert wird (nach Biskamp 2003).

Mikroskopisch betrachtet bilden sich mit ansteigender Reynolds-Zahl charakteristische Strukturen, Wirbel (engl. *vortices, eddies*) über alle Skalenbereiche aus und für  $Re \rightarrow \infty$  geht die Turbulenz in „vollständig entwickelte Turbulenz“ (engl. *fully developed turbulence*) über. Vollständig entwickelte Turbulenz lässt sich in drei verschiedene Bereiche gliedern: (1) die energieenthaltenden Skalen (engl. *energy-containing scales*), welches die Skalen sind, bei denen die Energie in das System injiziert wird und die in der Größenordnung der charakteristischen Länge  $l$  des Systems liegen; (2) die Skalen, in denen Energiedissipation dominiert; (3) ein Bereich zwischen den energieenthaltenden Skalen und den Skalen, in denen Dissipation dominiert, in dem Energie zwischen den Skalen umverteilt wird (nichtlineare Terme dominieren). Dieser Bereich wird „Inertialbereich“ (engl. *inertial range*) genannt. Abbildung 2.3 zeigt eine schematische Darstellung des Energiespektrums  $E(k)$  mit den verschiedenen für das Spektrum typischen Bereichen.

Die hydrodynamische Beschreibung der Turbulenz basiert auf der Navier-Stokes-Gleichung (für ein inkompressibles Medium;  $\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$ )

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla P + \nu \nabla^2 \mathbf{v} + \mathbf{F} \quad (2.25)$$

mit der Geschwindigkeit  $\mathbf{v}$ , dem Druck  $P$ , der Viskosität  $\nu$  und weiteren Kräften, die allgemein durch  $\mathbf{F}$  dargestellt sind. Die Reynolds-Zahl stellt das Verhältnis von Advektion  $((\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v})$  zur Diffusion  $(\nu \nabla^2 \mathbf{v})$  in Gleichung 2.25 dar. Für große Reynolds-Zahlen dominiert somit der nichtlineare advective Term in dieser partiellen Differentialgleichung. Andrei Nikolajewitsch Kolmogorov entwickelte im Jahr 1941 (Kolmogorov 1941a) ein Modell zur phänomenologischen Beschreibung der Turbulenz, dessen Idee darin bestand,

dass im stationären Zustand die Injektionsrate der Energie der Dissipationsrate entspricht und die Energietransferrate zwischen beiden Bereichen ebenfalls mit dieser Rate übereinstimmt. Es entsteht also eine Energiekaskade von großen zu kleinen Skalen. Daraus lässt sich die Gleichung für das Energiespektrum

$$E(k) = C_K \epsilon^{\frac{2}{3}} k^{-\frac{5}{3}} \quad (2.26)$$

ableiten, bei der  $E(k)$  die Energie pro Masse bei einer Wellenzahl  $k$ ,  $C_K$  die Kolmogorov-Konstante,  $\epsilon$  die Energietransferrate und  $k$  die Wellenzahl ist. Gleichung 2.26 beschreibt den mittleren Teil in Abbildung 2.3, in dem die Energietransferrate  $\epsilon$  konstant und  $E(k) \propto k^{-\frac{5}{3}}$  ist (ideale, isotrope, inkompressible hydrodynamische Turbulenz).

Basierend auf einer hydrodynamischen Beschreibung durch die Navier-Stokes-Gleichung, wurde auch eine magneto hydrodynamische Beschreibung unter Berücksichtigung von Magnetfeldern bzw. Magnetfeldfluktuationen entwickelt. Für das Energiespektrum ergibt sich (Kraichnan 1965, Iroshnikov 1964)

$$E(k) = C_{IK} (\epsilon v_A)^{\frac{1}{2}} k^{-\frac{3}{2}} \quad (2.27)$$

mit der Konstanten  $C_{IK}$  und der Alfvén-Geschwindigkeit  $v_A$ . Das Spektrum wird auch als Iroshnikov-Kraichnan (IK)-Spektrum der MHD-Turbulenz bezeichnet. Es fällt weniger steil als das Kolmogorov-Spektrum ab (vgl. Gleichung 2.26).

Neben den Gleichungen 2.26 und 2.27 für die beiden Energiespektren vollständig entwickelter Turbulenz gibt es Zustände, die als Intermittenz (engl. *intermittency*) bezeichnet werden und weitere  $k$ -Abhängigkeiten hervorbringen ( $E(k) \propto k^{-2}$ : zweidimensionale Turbulenz;  $E(k) \propto k^{-3}$ : eindimensionale Turbulenz;  $E(k) \propto k^{-1}$ : Rauschspektrum).

Ein weiterer Aspekt der Turbulenz beinhaltet die Energieabnahme bzw. Dissipation der turbulenten Energie, die in einem bestimmten Volumenelement vorherrscht, wenn die einmal generierte turbulente Strömung sich selbst überlassen wird. Viskose Dissipation führt zu einer Abnahme der turbulenten Energie, die sich jedoch unterschiedlich schnell vollzieht. Auf diese als „sich frei entwickelnd“ bezeichnete Turbulenz (engl. *freely decaying/evolving*) wird in Kapitel 4 mit Hinblick auf Magnetfeldfluktuationen in der *Magnetosheath* der Venus eingegangen.

## 2.2.6 Wellenerscheinungen in der Umgebung der Venus

Eine Vielzahl von beobachteten Wellen im ultra-niederfrequenten (ULF-) und niederfrequenten (LF-) Bereich in der Umgebung der Planeten unseren Sonnensystems sind bei Glassmeier und Espley (2006) zusammengefasst. Insbesondere Venus stellt wegen des fehlenden intrinsischen Magnetfeldes ein interessantes Forschungsobjekt dar.

Ein Schwerpunkt der in der Nähe der Venus gemachten Wellenbeobachtungen umfasste die Detektion von Plasmawellen und geht auf den PIONEER-VENUS-ORBITER zurück. Der *Orbiter Electric Field Detector* (OEFD-Experiment) konnte Plasmawellen im Bereich von 100 Hz bis 30 kHz detektieren. Zusammenfassungen der Ergebnisse geben Huba und Strangeway (1997) und Strangeway (1991). Huba und Strangeway (1997) betrachten dabei Fluktuationen des elektrischen Feldes, des Magnetfeldes, der Elektronendichte und der Elektronentemperatur, die mit den PIONEER-VENUS-ORBITER-Instrumenten

gemessen wurden und präsentieren die Wellenaktivität insbesondere für die *Foreshock*-Region, den Mantel und die Ionosphäre. Strangeway (1991) stellen einige der vielen durch den PIONEER-VENUS-ORBITER beobachteten Wellenerscheinungen wie z.B. *Whistler-Mode*-Wellen in der *Magnetosheath*, die eine wichtige Rolle bei dem Übertrag von Energie auf die Ionosphäre spielen könnten, Wellen in den „Plasmawolken“, die zur Beschleunigung von Elektronen beitragen könnten sowie ionenakustische Wellen, die an der Bugstoßwelle beobachtet wurden, vor. Einen Vergleich mit Ergebnissen aus der Mars-Umgebung hat Strangeway (2004) erarbeitet. An Bord des PIONEER-VENUS-ORBITER war ebenfalls ein Experiment zur Bestimmung der Magnetfeldkomponenten installiert. Die maximale zeitliche Auflösung dieses Magnetometers betrug 12 Hz (Russell et al. 1980), was eine Untersuchung von Magnetfeldoszillationen mit Frequenzen bis zu einigen Hz erlaubt. Zahlreiche Beobachtungen in diesem niedrigeren Frequenzbereich sind ebenfalls dokumentiert.

Orlowski et al. (1994) haben niederfrequente Wellen stromaufwärts der Bugstoßwelle mit theoretischen Ergebnissen der linearen Vlasov-Theorie und der Hall-magnetohydrodynamischen Theorie hinsichtlich der magnetischen Polarisation und des Kompressionsverhältnisses verglichen und kommen zu dem Ergebnis, dass die kinetische Näherung mit den Ergebnissen konsistent ist, während bei dem Hall-MHD-Modell eine starke Abhängigkeit der Ergebnisse von  $\beta$  vorliegt. Plasmawellen stromaufwärts der Bugstoßwelle (im *Foreshock*-Bereich) wurden von Strangeway und Crawford (1995) kartiert und analysiert. Die Autoren untersuchten damit detaillierter Prozesse, die in Verbindung mit der Bugstoßwelle stehen (z.B. Beschleunigungsprozesse), da diese Wellen als Folge der Reflexion von Teilchen an der Bugstoßwelle entstehen können. Aufgrund ihrer Beobachtungen vermuten sie, dass die Krümmung der Bugstoßwelle den Fluss und die Energie von reflektierten Elektronen begrenzt. Weiterhin beobachteten sie ionenakustische Wellen im Ionen-*Foreshock*, die vermutlich durch diffuse Ionenverteilungen im Ionen-*Foreshock* generiert wurden und nicht durch Ionenstrahlen. Diese Vermutung wird aufgrund eines Vergleichs mit Ionenbeobachtungen bei der Erde geäußert.

Stromabwärts der Bugstoßwelle haben Brace et al. (1983a) Wellenstrukturen in der nachtsseitigen Ionosphäre beobachtet, die sie als *post-terminator ionospheric waves* bezeichnen. Diese Wellen sind durch kohärente Wellenzüge bzgl. der Elektronendichte, der Temperatur und der Ost-West-Komponente des Magnetfeldes charakterisiert, wobei sich die Variationen der Elektronendichte und Temperatur nahezu gegenphasig zueinander verhalten. Beobachtet wurden diese Wellen unterhalb einer Höhe von 200 km über der Oberfläche. Die Autoren vermuten, dass die Wellenenergie durch Gradienten des Plasmadrucks am Terminator bereitgestellt werden könnte, welche die Beschleunigung des Plasmas in den nachtsseitigen Bereich bedingen. Der exakte Entstehungsmechanismus konnte nicht geklärt werden; jedoch werden durch Gradienten hervorgerufene Austauschinstabilitäten (engl. *gradient driven interchange instabilities*) oder Scherinstabilitäten (engl. *shear instabilities*) aufgrund der Wechselwirkung von Ionen mit Neutralteilchen sowie turbulente Prozesse in größeren Höhen (Übergang zu supersonischen Geschwindigkeiten) als mögliche Mechanismen diskutiert.

Ausgeprägte (ultra-) niederfrequente Magnetfeldfluktuationen in der *Magnetosheath* der Venus mit Perioden von 10 s bis 40 s haben Luhmann et al. (1983) beobachtet. Sie vermuten, dass die Wellen in der Umgebung der quasi-parallelen Bugstoßwelle angeregt werden und mit dem Sonnenwindplasma in der *Magnetosheath* stromabwärts konvektieren. Winske (1986) hat mit Hilfe von numerischen Simulationen mögliche Anregungsme-

chanismen untersucht. Das Ergebnis war, dass Plasmainstabilitäten, die entweder direkt mit der Wechselwirkung des Sonnenwindes mit der quasi-parallelen Bugstoßwelle oder mit *Pickup*-Teilchen (Sauerstoffionen planetaren Ursprungs) in Verbindung stehen, die Wellen anregen könnten. Luhmann (1995b) haben Magnetfeldfluktuationen in der subsolaren *Magnetosheath* (nahe Venus) analysiert und beobachteten vornehmlich linear polarisierte transversale Wellen (in Bezug auf das Hintergrundfeld). Die Untersuchung war durch einen Vergleich mit Beobachtungen bei der Erde motiviert; stehende *Slow-Moden*-Übergänge, wie sie von Song et al. (1992a,b) und Song et al. (1990) in der inneren subsolaren *Magnetosheath* der Erde beobachtet wurden, sollten auch in der *Magnetosheath* der Venus gefunden werden. Die detektierten Strukturen bei Venus ließen allerdings keinen physikalischen Zusammenhang zu *Slow-Moden*-Übergängen erkennen.

Weiterhin haben Grebowsky et al. (2004) ultra-niederfrequente Wellen im Bereich der Ionosphäre und des Schweifis beobachtet. In diesen Regionen sind auch *Pickup*-Ionen vorhanden, was die Autoren die Vermutung äußern ließ, dass ein Zusammenhang zwischen der Erzeugung der Wellen und dem Vorhandensein der *Pickup*-Teilchen bestehen könnte. Konkret wurden Wellen detektiert, die linear und elliptisch polarisiert sind und in Bereichen lokalisiert waren, in denen auch *Pickup*-Ionen detektiert wurden. Mögliche physikalische Anregungsmechanismen dieser Wellen wurde nicht diskutiert.

Die VENUS-EXPRESS-Mission (vgl. Abschnitt 3.1) liefert gegenwärtig eine Reihe von Daten bzw. Messungen, die das Verständnis der physikalischen Prozesse in der Plasmaumgebung der Venus weiter vervollständigen. Die Umlaufbahn des Satelliten eignet sich zur Untersuchung des Terminatorbereichs in unmittelbarer Nähe zum Planeten sowie der planetennahen Schweifregion. Beide Regionen wurden zuvor nicht oder nur unzureichend durch den Orbit des PIONEER-VENUS-ORBITER abgedeckt (Zhang et al. 2006). Mit Hilfe des Magnetfeldexperiments an Bord von VENUS-EXPRESS wurden Proton-Zyklotron-Wellen stromaufwärts der Bugstoßwelle (Delva et al. 2008a,b,c) detektiert. Da die Exosphäre der Venus bis in die *Magnetosheath* hinaus reicht, kann Wasserstoff dort ionisiert werden und mit dem Sonnenwind als *Pickup*-Teilchen entweichen. Der ionisierte Wasserstoff kann durch Wechselwirkung mit dem Sonnenwind (z.B. Ionenstrahlinstabilitäten) zur Anregung von Proton-Zyklotron-Wellen führen. Die Beobachtung dieses Wellentyps ermöglicht Rückschlüsse auf die Verlustraten atmosphärischer Bestandteile und somit die Entwicklung der planetaren Atmosphäre besser zu verstehen. Beobachtete Proton-Zyklotron-Wellen-Ereignisse bei Venus und Mars auf Grundlage von PIONEER-VENUS-ORBITER- und MARS-GLOBAL-SURVEYOR-Daten wurden von (Russell et al. 2006b) dokumentiert. Diese Wellen wurden stromaufwärts der jeweiligen Bugstoßwelle beobachtet. Die Autoren vermuten, dass die Wellen durch eine Wechselwirkung aufgrund der Beschleunigung von ionisiertem exosphärischem Wasserstoff durch das solare elektrische Feld entstehen. Damit kommt es auch zu einem Verlust von Wasserstoff aus der Exosphäre. Es handelt sich um linkshändig polarisierte Wellen mit kleinen Winkeln zwischen Ausbreitungsrichtung und Magnetfeld. Die Wellen werden nur in der *Magnetosheath*, jedoch nicht im stromaufwärtigen Sonnenwind beobachtet.

Weiterhin wurden von Volwerk et al. (2008a,b) *Mirror-Mode*-ähnliche Strukturen in der *Magnetosheath* in Magnetfeldmessungen des VENUS-EXPRESS-Magnetometers gefunden. Die meisten Beobachtungen wurden in der tagseitigen *Magnetosheath* gemacht, aber auch auf der Nachtseite ließen sich diese Strukturen detektieren. Anzumerken ist, dass die Interpretation ausschließlich auf Grundlage der Magnetfeldmessungen erfolgte, da keine

Daten von Plasmamomenten vorlagen, die jedoch zur Identifikation von *Mirror*-Moden sehr hilfreich sein können oder notwendig sein müssen (vgl. Abschnitt 2.2.3).

Schließlich haben Vörös et al. (2008a,b) Eigenschaften der Magnetfeldfluktuationen in der *Magnetosheath* der Venus und dem Schweif analysiert und beobachteten unterschiedliche spektrale Skalengesetze in Bezug auf die Fluktuationen, d.h. unterschiedlich starke Abnahmen der Fluktuationsenergie im Frequenzraum in den verschiedenen Gebieten.

Mit der *Electron Temperature Probe* (OETP-Experiment) an Bord des PIONEER-VENUS-ORBITER wurden wellenähnliche Strukturen in der Nähe der Ionopause sowie damit verbunden „Plasmawolken“ oberhalb der Ionopause beobachtet. Diese Erscheinungen könnten aus einer Wechselwirkung des Sonnenwindes mit der Ionosphäre resultieren (Brace et al. 1982a) und in Zusammenhang mit der Entstehung von Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten aufgrund der Geschwindigkeitsunterschiede zwischen der Plasmaströmung der *Magnetosheath* und der Ionosphäre beim Umströmen des planetaren Hindernisses stehen (Luhmann und Cravens 1991). MHD-Simulationen bzw. theoretische Betrachtungen lassen vermuten, dass es zur Entstehung von Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten in der Wechselwirkungsregion des Sonnenwindes mit Körpern ohne globales Magnetfeld kommen kann (Amerstorfer et al. 2010, 2007, Biernat et al. 2007). Wellen an der subsolaren Ionopause wurden von Russell et al. (1987) beobachtet und ein Zusammenhang mit den *Flux-Rope*-Strukturen (vgl. Abschnitt 2.1) vermutet.

Eine Reihe weiterer beobachteter Wellenphänomene wird auf das Vorhandensein von Blitzerscheinungen (die sich jedoch im Unterschied zu Blitzen auf der Erde wegen der andersartigen physikalischen Umgebungsbedingungen vermutlich nur innerhalb der Wolken ausbilden würden) in der Atmosphäre der Venus zurückgeführt (z.B. Russell und Strangeway 1992, Russell 1991b, Scarf et al. 1980). Diese Interpretationen gingen zunächst auf Beobachtungen elektromagnetischer Signale der VENERA 11-14-Landeeinheiten sowie den VENERA 9-Orbiter und den PIONEER-VENUS-ORBITER zurück. Der umfangreichste Datensatz wurde dabei von dem *VLF (very-low-frequency) electric field experiment* an Bord des PIONEER-VENUS-ORBITER bereit gestellt. Durch Beobachtungen magnetischer Fluktuationen nahe am Planeten im hochauflösenden Messbereich des Magnetometers an Bord des VENUS-EXPRESS-Satelliten, die als *Whistler*-Moden interpretiert werden, ist die Gegenwart von Blitzen, also elektrischen Entladungen, in den Wolken der Venusatmosphäre weiter begründet worden (Russell et al. 2008a,b, 2007, 2006c). Russell et al. (2008b) haben linear polarisierte magnetische Wellen im Bereich von 100 Hz beobachtet, die sich mit kleinen Winkeln bzgl. des Magnetfeldes ausbreiten und interpretieren diese als Resultat von Entladungen in der Atmosphäre, die sich dann durch die Ionosphäre bis zum Satelliten ausbreiten können.

Jedoch gibt es noch keine optischen Beobachtungen von Blitzerscheinungen, so dass diese Blitzerscheinungen in der Atmosphäre der Venus nicht endgültig bewiesen sind (Luhmann und Nagy 1986) und gegenwärtig weiter diskutiert bzw. untersucht werden. Eine Zusammenstellung von Argumenten, die für und wider die Interpretation der beobachteten Signale hinsichtlich atmosphärischer Entladungsmechanismen sprechen, wurde durch Hunten (1995) herausgearbeitet. Einen Überblick über die Beobachtungen von Entladungen in den Atmosphären der Planeten geben Yair et al. (2008).

## 3 Daten und Methoden

### 3.1 Venus-Express-Mission

Die VENUS-EXPRESS-Mission ist die erste europäische Satellitenmission zur Venus und untersucht die Dynamik und chemische Zusammensetzung der Venusatmosphäre, die Wechselwirkungsprozesse zwischen Atmosphäre und Oberfläche sowie die Wechselwirkung der Atmosphäre mit dem Sonnenwind (Svedhem et al. 2009, 2007, Titov et al. 2006b,a, Zhang et al. 2006). Die Raumsonde (Abbildung 3.1) der Europäischen Raumfahrtbehörde ESA (*European Space Agency*) wurde am 9. November 2005 an Bord einer Sojus-Fregat-Rakete von Baikonur (Kasachstan) aus gestartet und erreichte Venus am 11. April 2006 (Zhang et al. 2008a,b). VENUS-EXPRESS bewegt sich auf einer 24-stündigen polaren Um-

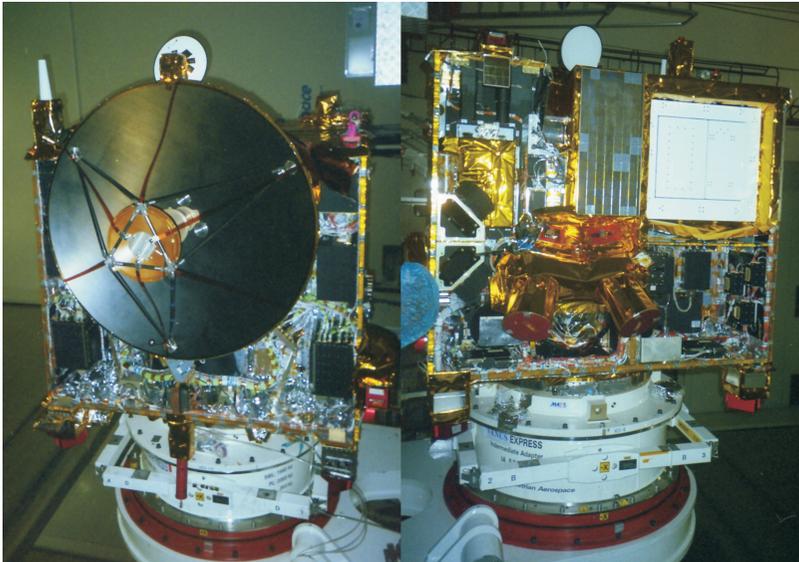


Abbildung 3.1: VENUS-EXPRESS-Satellit (zwei Seitenansichten) während der Integrations- und Testphase (Fotos: Yasuhito Narita, Toulouse, Frankreich, 2005).

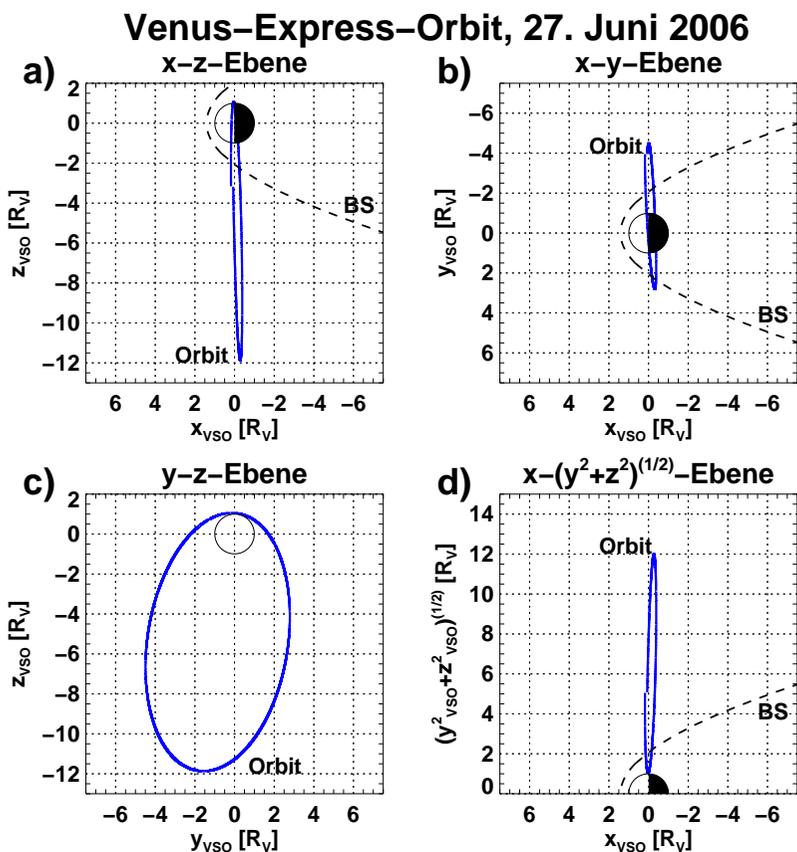


Abbildung 3.2: Umlaufbahn des VENUS-EXPRESS-Satelliten (blaue Linie) am 27. Juni 2006. Die verschiedenen Ebenen im VSO-Koordinatensystem sind in a) bis c) dargestellt. d) zeigt die Umlaufbahn in einem zylindrischen Koordinatensystem (vgl. Abschnitt 3.3.1).

laufbahn um die Venus (Inklination etwa  $90^\circ$ ). Im Perizentrum (bei etwa  $78^\circ$  nördlicher geographischer Breite) hat der Satellit eine Entfernung von etwa 250 km und im Apozentrum von etwa 66000 km zur Oberfläche. Die Abbildungen 3.2 und 3.3 zeigen die Umlaufbahn zu zwei unterschiedlichen Zeitabschnitten, die verdeutlichen, dass insbesondere in der Umgebung des Terminators sowie in der Schweifregion in unmittelbarer Nähe zum Planeten eine gute Messabdeckung erzielt wird. Die Drehung der Umlaufbahn um den Planeten während der Bewegung der Venus um die Sonne verbessert die Abdeckung zusätzlich. Die nominale Mission endete nach etwa zwei Venustagen (vgl. Tabelle 1.1) im Oktober 2007; die Mission wurde jedoch verlängert und liefert bis zum gegenwärtigen

## Venus-Express-Orbit, 22. August 2006

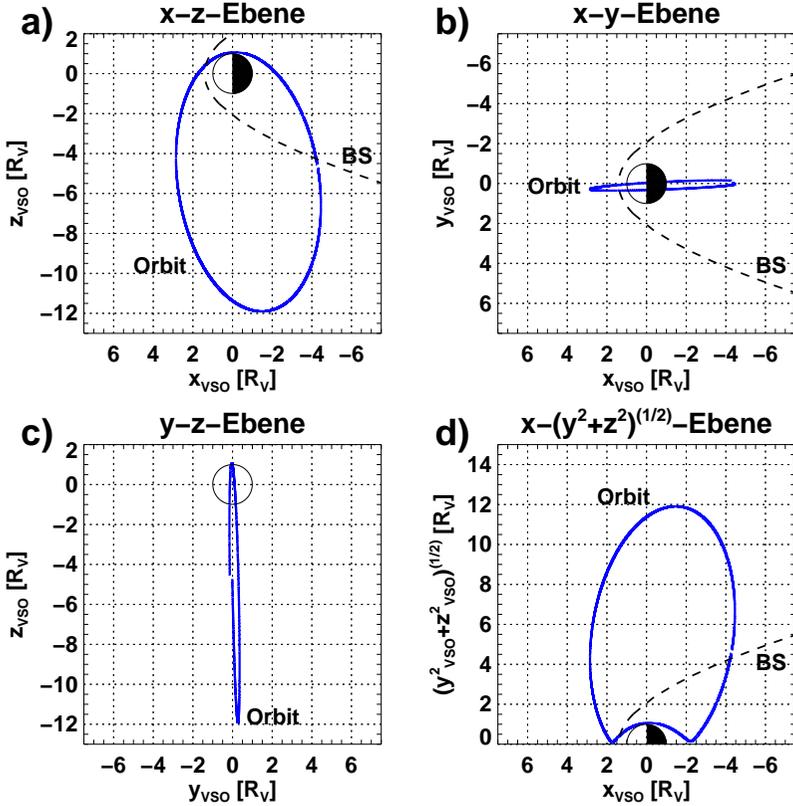


Abbildung 3.3: Umlaufbahn des VENUS-EXPRESS-Satelliten (blaue Linie) am 22. August 2006. Die verschiedenen Ebenen im VSO-Koordinatensystem sind in a) bis c) dargestellt. d) zeigt die Umlaufbahn in einem zylindrischen Koordinatensystem (vgl. Abschnitt 3.3.1).

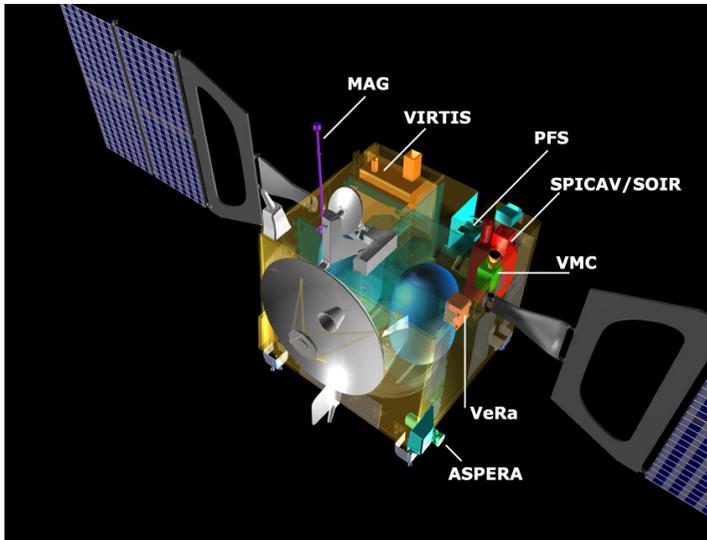


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung des VENUS-EXPRESS-Satelliten mit seinen 7 Instrumenten (Grafik: ESA).

Zeitpunkt Messdaten. Während dieses zusätzlichen Missionsabschnitts wurde die Höhe des Perizentrums abgesenkt (Titov et al. 2009).

An Bord von VENUS-EXPRESS sind 7 Messinstrumente integriert (vgl. Abbildung 3.4), die Daten über die Oberfläche, die Atmosphäre und die nahe Weltraumumgebung der Venus in verschiedenen Beobachtungsphasen während eines Umlaufs des Satelliten liefern. Der Missionsname „VENUS-EXPRESS“ geht zurück auf die schnelle Durchführung des Projekts, das von der Planung bis zum Start nur vier Jahre benötigte sowie auf die Nutzung des bereits vorhandenen Konzepts und Designs der MARS-EXPRESS-Raumsonde (Fletcher 2009, Moulinier et al. 2003, Schmidt 2003).

Folgende Messinstrumente sind auf VENUS-EXPRESS montiert (vgl. Abbildung 3.4):

- Magnetometer (MAG) zur Messung der Magnetfeldkomponenten
- *Visible and Infrared Thermal Imaging Spectrometer* (VIRTIS) für spektrografische Aufnahmen der Atmosphäre und der Oberfläche des Planeten
- *Planetary Fourier Spectrometer* (PFS) zur Vertikalsondierung der Atmosphäre mittels infraroter Fourier-Spektroskopie
- *Spectroscopy for Investigation of Characteristics of the Atmosphere of Venus* (SPICAV/SOIR) für spektrometrische Untersuchungen der Atmosphäre mittels Stern- oder Sonnenokkultation

- *Venus Monitoring Camera* (VMC) für Aufnahmen von Bildern im ultravioletten und sichtbaren Spektrum
- *Venus Radio Science* (VeRa) zur Sondierung der Atmosphäre mittels Radiowellen
- *Analyser of Space Plasma and Energetic Atoms* (ASPERA-4) zur Detektion von ionisierten und neutralen Teilchen

Das Magnetometer MAG (Zhang et al. 2007a) soll zu einem detaillierten Verständnis der plasmaphysikalischen Vorgänge bei der Wechselwirkung des Sonnenwindes mit der Venus beitragen. Wesentlich dafür ist eine höhere zeitliche Auflösung der Messdaten als bei vorherigen Missionen (Tabelle 3.1). Insbesondere sollen somit die verschiedenen Wechselwirkungsregionen und Grenzschichten genauer charakterisiert und klassifiziert werden sowie eine detailliertere Kenntnis über die Wellenaktivität und Verlustprozesse planetarer Bestandteile erworben werden.

### 3.2 Magnetfeldmessung durch Venus-Express

Die Messung des Magnetfeldes durch VENUS-EXPRESS erfolgt mittels eines *Fluxgate*-Magnetometers. Das Grundprinzip dieser Art von Magnetometern beruht auf der Erzeugung einer induzierten elektrischen Spannung in einer Induktionsspule, die durch eine Änderung des magnetischen Flusses  $\phi$  verursacht wird. Es gilt

$$U_{\text{ind}} = -N \frac{d\phi}{dt}, \quad (3.1)$$

wobei  $N$  die Anzahl der Windungen der Spule ist. Wegen

$$\phi = \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} = \mu \mathbf{A} \cdot \mathbf{H} \quad (3.2)$$

( $\mathbf{A} = \mathbf{a}n$ : Vektor senkrecht zur eingeschlossenen Fläche einer Windung) kann eine Spannung in der Induktionsspule im Allgemeinen durch eine zeitliche Änderung der Magnetfeldstärke  $dH/dt$ , die Änderung der von der Spule umgebenden Fläche relativ zum Magnetfeld  $dA_{\perp}/dt$  und die Änderung der Permeabilitätszahl  $d\mu_r/dt$  ( $\mu_r = \mu/\mu_0$ ;  $\mu$ : magnetische Permeabilität,  $\mu_0$ : magnetische Feldkonstante) induziert werden. Die ersten beiden Mechanismen finden Anwendung in sog. *Search-Coil*- und *Rotating-Coil*-Magnetometern und letzterer in *Fluxgate*-Magnetometern (z.B. Auster 2008, Kallenrode 2004, Acuña 2002, Primdahl 1979). Erstmals beschrieben wurde eine solche Anordnung zur Messung magnetischer Störungen von Aschenbrenner und Goubau (1936).

Mit einem *Fluxgate*-Magnetometer (auch Saturationskern-Magnetometer oder Förster-Sonde) können die vektoriellen Komponenten des Magnetfeldes gemessen werden. Das Prinzip beruht auf der Nichtlinearität der Magnetisierungskurve ( $B(H)$ -Kurve) von weichmagnetischen Spulenkernen, also Kernen mit hoher magnetischer Permeabilität  $\mu$  (Primdahl 1979, Aschenbrenner und Goubau 1936). Eine anschauliche Zusammenfassung dazu bietet z.B. Kertz (1995). Ein äußeres periodisches Erregerfeld  $H(t)$  einer Erreger-spule induziert die magnetische Induktion  $B(t)$  in dem Spulenkern. Die magnetische Flussdichte ergibt als Funktion des Erregerfeldes  $B(H)$  die zugehörige Magnetisierungskurve ( $B(H)$ -Kurve). Die Nichtlinearität dieser Magnetisierungskurve ist Resultat der Magnetisierungssättigung. Die  $B(H)$ -Kurve muss also über den linearen Bereich hinaus bis in die Sättigung

durchlaufen werden. In einem einfachen Modell (unter Vernachlässigung von Hystereseverlusten) wird die Magnetisierungskurve durch die Funktion

$$B(H(t)) = 3H(t) - H(t)^3 \quad (3.3)$$

angenähert. Weiterhin soll das Erregerfeld einen zeitunabhängigen Anteil  $H_{\text{ext}}$  besitzen  $H(t) = H_{\text{ext}} + h \sin(\omega t)$  ( $\omega$ : Erregerfrequenz,  $h$ : Amplitude des Erregerfeldes). Die induzierte magnetische Flussdichte in dem Spulenkern ist dann

$$B(t) = H_{\text{ext}} \left( 3 - H_{\text{ext}}^2 - \frac{3}{2}h^2 \right) + 3h \left( 1 - H_{\text{ext}}^2 - \frac{1}{4}h^2 \right) \sin(\omega t) + \frac{3}{2}H_{\text{ext}}h^2 \cos(2\omega t) + \frac{1}{4}h^3 \sin(3\omega t). \quad (3.4)$$

In einer weiteren Spule um den Kern, der Induktionsspule, wird nun eine Spannung  $U$  induziert, die proportional zur zeitlichen Änderung von  $B(t)$  ist,

$$U_{\text{ind}} \propto \frac{dB(t)}{dt}. \quad (3.5)$$

Für die zeitliche Änderung der magnetischen Induktion ergibt sich aus Gleichung 3.4

$$\frac{dB(t)}{dt} = 3h \left( 1 - H_{\text{ext}}^2 - \frac{1}{4}h^2 \right) \omega \cos(\omega t) - 3H_{\text{ext}}h^2 \omega \sin(2\omega t) + \frac{3}{4}h^3 \omega \cos(3\omega t). \quad (3.6)$$

Die Terme auf der rechten Seite von Gleichung 3.6 sind nach Auftreten der verschiedenen Harmonischen zusammengefasst. Die zweite Harmonische existiert nur, wenn auch ein konstantes Feld  $H_{\text{ext}}$  entlang der Spulenchse vorhanden ist und ist proportional zu diesem Feld (mittlerer Term auf der rechten Seite von Gleichung 3.6). Durch Herausfiltern der zweiten Harmonischen kann somit die Größe des Hintergrundfeldes ermittelt werden. Dies trifft auch für alle anderen geradzahlig Harmonischen zu, wenn die Hysteresekurve durch ein Polynom höheren Grades angenähert wird. In einer orthogonalen Anordnung solcher Spulensysteme ist es dann möglich, die Komponenten des Magnetfeldes zu messen.

Dieses Prinzip wird in unterschiedlicher Weise technisch umgesetzt; häufig wird ein Nullinstrument konstruiert, das heißt, dass durch zusätzliche äußere Spulen (Helmholtz-Spulen) das Hintergrundfeld kompensiert wird. Der dafür benötigte Strom ist proportional zum Magnetfeld. Der Vorteil hierbei liegt darin, dass eine detaillierte Kenntnis des Verhaltens materialspezifischer Eigenschaften umgangen werden kann und verschiedene Messbereiche abgedeckt werden können.

Das Magnetometerexperiment MAG an Bord von VENUS-EXPRESS (Zhang et al. 2007a) basiert auf dem bereits für die ROSETTA-Landeeinheit PHILAE konzipierten Magnetometer- und Teilchenexperiment ROMAP (*ROsetta Lander Magnetometer and Plasma Monitor*; Auster et al. (2007)) und wurde unter Leitung des Instituts für Weltraumforschung der Österreichischen Akademie der Wissenschaften in Graz und in Zusammenarbeit mit dem Imperial College London entwickelt. Das Institut für Geophysik und extraterrestrische Physik der Technischen Universität Braunschweig hat wesentliche Beiträge zur Fertigstellung des Instruments (Sensoren, Magnetometerelektronik und Ausleger) geleistet sowie die Kalibrierung des Instruments im Magnetfeldlabor „Magnetsrode“ durchgeführt.

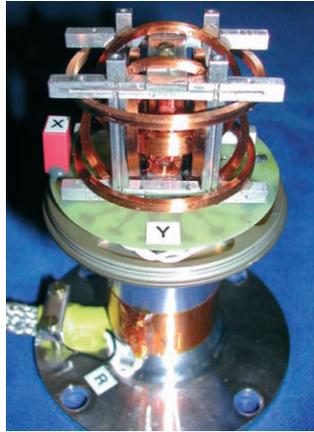


Abbildung 3.5: Magnetometer-Sensor (Zhang et al. 2007a).

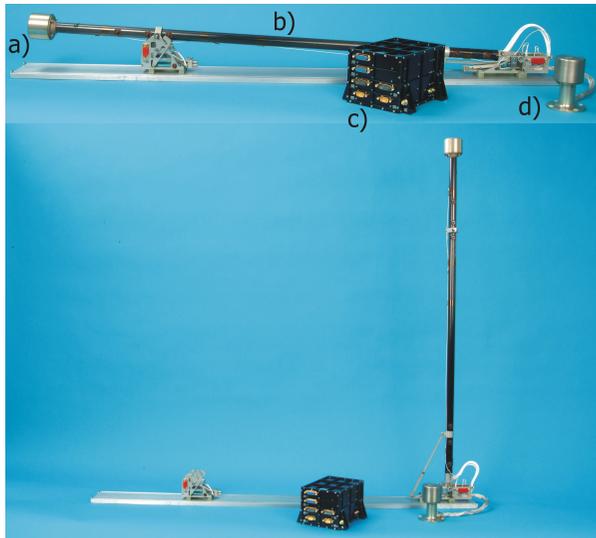


Abbildung 3.6: VENUS-EXPRESS-Magnetometer: Ausleger ist eingeklappt und an der Halterung arretiert (oben); Ausleger ist ausgeklappt und betriebsbereit (unten); a) Außensensor, b) Ausleger, c) Elektronikeinheit, d) Innensensor (Fotos: G. Berghofer, IWF Graz).

Tabelle 3.1: Technische Daten des Magnetometers MAG an Bord des VENUS-EXPRESS-Satelliten (Zhang et al. 2007a).

Standardmessbereich	$\pm 262$ nT (Außensensor) $\pm 524$ nT (Innensensor)
minimaler Messbereich	$\pm 32,8$ nT
maximaler Messbereich	$\pm 8388,6$ nT
Auflösung	8 pT (Außensensor) 16 pT (Innensensor)
DC-Kompensation	$\pm 10000$ nT
Vektorraten beider Sensoren	128 Hz, 32 Hz, 1 Hz
Telemetrie	3328 bit/s oder 104 bit/s
maximaler Energieverbrauch	4,25 W
Gesamtmasse	2308 g (inkl. Ausleger, Kabel, Isolierung)
Masse der Elektronikeinheit	992 g
Masse der Sensoren	75 g (Außensensor) 120 g (Innensensor)
Masse des Auslegers, des Gelenkstücks und der Startarretierung	496 g
Masse der Kabel und der Isolierung	625 g
Größe der Elektronikeinheit	155 mm $\times$ 142 mm $\times$ 99 mm
Größe der Sensoren	ca. 67 mm $\times$ 67 mm $\times$ 42 mm

MAG besteht aus zwei dreiachsigen *Fluxgate*-Sensoren (Abbildung 3.5), einer Elektronikeinheit (Abbildung 3.6) und einem 1 m langen Ausleger (Abbildung 3.6). Die Sensoren können bis zu 128 Messungen pro Sekunde registrieren. Ein Sensor ist an der Oberfläche der Raumsonde montiert, wohingegen sich der zweite Sensor am äußeren Ende des Auslegers befindet, der nach dem Start ausgeklappt wurde. Folglich haben beide Sensoren einen unterschiedlich großen Abstand zum Satelliten. Die gleichzeitige Messung zweier räumlich getrennter Magnetometersensoren ermöglicht die vom Satelliten erzeugten Störfelder zu bestimmen und vom umgebenden Magnetfeld zu trennen (Ness et al. 1971). Dies ist notwendig, da bei der Konstruktion des Satelliten auf ein Konzept zur magnetischen Reinheit verzichtet wurde (Minimierung magnetischer Störungen, die vom Satelliten ausgehen). Die Messungen werden im Normalbetrieb mit einer Abtastfrequenz von 1 Hz durchgeführt. In der Wechselwirkungsregion des Planeten mit dem Sonnenwind kann die Abtastfrequenz auf 32 Hz oder 128 Hz erhöht werden. Im Verlauf der Mission wurden die Zeitintervalle dieser hochaufgelösten Messungen erhöht. Weitere technische Daten des Magnetometers sind in Tabelle 3.1 aufgelistet.

Vom Satelliten verursachte Störungen des Magnetfeldes können mit einer neuartigen

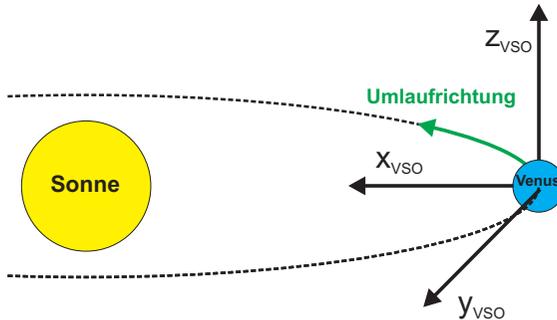


Abbildung 3.7: Darstellung des VSO-Koordinatensystems. Die  $x$ -Achse zeigt von der Venus zur Sonne, die  $y$ -Achse entgegen der Umlaufrichtung der Venus und die  $z$ -Achse zeigt nordwärts aus der Ebene der Umlaufbahn, so dass insgesamt ein rechtshändiges Koordinatensystem gebildet wird.

Software auf Grundlage der getrennt registrierten Daten des Innen- und Außensensors automatisch ermittelt und entfernt werden (Zhang et al. 2008a). Dies führt zu einer oberen Fehlergrenze der Messwerte für das Absolutfeld von etwa 1 nT und besser als 0, 1 nT für das veränderliche Feld (Zhang et al. 2008a). Die Ungenauigkeit der Messdaten bewegt sich damit in einem nur geringfügig höheren Bereich als bei Messungen an Bord von Satelliten, bei denen eine hohe Priorität auf die magnetische Reinheit des Satelliten gelegt wird (Zhang et al. 2008c).

### 3.3 Koordinatensysteme

Die mit dem Magnetometer MAG an Bord von VENUS-EXPRESS gemessenen Magnetfeldkomponenten bedürfen der Erläuterung des Koordinatensystems, in dem sie ermittelt bzw. dargestellt werden. Speziell die Darstellung der ausgewerteten bzw. analysierten Daten und Ergebnisse erfolgt in verschiedenen Koordinatensystemen. In den folgenden Abschnitten werden die hier benutzten Koordinatensysteme eingeführt und erläutert.

#### 3.3.1 VSO-Koordinatensystem

Ein Koordinatensystem, dessen Ursprung im Zentrum der Venus liegt, wird als VSO-Koordinatensystem bezeichnet (engl. *Venus solar orbital (VSO) coordinate system*). In diesem Koordinatensystem ist die  $x$ -Achse von der Venus zur Sonne gerichtet, die  $y$ -Achse wird entgegen der Richtung der Bahnbewegung der Venus gewählt und die  $z$ -Achse ergänzt das Koordinatensystem nordwärts aus der Ebene der Bahnbewegung, so dass insgesamt ein rechtshändiges Koordinatensystem gebildet wird. Eine schematische Darstellung des VSO-Koordinatensystems mit den Achsen  $x_{VSO}$ ,  $y_{VSO}$  und  $z_{VSO}$  zeigt Abbildung 3.7. Eine Erweiterung dieses Koordinatensystems berücksichtigt die Umlaufge-

schwindigkeit der Venus von 35 km/s gegenüber einer mittleren Sonnenwindgeschwindigkeit von 400 km/s. Die x-Achse zeigt dabei nicht mehr direkt zur Sonne, sondern entgegen der Richtung des scheinbar anströmenden Sonnenwindes. Dies wird durch eine Drehung des Koordinatensystem um  $5^\circ$  um die z-Achse erreicht (z.B. Martinecz et al. 2008, Phillips und McComas 1991). Dieses neue Koordinatensystem weicht daher nur gering vom VSO-Koordinatensystem ab und soll als VSO'-Koordinatensystem (engl. *aberrated Venus solar orbital (VSO') coordinate system*) mit den Achsen  $x'_{\text{VSO}}$ ,  $y'_{\text{VSO}}$  und  $z'_{\text{VSO}}$  bezeichnet werden. Wird eine Rotationssymmetrie bezüglich der  $x'_{\text{VSO}}$ -Achse angenommen (Zylindersymmetrie), so kann die dreidimensionale Darstellung in eine zweidimensionale Darstellung überführt werden. Die Achsen sind dann

$$x'_{\text{zyl}} = x'_{\text{VSO}} \quad (3.7)$$

und

$$y'_{\text{zyl}} = \sqrt{y'^2_{\text{VSO}} + z'^2_{\text{VSO}}}, \quad (3.8)$$

wobei der Index „zyl“ die Abkürzung für „zylindrisch“ ist. In dieser Darstellung zeigt die  $x'_{\text{zyl}}$ -Achse entgegen der scheinbaren Anströmrichtung des Sonnenwindes und die  $y'_{\text{zyl}}$ -Achse gibt die Entfernung zur  $x'_{\text{zyl}}$ -Achse an (Martinecz et al. 2008). Die Magnetfelddaten werden in der Regel in VSO-Koordinaten bereit gestellt, während die Darstellung der Ergebnisse zumeist in den zylindrischen VSO'-Koordinaten erfolgen wird (Gleichungen 3.7 und 3.8).

### 3.3.2 Feldlinienparalleles Koordinatensystem

Mit Blick auf die Untersuchung der transversalen und longitudinalen Eigenschaften des fluktuierenden Magnetfeldes bietet sich eine Transformation der Daten in ein feldlinienparalleles Koordinatensystem an, in dem eine Achse entlang des mittleren Magnetfeldes gerichtet ist (engl. *mean field aligned (MFA) coordinate system*). Dieses Koordinatensystem wird so konstruiert, dass die neue z-Achse ( $z_{\text{MFA}}$ -Achse) parallel zur Richtung des mittleren Magnetfeldes  $\langle \mathbf{B} \rangle$  in einem bestimmten Intervall mit  $N$  Messwerten gewählt wird, für das

$$\langle \mathbf{B} \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \mathbf{B}_i \quad (3.9)$$

gilt. Die neue x-Achse ( $x_{\text{MFA}}$ -Achse) steht senkrecht auf der Ebene, die durch den Positionsvektor des Satelliten in VSO-Koordinaten ( $\mathbf{r}_{\text{Sat}}$ ) und der  $z_{\text{MFA}}$ -Achse aufgespannt wird. Die neue y-Achse ( $y_{\text{MFA}}$ -Achse) komplettiert das Koordinatensystem schließlich so, dass insgesamt ein rechtshändiges Koordinatensystem entsteht. Mathematisch lassen sich die Einheitsvektoren des MFA-Koordinatensystems ( $\mathbf{e}_{x,\text{MFA}}, \mathbf{e}_{y,\text{MFA}}, \mathbf{e}_{z,\text{MFA}}$ ) folgendermaßen ausdrücken

$$\mathbf{e}_{x,\text{MFA}} = \frac{\langle \mathbf{B} \rangle \times \mathbf{r}_{\text{Sat}}}{|\langle \mathbf{B} \rangle \times \mathbf{r}_{\text{Sat}}|} \quad (3.10)$$

$$\mathbf{e}_{y,\text{MFA}} = \mathbf{e}_z \times \mathbf{e}_x \quad (3.11)$$

$$\mathbf{e}_{z,\text{MFA}} = \frac{\langle \mathbf{B} \rangle}{|\langle \mathbf{B} \rangle|}. \quad (3.12)$$

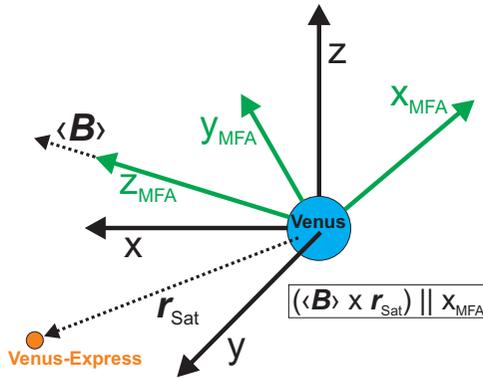


Abbildung 3.8: Darstellung des feldlinienparallelen (MFA-) Koordinatensystems. Die z-Achse zeigt in Richtung des mittleren Magnetfeldes  $\langle \mathbf{B} \rangle$  eines definierten Intervalls, die x-Achse steht senkrecht auf der Ebene, die durch die z-Achse und den Positionsvektor des Satelliten  $\mathbf{r}_{\text{Sat}}$  aufgespannt wird ( $\langle \mathbf{B} \rangle \times \mathbf{r}_{\text{Sat}} \parallel \mathbf{x}_{\text{MFA}}$ ) und die y-Achse wird so ergänzt, dass insgesamt ein rechtshändiges Koordinatensystem entsteht.

Abbildung 3.8 zeigt die Konstruktion des MFA-Koordinatensystems. In  $\mathbf{x}_{\text{MFA}}$ - und  $\mathbf{y}_{\text{MFA}}$ -Richtung sind nur die Fluktuationen senkrecht zum Magnetfeld enthalten. Subtrahiert man das Hintergrundfeld so sind in  $\mathbf{z}_{\text{MFA}}$ -Richtung nur die Fluktuationen parallel zum Magnetfeld enthalten.

### 3.3.3 Hauptachsen-Koordinatensystem

Das Hauptachsen-Koordinatensystem oder Hauptachsensystem erhält man mathematisch durch die Durchführung einer Hauptachsentransformation, bei der ein beliebiges orthogonales Koordinatensystem mittels einer Drehung in das neue Koordinatensystem überführt wird. In dem Hauptachsensystem weisen die orthogonalen Einheitsvektoren in die Richtungen der größten, mittleren und kleinsten Varianz des Mittelwertes. Das Hauptachsensystem bietet die Möglichkeit die Magnetfelddaten in geeigneterer und einfacherer Weise zu untersuchen.

Um die Drehung in das neue Koordinatensystem durchzuführen, muss zunächst die Kovarianzmatrix  $\mathbf{M}$  ( $3 \times 3$ -Matrix) bestimmt werden. Diese wird aus einer Zeitreihe, z.B. dem Magnetfeld  $\mathbf{B}(t)$ , folgendermaßen berechnet (z.B. Sonnerup und Scheible 2000, Song und Russell 1999)

$$M_{kl} = \langle B_k B_l \rangle - \langle B_k \rangle \langle B_l \rangle. \quad (3.13)$$

Dabei sind  $k$  und  $l$  die drei Komponenten des Magnetfeldes und  $\langle B_k B_l \rangle$ ,  $\langle B_k \rangle$  und  $\langle B_l \rangle$  jeweils die Mittelwerte von  $B_k B_l$ ,  $B_k$  und  $B_l$ . Die Kovarianzmatrix kann auch im Frequenzbereich definiert werden, wobei dann  $\mathbf{B}(t)$  durch  $\mathbf{B}(\omega)$  ( $\omega$ : Kreisfrequenz) zu ersetzen ist. Mit der Kovarianzmatrix kann eine Transformation in ein neues Koordinatensystem vorgenommen werden. In diesem neuen Koordinatensystem verschwinden die Nicht-

Diagonalelemente der Kovarianzmatrix. Es wird also eine Diagonalisierung der Matrix vorgenommen. Für diese Diagonalmatrix  $\mathbf{M}'$  gilt

$$\mathbf{M}' = \mathbf{T}^{-1}\mathbf{M}\mathbf{T} \quad (3.14)$$

mit der Abbildungsmatrix  $\mathbf{T}$  und ihrer inversen  $\mathbf{T}^{-1}$ . Das Magnetfeld in den neuen Koordinaten ist

$$\mathbf{B}' = \mathbf{T}\mathbf{B}. \quad (3.15)$$

Die Bestimmung der Abbildungsmatrix  $\mathbf{T}$  erfolgt durch Lösung des Eigenwertproblems, also durch die Bestimmung der Eigenvektoren ( $\xi_1, \xi_2, \xi_3$ ) und der zugehörigen Eigenwerte ( $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ ), die das Gleichungssystem

$$\mathbf{M}\xi = \lambda\xi \quad (3.16)$$

erfüllen müssen. Die drei Eigenvektoren zeigen in Richtung der Achsen des Hauptachsen-Koordinatensystems und bilden zeilenweise die Abbildungsmatrix  $\mathbf{T}$ . Die drei zugehörigen Eigenwerte (größter, mittlerer und kleinster Eigenwert;  $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$ ) sind die Diagonalelemente von  $\mathbf{M}'$ .

Die Hauptachsen spannen einen Ellipsoiden auf (Abbildung 3.9). Die Länge jeder Halbachse des Ellipsoiden entspricht der Standardabweichung  $\sigma$  der Magnetfeldfluktuationen über dem Hintergrundfeld, deren Quadrate, also die Varianz, den drei Eigenwerten entsprechen. Es gilt also

$$\text{Var} = \sigma^2 = \lambda. \quad (3.17)$$

Anschaulich lässt sich dies folgendermaßen beschreiben: betrachtet man die Spitze eines jeden Magnetfeldvektors in dem zu untersuchenden Intervall, so erhält man eine dreidimensionale Punktwolke um den Mittelwert des Magnetfeldes. An diese Punktwolke wird nun ein Ellipsoid angepasst, so dass die Summe der quadrierten Abstände zwischen Oberfläche des Ellipsoiden und der Punkte minimal ist. Dieser Ellipsoid wird durch drei Achsen aufgespannt, die genau den Hauptachsen entsprechen.

Die Bestimmung der Eigenvektoren und Eigenwerte ist eng an die Minimum-Varianz-Analyse geknüpft, mit deren Hilfe Welleneigenschaften abgeleitet werden können. Insbesondere kann damit ein Schätzer für die Richtung der Normalen einer Wellenfront bestimmt werden (vgl. Abschnitt 3.4 und 4.2.5).

### 3.4 Spektrale Untersuchungsmethoden

Spektrale Untersuchungsmethoden sind in der Anwendung auf Zeitreihen ein sehr probates Mittel und werden häufig zur Beschreibung und Auswertung von Zeitreihen eingesetzt. Bezogen auf Magnetfeldmessungen können somit beispielsweise die spektrale Leistung, Elliptizität, Polarisation und Ausbreitungsrichtung von Wellen bestimmt werden. Die Entwicklung und Anpassung dieser spektralen Methoden auf Zeitreihen, die das Ergebnis von Messungen des Magnetfeldes und von Plasmamomenten im Weltraum sein können, wurde z.B. von Arthur et al. (1976), Samson (1973), McPherron et al. (1972), Means (1972) und Sonnerup und Cahill, Jr. (1967) vorgenommen. Allerdings müssen einige Voraussetzungen erfüllt sein sowie einige Annahmen gemacht werden, die in Zusammenhang

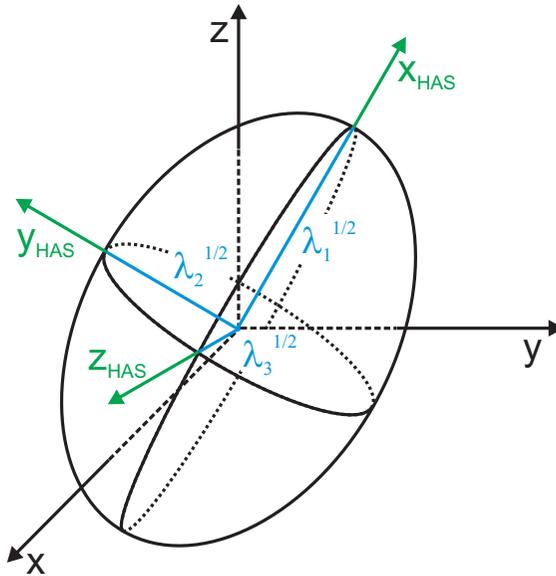


Abbildung 3.9: Darstellung des Hauptachsen-Koordinatensystems (nach Sonnerup und Scheible 2000). Es erfolgt eine Drehung aus einem orthogonalen Koordinatensystem  $(x, y, z)$  in das Hauptachsensystem  $(x_{HAS}, y_{HAS}, z_{HAS})$ . Die zugehörige Drehmatrix erhält man durch die Lösung des Eigenwertproblems. Die Hauptachsen zeigen in Richtung der größten, mittleren und kleinsten Varianz des Mittelwertes, die den Eigenwerten  $(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3)$  entsprechen. Es wird ein Ellipsoid aufgespannt, dessen Halbachsen der Wurzel aus den Eigenwerten bzw. den Standardabweichungen entsprechen.

mit der Anwendung dieser spektralen Untersuchungsmethoden angeführt werden müssen. Ebenso gibt es gewisse Einschränkungen in Bezug auf die Interpretation der Ergebnisse, die zu berücksichtigen sind. Zunächst muss die Annahme gemacht werden, dass es sich bei den zu untersuchenden Wellen in einer ausgewählten Zeitreihe um ebene Wellen handelt. Für eine ebene Welle im Magnetfeld, die auf ein konstantes Hintergrundmagnetfeld moduliert ist, gilt

$$\mathbf{B}(t) = \mathbf{B}_0 + \delta\mathbf{B} \exp\{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)\}. \quad (3.18)$$

Hierbei sind  $\mathbf{B}_0$  das Hintergrundfeld,  $\delta\mathbf{B}$  die Störung des Magnetfeldes,  $\omega$  die Kreisfrequenz,  $\mathbf{k}$  der Wellenvektor und  $\mathbf{r}$  der Ortsvektor. Wegen  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$  folgt

$$\mathbf{k} \cdot \delta\mathbf{B} = 0, \quad (3.19)$$

was bedeutet, dass der Wellenvektor senkrecht auf dem Vektor der Magnetfeldstörung steht und somit keine Variation des Magnetfeldes in Ausbreitungsrichtung der Welle auftritt. In realen Weltraummagnetfelddaten wird es keine Richtung geben, in der die Variation komplett verschwindet. Es kann jedoch mit Hilfe der Hauptkomponentenanalyse, die

mathematisch durch die Hauptachsentransformation realisiert wird, ein Schätzer für die Ausbreitungsrichtung der Welle ermittelt werden, indem die Richtung der kleinsten Varianz als Ausbreitungsrichtung angenommen wird (vgl. Abschnitt 3.3.3). Die Bestimmung dieser Richtung der kleinsten Varianz wird als Minimum-Varianz-Analyse bezeichnet. Dabei ist zu beachten, dass die Ausbreitungsrichtung der Wellen umso besser bestimmt ist, je größer das Verhältnis von mittlerem zu kleinstem Eigenwert ist. Sind beide Eigenwerte etwa gleich groß, dann sind die Fluktuationen isotrop und die Polarisationssebene ist nicht genau bestimmt. Die Ausbreitungsrichtung dieser ebenen Wellen ist nicht eindeutig bezüglich des Vorzeichens ( $\pm 180^\circ$ ). Diese Uneindeutigkeit resultiert daraus, dass die Messungen nur von einem einzelnen Satelliten durchgeführt werden und die Ausbreitungsrichtung durch die Minimum-Varianz-Analyse bestimmt wird. Durch gleichzeitige Messungen mehrerer Satelliten an verschiedenen Orten ist es grundsätzlich möglich diese Uneindeutigkeit zu beseitigen.

Weiterhin können durch Messungen eines einzigen Satelliten die Welleneigenschaften nur im Bezugssystem des Satelliten ermittelt werden. Da sich das Plasma, das mit Störungen des Magnetfeldes gekoppelt ist, bewegt, kommt es zu einer Dopplerverschiebung der Frequenzen zwischen dem Bezugssystem des Satelliten und dem Bezugssystem des Plasmas, so dass eine vom Satelliten gemessene Frequenz von der tatsächlichen Frequenz einer Welle abweichen kann. Schließlich führt die Untersuchung eines bestimmten Frequenzbandes zu über diesen Frequenzbereich gemittelten Welleneigenschaften.

Soll ein bestimmtes Frequenzband untersucht werden, so muss die Zeitreihe zunächst in den Frequenzbereich transformiert werden. Dies kann durch die Fourier-Transformation realisiert werden. Die kontinuierliche Fourier-Transformation bildet eine beliebige Funktion auf ihre Fourier-transformierte Funktion ab. Eine Zeitreihe (z.B. das Magnetfeld) kann als Funktion  $x(t)$  aufgefasst werden, die mittels

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) \exp(-i\omega t) dt \quad (3.20)$$

auf ihre Fourier-transformierte Funktion  $F(\omega)$  abgebildet wird. Die Rücktransformation wird durch

$$x(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) \exp(i\omega t) d\omega \quad (3.21)$$

realisiert. Messungen des Magnetfeldes liegen jedoch nicht als kontinuierliche Funktion vor, sondern nur zu diskreten Zeiten  $t_k = k \Delta t$  mit  $k = 0, 1, 2, \dots, N$ . Daher muss praktisch die diskrete Fourier-Transformation angewendet werden. Für die Hintransformation der diskreten Fourier-Transformation gilt

$$F_j = \frac{1}{N} \sum_{k=0}^{N-1} x_k W_N^{-kj} \quad (3.22)$$

und für die Rücktransformation

$$x_k = \sum_{j=0}^{N-1} F_j W_N^{kj} \quad (3.23)$$

mit  $x_k = x(t_k)$  und  $W_N = \exp(2\pi i/N)$ . Bezogen auf Messungen der Magnetfeldkomponenten erhält man somit die zu der jeweiligen Zeitreihe zugehörige Fourier-transformierte Zahlenfolge  $F_j = B(\omega)$ . Die maximale Frequenz, die noch aufgelöst werden kann

(Nyquist-Frequenz), hängt vom zeitlichen Abstand  $\Delta t$  der Messungen ab. Für die Nyquist-Frequenz gilt

$$f_{\text{Nyq}} = \frac{1}{2\Delta t}. \quad (3.24)$$

Die Länge des ausgewählten Intervalls  $T$  bestimmt die Auflösung im Frequenzbereich. Es gilt

$$\Delta f = \frac{1}{T}. \quad (3.25)$$

Mit Hilfe der Fourier-Transformierten  $\mathbf{B}(\omega)$  kann nun die spektrale Leistungsdichtematrix  $\mathbf{P}$  mit den Matrixeinträgen

$$P_{ij} = \langle B_i(\omega)B_j^*(\omega) \rangle \quad (3.26)$$

berechnet werden. Hierbei sind  $i$  und  $j$  die drei Komponenten des Magnetfeldes ( $i, j = x, y, z$ ) und  $B_j^*(\omega)$  ist die komplex-konjugierte Zahl von  $B_j(\omega)$ . Die spektrale Leistungsdichtematrix ist eine komplexe  $3 \times 3$ -Matrix und kann somit als Summe ihres Real- und Imaginärteils geschrieben werden, nämlich

$$P_{ij} = \text{Re}(P_{ij}) + i\text{Im}(P_{ij}). \quad (3.27)$$

Im MFA-Koordinatensystem repräsentiert die Summe der beiden Diagonalelemente  $P_{11}$  und  $P_{22}$  einen Schätzer für die transversale Leistung ( $P_{\perp}$ ) und  $P_{33}$  einen Schätzer für die kompressible Leistung ( $P_{\parallel}$ ). Die Summe aller drei Diagonalelemente ergibt die Gesamtleistung.

Eine Diagonalisierung des Realteils der spektralen Leistungsdichtematrix führt zu den drei Eigenvektoren  $\xi_1, \xi_2, \xi_3$  und den zugehörigen drei Eigenwerten  $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$  (entsprechend der größten, mittleren und kleinsten Varianz). Mit Hilfe der Matrix der drei Eigenvektoren  $\mathbf{T}$  kann dann die gesamte spektrale Leistungsdichtematrix  $\mathbf{P}$  in das Hauptachsensystem überführt werden durch (vgl. Abschnitt 3.3.3)

$$\mathbf{P}' = \mathbf{T}^{-1}\mathbf{P}\mathbf{T}. \quad (3.28)$$

Aus der spektralen Leistungsdichtematrix, den Eigenvektoren und den Eigenwerten lassen sich nun unterschiedliche Welleneigenschaften bestimmen. Zunächst soll die Größe  $\zeta$  eingeführt werden, die folgendermaßen definiert wird

$$\zeta = \frac{P_{\perp} - P_{\parallel}}{P_{\text{total}}}. \quad (3.29)$$

Im Fall vorherrschender transversaler Leistung ist  $\zeta$  positiv und im Fall vorherrschender kompressibler Leistung ist  $\zeta$  negativ. Werden die Daten dann weiter in das Hauptachsensystem überführt, können die Elliptizität, Polarisierung, Ausbreitungsrichtung und Intensität der Wellen bestimmt werden. Der Betrag der Elliptizität  $|\epsilon|$  kann aus den Eigenwerten berechnet werden und es gilt (Song und Russell 1999)

$$|\epsilon| = \sqrt{\frac{\lambda_2 - \lambda_3}{\lambda_1 - \lambda_3}}. \quad (3.30)$$

Hierbei wird ein isotropes Rauschen angenommen, was bedeutet, dass  $\lambda_3$  dem Rauschen in Richtung der Wellenausbreitung ( $\mathbf{k}$ -Richtung) entspricht.  $\epsilon$  hat das gleiche Vorzeichen

wie der Matrixeintrag  $\text{Im}(P'_{12})$ . Ein positives Vorzeichen entspricht einer rechtshändigen Polarisation der Welle, während ein negatives Vorzeichen einer linkshändigen Polarisation entspricht. Weiterhin kann der Winkel zwischen der Richtung kleinster Varianz (Ausbreitungsrichtung  $\mathbf{k}$ ) und der Richtung des mittleren Magnetfeldes  $\langle \mathbf{B} \rangle$  bestimmt werden und zwar nach

$$\angle(\mathbf{k}, \langle \mathbf{B} \rangle) = \arccos\left(\frac{\mathbf{k} \cdot \langle \mathbf{B} \rangle}{|\mathbf{k}| |\langle \mathbf{B} \rangle|}\right). \quad (3.31)$$

Schließlich kann noch die Intensität der Fluktuationen  $I$  bestimmt werden, die aus den Eigenwerten mit der Gleichung

$$I = \lambda_1 + \lambda_2 - 2\lambda_3 \quad (3.32)$$

berechnet wird (Song und Russell 1999). Die Intensität ist eine mittlere spektrale Leistungsdichte für das ausgewählte Frequenzband als auch ein Schätzer für die gesamte magnetische Energiedichte in diesem Frequenzband (vgl. Abschnitt 4.6).

### 3.5 Vorgehensweise bei der Analyse der Venus-Express-Magnetfelddaten

Für die statistische Untersuchung der Welleneigenschaften wird in dieser Arbeit ein Datensatz des VENUS-EXPRESS-Magnetometers im Zeitraum von April 2006 bis Dezember 2007 benutzt, der insgesamt 567 Orbits umfasst. Die Daten liegen standardmäßig im VSO-Koordinatensystem vor. Die zeitliche Auflösung der Daten beträgt 1 s. Die Genauigkeit der Messdaten entspricht der im Abschnitt 3.2 beschriebenen oberen Fehlergrenzen.

Die Vorgehensweise zur Untersuchung der Welleneigenschaften gestaltet sich folgendermaßen:

1. Die Magnetfeldkomponenten aller ausgewählten Zeitintervalle werden in das MFA-Koordinatensystem transformiert, um transversale und kompressible Anteile der Magnetfeldfluktuation voneinander trennen zu können.
2. Die Daten werden dann in den Frequenzbereich Fourier-transformiert.
3. Aus der Fourier-Transformierten  $\mathbf{B}(\omega)$  wird die spektrale Leistungsdichtematrix  $\mathbf{P}$  berechnet, mit der die transversale und kompressible Leistung sowie die Gesamtleistung bestimmt werden können.
4. Zuletzt erfolgt die Transformation in das Hauptachsensystem und die Minimum-Varianz-Analyse ermöglicht die Richtungen größter und kleinster Varianz zu bestimmen. Aus der spektralen Leistungsdichtematrix lassen sich die Eigenvektoren  $(\xi_1, \xi_2, \xi_3)$  und Eigenwerte  $(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3)$  bestimmen, aus welchen dann die im vorherigen Abschnitt beschriebenen Welleneigenschaften abgeleitet werden.
5. Die Ergebnisse der statistischen Analyse werden in den zweidimensionalen zylindrischen VSO'-Koordinaten dargestellt.

## 4 Ergebnisse und Diskussion

Die Ergebnisse, die unter Anwendung der in Abschnitt 3.4 vorgestellten Analysemethoden hervorgehen, werden nun zusammengestellt und bzgl. der zugrundeliegenden physikalischen Mechanismen und Prozesse diskutiert. VENUS-EXPRESS stellt wegen seiner Umlaufbahn einen einzigartigen Magnetfelddatensatz zur Verfügung, der die statistische Auswertung magnetischer Fluktuationen in der nahen Weltraumumgebung der Venus (insbesondere im Bereich des Terminators und auf der Nachtseite des Planeten) bei geringer Sonnenaktivität, ermöglicht. Der zuvor durch den PIONEER-VENUS-ORBITER entlang einer äquatorialen Umlaufbahn gesammelte Datensatz wird damit räumlich und zeitlich sinnvoll ergänzt.

Es erfolgt eine statistische Auswertung der Magnetfeldfluktuationen im niederfrequenten Bereich. Als niederfrequenter Frequenzbereich wird der Bereich definiert, der sich unterhalb bzw. nahe der Gyrationfrequenz der Protonen bzw. der dominierenden Ionenpezies befindet. Weiterhin wird der Bereich, der sich unterhalb der Gyrationfrequenz schwererer Ionen befindet als ultraniederfrequenter Frequenzbereich bezeichnet. Diese Definition wird auch von Espley et al. (2004) für die statistische Untersuchung von Magnetfeldfluktuationen bei Mars verwendet. Mit den Untersuchungen niederfrequenter Magnetfeldoszillationen, die von Espley et al. (2004) in der *Magnetosheath*, der *Magnetic Pileup Region* (Gebiet, in dem sich das Magnetfeld „aufstaut“) und in der Schweifregion des Mars durchgeführt wurden, wird die Möglichkeit gegeben, beide Planeten hinsichtlich ihrer magnetischen Wellenaktivität zu vergleichen.

### 4.1 Räumliche Verteilung der Magnetfeldstärke

Die räumliche Verteilung des gemessenen Magnetfeldbetrages (für den analysierten Zeitraum; vgl. Abschnitt 3.5) in der Venusplasmaumgebung ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Dabei handelt es sich um ein zylindrisches Koordinatensystem (vgl. Abschnitt 3.3.1). Die Magnetfelddaten sind im Bereich  $2 R_V \leq x'_{zyl} \leq -4 R_V$  und  $y'_{zyl} \leq 4 R_V$  dargestellt ( $R_V$ : Venusradius; vgl. Tabelle 1.1). Jedes farbkodierte Datenfeld deckt einen Raumbereich von  $0,05 R_V \times 0,05 R_V$  ab. Weiterhin ist es zur Orientierung zweckdienlich, die verschiedenen Regionen im Wechselwirkungsbereich des Sonnenwindes mit dem Planeten und deren Grenzen zu kennzeichnen. Die Positionen der Bugstoßwelle (engl. *bow shock* (BS)), der oberen Mantelgrenze (engl. *upper mantle boundary* (UMB)) und der Grenze, an der sich die Ionenzusammensetzung ändert (engl. *ion composition boundary* (ICB)), die Martinecz et al. (2009) bestimmt haben, sind zur Orientierung und Abgrenzung der verschiedenen Bereiche innerhalb der Wechselwirkungsregion des Sonnenwindes mit der Venus eingefügt.

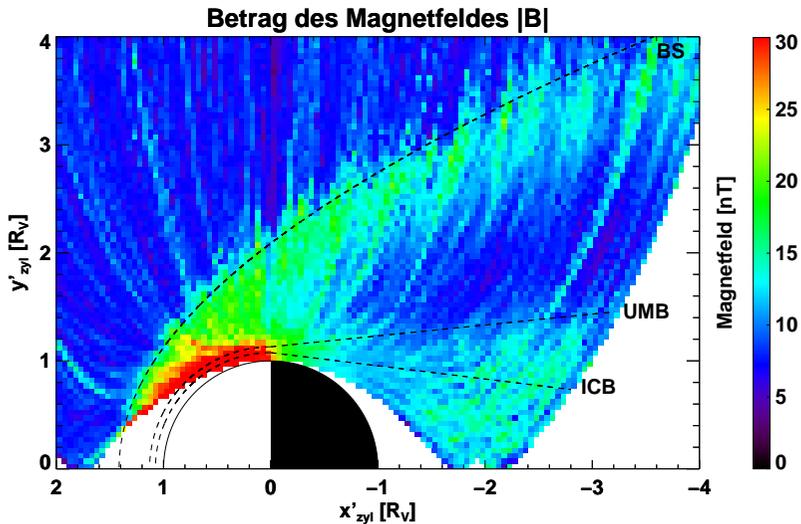


Abbildung 4.1: Räumliche Verteilung des Magnetfeldbetrages in der Plasmaumgebung der Venus. Die Messdaten sind um die Achse des „scheinbar“ anströmenden Sonnenwindes ( $x'_{zyl}$ ) gemittelt. Stromabwärts der Bugstoßwelle (BS) ist der Betrag des Magnetfeldes größer als im stromaufwärtigen Sonnenwind und das Magnetfeld „staut“ sich vor dem Planeten auf. In Richtung des Terminators in unmittelbarer Umgebung des Planeten sind daher die größten Magnetfeldstärken zu beobachten. Diese Region wird als *Magnetic Barrier* bezeichnet. Die Magnetfeldlinien drapieren sich um den Planeten und es kommt zur Bildung eines Magnetschweifs auf der Nachtseite der Venus, in welchem der Magnetfeldbetrag ebenfalls erhöht ist. Typische Werte des Magnetfeldbetrages sind 5 nT bis 10 nT im Sonnenwind, 20 nT bis mehr als 30 nT in der tagseitigen Magnetosheath und etwa 15 nT in der Schweifregion.

Abbildung 4.1 zeigt, dass sich der Betrag des Magnetfeldes stromabwärts der Bugstoßwelle erhöht. Dieser Bereich zwischen der Bugstoßwelle und der UMB ist eine Übergangsregion, *Magnetosheath*, die durch eine Verringerung der Geschwindigkeit des Plasmas und eine Erhöhung der Temperatur im Vergleich zum Plasma stromaufwärts der Bugstoßwelle charakterisiert ist. Das Magnetfeld „staut“ sich auf der Tagseite des Planeten auf und es bildet sich die *Magnetic Barrier* (Zhang et al. 2008b). Die UMB und die ICB begrenzen die Mantelregion in der sowohl Sonnenwindionen als auch Ionen planetaren Ursprungs enthalten sind. Unterhalb der ICB verschwinden die Sonnenwindionen. Weiterhin führt die Drapierung der Magnetfeldlinien um den Planeten zur Bildung des Magnetschweifs (engl. *magetotail*), in dem der Magnetfeldbetrag ebenfalls größer als im Sonnenwind stromaufwärts der Bugstoßwelle ist. Aus Abbildung 4.1 lässt sich ableiten, dass das Magnetfeld im Sonnenwind typischerweise Werte von etwa 5 nT bis 10 nT und in der tagseitigen *Magnetosheath* Werte von etwa 20 nT bis mehr als 30 nT annehmen

kann. Im Bereich der nachseitigen Bugstoßwelle lassen sich ebenfalls Werte im Bereich von 20 nT beobachten, die jedoch in größerer Entfernung zur Bugstoßwelle abnehmen. In der Schweifregion beträgt der mittlere Betrag des Magnetfeldes etwa 15 nT.

## 4.2 Welleneigenschaften

Für die statistische Untersuchung der Daten wurden Intervalle der Zeitreihe mit einer Länge von 100 s gewählt. Die Intervalle sind jeweils um 1 s zu den vorherigen Intervallen versetzt. Intervalle mit Datenlücken, die größer als 1,5 s sind, werden bei der Untersuchung nicht berücksichtigt. Die gewählte Intervalllänge von 100 s ist ein Kompromiss zwischen zeitlicher und räumlicher Auflösung und berücksichtigt die Anzahl der in dem Datensatz vorhandenen Datenlücken. Eine Vergrößerung der Intervalllänge würde bei einer spektralen Analyse zwar zu einer besseren Auflösung im Frequenzbereich führen, aber auf der anderen Seite würde es zu einer Verschlechterung der Auflösung im Ortsraum führen. Außerdem bedingt eine Vergrößerung eine Reduktion der für die Auswertung zu Verfügung stehenden Intervalle, die durch die Behandlung vorhandener Datenlücken zusätzlich reduziert werden könnten. Umgekehrt würde durch eine Verkürzung der Intervalllänge zwar die Anzahl der zur Verfügung stehenden Intervalle erhöht werden und die Auflösung im Ortsraum verbessert werden, aber die Auflösung im Frequenzbereich würde sich dadurch verschlechtern. Die Größe der Datenfelder, über die gemittelt wird, ist in Abbildung 4.1 und in nachfolgenden Abbildungen so gewählt, dass fast überall eine ausreichende Anzahl an Beobachtungen zur Verfügung steht. Abbildung 4.2 zeigt die räumliche Abdeckung der Beobachtungen in der Umgebung der Venus.

Die statistische Untersuchung der Daten erfolgt im Frequenzbereich von 30 mHz bis 300 mHz, da der Schwerpunkt auf der Untersuchung niederfrequenter Magnetfeldfluktuationen liegen soll. Die Wahl der unteren Grenze dieses Frequenzbereichs wirkt als Bandpassfilter, so dass Oszillationen mit Perioden, die länger als 33 s sind, keinen Beitrag zu den statistischen Ergebnissen liefern. Die Gyrationfrequenz ist definiert als

$$\omega = \frac{qB}{m}, \quad (4.1)$$

wobei  $B$  die Stärke des Magnetfeldes,  $q$  die elektrische Ladung und  $m$  die Masse einer bestimmten Ionensorte sind. Die obere Grenze des gewählten Frequenzbereichs (300 mHz) entspricht einer Protonengyrationfrequenz bei einer Feldstärke von ungefähr 20 nT. Diese Magnetfeldstärke ist typisch für die tagseitige *Magnetosheath* der Venus (vgl. Abbildung 4.1). Die untere Grenze des gewählten Frequenzbereichs entspricht der Gyrationfrequenz, die eine Magnetfeldstärke von etwa 2 nT liefert. Damit stellt dieser Frequenzbereich einen guten Kompromiss zur Abdeckung des niederfrequenten Frequenzbereichs in der Wechselwirkungsregion des Sonnenwindes mit der Venus dar.

Es bleibt darauf hinzuweisen, dass schmalere oder breitere Frequenzbereiche beziehungsweise weitere Frequenzbereiche, die man zum Beispiel in Abhängigkeit von der jeweiligen lokalen Gyrationfrequenz wählt, in weiterführenden Arbeiten zu einer detaillierteren Beschreibung der Eigenschaften und Klassifizierung der Regionen führen könnten. Dies würde auch den Vergleich verschiedener Frequenzbereiche miteinander erlauben. Insbesondere kann die Betrachtung des ultraniederfrequenten Bereichs sehr interessant

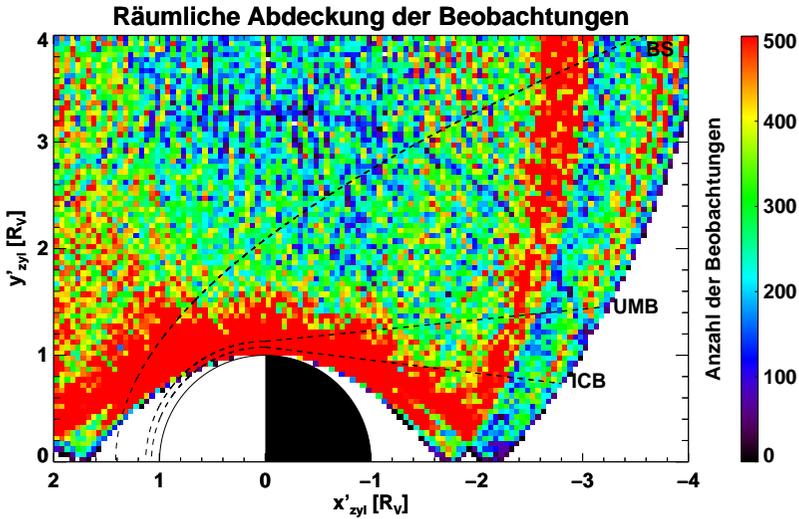


Abbildung 4.2: Räumliche Abdeckung der Beobachtungen. In fast allen Datenfeldern steht eine ausreichend große Anzahl an Werten zur Verfügung, um im Sinne der statistischen Untersuchung aussagekräftige Werte zu erhalten. Die räumliche Abdeckung ist jedoch nicht homogen. Aufgrund der polaren Umlaufbahn von VENUS-EXPRESS steht in der Umgebung des Perizentrums eine größere Anzahl an Messungen zur Verfügung.

sein, da dort Effekte auftreten könnten, die durch schwerere Ionen (wie z.B. Sauerstoff) verursacht werden. Vorerst bleibt jedoch festzuhalten, dass hierzu die Auflösung im Frequenzbereich erhöht werden muss und dies mit den hier verwendeten 1 s-Daten nicht ohne den Verlust einer akzeptablen Auflösung im Ortsraum zu realisieren ist. Abhilfe könnten hier Magnetfelddaten höherer Auflösung schaffen, die jedoch nur für bestimmte Abschnitte des Orbits und derzeit auch noch nicht in vergleichbarer Qualität wie die 1 s-Daten zur Verfügung stehen. Ebenso könnten hierbei Plasmamomente wie z.B. die Teilchendichten der Ionen von Vorteil sein, die jedoch z.Zt. ebenso nicht in ausreichender Qualität und Quantität zur Verfügung stehen.

#### 4.2.1 Analyse ausgewählter Zeitintervalle

Die in Abschnitt 3.4 und 3.5 beschriebene Analyse der Daten und die Vorgehensweise zur Auswertung der Daten wird zunächst an vier ausgewählten Intervallen in unterschiedlichen Bereichen der Wechselwirkungsregion durchgeführt:

1. 25. Mai 2006, 01:27:54 UTC-01:29:34 UTC
2. 25. Mai 2006, 01:54:33 UTC-01:56:13 UTC

3. 25. Mai 2006, 02:09:48 UTC-02:11:28 UTC

4. 25. Mai 2006, 02:38:53 UTC-02:40:33 UTC

In diesen Intervallen bzw. zu diesen Zeiten befand sich VENUS-EXPRESS in der tagseitigen *Magnetosheath* nahe des Perizentrums (in der nahen Umgebung des Planeten bei hohen Breitengraden), auf der Nachtseite bzw. im Schweif (in der nahen Umgebung des Planeten bei mittleren Breitengraden), in der Mantelregion (in einer Entfernung von etwa  $1,8 R_V$  auf der Nachtseite des Planeten) und in der nachtseitigen *Magnetosheath* (in einer Entfernung von etwa  $2,3 R_V$ ).

Die Abbildungen 4.3 bis 4.6 zeigen die jeweiligen Komponenten des Magnetfeldes für diese Intervalle in VSO-Koordinaten (erste bis dritte Zeitreihe in Abbildung 4.3a- 4.6a) und in MFA-Koordinaten (vierte bis sechste Zeitreihe in Abbildung 4.3a- 4.6a) sowie den Betrag des Magnetfeldes (unterste Zeitreihe in Abbildung 4.3a- 4.6a), die Trajektorie der Umlaufbahn mit den gekennzeichneten Positionen des jeweils analysierten Intervalls in zylindrischen VSO'-Koordinaten (Abbildung 4.3b- 4.6b) und das jeweilige Leistungsspektrum im Frequenzbereich 30 mHz bis 500 mHz (Abbildung 4.3c- 4.6c).

Das mittlere Magnetfeld beträgt für das erste Intervall (Abbildung 4.3) etwa 38 nT, für das zweite Intervall (Abbildung 4.4) etwa 4 nT, für das dritte Intervall (Abbildung 4.5) etwa 15 nT und für das vierte Intervall (Abbildung 4.6) etwa 7 nT. Die mit diesen Magnetfeldstärken einhergehenden Gyrationfrequenzen der Protonen ergeben sich zu  $f_{\text{gyro}} = 580$  mHz,  $f_{\text{gyro}} = 61$  mHz,  $f_{\text{gyro}} = 229$  mHz und  $f_{\text{gyro}} = 107$  mHz. Die Magnetfeldkomponenten des MFA-Koordinatensystems wurden dann Fourier-transformiert und die Gesamtleistung  $P_{\text{total}}$  sowie die transversale Leistung  $P_{\perp}$  und die kompressible Leistung  $P_{\parallel}$  wurden aus der spektralen Leistungsdichtematrix bestimmt (in den Abbildungen 4.3c- 4.6c wurde eine Fensterfunktion auf das Spektrum angewendet, um die statistische Signifikanz beobachteter Strukturen zu erhöhen; die Spektren zeigen jedoch keine spektralen Spitzen, die das angegebene 95% Vertrauensintervall überschreiten). Weiterhin wurde der spektrale Index der Spektren durch eine an die Daten angepasste Gerade (gepunktete Linie) im logarithmisch aufgetragenen Spektrum ermittelt.

Die sich in diesen Intervallen ergebenden Wellenparameter (relative Leistung  $\zeta$ , Elliptizität  $\epsilon$ , Winkel zwischen mittlerem Magnetfeld  $\mathbf{B}$  und Wellenvektor  $\mathbf{k}$ , Intensität  $I$ ) sowie die spektralen Indizes sind in Tabelle 4.1 zusammengestellt. Die transversale Leistung ist für alle vier Intervalle größer als die kompressible Leistung (vgl. auch Abbildung 4.3c- 4.6c) in denen die gestrichelten Linien die transversale Leistung und die strichpunktierten Linien die kompressible Leistung darstellen) und können daher als vornehmlich Alfvénisch betrachtet werden. Die Fluktuationen weisen mittlere Elliptizitäten unterschiedlicher Polarisation auf und die Winkel zwischen Wellenvektor und mittlerem Magnetfeld sind größer als  $45^\circ$ . Die Wellenintensitäten der Fluktuationen variieren in den vier Gebieten bzw. für die vier untersuchten Intervalle; während die Intensität in der tagseitigen *Magnetosheath* den größten Wert aufweist, ist sie in den übrigen Bereichen etwa eine Größenordnung geringer.

Der Abfall der Leistungsspektren bringt spektrale Indizes hervor, die in der tagseitigen und nachtseitigen *Magnetosheath* im Bereich der Werte für hydrodynamische ( $\alpha = -5/3$ ) bzw. MHD-Turbulenz ( $\alpha = -3/2$ ) liegen. Auf der Nachtseite und im Schweif treten stärkere spektrale Abfälle auf, was darauf hindeutet, dass die Turbulenz in diesen Bereichen

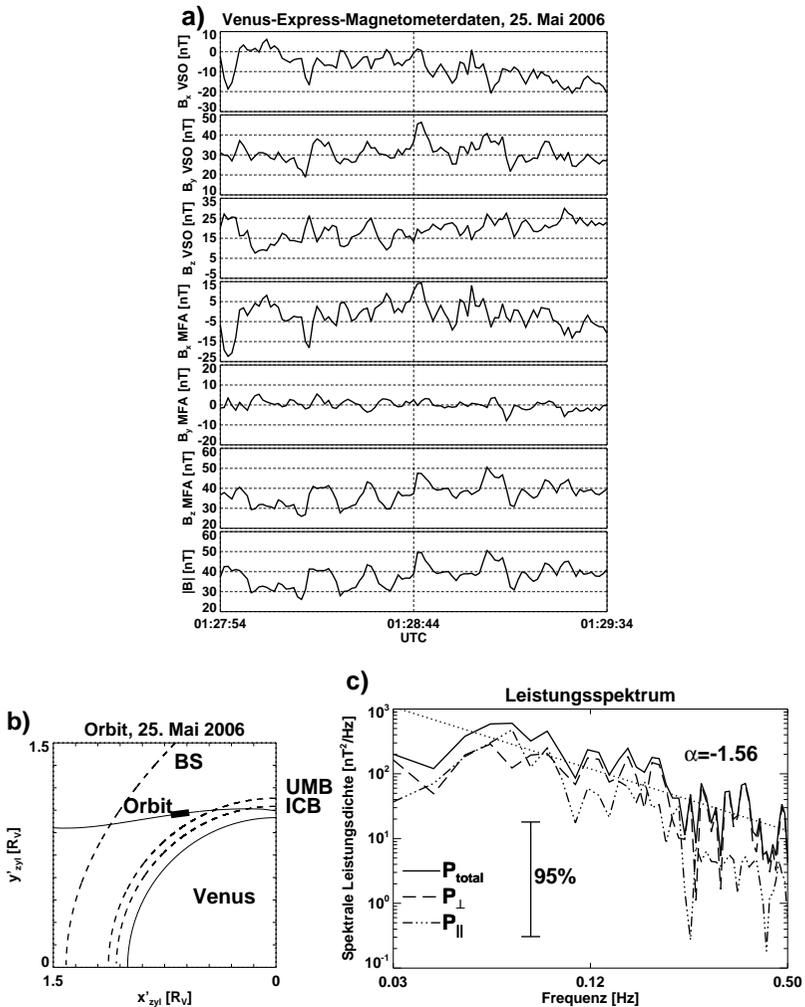


Abbildung 4.3: Datenintervall 25. Mai 2006, 01:27:54 UTC-01:29:34 UTC: a) Komponenten des Magnetfeldes in VSO- und MFA-Koordinaten und Betrag des Magnetfeldes; b) Verlauf der Umlaufbahn in der tagseitigen *Magnetosheath* der Venus (das schwarze Rechteck kennzeichnet die Position des analysierten Intervalls); c) Leistungsspektrum der Gesamtleistung ( $P_{total}$ ) sowie der transversalen ( $P_{\perp}$ ) und kompressiblen ( $P_{\parallel}$ ) Komponente der Leistung. Die gepunktete Linie ist eine in diesem logarithmisch skalierten Spektrum an die Daten angepasste Gerade zur Ermittlung des spektralen Index.

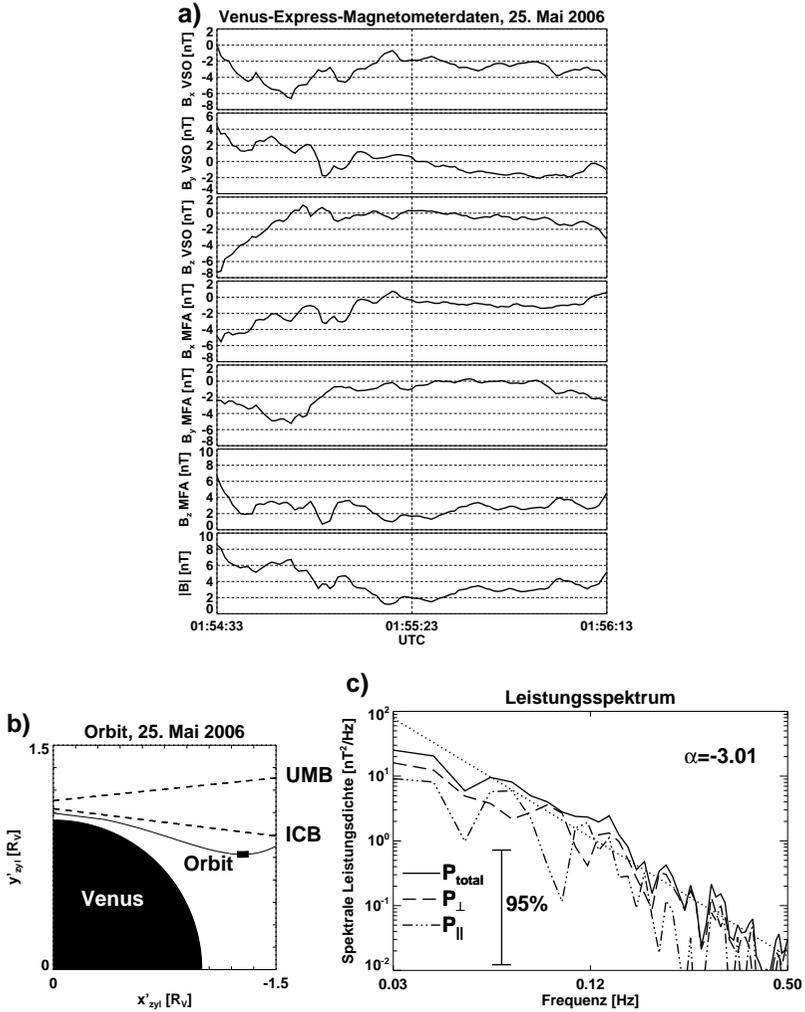


Abbildung 4.4: Datenintervall 25. Mai 2006, 01:54:33 UTC-01:56:13 UTC: a) und c) siehe Erläuterungen in Abbildung 4.3; b) Verlauf der Umlaufbahn in der Nachtseite der Venus mit Kennzeichnung der Position des analysierten Intervalls (schwarzes Rechteck).

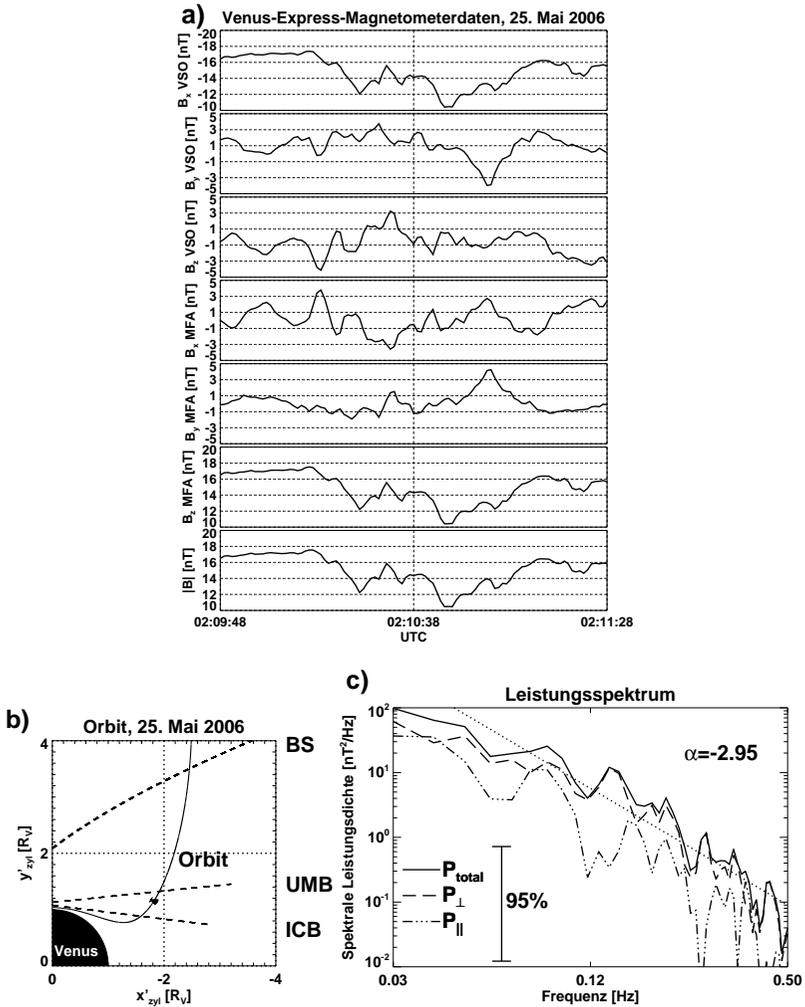


Abbildung 4.5: Datenintervall 25. Mai 2006, 02:09:48 UTC-02:11:28 UTC: a) und c) siehe Erläuterungen in Abbildung 4.3; b) Verlauf der Umlaufbahn in der Mantelregion der Venus mit Kennzeichnung der Position des analysierten Intervalls (schwarzes Rechteck).

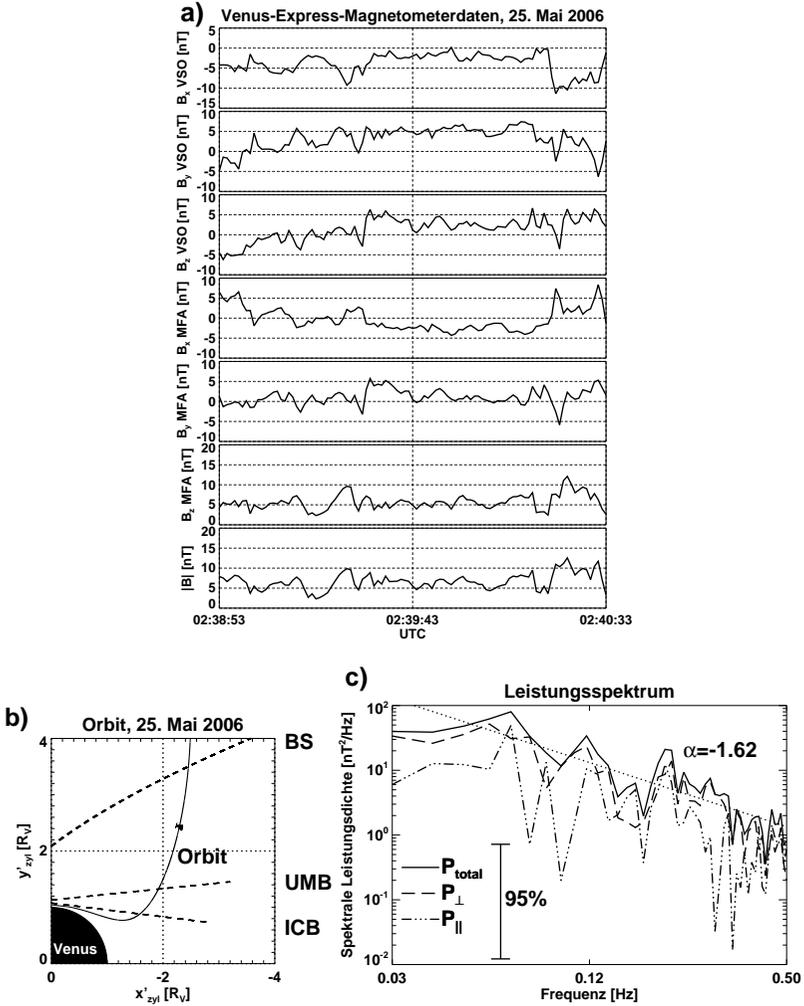


Abbildung 4.6: Datenintervall 25. Mai 2006, 02:38:53 UTC-02:40:33 UTC: a) und c) siehe Erläuterungen in Abbildung 4.3; b) Verlauf der Umlaufbahn in der nachtsseitigen *Magnetosheath* der Venus mit Kennzeichnung der Position des analysierten Intervalls (schwarzes Rechteck).

Tabelle 4.1: Welleneigenschaften vier verschiedener Gebiete (vgl. Abbildungen 4.3 bis 4.6) in dem Wechselwirkungsbereich der Sonne mit Venus.

Zeit [UTC]/ Region	relative Leistung $\zeta$	Elliptizität $\epsilon$	Winkel $\langle \mathbf{k}, \langle \mathbf{B} \rangle \rangle$	Intensität [nT <sup>2</sup> /Hz] I	spektraler Index $\alpha$
25. Mai 2006, 01:27:54-01:29:34, tagseitige <i>Magnetosheath</i>	0,31	-0,72	$\sim 90^\circ$	157,2	-1,56
25. Mai 2006, 01:54:33-01:56:13, Nachtseite/ Schweif	0,29	0,75	$\sim 54^\circ$	3,9	-3,01
25. Mai 2006, 02:09:48-02:11:28, Mantel	0,43	-0,48	$\sim 73^\circ$	4,9	-2,95
25. Mai 2006, 02:38:53-02:40:33, nachtseitige <i>Magnetosheath</i>	0,33	0,56	$\sim 81^\circ$	7,7	-1,62

nicht bzw. wenig entwickelt ist und in Zusammenhang mit dem planetaren Hindernis stehen könnte (Vörös et al. 2008a,b). Die beobachteten Fluktuationen weisen also insgesamt zumeist unterschiedliche Welleneigenschaften in den vier Regionen auf.

Es ist festzuhalten, dass sich aufgrund der variierenden Magnetfeldstärke in den unterschiedlichen Wechselwirkungsbereichen der analysierte Frequenzbereich von 30 mHz bis 300 mHz bzgl. der Protonengyrationsfrequenz verschiebt. Da der Schwerpunkt der Betrachtungen in den verschiedenen Bereichen der Wechselwirkungsregion liegt, ist das Frequenzintervall im Sinne einer einheitlichen statistischen Analyse als Kompromiss unter Berücksichtigung der dort auftretenden Magnetfeldstärken ausgewählt worden.

Das auf die ausgewählten Beispielintervalle angewendete Analyseverfahren wird im Folgenden auf alle verfügbaren Intervalle des Datensatzes angewendet, um so in einer statistischen Untersuchung einen Überblick über die Verteilung der Welleneigenschaften in der Plasmaumgebung der Venus zu erhalten. Die Ergebnisse werden in gleicher Weise wie in Abbildung 4.1 dargestellt.

## 4.2.2 Transversale und kompressible Leistung

Abbildung 4.7 zeigt die räumliche Verteilung der Differenz von transversaler und kompressibler Leistung relativ zur Gesamtleistung (relative Leistung  $\zeta$ ; vgl. Abschnitt 3.4). Blaue Datenfelder kennzeichnen hier überwiegende transversale Leistung, während rote

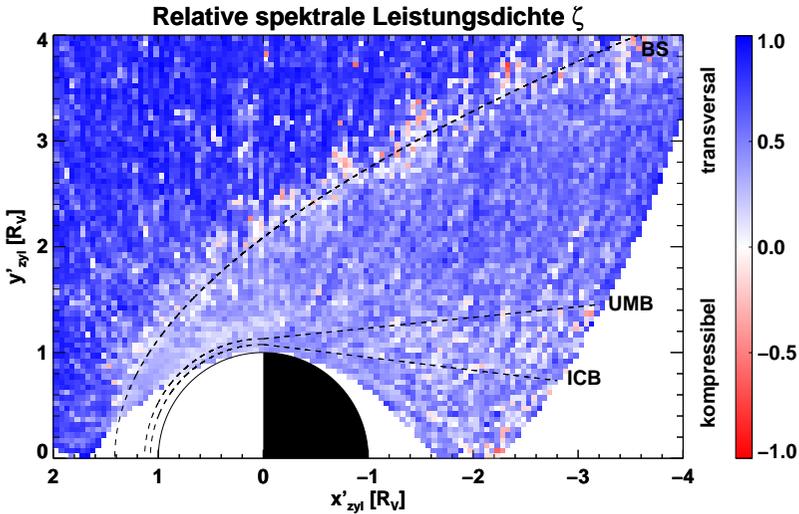


Abbildung 4.7: Differenz von transversaler und kompressibler fluktuierender Leistung normiert auf die Gesamtleistung (das Hintergrundfeld wurde vorher subtrahiert). Das Koordinatensystem ist das gleiche wie in Abbildung 4.1. Blau abgestufte Farben kennzeichnen die Bereiche, in denen die transversale Leistung dominiert ( $\zeta = +1$  rein transversal) und rot abgestufte Farben die Bereiche, in denen der kompressible Anteil dominiert ( $\zeta = -1$  rein kompressibel). Im Bereich der tagseitigen Bugstoßwelle sind die Anteile von transversaler und kompressibler Leistung in etwa gleich groß, während im Bereich der nachseitigen Bugstoßwelle der kompressible Anteil zunimmt. In der tagseitigen *Magnetosheath* sowie in der Mantelregion und im Schweif ist der kompressible Anteil etwas größer als in der nachseitigen *Magnetosheath*. Im Sonnenwind stromaufwärts der Bugstoßwelle ist der transversale Leistungsanteil größer als der kompressible Anteil.

Datenfelder durch überwiegende kompressible Leistung gekennzeichnet sind. Aufgrund der Definition der relativen Leistung  $\zeta$  entsprechen die Werte  $\zeta = +1$  einer rein transversalen Leistung und  $\zeta = -1$  einer rein kompressiblen Leistung. Auf Grundlage der MHD-Theorie können die transversalen Fluktuationen als eher Alfvénische Fluktuationen charakterisiert werden.

Es lässt sich beobachten, dass transversale und kompressible Leistung in der Umgebung der tagseitigen Bugstoßwelle in etwa gleich groß sind, wohingegen wegen des häufigeren Auftretens rot gefärbter Bereiche die kompressible Leistung in der Umgebung der nachseitigen Bugstoßwelle etwas größer zu sein scheint. Dies bedeutet jedoch nicht, dass die kompressible Leistung diesen Bereich klar dominiert. In der tagseitigen *Magnetosheath* als auch in der Mantel- und Schweifregion liefert die kompressible Leistung einen größeren Beitrag als in der nachseitigen *Magnetosheath*. Insgesamt betrachtet aber ist der Anteil der transversalen Leistung an der Gesamtleistung größer als der kompressible

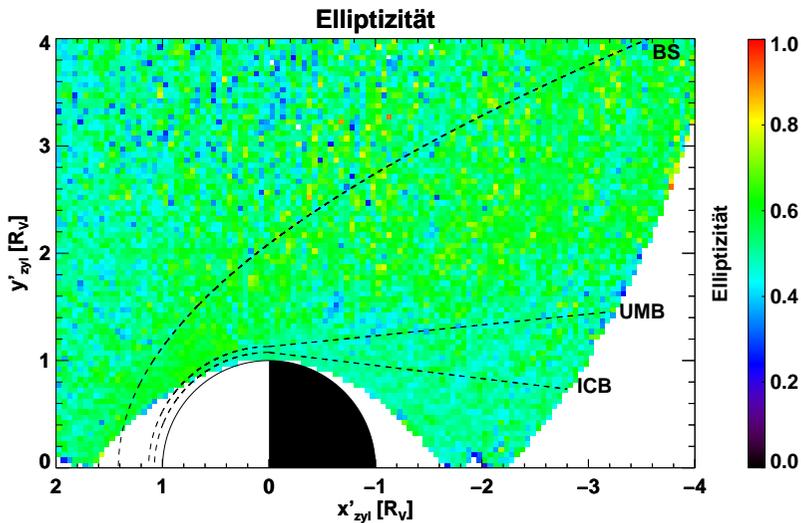


Abbildung 4.8: Betrag der Elliptizität der Wellen in der Plasmaumgebung der Venus. Der Wert  $\epsilon = 0$  kennzeichnet eine rein lineare Polarisation und der Wert  $\epsilon = 1$  eine rein zirkulare Polarisation der Wellen. In der tag- und nachtseitigen *Magnetosheath* treten größere Elliptizitätswerte (im Bereich von 0,6) als in der Mantel- und Schweifregion sowie im Sonnenwind auf (häufigeres Vorkommen von Werten im Bereich von 0,4 und kleiner).

Anteil. Im Sonnenwind stromaufwärts der Bugstoßwelle dominiert klar die transversale Leistung.

### 4.2.3 Elliptizität

Die mittlere Elliptizität (vgl. Abschnitt 3.4) der Fluktuationen in der Nähe der Venus zeigt Abbildung 4.8. Der Wert  $\epsilon = 1$  entspricht einer rein zirkularen Polarisation, während der Wert  $\epsilon = 0$  einer rein linearen Polarisation entspricht. Im Mittel erreicht der Betrag der Elliptizität  $|\epsilon|$  höhere Werte (etwa 0,6) in der *Magnetosheath* als in den anderen Wechselwirkungsregionen, in denen häufiger Werte von etwa 0,4 oder kleinere Werte auftreten können.

Es ist somit zu konstatieren, dass in der *Magnetosheath* insgesamt nur ein moderater Polarisationsgrad zu beobachten ist und nur in wenigen Bereichen Elliptizitätswerte größer als 0,6 erreicht werden. In der Mantel- und Schweifregion sowie im Sonnenwind ist die Variation der Werte größer und die Verteilung der Elliptizitätswerte erstreckt sich über einen weiteren Bereich ohne eine erkennbare ausgeprägte Tendenz.

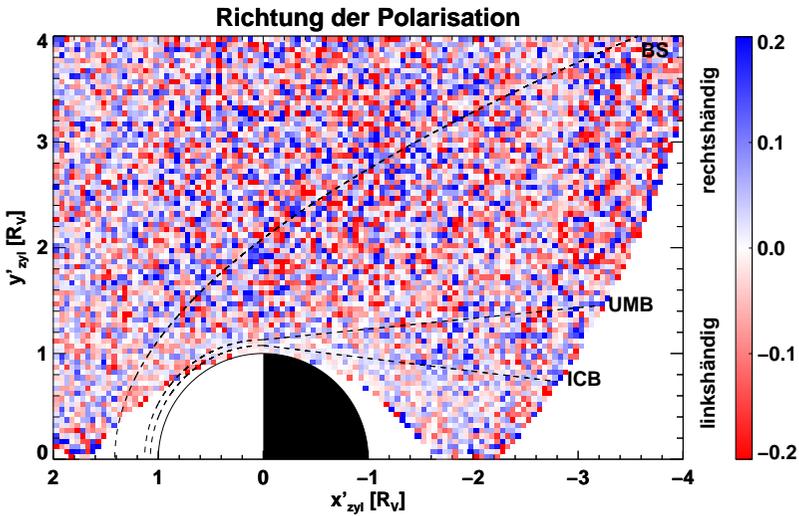


Abbildung 4.9: Mittlere Polarisationsrichtung der Wellen in der Plasmaumgebung der Venus. Blau abgestufte Farben kennzeichnen die Bereiche überwiegend rechtshändiger Polarisation und rot abgestufte Farben die Bereiche überwiegend linkshändiger Polarisation. Sehr nahe am Planeten ist die Polarisationsrichtung tendenziell weniger ausgeprägt als in Bereichen größerer Entfernung zum Planeten. Es sind jedoch keine ausgedehnten zusammenhängende Bereiche mit einer bevorzugten Polarisationsrichtung zu beobachten. Links- oder rechtshändig dominierte Bereiche treten nur lokal auf.

#### 4.2.4 Polarisation

Abbildung 4.9 zeigt die räumliche Verteilung der Polarisationsrichtung der magnetischen Fluktuationen (vgl. Abschnitt 3.4) in der Plasmaumgebung der Venus. Blaue Datenfelder entsprechen einer im Mittel rechtshändigen Polarisation, während rote Datenfelder einer im Mittel linkshändigen Polarisation entsprechen. Diese Verteilung zeigt keine klar abgegrenzte Region, in der im Mittel entweder links- oder rechtshändig polarisierte Wellen dominieren. Insbesondere sehr dicht am Planeten geht das ansonsten lokal ausgeprägte Polarisationmuster im Vergleich zu den übrigen Regionen zurück und die Polarisationsrichtungen sind dort somit lokal weniger stark ausgeprägt. Weder die *Magnetosheath* noch die Mantel- oder Schweifregion werden daher im Mittel von Wellen einer bestimmten Polarisationsrichtung beherrscht.

Es ist weiterhin anzumerken, dass für (nahezu) linear polarisierte Wellen die Diskussion über eine Polarisationsrichtung wegen des Fehlers in der Bestimmung der Elliptizitätswerte (vgl. Abschnitt 3.3.3 und 3.4) nicht sinnvoll ist. Die Ergebnisse sollten daher immer unter Vergegenwärtigung dieses Sachverhaltes betrachtet und interpretiert werden. Weiterhin können Vergleiche zwischen den hier bestimmten Polarisationseigenschaften und theoretisch abgeleiteten Polarisationseigenschaften zu Fehlinterpretationen führen, weil

aufgrund der Doppler-Verschiebung eine Umkehrung der Polarisationsrichtung zwischen Bezugssystem des Satelliten und Bezugssystem des Plasmas möglich ist. Dieser Sachverhalt wird in Abschnitt 4.3 genauer erläutert.

In diesem Kontext sollte auch darauf hingewiesen werden, dass auf der einen Seite die Bestimmung eines mittleren Betragswerts der Elliptizität den Mittelwert von Null in Richtung höher Elliptizitätswerte verschieben kann, jedoch andererseits eine Umkehrung der Polarisationsrichtung zwischen den beiden Bezugssystemen auch einen Effekt in Richtung niedrigerer Elliptizitätswerte hervorbringen kann. Zusammenfassend sind diese Sachverhalte also bei der Diskussion und Interpretation der Ergebnisse aus Abbildung 4.9 zu berücksichtigen. Mit den Messungen nur eines einzelnen Satelliten zu einem bestimmten Zeitpunkt kann die Korrektur der Doppler-Verschiebung der Frequenzen zwischen den Bezugssystemen ohne zusätzliche Annahmen nicht durchgeführt werden.

#### 4.2.5 Ausbreitungsrichtung

Wie bereits im Abschnitt 3.4 beschrieben ist die Bestimmung der Richtung des Wellenvektors, also die Ausbreitungsrichtung der Wellen umso verlässlicher bestimmt, d.h. der Fehler in der Bestimmung der Ausbreitungsrichtung ist umso kleiner, je größer das Verhältnis von mittlerem zu kleinstem Eigenwert ( $\lambda_2/\lambda_3$ ) ist. In der Arbeit von Espley et al. (2004) wurde ein Verhältnis von  $\lambda_2/\lambda_3 > 2$  verwendet, um die Richtung des Wellenvektors für niederfrequente Magnetfeldoszillationen in der Plasmaumgebung des Mars zu bestimmen, während in den theoretischen Betrachtungen von Sonnerup und Scheible (2000) ein Verhältnis von  $\lambda_2/\lambda_3 > 10$  empfohlen wird (vgl. Abschnitt 3.3.3 und 3.4). Auch bei Song und Russell (1999) werden große Werte des Eigenwertverhältnisses von  $\lambda_2/\lambda_3$  vorgeschlagen bzw. empfohlen, um die Ausbreitungsrichtung verlässlich zu bestimmen.

In dieser Arbeit wird ein verlässlicherer Wert (d.h. ein Wert, der den Fehler in der Richtungsbestimmung reduziert) als bei Espley et al. (2004) von  $\lambda_2/\lambda_3 > 5$  benutzt. Dies bedeutet, dass für die Bestimmung der  $\mathbf{k}$ -Richtung nur Fälle betrachtet werden, die diesem Kriterium genügen. Die Festlegung auf dieses Eigenwertverhältnis stellt einen Kompromiss zwischen der Größe des Fehlers in der Bestimmung der Ausbreitungsrichtung und den durch dieses Auswahlkriterium bedingten Wegfall eines Teils des Daten dar. Bei einer Anhebung des Eigenwertverhältnisses fiel ein nicht mehr zu vernachlässigender Teil der für die zur Analyse zur Verfügung stehenden Intervalle heraus. Es werden insoweit mögliche Einschränkungen in Kauf genommen, als dass es sich um eine statistische Auswertung des Datensatzes handelt.

Wird die Größe des kleinsten Eigenwertes als Schätzer für das Rauschen (isotrop) angenommen (vgl. Abschnitt 3.3.3), dann ist die Varianz des Signals in Richtung der maximalen Varianz  $\lambda_1 - \lambda_3$  und in Richtung der mittleren Varianz  $\lambda_2 - \lambda_3$ . Der kleinste Eigenwert  $\lambda_3$  wird als Schätzer für das Rauschniveau zugrunde gelegt und ermöglicht es, einen weiteren Schätzer, nämlich den für den Fehler in der Bestimmung der Ausbreitungsrichtung zu ermitteln. Die maximale Änderung des Winkels der minimalen Varianz ist dann (Hoppe et al. 1981)

$$\phi_{\max} = \arctan\left(\frac{\lambda_3}{\lambda_2 - \lambda_3}\right). \quad (4.2)$$

Dies bedeutet, dass für  $\lambda_2 = \lambda_3$  die Richtung minimaler Varianz nicht bestimmt ist (also

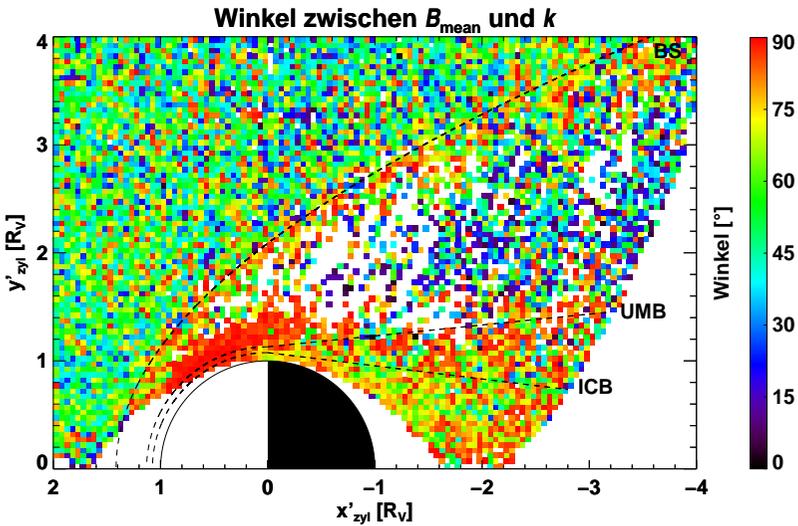


Abbildung 4.10: Räumliche Verteilung der Winkel zwischen Ausbreitungsrichtung der Wellen und mittlerer Richtung des Magnetfeldes. Datenlücken in der Abbildung sind u.a. auf das Auswahlkriterium des Eigenwertverhältnisses von  $\lambda_2/\lambda_3 > 5$  zurückzuführen. Der Bereich der *Magnetosheath* sehr nahe an der Venus ist durch das Auftreten großer Winkel zwischen  $\mathbf{k}$  und  $\langle \mathbf{B} \rangle$  gekennzeichnet. In der Mantel- und Schweifregion sind Winkel größer als  $45^\circ$  zu beobachten, wohingegen in der nachtseitigen *Magnetosheath* eher kleinere Winkel zu finden sind. Im Sonnenwind tritt eine breite Verteilung an Winkeln auf.

$\phi_{\max}$  praktisch  $90^\circ$  beträgt), für  $\lambda_2 = 2\lambda_3$  der Winkel  $\phi_{\max} = 45^\circ$  beträgt und für das hier berücksichtigte Eigenwertverhältnis  $\phi_{\max} \approx 14^\circ$  beträgt. Da jedoch die entsprechenden hier abgeleiteten Werte zusätzlich gemittelt sind, ist dieser Schätzer für den Fehler in der Ausbreitungsrichtung als obere Fehlergrenze zu betrachten.

Abbildung 4.10 zeigt die räumliche Verteilung der Winkel in der Wechselwirkungsregion des Sonnenwindes mit der Venus zwischen Wellenvektor und mittlerem Magnetfeldvektor für die Fälle, in denen das Verhältnis von mittlerem Eigenwert  $\lambda_2$  zu kleinstem Eigenwert  $\lambda_3$  größer als 5 ist. In der tagseitigen *Magnetosheath* in unmittelbarer Umgebung der Venus treten vornehmlich Wellenvektoren auf, die fast senkrecht zum mittleren Magnetfeld stehen. Auch in der Mantel- und Schweifregion treten sehr häufig Winkel größer als  $45^\circ$  auf, während in der nachtseitigen *Magnetosheath* eine Tendenz zu kleineren Winkeln zu beobachten ist (insbesondere Winkel kleiner als  $45^\circ$  sind häufig zu beobachten). Die Datenlücken innerhalb der *Magnetosheath* sind auf die Beschränkung der Datenintervalle mit einem Eigenwertverhältnis von  $\lambda_2/\lambda_3 > 5$  zurückzuführen. Im stromaufwärtigen Sonnenwind zeigt sich eine breitere Winkelverteilung mit einem leichten Übergewicht von Winkeln, die größer als  $45^\circ$  sind.

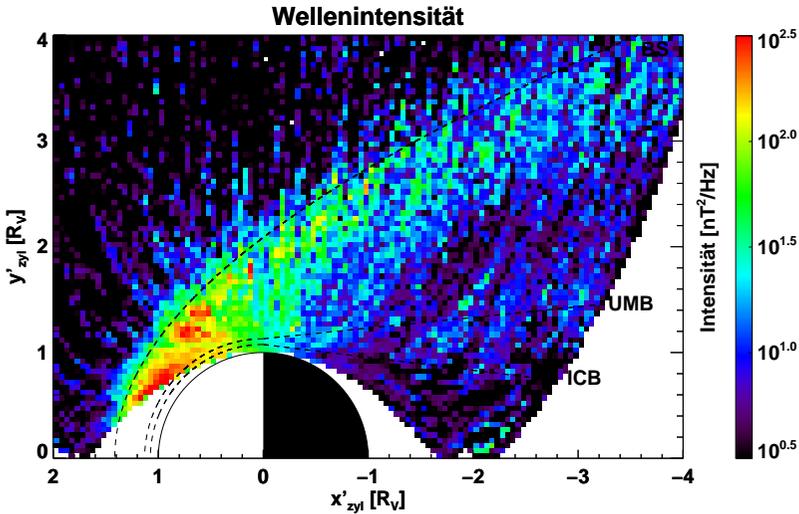


Abbildung 4.11: Räumliche Verteilung der Wellenintensität der niederfrequenten Magnetfeldfluktuationen in der Plasmaumgebung der Venus. Die Intensität ist in der tagseitigen *Magnetosheath* stark erhöht und nimmt in Richtung bzw. in der Umgebung des Terminators schnell ab. In der nachtsseitigen *Magnetosheath* bewegen sich die Intensitätswerte somit auf einem deutlich niedrigeren Niveau. In den übrigen Regionen, stromaufwärtiger Sonnenwind, Mantel- und Schweifregion sind keine signifikanten Intensitätswerte zu beobachten.

#### 4.2.6 Intensität

Die räumliche Verteilung der Wellenintensität  $I$  (vgl. Abschnitt 3.4) des fluktuierenden Magnetfeldes in der Venusumgebung zeigt Abbildung 4.11. Die Wellenintensität erreicht die größten Werte in der tagseitigen *Magnetosheath* und verringert sich schnell in Richtung des Terminators. In der nachtsseitigen *Magnetosheath* sind fast ausschließlich deutlich verminderte Intensitätswerte zu beobachten. In der Umgebung der nachtsseitigen Bugstoßwelle ist hier noch eine etwas höhere Wellenaktivität zu verzeichnen, während weiter stromabwärts sowie in der Mantel- und Schweifregion nur noch sehr geringe Intensitäten auftreten.

Bezüglich des Rauschniveaus ist festzuhalten, dass das untere Ende der Farbskala in Abbildung 4.11 zwei Größenordnungen über der Rauschniveaugrenze bzw. der Datengenauigkeit liegt, die durch das Messinstrument vorgegeben ist. Dies bedeutet, dass bis auf wenige Ausnahmen alle Intensitätswerte oberhalb dieser Schwelle liegen und somit unechte bzw. künstliche Signalbeiträge einen nur sehr geringen Beitrag leisten dürften. In Regionen, die durch kleine Intensitätswerte ausgezeichnet sind, ist daher zu beachten, dass die ermittelten Welleneigenschaften eine etwas größere Ungenauigkeit aufweisen könnten, als die Welleneigenschaften, die in Regionen hoher Intensität ermittelt werden.

Eine weitergehende und detailliertere Betrachtung der Intensitätsverteilung im Hinblick auf die Entwicklung und das Abklingverhalten turbulenter Strukturen in der *Magnetosheath*, was bedeutsam in der Theorie und Betrachtung plasmaphysikalischer Prozesse ist, erfolgt in Abschnitt 4.6.

Da die in dieser Arbeit entwickelten Analyseroutinen zur Untersuchung der Welleneigenschaften und Wellenaktivität von Magnetfelddaten des VENUS-EXPRESS-Satelliten auch für Datensätze anderer Satellitenmissionen weiterentwickelt und angewendet werden können, ist zum Vergleich in Abbildung 4.12 die Intensitätsverteilung magnetischer Fluktuationen in der Plasmaumgebung der Erde dargestellt, die auf Grundlage der Messdaten der THEMIS-Satelliten ermittelt wurde.

Der Datensatz der amerikanischen THEMIS-Mission (Angelopoulos 2008, Sibeck und Angelopoulos 2008) ist besonders für statistische Auswertungen geeignet, da die Umlaufbahnen der fünf Satelliten die Plasmaumgebung der Erde großflächig abdeckt (Frey et al. 2008). Insbesondere dringen zwei Satelliten (THEMIS-B und THEMIS-C) in den Bereich der *Magnetosheath* ein bzw. durchqueren darüber hinaus auch die Bugstoßwelle der Erde und verharren zeitweilig im stromaufwärtigen Sonnenwind.

Die zeitliche Standardauflösung der THEMIS-Magnetfelddaten von 3 s ermöglicht es, Frequenzen bis maximal 167 mHz aufzulösen. Der Frequenzbereich unterhalb dieser Maximalfrequenz deckt damit in vielen Bereichen den niederfrequenten und ultraniederfrequenten Frequenzbereich ab und kann daher der Intensitätsverteilung bei Venus gegenübergestellt werden.

Abbildung 4.12 zeigt die Verteilung der magnetischen Wellenintensität in der nahen Erdumgebung in einem zylindrischen Koordinatensystem, welches das Äquivalent zum VSO'-Koordinatensystem für die Erde ist (*aberrated geocentric solar ecliptic (AGSE) coordinate system*). Die Intensität ist in der *Magnetosheath* deutlich höher als im Sonnenwind vor der Bugstoßwelle und unterhalb der Magnetopause. Allerdings scheinen sich die Intensitätsverteilungen bei Venus und Erde qualitativ voneinander zu unterscheiden; während sich bei Venus die Wellenintensität auf die tagseitige *Magnetosheath* konzentriert (mit einer starken Abnahme in Richtung des Terminators), kann in der nachtseitigen *Magnetosheath* der Erde noch eine erhöhte Wellenintensität im Vergleich zu den übrigen Bereichen der Wechselwirkungsregion beobachtet werden. Die Intensität verringert sich jedoch auch von der tagseitigen *Magnetosheath* in Richtung der nachtseitigen *Magnetosheath*. Anzumerken ist, dass für einen quantitativen Vergleich die untersuchten Frequenzbereiche genauer abgeglichen werden sollten.

Eine Reihe von Untersuchungen niederfrequenter Wellen in der *Magnetosheath* der Erde sind durchgeführt worden (z.B. Narita und Glassmeier 2006, Schäfer et al. 2005, Denton et al. 1998, Schwartz et al. 1996, Anderson et al. 1994) und zeigen bzw. identifizieren vielfältige Wellenerscheinungen, während für die Venusumgebung aufgrund der geringeren Anzahl an Satelliten deutlich weniger Untersuchungen vorliegen.

Die Motivation für eine genauere Betrachtung der Situation in Venusnähe, wie es bereits weiter oben beschrieben wurde, ergibt sich damit auch aus der abweichenden bzw. sich anders darstellenden Situation zur Umgebung der Erde; vermutlich spielen auch andersartige Anregungsmechanismen aufgrund der unterschiedlichen Wechselwirkungsmechanismen mit dem Sonnenwind, die auch zu unterschiedlichen Geometrien der Wechselwirkungsregionen führen, eine Rolle.

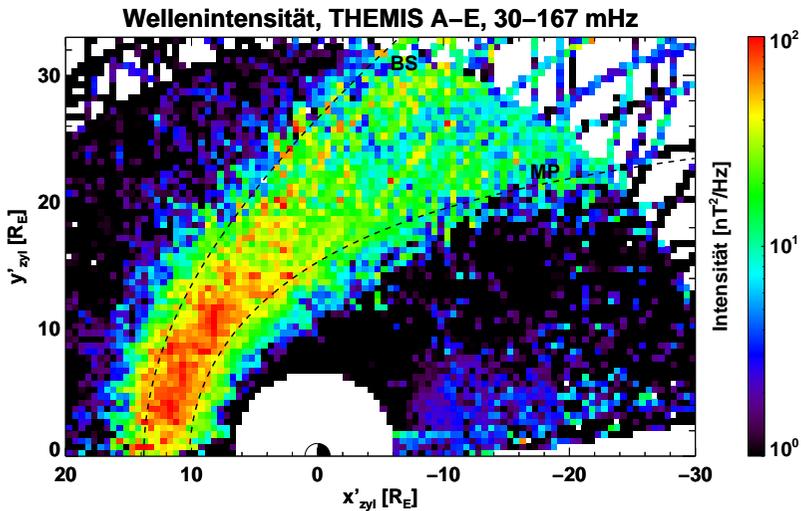


Abbildung 4.12: Räumliche Verteilung der Wellenintensität des fluktuierenden Magnetfeldes in der Plasmaumgebung der Erde im Frequenzbereich von 30 mHz bis 167 mHz in einem zylindrischen Koordinatensystem, dem das AGSE-Koordinatensystem zugrunde liegt. Die Messwerte aller fünf THEMIS-Satelliten wurden hier berücksichtigt. Die höchsten Intensitätswerte lassen sich in der tagseitigen *Magnetosheath* beobachten (zur Orientierung sind Modelle für den Verlauf der Bugstoßwelle (Slavin und Holzer 1981) und der Magnetopause eingefügt (Shue et al. 1997)). Insgesamt ist die Intensität in der *Magnetosheath* im Vergleich zu den übrigen Regionen deutlich erhöht.

#### 4.2.7 Spektrale Indizes

Weiterhin wurde die Steigung einer in doppeltlogarithmischer Darstellung der Leistungsspektren angepassten Geraden ermittelt, die die sog. spektrale Steigung bzw. den spektralen Index  $\alpha$  darstellt. Bei linearer Auftragung der Datenpunkte entspricht dies der Anpassung eines Potenzgesetzes mit dem Exponenten  $\alpha$  an die Daten des Leistungsspektrums. Dieser Index gibt Auskunft über die turbulente Struktur bzw. das turbulente Verhalten des Plasmas.

Die Indizes wurden jeweils für die transversale und kompressible sowie die Gesamtleistung für den bereits zuvor zur Ableitung der Welleneigenschaften ausgewählten Frequenzbereich 30 mHz bis 300 mHz und den durch die zeitliche Auflösung der Magnetometerdaten festgelegten maximal möglichen Frequenzbereich bis 500 mHz bestimmt. Aus allen spektralen Indizes wurden mittlere Werte für die *Magnetosheath* und die Mantel- und Schweifregion ermittelt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.2 zusammengestellt. Die spektralen Indizes der Gesamtleistung im Frequenzbereich 30 mHz bis 300 mHz sind in der tag- und nachseitigen *Magnetosheath* größer als in der Mantel- und Schweifregion, was einen flacheren Abfall der Werte mit zunehmender Frequenz bedeutet, d.h. dies entspricht

Tabelle 4.2: Ermittelte spektrale Indizes und die Abweichungen ihrer Mittelwerte für verschiedene Bereiche in der Wechselwirkungsregion des Sonnenwindes mit der Venus. Bei den in Klammern angefügten Werten handelt es sich um die Standardabweichung.

Region	Komponente	Frequenzbereich	
		30 mHz – 300 mHz	30 mHz – 500 mHz
tagseitige <i>Magnetosheath</i>	gesamt	$-1,232 \pm 0,001$ (0,575)	$-1,854 \pm 0,001$ (0,588)
	transversal	$-1,153 \pm 0,001$ (0,619)	$-1,783 \pm 0,001$ (0,622)
	kompressibel	$-1,352 \pm 0,001$ (0,684)	$-1,988 \pm 0,001$ (0,660)
nachtseitige <i>Magnetosheath</i>	gesamt	$-1,312 \pm 0,001$ (0,601)	$-1,879 \pm 0,001$ (0,639)
	transversal	$-1,278 \pm 0,001$ (0,660)	$-1,851 \pm 0,001$ (0,696)
	kompressibel	$-1,370 \pm 0,001$ (0,644)	$-1,950 \pm 0,001$ (0,636)
Mantel	gesamt	$-2,132 \pm 0,001$ (0,512)	$-2,407 \pm 0,001$ (0,433)
	transversal	$-2,106 \pm 0,001$ (0,557)	$-2,417 \pm 0,001$ (0,491)
	kompressibel	$-2,200 \pm 0,001$ (0,666)	$-2,471 \pm 0,001$ (0,624)
Schweif	gesamt	$-2,402 \pm 0,001$ (0,340)	$-2,407 \pm 0,001$ (0,390)
	transversal	$-2,432 \pm 0,001$ (0,392)	$-2,470 \pm 0,001$ (0,464)
	kompressibel	$-2,365 \pm 0,001$ (0,564)	$-2,406 \pm 0,001$ (0,625)

einem weniger starken Abklingen der mit den magnetischen Fluktuationen einhergehenden Energie.

Für den gesamten Frequenzbereich von 30 mHz bis 500 mHz ergeben sich etwas kleinere Werte für die Indizes in der tag- und nachtseitigen *Magnetosheath* sowie in der Mantelregion. Die Werte in der *Magnetosheath* sind jedoch nach wie vor größer als die in der Mantel- und Schweifregion ermittelten Werte und das bereits in dem vorherigen kleineren Frequenzbereich beobachtete Verhalten bleibt qualitativ erhalten. Ursache hierfür könnten dissipationsbedingte Prozesse bei hohen Frequenzen sein, die einen steileren Verlauf der Spektren hervorbringen könnten.

Weiterhin führen die spektralen Indizes des kompressiblen Anteils in der tag- und nachtseitigen *Magnetosheath* sowie im Mantel auf einen etwas steileren Verlauf als die Indizes des transversalen Anteils. In der Schweifregion ist dies nicht zu beobachten; jedoch ergibt sich hier mit zunehmender Frequenz der steilste Abfall der spektralen Leistungsdichte.

Insgesamt weisen die spektralen Indizes (vgl. Tabelle 4.2) auf ein turbulentes Verhalten der Magnetfeldfluktuationen in der Wechselwirkungsregion des Sonnenwindes mit der Venus hin. Im Detail sind in der *Magnetosheath* etwas kleinere Werte (Betrag) als für hydrodynamische Turbulenz ( $\alpha = -5/3$ ) und MHD-Turbulenz ( $\alpha = -3/2$ ) zu erwarten sind (vgl. Abschnitt 2.2.5) zu beobachten. In der Mantel- und Schweifregion sind die Werte am kleinsten, so dass die spektrale Leistungsdichte hier mit steigender Frequenz am schnellsten absinkt. Die von Vörös et al. (2008a,b) im Rahmen einer Fallstudie entlang

der VENUS-EXPRESS-Trajektorie für eine zwanzigtägige statistische Analyse beobachteten spektralen Steigungen in der *Magnetosheath* (für Bereiche, die nicht dicht an den Begrenzungen der Wechselwirkungsregionen liegen) sind  $\alpha \approx -1$  (diese werden als *noisy fluctuations* bezeichnet), in der Nähe des Terminators und auf der Nachtseite des Planeten (dicht am Planeten)  $\alpha \approx -2,5$  (diese werden als *wavy structures* bezeichnet) und dicht an den Grenzen der Wechselwirkungsregion  $\alpha \approx -1,6$  (diese werden als turbulente Regionen bezeichnet).

Die in dieser Arbeit ermittelten Steigungen, die über einen wesentlichen längeren Zeitraum gemittelt wurden, sind in der Mantel- und Schweifregion den Werten von Vörös et al. (2008a,b) ähnlich, wohingegen in der *Magnetosheath* stärker voneinander abweichende Werte dokumentiert sind.

Regionen auf der Nachtseite, die sich nahe am Planeten befinden, können durch die direkte Wechselwirkung des Sonnenwindes mit dem Hindernis beeinflusst sein, da vermutet wird, dass dort Plasmaintabilitäten (z.B. die Kelvin-Helmholtz-Instabilität im Bereich des Terminators; z.B. Amerstorfer et al. (2007)) auftreten können. Auf der anderen Seite dringt in den Schweifbereich direkt hinter Venus fast kein Sonnenwindplasma ein, so dass Strukturen aus der *Magnetosheath* das turbulente Verhalten im Schweif nicht sehr beeinflussen sollten und es daher nicht zu entwickelten turbulenten Strukturen kommt (Vörös et al. 2008a,b).

Vörös et al. (2008a,b) vermuten, dass wegen der begrenzten räumlichen Ausdehnung der tagseitigen *Magnetosheath* die Entwicklung einer turbulenten Kaskade dort unterdrückt wird und die von ihnen beobachteten spektralen Indizes Resultat des Auftretens verschiedener unabhängiger physikalischer Anregungsmechanismen für magnetische Fluktuationen ist. Da die hier ermittelten Werte (Betrag) größer aber trotzdem etwas unterhalb der Werte für hydrodynamische und MHD-Turbulenz liegen, können die von Vörös et al. (2008a,b) herangezogenen Effekte nur in geringem Maß als Interpretation berücksichtigt werden; es zeigt sich eher eine entwickeltere Turbulenz, die im Bereich der hydrodynamischen bzw. MHD-Turbulenz liegt.

Der Unterschied der transversalen und kompressiblen Indizes deutet auf ein leicht anisotropes Verhalten des Leistungsabfalls mit zunehmender Frequenz hin, was in unterschiedlichen Anregungsmechanismen bzw. Eigenschaften des turbulenten Systems begründet liegen kann. Ein flacherer spektraler Verlauf könnte z.B. Ursache eines größeren Energieeintrages bei verschiedenen Frequenzen sein oder im Auftreten von verschiedenen Dissipationsmechanismen bei höheren Frequenzen begründet liegen.

### 4.3 Welleneigenschaften in den Umgebungen von Venus und Mars im Vergleich

Die in Abschnitt 4.2 ermittelten Welleneigenschaften der niederfrequenten magnetischen Fluktuationen in den unterschiedlichen Regionen der Venusplasmaumgebung werden im Folgenden zusammengefasst und Welleneigenschaften niederfrequenter magnetischer Oszillationen in der Plasmaumgebung des Mars gegenübergestellt.

In der tagseitigen *Magnetosheath* und der Umgebung der Bugstoßwelle werden transversale und kompressible Anteile der Leistungsdichte beobachtet, die annähernd von gleicher Größe sind. Die Wellen in diesem Bereich sind mäßig elliptisch polarisiert und haben

wechselnde Polarisationsrichtungen. Die Stärke der lokal vorherrschenden Polarisationsrichtung nimmt mit zunehmendem Abstand vom Planeten zu; sehr dicht an der Venus sind die Polarisationsrichtungen weniger stark ausgeprägt. Der Wellenvektor hat die größten Winkel relativ zur mittleren Magnetfeldrichtung in den zur Venus nächstgelegenen Bereichen der *Magnetosheath*, die bei größerer Entfernung zum Planeten kleiner werden. Eine erhöhte Wellenintensität ist in der gesamten tagseitigen *Magnetosheath* zu registrieren, die durch eine abrupte Abnahme der Intensität im Bereich des Terminators gekennzeichnet ist.

An dem Übergang zur nachtsseitigen *Magnetosheath* nimmt der transversale Anteil der Leistung zu und ist in fast allen Bereichen deutlich größer als der kompressible Anteil. Nur in der Umgebung der Bugstoßwelle sind auch größere kompressible Anteile zu beobachten. Die Elliptizität nimmt auch hier Werte von überwiegend mittlerer Größe an. In einigen Bereichen sind auch verhältnismäßig niedrigere Elliptizitätswerte zu beobachten. Lokale links- und rechtshändig polarisierte Strukturen sind hier etwas ausgeprägter als in der tagseitigen *Magnetosheath*; dennoch hebt sich auch hier kein großflächiger Bereich einer bevorzugten Polarisationsrichtung hervor. Die Winkel zwischen Wellenvektor und Magnetfeldvektor sind zumeist kleiner als  $45^\circ$ . Jedoch nehmen die Winkel in der Nähe der Bugstoßwelle und der UMB etwas höhere Werte ein. Die Wellenintensität ist hier insgesamt deutlich geringer als in der tagseitigen *Magnetosheath* und nur in der unmittelbaren Umgebung der Bugstoßwelle sind weiterhin etwas höhere Intensitäten als in der Umgebung zu beobachten.

In der Mantel- und Schweifregion zeigt sich ein differenzierteres Bild der ermittelten Welleneigenschaften: transversale und kompressible Leistungsbeiträge dominieren wechselseitig in kleinen lokalen Bereichen, wobei in Summe der transversale Anteil etwas größer zu sein scheint. Die Elliptizitätswerte verteilen sich über einen größeren Bereich im Vergleich zur *Magnetosheath*, aber auch hier dominieren linkshändig und rechtshändig polarisierte Strukturen nur in eng begrenzten lokalen Bereichen, die bei etwas größeren Entfernungen zur Venus ausgeprägter zu sein scheinen. Der Wellenvektor hat in vielen Fällen einen Winkel von mehr als  $45^\circ$  zur Richtung des Hintergrundmagnetfeldes. Die beobachteten Intensitäten der Fluktuationen sind in diesem Bereich insgesamt nur auf einem sehr niedrigen Niveau. Im Gegensatz hierzu zeichnet sich der Sonnenwind vor der Bugstoßwelle durch fast ausschließlich auftretende transversale Leistungsbeiträge aus. Auch hier zeigt sich eine breite Verteilung der Elliptizitätswerte und Ausbreitungswinkel. Die Intensität in diesem Bereich ist ebenso sehr gering.

In der Arbeit von Espley et al. (2004) wird eine statistische Analyse niederfrequenter Magnetfeldoszillationen in der *Magnetosheath*, der *Magnetic Pileup Region* und dem Schweif des Mars präsentiert. Diese Ergebnisse basieren auf Messungen des Magnetometers / Elektronen-Reflektometers (MAG/ER) an Bord des NASA-Satelliten MARS-GLOBAL-SURVEYOR (MGS). Unterhalb der lokalen Protonengyrationsfrequenz wurden in der tagseitigen *Magnetosheath* Wellen beobachtet, die vorzugsweise kompressibel und elliptisch polarisiert sind und Wellenvektoren besitzen, die einen großen Winkel bzgl. der Richtung des Magnetfeldes haben. Aufgrund dieser Eigenschaften wurden die Wellen als *Mirror-Moden* gedeutet (vgl. Abschnitt 2.2.3).

In der nachtsseitigen *Magnetosheath* sind Wellen beobachtet worden, die vornehmlich transversal und elliptisch polarisiert sind und sich mit kleineren Winkeln relativ zur Magnetfeldrichtung ausbreiten. Der Entstehungsmechanismus dieser Wellen wird mit reso-

nanten Ionen/Ionen-Instabilitäten (engl. *ion/ion resonant instabilities*; vgl. Abschnitt 2.2.2) in Verbindung gebracht, deren Ursprung in zurückströmenden Plasmateilchen wie z.B. *Pickup*-Ionen planetarer Herkunft liegt. Die Wellen in der *Magnetic Pileup Region* und im Schweif haben deutlich kleinere Amplituden, sind eher linear polarisiert und haben Ausbreitungswinkel, die Werte annehmen, die ungefähr zwischen den in der tag- und nachtsseitigen *Magnetosheath* beobachteten Werten liegen. Diese Beobachtungen werden als Überlagerung verschiedener Wellenmoden interpretiert. Die Intensität der Fluktuationen sowie das Verhalten von Leistungsspektren wurde in der Arbeit von Espley et al. (2004) nicht umfangreich untersucht. Zum qualitativen Vergleich bzgl. der Wellenintensität in verschiedenen planetaren Umgebungen wurde eine Darstellung der aus den THEMIS-Daten für die Plasmaumgebung der Erde ermittelten Intensität vorgestellt (vgl. Abschnitt 4.2.6).

Die beobachteten Welleneigenschaften bei Mars und Venus zeigen grundsätzlich sehr ähnliche Strukturen. Vor allem die Beobachtungen in der tagseitigen *Magnetosheath* der Venus weisen Gemeinsamkeiten mit den Beobachtungen in der *Magnetosheath* des Mars auf. Als ein Unterschied in den abgeleiteten Welleneigenschaften ist jedoch die Tatsache herauszustellen, dass die kompressible Leistung bei Venus nicht den Anteil an der Gesamtleistung besitzt wie es bei Mars der Fall ist. Espley et al. (2004) interpretieren die von ihnen beobachteten Strukturen als *Mirror*-Moden; sie müssen aber gleichzeitig einräumen, dass diese Interpretation mit der Beobachtung moderat elliptisch polarisierter Wellen in Konflikt steht, da aus theoretischen Arbeiten und Betrachtungen eine lineare Polarisation von *Mirror*-Moden abgeleitet wird. Es wird allerdings argumentiert, dass elliptisch polarisierte *Mirror*-Moden auch schon in der *Magnetosheath* der Erde beobachtet wurden (Génot et al. 2001).

Volwerk et al. (2008a,b) haben *Mirror*-Moden-ähnliche Strukturen in der tagseitigen *Magnetosheath* der Venus beobachtet, weswegen die Eigenschaften dieser Strukturen einen Beitrag zu den in dieser Arbeit statistisch ermittelten Welleneigenschaften vermuten lassen. Auf der anderen Seite vermuten Luhmann et al. (1983), dass die Anregung der Magnetfeldfluktuationen auf Plasmainstabilitäten im Bereich der quasi-parallelen Bugstoßwelle zurückzuführen ist und sie dann stromabwärts mit dem Plasma durch die *Magnetosheath* konvektieren. Diese Vermutung wird durch die Ergebnisse numerischer Simulationen von Winske (1986) gestützt, der den Ursprung bzw. die Herkunft von Magnetfeldfluktuationen in der *Magnetosheath* der Venus untersucht hat. Das Ergebnis der Arbeit lässt vermuten, dass die Quelle der Wellen sehr wahrscheinlich die Bugstoßwelle selbst ist. Abbildung 4.13 zeigt eine Darstellung der Venusplasmaumgebung hinsichtlich der quasi-parallelen und quasi-senkrechten Konfiguration der Bugstoßwelle. Wegen der interplanetaren Magnetfeldkonfiguration in der Umgebung der Venus bildet sich eine quasi-parallele Bugstoßwelle, die durch Winkel zwischen dem Magnetfeld  $\mathbf{B}$  und dem Normalenvektor der Bugstoßwelle  $\mathbf{n}$  kleiner als  $45^\circ$  definiert ist, im Wesentlichen auf der Abendseite aus, während eine quasi-senkrechte Bugstoßwelle, die durch Winkel zwischen  $\mathbf{B}$  und  $\mathbf{n}$  von mehr als  $45^\circ$  definiert ist, hauptsächlich auf der Morgenseite auftritt.

Weiterhin zeigen die Simulationen aber auch, dass Wellen durch die direkte Wechselwirkung des Sonnenwindes mit Sauerstoffionen ( $\text{O}^+$ ), die aus der Atmosphäre entweichen (also planetaren Ursprungs sind), angeregt werden können. Diese Wellen wären dann durch eine rechtshändige Polarisation charakterisiert, während die Wellen, die an der Bugstoßwelle generiert werden, eine linkshändige Polarisation besäßen.

Die Simulationen von Winske (1986) sind allerdings unter idealisierten Bedingungen

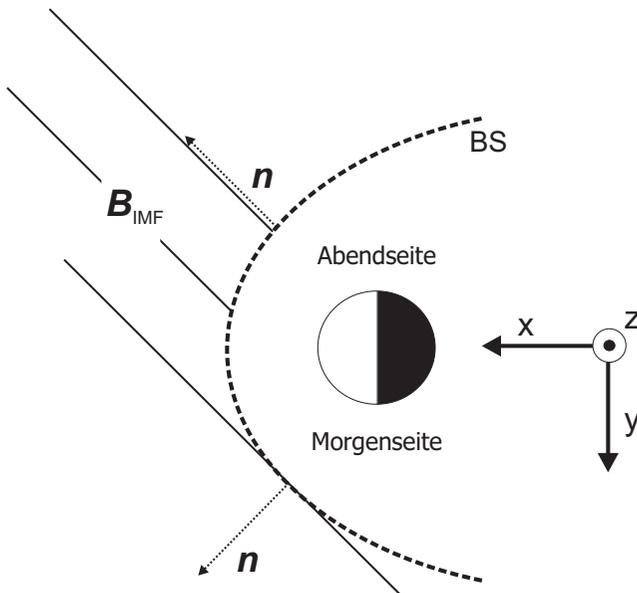


Abbildung 4.13: Schematische Darstellung der quasi-parallelen und quasi-senkrechten Konfiguration der Bugstoßwelle (BS) in der Plasmaumgebung der Venus.  $\mathbf{B}_{\text{IMF}}$  kennzeichnet das interplanetare Magnetfeld und  $\mathbf{n}$  den Normalenvektor der Bugstoßwelle in der Ebene der Ekliptik. Eine quasi-parallele Anordnung ( $\langle \mathbf{B}, \mathbf{n} \rangle < 45^\circ$ ) ist vorwiegend auf der Abendseite anzutreffen, während eine quasi-senkrechte Anordnung eher auf der Morgenseite der Venus zu finden ist.

durchgeführt worden und speziell im Hinblick auf die Polarisationsrichtung bleibt bei den aus den VENUS-EXPRESS-Magnetometerdaten abgeleiteten Ergebnissen in dieser Arbeit eine Unsicherheit aufgrund einer möglichen Doppler-Verschiebung von Frequenzen. Wie bereits in Abschnitt 4.2.4 erwähnt, können stromaufwärts laufende Wellen ihre Polarisationsrichtung umkehren. Wellen, die sich stromabwärts von der Bugstoßwelle ausbreiten, ändern das Vorzeichen der Polarisierung zwischen den Bezugssystemen nicht. Dies kann nur geschehen, wenn sich eine Welle entgegen der Strömung des Sonnenwinds mit einer Phasengeschwindigkeit ausbreitet, die kleiner als die Strömungsgeschwindigkeit des Sonnenwinds ist (z.B. Hoppe und Russell 1983). Abbildung 4.14 zeigt diesen Sachverhalt in einer schematischen Darstellung. Im oberen Bild (a) ist der Fall einer sich mit der Plasmaströmung ausbreitenden Welle und die Beobachtung des Drehsinns dargestellt, während im unteren Bild (b) der Fall einer sich gegen die Plasmaströmung ausbreitenden Welle mit einer Phasengeschwindigkeit, die kleiner ist als die Strömungsgeschwindigkeit des Plasmas ist, dargestellt ist.

Die beiden Fälle unterscheiden sich hinsichtlich der beobachtbaren Polarisationsrich-

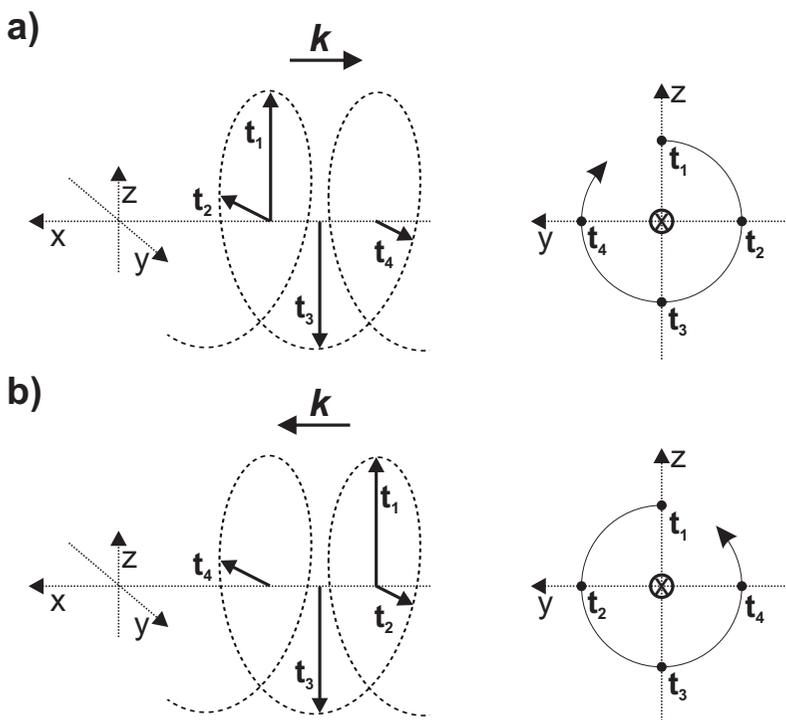


Abbildung 4.14: Schematische Darstellung zu beobachtender Polarisationsrichtungen von Wellen in einem kartesischen Koordinatensystem ( $t_1$  bis  $t_4$  kennzeichnet die fortschreitende Zeit und  $k$  die Ausbreitungsrichtung der Welle); a) soll den Fall einer sich mit der Plasmaströmung ausbreitenden zirkular polarisierten Wellen zeigen (links): ein Beobachter, auf den die Welle zuläuft, sieht einen im Uhrzeigersinn rotierenden Vektor (rechts); b) soll den Fall einer sich gegen die Plasmaströmung ausbreitenden Welle zeigen, die eine Phasengeschwindigkeit hat, die kleiner als die Strömungsgeschwindigkeit des Plasmas ist (links): ein Beobachter sieht nun eine an sich vorbeilaufende Welle, die eine umgekehrte Polarisationsrichtung im Vergleich zum ersten Beispiel besitzt, obwohl der Drehsinn des Vektors in Ausbreitungsrichtung der Welle in beiden Fällen gleich ist.

tung der Wellen, wenn man sich als Beobachter an einem festen Punkt im Koordinatensystem befindet, da sie sich zwischen den beiden Fällen umkehrt. Breitet sich eine Welle entgegen der Plasmaströmung mit einer Phasengeschwindigkeit aus, die größer ist als die Strömungsgeschwindigkeit des Plasmas, so entspricht dieser Fall qualitativ dem Fall in Abbildung 4.14a und es kommt zu keiner Umkehr der Polarisationsrichtung zwischen einem ortsfesten Koordinatensystem und einem Bezugssystem, in welchem die Strömungs-

geschwindigkeit des Plasmas verschwindet.

Nimmt man an, dass die Wellen vorzugsweise an oder in der Nähe der Bugstoßwelle generiert werden und sich dann von der Bugstoßwelle aus stromabwärts ausbreiten, so können die Beobachtungen in Abbildung 4.9 derart interpretiert werden, dass beide Mechanismen zur Entstehung von rechtshändig und linkshändig polarisierten Wellen greifen, da sich in der Abbildung ein sehr durchmischtes Bild bzgl. der Polarisationsrichtungen zeigt. Diese Wellen würden keiner Umkehrung der Polarisationsrichtung zwischen dem Bezugssystem des Plasmas und des Satelliten unterliegen und die aus den VENUS-EXPRESS-Magnetometerdaten ermittelte Polarisation entspräche somit der intrinsischen Polarisation der Wellen.

Die quasi-parallelen und quasi-senkrechten Bereiche der Bugstoßwelle wieder aufgreifend ist zunächst von Bedeutung, dass bei dem heliozentrischen Abstand der Venus von 0,7 AE der Winkel der Parker-Spirale (also der Winkel zwischen radialer Richtung von der Sonne und Magnetfeld in der Ekliptik) im Mittel etwa  $35^\circ$  beträgt (Luhmann et al. 1997). Dies bedeutet, dass sich der ausgeprägte Abschnitt der quasi-parallelen Bugstoßwelle in der Ekliptik ( $x$ - $y$ -Ebene) mit Winkeln von weniger als  $10^\circ$  zwischen der Normalen der Bugstoßwelle  $\mathbf{n}$  und der Richtung des interplanetaren Magnetfeldes  $\mathbf{B}$  (engl. *interplanetary magnetic field*) im Abendsektor und zwar bei einem Sonnenzenitwinkel (engl. *solar zenith angle* (SZA); der SZA ist der Winkel zwischen der  $x$ -Achse und der Verbindungslinie zwischen Koordinatenursprung und einem Punkt auf der Bugstoßwelle im VSO'-Koordinatensystem) von etwa  $30^\circ$  bis  $70^\circ$  befindet (vgl. Abbildung 4.13).

In dem hier verwendeten zylindrischen Koordinatensystem (vgl. Abbildung 4.11) liegt dieser quasi-parallele Teil der Bugstoßwelle in dem gleichen Winkelbereich ( $30^\circ$  bis  $70^\circ$  SZA) wie in dem VSO'-Koordinatensystem, aber aufgrund der damit verbundenen Mittelung der Intensitätswerte könnten diese durch eine asymmetrische Verteilung zwischen der Morgen- und Abendseite vermindert sein. Darstellungen der Wellenintensitätswerte als Projektion auf die verschiedenen Ebenen des VSO'-Koordinatensystems folgt in Abschnitt 4.7 und wird dort ausführlicher diskutiert. Es ist festzustellen, dass die Mehrheit der größten Intensitätswerte (rote Datenfelder) in Abbildung 4.11 in dem Winkelbereich von  $30^\circ$  bis  $70^\circ$  (SZA) zu finden sind.

Grundsätzlich bleibt zunächst jedoch festzuhalten, dass die erhöhte Wellenintensität direkt stromabwärts der Bugstoßwelle, also mit Beginn der Durchquerung der Bugstoßwelle, sehr auffallend ist. Aus diesem Grund kann die dort erhöhte Wellenintensität ursächlich zunächst Mechanismen zugeschrieben werden, die in Beziehung zu Prozessen an oder in unmittelbarer Umgebung der Bugstoßwelle stattfinden. Es wird geschlussfolgert, dass insbesondere die Konstellation der quasi-parallelen Bugstoßwelle mit der Anregung der Wellen eng verknüpft sein könnte, wie es auch schon von Luhmann et al. (1983) vermutet wurde. Allerdings muss auch festgehalten werden, dass es Bereiche mit hoher Intensität bei kleinen SZA gibt, die dichter an der UMB als an der Bugstoßwelle anzutreffen sind, so dass vermutet werden kann, dass es auch Anregungsmechanismen innerhalb der *Magnetosheath* bzw. in unmittelbarer Umgebung der UMB geben könnte.

In der Wechselwirkungsregion des Sonnenwindes mit der Erde wird angenommen, dass die Anregung von *Mirror*-Moden in der *Magnetosheath* nicht ausschließlich an der Bugstoßwelle erfolgt, sondern auch innerhalb der *Magnetosheath* stattfinden kann (Tátralyay und Erdős 2002). Der Ursprung und die Entwicklung von *Mirror*-Moden bei Venus (vgl. Volwerk et al. 2008a,b) könnten prinzipiell in gleicher Weise wie bei der Erde erfol-

gen, da die Voraussetzungen zur Anregung dieser Wellen in beiden Planetenumgebungen ähnlich sein sollte (vgl. Abschnitt 2.2.3). *Mirror*-Moden wären somit ein Wellentyp, der in der *Magnetosheath* der Venus beobachtet werden kann.

Eine Gegenüberstellung der Welleneigenschaften, die unter der quasi-parallelen und quasi-senkrechten Konstellation der Normalen der Bugstoßwelle und der Richtung des Magnetfeldes in Erscheinung treten, haben Du et al. (2009) für eine Fallstudie und Du et al. (2010) statistisch für einen VENUS-EXPRESS-Magnetometerdatensatz durchgeführt. Sie vermuten als mögliche Quellen des fluktuierenden Feldes in der *Magnetosheath* aus der *Foreshock*-Region in bzw. durch die *Magnetosheath* konvektierende Strukturen oder lokal erzeugte Wellenstrukturen. Für den Fall, dass das interplanetare Magnetfeld nahezu senkrecht zum strömenden Sonnenwind ist, gehen Du et al. (2010) von Wellenerzeugung durch Ionen-Zyklotron-Instabilitäten aus, die in Verbindung mit *Pickup*-Ionen stehen. Für den weiteren Fall, dass das interplanetare Magnetfeld parallel zur Richtung der Sonnenwindströmung ist, gehen die Autoren von Strukturen aus, die in die *Magnetosheath* konvektieren. Ihre Vermutungen bzgl. potentieller Anregungsmechanismen sind also mit vorherigen Beobachtungen und hier diskutierten Betrachtungen konsistent. Insgesamt bestätigen die von Du et al. (2010) ermittelten Welleneigenschaften die hier beobachteten Welleneigenschaften in der Wechselwirkungsregion des Sonnenwindes mit Venus.

Die Eigenschaften der Wellen in den nachseitigen *Magnetosheath*-Regionen von Venus und Mars zeigen ebenfalls Gemeinsamkeiten: bei beiden Planeten ist die transversale Leistung bzw. Amplitude der Wellen größer als die kompressible, die Oszillationen sind eher elliptisch und die Ausbreitungsrichtung ist durch Winkel charakterisiert, die unterhalb von  $45^\circ$  relativ zum Magnetfeld liegen. Espley et al. (2004) führen die von ihnen beobachteten Wellenerscheinungen auf resonante Ionen/Ionen-Instabilitäten zurück.

Die Mantel- und Schweifregion bei Venus zeigen kein einfach zu kategorisierendes Bild, da sich die Welleneigenschaften hier über einen weiteren Bereich erstrecken als in den anderen Bereichen der Wechselwirkungsregion. Ähnlich stellt sich auch die Situation bei Mars dar und es wird dort von einer Überlagerung verschiedener Wellenmoden ausgegangen. Gerade Prozesse nahe an den Begrenzungen der verschiedenen Wechselwirkungsregionen sowie Stromsysteme (z.B. das ionosphärische Stromsystem) könnten jeweils einen signifikanteren Einfluss in diesen Regionen bekommen. Dies kann zu zusätzlichen Instabilitäten führen, die dann weitere zusätzliche Wellenmoden generieren könnten.

Die hier durchgeführte Analyse der Magnetfeldfluktuationen bringt wegen ihres statistischen Charakters die dominierenden Eigenschaften der Wellen hervor und kann somit ein grundlegendes Bild bzw. Verständnis über die in der Wechselwirkungsregion vorhandenen Wellenmoden vermitteln. Während in der Diskussion MHD-Wellenmoden betrachtet wurden, sollten auch komplexere kinetische Plasmamodelle berücksichtigt werden, die Temperaturanisotropien und nicht-Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilungen berücksichtigen und durch Mikroinstabilitäten zu zusätzlichen Wellenmoden führen. Für anisotrope Protonen-Elektronen-Plasmen diskutieren Gary et al. (1993) Plasmainstabilitäten, die in der Lage wären, niederfrequente Wellen anzuregen. Gary (1991, 1993) schlagen auch Wellenanregungsmechanismen für nicht-Maxwellsche Plasmaverteilungen vor.

Die gesonderte Untersuchung ausgewählter Datenintervalle könnte helfen, um einzelne Strukturen detaillierter zu betrachten und mögliche Wellenmoden leichter zu identifizieren. Da der Schwerpunkt in dieser Arbeit auf der statistischen Analyse der Daten liegt

(um somit die Ergebnisse auch mit den bei Mars beobachteten Welleneigenschaften zu vergleichen), sei die Betrachtung von Fallstudien als interessante und lohnenswerte Aufgabe für zukünftige über diese Arbeit hinausgehende Studien, empfohlen. Dies gilt insbesondere, wenn ein umfangreicher Datensatz der Plasmamomente für wissenschaftliche Zwecke zur Verfügung steht, da zur Identifizierung von *Mirror*-Moden Daten über die jeweilige Plasmadichte wegen der Antikorrelation von Magnetfeld- und Dichtefluktuationen sehr hilfreich sind (vgl. Abschnitt 2.2.3).

Zusammenfassend lässt sich somit feststellen, dass die Beobachtungen bei Venus grundsätzlich Eigenschaften hervorbringen, die ähnlich zu den bei Mars beobachteten Eigenschaften sind. Es ergibt sich daher ein Hinweis auf gleiche Anregungsmechanismen bzw. Instabilitäten, die in Zusammenhang mit dem Typ von Wechselwirkung zwischen Sonnenwind und Planet stehen könnte, da dieser für Venus und Mars gleich ist.

Bei den von Brace et al. (1983a) beobachteten Wellen (*post-terminator ionospheric waves*; vgl. Abschnitt 2.2.6) lässt sich gegenwärtig keine Beziehung zu den hier gemachten Beobachtungen herstellen. Dies liegt in der Tatsache begründet, dass diese Wellen unterhalb von 200 km beobachtet wurden, der VENUS-EXPRESS-Satellit sich aber nur bis zu einem Abstand von etwa 250 km über der Oberfläche der Venus in dem hier betrachteten Zeitintervall angenähert hat. Brace et al. (1983a) diskutieren als eine mögliche Ursache der Wellen Turbulenz bei größeren Höhen bzw. in weiterer Entfernung vom Planeten. Aus diesem Grund kann es interessant sein zu untersuchen, ob dieses Wellenphänomen mit Beobachtungen von VENUS-EXPRESS verknüpft werden kann, wenn Messdaten aus dichter am Planeten liegenden Bereichen vorliegen.

In den Abschnitten 4.4, 4.5 und 4.6 wird die räumliche Verteilung der Wellenintensität genauer betrachtet und mögliche Ursachen bzw. Anregungsprozesse und -mechanismen diskutiert, denen verschiedene Hypothesen zugrunde liegen. In Abschnitt 4.7 werden dann noch die Intensitäten als Projektion auf die verschiedenen Ebenen des VSO'-Koordinatensystems diskutiert.

## 4.4 Wellenintensität und Mach-Zahlen

Die räumlichen Variationen von Alfvén-Mach-Zahl und magnetosonischer Mach-Zahl können in Zusammenhang mit der erhöhten Wellenaktivität in der *Magnetosheath* der Venus stehen. Die Alfvén-Mach-Zahl ist als

$$M_A = \frac{v_{sw}}{v_A} = \left( \frac{B}{\sqrt{\mu_0 \rho}} \right)^{-1} v_{sw} \quad (4.3)$$

definiert, wobei  $v_{sw}$  die Geschwindigkeit des Sonnenwindes und  $v_A$  die Alfvén-Geschwindigkeit ( $v_A = B / \sqrt{\mu_0 \rho}$ ;  $\mu_0$ : magnetische Feldkonstante,  $\rho$ : Dichte) ist. Die magnetosonische Mach-Zahl ist als

$$M_{ms} = \frac{v_{sw}}{v_{ms}} = \frac{v_{sw}}{\sqrt{v_s^2 + v_A^2}} = \frac{M_s M_A}{\sqrt{M_s^2 + M_A^2}} \quad (4.4)$$

definiert, wobei  $v_s$  die sonische Geschwindigkeit

$$v_s = \sqrt{\gamma \frac{k_B (T_e + T_i)}{m_i}} \quad (4.5)$$

( $\gamma$ : Verhältnis der spezifischen Wärmekapazitäten,  $k_B$ : Boltzmann-Konstante,  $T_e$  und  $T_i$ : Elektronen- und Ionentemperatur,  $m_i$ : Masse der Ionen) und  $v_{ms}$  die magnetosonische Geschwindigkeit

$$v_{ms} = \sqrt{v_s^2 + v_A^2} \quad (4.6)$$

(sonische Mach-Zahl  $M_s = v_{sw}/v_s$ ) ist.

Der Sonnenwind ist supersonisch, super-Alfvénisch und supermagnetosonisch bevor er Kenntnis von dem zu umfließenden Hindernis Venus bekommt (z.B. Luhmann et al. (1997); vgl. Tabelle 2.1). Die Bugstoßwelle ist eine schnelle magnetosonische Welle (z.B. Phillips und McComas 1991), an der der Sonnenwind auf submagnetosonische Geschwindigkeiten abgebremst wird. Betrachtet man dieses System mit einem gasdynamischen Ansatz, so kann die Bernoulli-Gleichung für adiabatische Gasströmungen (Pröls 2004)

$$\frac{m}{2} v_{sw}^2 + \frac{\gamma}{\gamma - 1} k_B T = \text{konst.} \quad (4.7)$$

abgeleitet werden. Aus dieser Gleichung geht hervor, dass eine Reduzierung der Geschwindigkeit zu einem Anstieg der Temperatur bzw. des Verhältnisses  $p/\rho$  und umgekehrt führt. Dies entscheidet, ob die Strömung eine Überschall- oder Unterschallströmung ist und lässt auch zu, dass die Strömung stromabwärts der Bugstoßwelle wieder supermagnetosonische Geschwindigkeiten erreichen kann.

Diese Grenze kann als „magnetosonische Linie“ ähnlich der „sonischen Linie“ (bei der der Sonnenwind wieder supersonische Geschwindigkeiten erreicht), die aus numerischen Simulationen von Spreiter und Stahara (1980) abgeleitet wurde, bezeichnet werden. Das Auftreten einer solchen „Linie“ ist theoretisch auch für die Alfvén-Mach-Zahl möglich: stromabwärts der Bugstoßwelle könnte die Alfvén-Mach-Zahl aufgrund der variierenden Magnetfeldstärke, Dichte und Temperatur sub-Alfvénisch werden, also unter den Wert 1 absinken. In einem solchen Gebiet innerhalb der *Magnetosheath* mit Mach-Zahlen, die kleiner als 1 sind, würden MHD-Wellen nicht nur mit der Strömung konvektieren, sondern könnten sich auch stromaufwärts ausbreiten und das Gebiet zwischen Bugstoßwelle und einer Alfvénischen bzw. magnetosonischen Linie bevölkern.

In einem super-Alfvénischen bzw. supermagnetosonischen Bereich wird die Wellenenergie nur in Strömungsrichtung transportiert, d.h. sie konvektiert mit der Strömung. Die Übergangsregion von einem Unterschall- in einen Überschallbereich könnte demnach eine Grenze bzgl. der Höhe der Wellenaktivität bilden: in dem Unterschallbereich kommt es wegen zahlreicher Möglichkeiten der Wellenausbreitung bzgl. der Richtung zu einer erhöhten Wellenaktivität, während im Überschallbereich Wellen weiter stromabwärts getragen werden.

Allerdings werden für eine quantitative Untersuchung dieser Hypothese bzw. zur Bestimmung der Positionen solcher Unter- bzw. Überschallgrenzen weitere Kenntnisse über Temperaturen und Dichten in der *Magnetosheath* benötigt. Da diese Daten für wissenschaftliche Zwecke noch nicht in einem ausreichend umfangreichen Rahmen zur Verfügung stehen, bleibt die räumliche Verteilung der Mach-Zahlen und damit die Existenz dieser Grenzen sowie ihre Position zunächst spekulativ. Messungen der entsprechenden Parameter finden an Bord von VENUS-EXPRESS mit dem *Analyser of Space Plasmas and Energetic Atoms* (ASPERA-4) statt (vgl. Abschnitt 3.1).

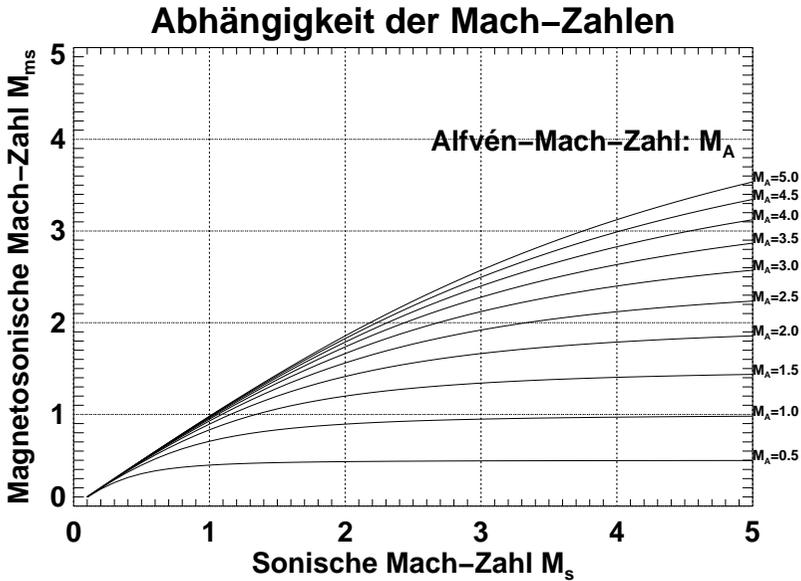


Abbildung 4.15: Magnetosonische Mach-Zahl  $M_{ms}$  als Funktion der sonischen Mach-Zahl  $M_s$  für verschiedene Alfvén-Mach-Zahlen  $M_A$ . Es ist möglich, dass in submagnetosonischen Gebieten super-Alfvénische Geschwindigkeiten auftreten. Entscheidend hierfür ist jedoch das Verhalten der sonischen Mach-Zahl, die maßgeblichen Einfluss auf das Verhalten hat.

Mit der Bereitstellung eines umfangreichen Datensatzes von Plasmamomenten kann eine detaillierte Untersuchung durchgeführt werden. Die Alfvén-Mach-Zahl in der *Magnetosheath* der Venus konnte bereits auf Basis von vorläufigen ASPERA-4-Dichtedaten und den Magnetfelddaten abgeschätzt werden. Diese Abschätzung weist darauf hin, dass die Plasmaströmung in der *Magnetosheath* super-Alfvénisch ist. Daraus ergibt sich, dass Wellen eher mit der Strömung konvektieren als stromaufwärts zu propagieren. Abbildung 4.15 zeigt die magnetosonische Mach-Zahl als Funktion der sonischen Mach-Zahl für verschiedene Alfvén-Mach-Zahlen (vgl. Gleichung 4.4). Der Darstellung ist zu entnehmen, dass es prinzipiell möglich ist, dass in submagnetosonischen Bereichen super-Alfvénische Geschwindigkeiten auftreten können. Dies hängt jedoch maßgeblich von der sonischen Mach-Zahl ab. Für die *Magnetosheath* der Venus bedeutet dies, dass stromabwärts der Bugstoßwelle (also nach der Durchquerung der Bugstoßwelle und Abnahme der Geschwindigkeit auf submagnetosonische Geschwindigkeiten) die Strömung theoretisch weiterhin super-Alfvénisch sein kann. In der weiteren Diskussion wird dieser Punkt wieder aufgegriffen und diskutiert.

## 4.5 Wellenintensität entlang von Strömungslinien

Als zweite Hypothese zur Interpretation der beobachteten Verteilung der Wellenintensität in der Venusumgebung (Abbildung 4.11) wird ein geometrischer Effekt aufgrund der Modifikation des Sonnenwindströmungsmusters um das Planetenhindernis diskutiert. Das zunächst auf das Hindernis zulaufende Plasma staut sich auf, umströmt Venus und nimmt dann nach dieser Kompression wieder einen größeren Raum ein. Damit verbunden ist eine Änderung des Strömungsprofils, insbesondere eine Variation des Geschwindigkeitsprofils, das in Zusammenhang mit der räumlichen Veränderung der Wellenintensität stehen kann.

Eine genauere Untersuchung dieses Sachverhaltes erfordert die Kenntnis über das in der *Magnetosheath* anzutreffende Strömungsprofil. Für eine Abschätzung wird ein analytisches Strömungslinienmodell verwendet, um das Umfließen des Plasmas um die Venus zu beschreiben. Dieses Modell erlaubt die Entwicklung bzw. das Verhalten der Intensität entlang von Strömungslinien in der *Magnetosheath* zu bestimmen, wenn angenommen wird, dass die Wellenstrukturen durch die *Magnetosheath* konvektieren. Das ausgewählte Strömungsmodell beschreibt einen hydrodynamischen, rotationsfreien Fluss um einen Zylinder (z.B. Vallentine 1967) für die tagseitige *Magnetosheath*, der durch den zu einer Geraden parallelen Fluss in der nachseitigen *Magnetosheath* fortgesetzt wird.

Dieses Modell wurde bereits erfolgreich von Luhmann et al. (1983) eingesetzt, um Magnetfeldfluktuationen, die mit dem PIONEER-VENUS-ORBITER beobachtet wurden, entlang von Strömungslinien zurückzufolgen. Die Autoren heben hervor, dass dieses Modell in sehr guter Übereinstimmung mit dem gasdynamischen Modell von Spreiter und Stahara (1980) ist, welches die Wechselwirkung des Sonnenwindes mit der Venus beschreibt. In der Arbeit von Luhmann et al. (1983) gelang es den Autoren auch, beobachtete Fluktuationen mit der quasi-parallelen Konfiguration der Bugstoßwelle in Verbindung zu bringen (vgl. Abschnitt 4.3). Darüber hinaus ist zu erwähnen, dass die ermittelten Wechselwirkungsgrenzen, die UMB und die ICB, von Martinecz et al. (2009) auf der Nachtseite mit einer anderen Funktion an die Messwerte angepasst sind als auf der Tagseite, woraus ein nicht-stetiger Übergang von den tagseitigen Modellplasmagrenzen zu den nachseitigen Modellplasmagrenzen resultiert. Dieser nicht-kontinuierliche Übergang am Terminator kann durch das analytische Strömungsmodell nicht reproduziert werden. Diese Tatsache ist jedoch nur von geringer Relevanz, da sich das Hauptinteresse auf die tagseitige *Magnetosheath* und den sich dort verändernden Wellenintensitätsverlauf fokussiert und die Wellenintensität im nachseitigen Bereich bereits auf ein sehr niedriges Niveau abgesunken ist. Daher sind auch keine wesentlichen Abweichungen zu erwarten, wenn die nachseitigen Strömungslinien parallel zur  $x'$ -Achse modelliert werden.

Die Strömungslinienfunktion  $\Psi$  ist gegeben durch

$$\Psi_t = vy' \left( 1 - \frac{r^2}{x'^2 + y'^2} \right), \quad (4.8)$$

$$\Psi_n = vy' \quad (4.9)$$

für die Tagseite (Index t) und für die Nachtseite (Index n).  $v$  ist die nominelle Geschwindigkeit (für den Bereich nach der Bugstoßwelle, also mit Beginn der *Magnetosheath*; es wird  $v = 100$  km/s angenommen),  $r$  ist der Radius des Hindernisses und  $x'$ ,  $y'$ ,  $z'$  sind kartesische Koordinaten. Der Geschwindigkeitsvektor steht immer tangential zur Strömungslinie (was gleichzeitig die Definition der Strömungslinie ist). Weiterhin kann die

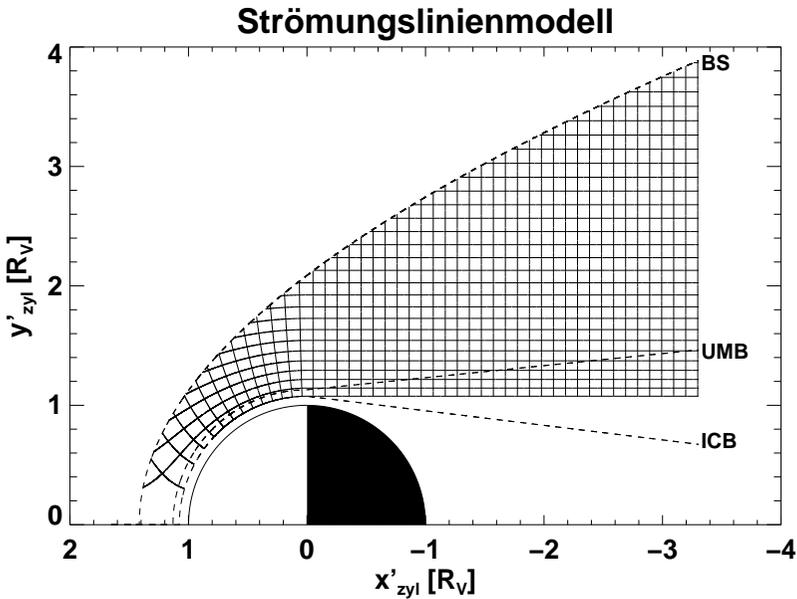


Abbildung 4.16: Darstellung des analytischen Strömungslinienmodells in der *Magnetosheath* der Venus. Bei den auf der Tagseite radial bzw. auf der Nachtseite vertikal verlaufenden Linien handelt es sich um die Geschwindigkeitspotentiallinien. Bei den zu den Geschwindigkeitspotentiallinien senkrecht verlaufenden Linien handelt es sich um die Strömungslinien.

Geschwindigkeitspotentialfunktion  $\Phi$  als

$$\Phi_t = \nu y' \left( 1 + \frac{r^2}{x'^2 + y'^2} \right), \quad (4.10)$$

$$\Phi_n = \nu x' \quad (4.11)$$

wiederum für die Tagseite und Nachtseite definiert werden. Die Geschwindigkeitspotentiallinien sind derart definiert, dass die Differentiation bzgl. der Entfernung in jede beliebige Richtung die Geschwindigkeit in diese Richtung ergibt. Die Geschwindigkeitspotentiallinien sind senkrecht zu den Strömungslinien angeordnet. Abbildung 4.16 zeigt eine Darstellung des beschriebenen Strömungslinienmodells. Dabei sind einzelne Strömungslinien (horizontal verlaufend) sowie einzelne Geschwindigkeitspotentiallinien (radial bzw. vertikal verlaufend) innerhalb der *Magnetosheath* eingezeichnet. Die zuvor ermittelten Intensitätswerte werden nun zwischen jeweils zwei Strömungslinien und zwei Geschwindigkeitspotentiallinien gemittelt. Abbildung 4.17 zeigt diese Darstellung, mit der nun das Verhalten bzw. die Verteilung der Wellenintensität entlang der zugehörigen Strömungslinien genauer betrachtet werden kann.

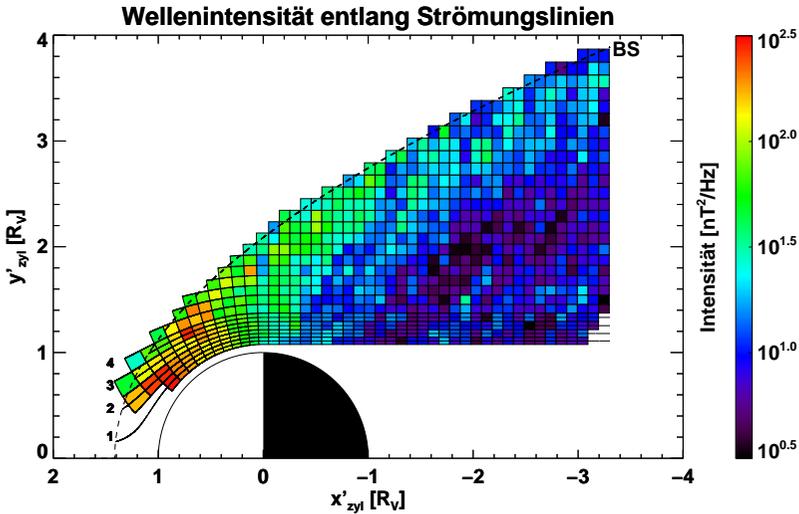


Abbildung 4.17: Wellenintensität entlang von Strömungslinien. Die Intensitäten, die mit der jeweiligen Position in der Plasmaumgebung der Venus verbunden sind, sind zwischen benachbarten Strömungslinien und Geschwindigkeitspotentiallinien gemittelt. Die durchgezogenen Linien zeigen die dazwischen liegenden Strömungslinien, die zur besseren Orientierung nummeriert sind.

Zur Untersuchung des geometrischen Einflusses wird folgendermaßen vorgegangen: es wird angenommen, dass die Änderung der Intensitätswerte nur auf die sich verändernde Querschnittsfläche zwischen den verschiedenen Strömungslinien und der variierenden Geschwindigkeit entlang von Strömungslinien zurückzuführen ist. Damit kann dieser Fall anhand der Kontinuitätsgleichung für einen stationären, also zeitlich nicht variierenden Fluss, untersucht werden. Die Intensität entlang einer Strömungslinie  $I(s)$  (also als Funktion der Entfernung entlang einer Strömungslinie  $s$ ) kann als

$$I(s)v(s)A(s) = \text{konst.}, \quad (4.12)$$

beschrieben werden, wobei hier  $v(s)$  die Geschwindigkeit und  $A(s)$  die Querschnittsfläche ist. Weiterhin sei vorausgesetzt, dass keine Quellen oder Senken für Wellenenergie innerhalb der *Magnetosheath* existieren bzw. diese vernachlässigbar sind. Die Wellen sollen an der Bugstoßwelle oder in deren unmittelbarer Umgebung angeregt werden und mit der Plasmaströmung stromabwärts konvektieren. Da sich die Dämpfung der Wellen bzw. die Dissipation von Wellenenergie im Bereich höherer Frequenzen ereignen soll, wird Dissipation von Wellenenergie in dieser Abschätzung nicht berücksichtigt.

Aus Gleichung 4.12 kann das Verhalten bzw. die Entwicklung der Intensität theoretisch bestimmt und mit dem beobachteten Verlauf aus den gemessenen Magnetfelddaten verglichen werden. Die Strömungsgeschwindigkeit  $v(s)$  und die Querschnittsfläche

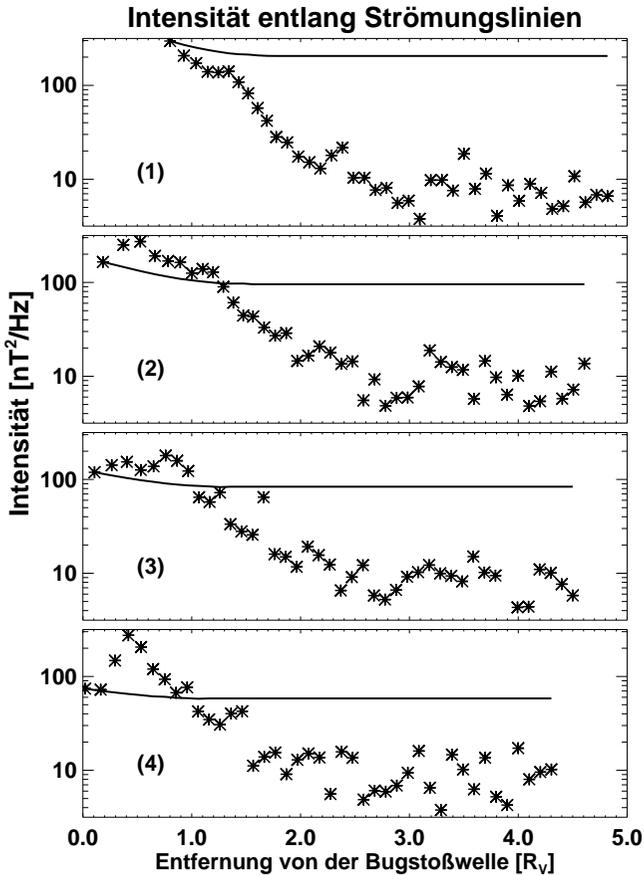


Abbildung 4.18: Verhalten der Wellenintensität entlang verschiedener Strömungslinien (die Nummern (1) bis (4) in den Abbildungen sind äquivalent zu den Strömungslinien 1 bis 4 in Abbildung 4.17). Die durchgezogenen Linien zeigen die berechnete Intensitätsfunktion, die aus der Kontinuitätsgleichung (Gleichung 4.12) abgeleitet wurde. Die Sternsymbole hingegen zeigen die aus den Beobachtungen bzw. Messdaten ermittelten Intensitäten.

$A(s)$  können aus dem betrachteten Strömungslinienmodell bestimmt werden. In Abbildung 4.18 wird beispielhaft die Entwicklung der Intensität entlang von vier Strömungslinien (vgl. Abbildung 4.17) vorgestellt. Die Intensitätswerte, die aus der Kontinuitätsgleichung (Gleichung 4.12) bestimmt wurden (durchgezogene Linie), zeigen einen nahezu konstanten Verlauf entlang der Strömungslinien, während die beobachteten Intensitätswerte

te (Sternsymbole) ein steiles Abklingverhalten aufweisen. Es ist allerdings darauf hinzuweisen, dass die beobachteten Intensitätswerte keinesfalls rein monoton mit zunehmendem Abstand von der Bugstoßwelle kleiner werden. Zu Beginn, in sehr kurzem Abstand zur Bugstoßwelle, steigt die Intensität zunächst etwas an und erst dann setzt eine Abnahme ein (Strömungslinien 2 bis 4; bei Strömungslinie 1 sind keine Beobachtungen nahe der Bugstoßwelle vorhanden). Dieses Verhalten deutet darauf hin, dass Wellen auch stromabwärts, also in der *Magnetosheath*, angeregt werden könnten. Folglich könnten also in der *Magnetosheath* Quellen für Wellenenergie existieren.

Prinzipiell lassen die Ergebnisse aus Abbildung 4.18 die Vermutung zu, dass die Änderungen der Geschwindigkeit und Querschnittsfläche entlang der Strömungslinien zu gering sind, als dass sie einen wesentlichen Beitrag zum beobachteten räumlichen Abklingverhalten der Wellenintensität liefern könnten. Aufgrund der Tatsache, dass der theoretisch berechnete Intensitätsverlauf nahezu konstant ist, spielen die Änderungen von Geschwindigkeit und Querschnittsfläche also nur eine untergeordnete Rolle und bieten keinen signifikanten Beitrag zur Erklärung der Beobachtungen. Dabei bliebe es auch, wenn man berücksichtigte, dass Wellen innerhalb der *Magnetosheath* angeregt werden und einen zusätzlichen Beitrag zur bereits vorhandenen (von der Bugstoßwelle mitströmenden) Intensität beitragen. In diesem Fall käme es zu einer Änderung der Anfangswerte der Intensität, aber der nahezu konstante Kurvenverlauf würde sich nach wie vor nicht signifikant ändern.

Insgesamt kann somit ein entscheidender Einfluss aus nur variierenden Geschwindigkeiten und Querschnittsflächen für das beobachtete Verhalten der Intensität in der *Magnetosheath* der Venus ausgeschlossen werden. Es bleibt darauf hinzuweisen, dass das analytische Strömungsmodell das tatsächliche Strömungsverhalten nur näherungsweise wiedergibt und somit nur eine Abschätzung für den Einfluss des geometrischen Effekts getroffen werden kann. Für die Ermittlung des quantitativen Einflusses müsste ein umfangreicheres Modell, das ggf. auch Messungen der Geschwindigkeit berücksichtigt, eingebunden werden. Dennoch sollte eine genauere quantitative Untersuchung kein grundsätzlich anderes Verhalten hervorbringen und das aus der Abschätzung qualitativ gewonnene Ergebnis bestätigen.

## 4.6 Turbulenz und Transport von Wellenenergie

Magnetfeldfluktuationen in den Wechselwirkungsregionen des Sonnenwindes mit den Planeten bzw. Körpern im Sonnensystem zeigen häufig ein turbulentes Verhalten. Aus diesem Grund wird schließlich der Transport von Wellenenergie in einer turbulenten Umgebung diskutiert. Dieser Aspekt hat auch schon Berücksichtigung in den Arbeiten von Luhmann et al. (1983) and Winske (1986) gefunden. Zu überprüfen ist die Hypothese eines dissipationsbedingten Verlustes der Fluktuationsenergie während der Konvektion durch eine turbulente *Magnetosheath*. Untersucht wird, ob das räumliche Abklingverhalten der Wellenintensität entlang der Strömungslinien dadurch zu verstehen bzw. zu erklären ist.

Das Abklingverhalten bzw. der Verlust von Energie (engl. *energy-decay laws*) für verschiedene Arten von Turbulenz wird ausführlich in den Büchern von Biskamp (2003) und Davidson (2004) vorgestellt und diskutiert. Meist wird dieses Verhalten als sich frei entwickelnde oder abklingende Turbulenz (engl. *freely evolving/decaying turbulence*) be-

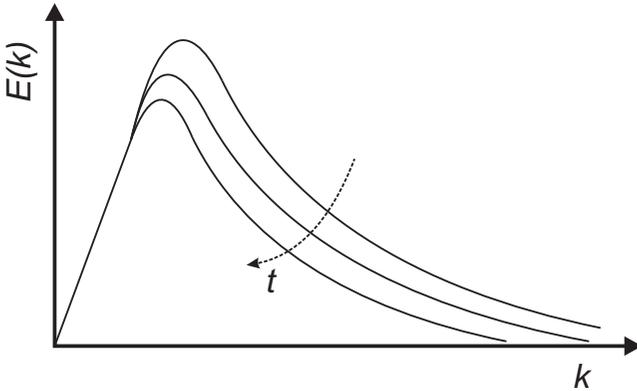


Abbildung 4.19: Schematische Darstellung der zeitlichen Abnahme der Energie  $E(k)$  bei isotroper Turbulenz (nach Davidson 2004).

zeichnet. Ein Beispiel aus der Hydrodynamik ist Turbulenz, die in einem Windkanal entstehen kann (engl. *wind-tunnel turbulence*). Turbulenz wird durch einen Luftstrom, der durch ein Gitter geführt wird, erzeugt (Davidson 2004). Die Wechselwirkung des Luftstroms mit dem Gitter als Hindernis führt zu einem turbulenten Verhalten der Strömung hinter dem Gitter und die turbulenten Strukturen werden mit der Strömung weiter stromabwärts transportiert.

Diese Situation kann auf die Situation in der Plasmaumgebung der Venus übertragen und angewendet werden, wenn die Anregung der Wellen im Wesentlichen der räumlichen Umgebung der Bugstoßwelle zugeschrieben wird und das gestörte Plasma stromabwärts fließt. Das Abklingverhalten der Energie über die Zeit erfolgt nach dem Potenzgesetz

$$E \propto t^{-\lambda}, \tag{4.13}$$

bei dem der Exponent  $\lambda$  charakteristisch für das jeweilige turbulente System ist. Die zeitliche Entwicklung des Energiespektrums  $E(k)$  (vgl. Abschnitt 2.2.5) zeigt schematisch Abbildung 4.19. Abgeleitet wird die Beziehung 4.13 aus der Invarianz des Loitsyansky-Integrals. Das Loitsyansky-Integral  $I_{Loit}$  ist definiert als

$$I_{Loit} = - \int \mathbf{r}^2 \langle \mathbf{u} \cdot \mathbf{u}' \rangle d\mathbf{r} = \text{konst.}, \tag{4.14}$$

wobei  $\mathbf{u}$  die Gesamtgeschwindigkeit,  $\mathbf{u}'$  die Geschwindigkeit der turbulenten Fluktuationen und  $\mathbf{r}$  ein Ortsvektor ist. Das Integral ist ein Maß für den Drehimpuls in einer bestimmten turbulenten Wolke und die Invarianz des Integrals spiegelt die Erhaltung des Drehimpulses dieser Wolke während ihrer fortschreitenden Bewegung wider. Dies hat jedoch nur Gültigkeit, wenn langreichweitige Wechselwirkungen in der turbulenten Strömung vernachlässigt werden können bzw. nicht existieren. Für sich frei entwickelnde

Turbulenz sind diese langreichweitigen Wechselwirkungen gering und das Loitsyansky-Integral kann als invariant betrachtet werden. Es wird dann die Skalenlänge  $L$  durch

$$I_{\text{Loit}} = EL^5 = \text{konst.} \quad (4.15)$$

eingeführt. Auf der anderen Seite hängt die Skalenlänge  $L$  nur von der Gesamtenergie  $E$  des Systems und der Energietransferrate  $\epsilon$  ( $\epsilon = -dE/dt$ ) ab und es gilt

$$L \propto E^{\frac{3}{2}} \epsilon^{-1}. \quad (4.16)$$

Aus den Gleichungen 4.15 und 4.16 folgt

$$-\frac{dE}{dt} \propto E^{\frac{17}{10}} \quad (4.17)$$

und damit

$$E \propto t^{-\frac{10}{7}}. \quad (4.18)$$

Auf Grundlage der Arbeit von Kolmogorov (1941b) kann also ein Exponent von  $\lambda = 10/7$  abgeleitet werden.

Bei einer Erweiterung unter Berücksichtigung von MHD-Turbulenz wird zunächst eine magnetische Skalenlänge  $L_M$  der Turbulenz

$$E^M L_M = H^M = \text{konst.}, \quad (4.19)$$

wobei  $E^M$  die magnetische Energie ( $E = E^M + E^K$ ;  $E^K$ : kinetische Energie) und  $H^M$  die magnetische Helizität ist, eingeführt. Unter der Annahme der Selbstähnlichkeit der Turbulenz, was bedeutet, dass sich gleiche Strukturen auf unterschiedlichen Skalen wiederfinden lassen bzw.  $E \approx E^M \approx E^K$  und aus Kombination der Gleichungen 4.19 und 4.15 (mit  $L_M \propto L$ ) erhält man

$$-\frac{dE}{dt} \propto E^{\frac{5}{2}}. \quad (4.20)$$

Daraus ergibt sich für die MHD-Turbulenz ein Exponent von  $\lambda = 2/3$ , also

$$E \propto t^{-\frac{2}{3}}. \quad (4.21)$$

Komplexere Modelle, die verschiedene Verhältnisse von kinetischer zu magnetischer Energie berücksichtigen, führen auf weitere Lösungen der Gleichung 4.13. Die exakte Lösung von Gleichung 4.13 ist

$$E = E_0(t - t_0)^{-\lambda}, \quad (4.22)$$

wobei die Konstante  $t_0$  die Größenordnung der anfänglichen „Wirbelumsatzzeit“ (engl. *eddy-turnover time*) hat und deshalb das einem Potenzgesetz folgende Abklingverhalten erst bei hinreichend großen Zeiten  $t \gg t_0$  sichtbar wird (Biskamp 2003).

Die Ausführungen in Abschnitt 4.4 haben die Geschwindigkeiten und Mach-Zahlen in der Umgebung der Venus behandelt. Daraus leitet sich ab, dass die Strömungsgeschwindigkeit in der *Magnetosheath* als super-Alfvénisch angenommen werden kann und die Fluktuationen einen vorwiegend Alfvénischen Wellencharakter aufweisen (transversal).

Die Entfernung von der Bugstoßwelle entlang einer Strömungslinie  $s$  wird daher in Bezug zu der seit Durchschreiten der Bugstoßwelle vergangenen Zeit gesetzt. Dies geschieht durch Anwendung der Taylor-Hypothese

$$t = \frac{s}{v(s)}, \quad (4.23)$$

bei der es sich um die Annahme handelt, dass die Geschwindigkeit von Wellen bzw. turbulenter Prozesse klein im Vergleich zur Strömungsgeschwindigkeit ist. Es handelt sich dabei um eine geeignete Näherung für sich nicht ausbreitende Wellen wie z.B. die *Mirror*-Moden oder im Bezugssystem des Plasmas stromabwärts propagierende Wellen. Im Fall stromaufwärts laufender Wellen würde sich die Zeitskala vergrößern und die Gültigkeit der Taylor-Hypothese muss genauer geprüft und mit entsprechender Vorsicht betrachtet werden.

Die Wellenintensität  $I$  ist proportional zur magnetischen Energiedichte  $E$  der Fluktuationen im Frequenzbereich 30 MHz bis 300 MHz, wenn sie mit der Konstanten  $C$  normiert wird:  $E = CI$  mit  $C = N\Delta f(2\mu_0)^{-1}$  ( $N$ : Anzahl der Frequenzwerte, über die gemittelt wurde;  $\Delta f$ : Frequenzauflösung des Spektrums;  $\mu_0$ : magnetische Feldkonstante). Abbildung 4.20 zeigt die Intensität als Funktion der Zeit seit Durchschreiten der Bugstoßwelle. Ein an den abklingenden Teil der beobachteten Intensitäten angepasstes Potenzgesetz ist sehr konsistent mit den Daten. Einige Bereiche der gemessenen Intensitäten zeigen einen ungefähr konstanten Verlauf (Datenpunkte in direkter Nähe zur Bugstoßwelle; hauptsächlich in der dritten Abbildung von oben) und könnten in Verbindung mit der Konstanten  $t_0$  stehen (s.o.), die in der Größenordnung von einigen 10 s liegt. Die aus der Anpassung der Potenzgesetze erhaltenden Exponenten  $\lambda$  erstrecken sich von  $-1.7$  bis zu  $-3.9$  und sind kleiner bzw. führen zu einem steileren Verlauf als die aus theoretischen Betrachtungen bzw. Turbulenzmodellen abgeleiteten Exponenten (s.o.). Die Beobachtungen geben jedoch das grundsätzlich abklingende Verhalten in Form eines Potenzgesetzes wieder, was auf einen turbulenten Charakter schließen lässt.

Wenn Wellenquellen in der *Magnetosheath* zu berücksichtigen sind, dann muss der Punkt  $t = 0$  nicht notwendigerweise direkt auf der Bugstoßwelle lokalisiert sein, sondern könnte sich auch weiter stromabwärts befinden. In einem solchen Fall würden sich die Daten in Abbildung 4.20 weiter nach links (also in Richtung zur Bugstoßwelle) verschieben und führten dann zu größeren Exponenten bzw. flacheren Kurvenverläufen und damit vermutlich auch zu einer besseren quantitativen Übereinstimmung der aus den Beobachtungen bestimmten Exponenten und der theoretisch ermittelten Exponenten. Dieser Sachverhalt spräche also für das Vorhandensein weiterer Wellenquellen in der *Magnetosheath*.

Die theoretischen Modelle gehen allerdings von einem idealisierten Bild der Turbulenz aus (räumlich nicht eingeschränkt usw.). Für die Beschreibung der hier gewonnenen Ergebnisse müsste ein den realen Bedingungen näher stehendes Modell betrachtet werden, um auch quantitativ eine bessere Übereinstimmung zu erzielen. Bei diesem Modell müssten z.B. die Geometrie der *Magnetosheath*, die Form der Bugstoßwelle und die vorherrschenden Sonnenwindbedingungen berücksichtigt werden.

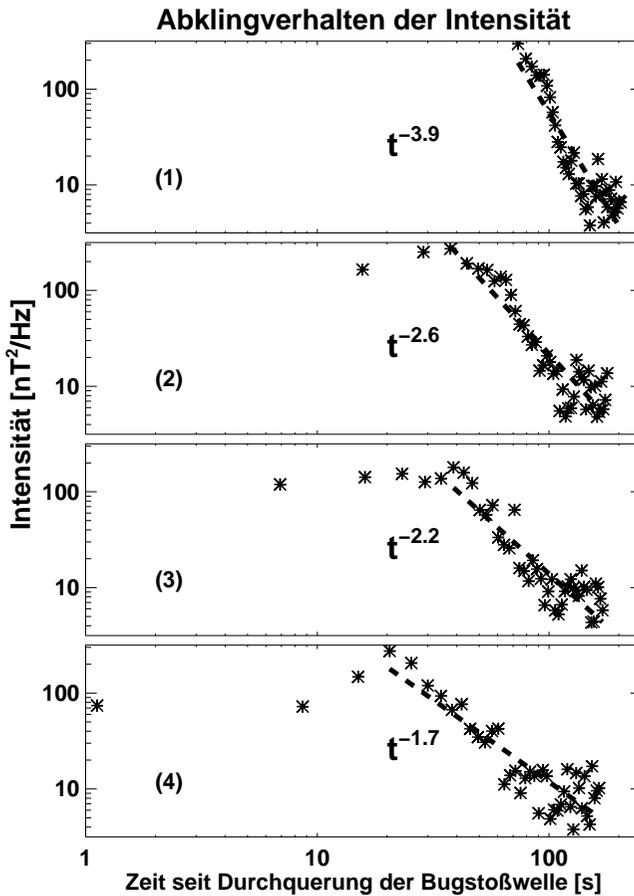


Abbildung 4.20: Entwicklung der Intensität mit der Zeit seit dem Durchgang durch die Bugstoßwelle (die Nummern (1) bis (4) in den Abbildungen sind äquivalent zu den Strömungslinien 1 bis 4 in Abbildung 4.17). Die x-Achse aus Abbildung 4.18 ist mit Hilfe der Taylor-Hypothese transformiert worden (Entfernung auf Zeit). Die Sternsymbole zeigen die beobachteten Intensitäten. An den abfallenden Teil der Kurve wurde ein Potenzgesetz angepasst (gestrichelte Linie).

## 4.7 Projektion der Wellenintensität in verschiedene Koordinatenebenen

In den bisher in dieser Arbeit präsentierten Darstellungen der Welleneigenschaften wurde ein zweidimensionales Koordinatensystem gewählt, in welchem die Daten um die  $x'$ -Achse des VSO'-Koordinatensystems gemittelt wurden, d.h. die  $y'$ - und  $z'$ -Achse werden in dieser Darstellung zu einer neuen Achse zusammengefasst (vgl. Abschnitt 3.3.1).

Eine weitere Möglichkeit der Darstellung ergibt sich durch die Projektion der Daten in jeweils eine Ebene des VSO'-Koordinatensystems, nämlich die Darstellung der Daten in der  $x'$ - $y'$ -Ebene,  $x'$ - $z'$ -Ebene und  $y'$ - $z'$ -Ebene. Diese Darstellung erlaubt einen differenzierteren Blick auf die Beobachtungen entlang der  $y'$ - und  $z'$ -Achse. Allerdings geht durch die Projektion auf eine Ebene auch Information verloren, da die Umlaufbahn von VENUS-EXPRESS nicht exakt in einer dieser Ebenen liegt und somit nicht immer eindeutig festzustellen ist, in welcher Region sich der Satellit an einem bestimmten Punkt in der Ebene gerade befindet (also z.B., ob der Satellit bereits die Bugstoßwelle durchquert hat oder sich noch im stromaufwärtigen Sonnenwind befindet.)

Im Folgenden werden die Verteilungen der Wellenintensität in den drei Ebenen des VSO'-Koordinatensystems vorgestellt. Dabei handelt es sich um die Intensitätswerte, die auch schon in Abschnitt 4.2.6 vorgestellt wurden. Abbildung 4.21 zeigt die Intensitätsverteilung als Projektion in die  $x'$ - $y'$ -Ebene des VSO'-Koordinatensystems und Abbildung 4.22 die zugehörige räumliche Abdeckung der in diese Ebene projizierten Beobachtungen. Wie bereits in Abbildung 4.11 zu sehen ist, sind die Bereiche mit der höchsten Wellenaktivität auf die tagseitige *Magnetosheath* konzentriert. Aus dieser Abbildung geht aber weiterhin hervor, dass eine leichte Asymmetrie in der Höhe der Wellenintensität zwischen Morgen- ( $+y'$ ) und Abendseite ( $-y'$ ) zu beobachten ist.

In Abschnitt 4.3 wurde die quasi-parallele Konfiguration der Bugstoßwelle mit der Anregung von Wellen in Verbindung gebracht. Da diese Konfiguration der Bugstoßwelle in der Ekliptik, also in der  $x'$ - $y'$ -Ebene, im Mittel vornehmlich an der Abendseite auftritt, können die Beobachtungen in Abbildung 4.21 einen Hinweis auf eine vermehrte Anregung von Wellen im Bereich der quasi-parallelen Bugstoßwelle sein. Es ist anzumerken, dass zwar zur Orientierung und Abgrenzung der unterschiedlichen Wechselwirkungsregionen die Modelle für den Verlauf der Bugstoßwelle sowie der UMB und ICB als Schnitt durch die Ekliptik eingefügt sind (vgl. Abschnitt 4.1), der VENUS-EXPRESS-Satellit die Bugstoßwelle allerdings aufgrund des polaren Orbits bei  $z' > 0$  durchquert.

Zur Verdeutlichung bzw. Veranschaulichung der tatsächlichen räumlichen Abdeckung aufgrund des Orbits zeigt Abbildung 4.23 eine dreidimensionale Darstellung der gemittelten Abdeckung oberhalb der  $x'$ - $y'$ -Ebene. Die in den entsprechenden Gebieten ermittelte Wellenintensität ist darin farblich dargestellt.

Abbildung 4.24 zeigt die Intensitätsverteilung als Projektion in die  $x'$ - $z'$ -Ebene des VSO'-Koordinatensystems und Abbildung 4.25 die zugehörige räumliche Abdeckung der in diese Ebene projizierten Beobachtungen. Bei der Projektion der Daten in diese Ebene spiegelt sich deutlich der Verlauf der Umlaufbahn des VENUS-EXPRESS-Satelliten wider, da der Bereich  $z' > 1 R_V$  durch die Umlaufbahn nicht abgedeckt wird. Auch in dieser Abbildung dienen die Schnittmodelle der Bugstoßwelle sowie die der UMB und ICB nur der Orientierung, da die auf  $y = 0$  projizierten Daten in der Regel Werte annehmen

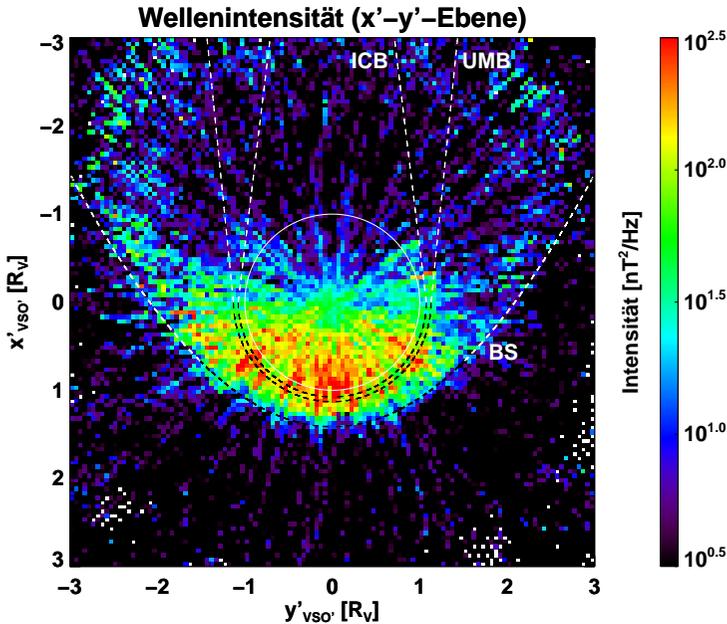


Abbildung 4.21: Räumliche Verteilung der Wellenintensität der niederfrequenten Magnetfeldfluktuationen in der Plasmaumgebung der Venus in der  $x'$ - $y'$ -Ebene des VSO'-Koordinatensystems. Die Intensitätswerte sind in der tagseitigen *Magnetosheath* am höchsten und nehmen in Richtung bzw. in der Umgebung des Terminators ab. In der nachtseitigen *Magnetosheath* nehmen die Intensitätswerte somit deutlich niedrigere Werte an. In den übrigen Regionen sind keine signifikanten Intensitätswerte zu beobachten.

können, die deutlich größer oder kleiner als  $y = 0$  sind (vergleichbar mit den Werten, die in  $x'$ -Richtung angenommen werden können).

Da die Bugstoßwelle bei  $z' > 0$  durchquert wird, handelt es sich bei der Konzentration der größten Intensitätswerte in der nördlichen Hemisphäre um keine echte Asymmetrie zwischen nördlicher und südlicher Hemisphäre, sondern diese ist das Resultat der VENUS-EXPRESS-Umlaufbahn, die die tagseitige *Magnetosheath* südlich der Äquatorebene nicht abdeckt. Zu beobachten ist in Abbildung 4.24 jedoch auch das Abklingen der Wellenintensität am Terminator. Zwar lässt sich noch eine leicht erhöhte Aktivität auf der Nachtseite ausmachen, jedoch sind diese Werte deutlich unterhalb der Werte auf der Tagseite.

Schließlich zeigt Abbildung 4.26 noch die Intensitätsverteilung als Projektion in die  $y'$ - $z'$ -Ebene des VSO'-Koordinatensystems und Abbildung 4.27 die zugehörige räumliche Abdeckung der in diese Ebene projizierten Beobachtungen. Diese Darstellung spiegelt ebenfalls den Verlauf der VENUS-EXPRESS-Umlaufbahn wider und verhält sich aufgrund der polaren Umlaufbahn qualitativ wie die Darstellung in Abbildung 4.24. In der Darstel-

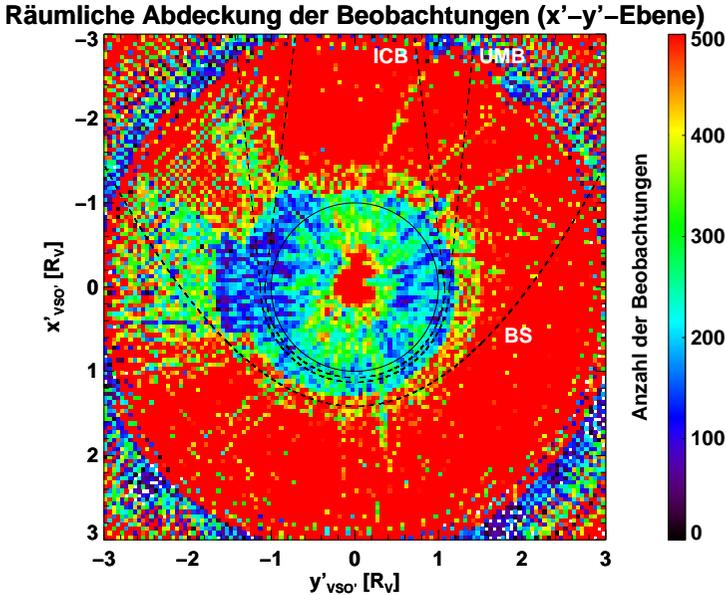


Abbildung 4.22: Räumliche Abdeckung der Beobachtungen in der  $x'$ - $y'$ -Ebene des VSO'-Koordinatensystems. Die räumliche Abdeckung ist wegen der Umlaufbahn von VENUS-EXPRESS und aufgrund von Datenlücken jedoch nicht homogen. In den meisten Datenfeldern wird eine ausreichend große Anzahl an Beobachtungen erreicht.

lung der  $y'$ - $z'$ -Ebene lässt sich ebenso wie in Abbildung 4.21 die leichte Asymmetrie in der Höhe der Wellenaktivität zwischen Morgen- und Abendseite beobachten, die durch etwas höhere Werte auf der Abendseite gekennzeichnet ist.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass keine ausgeprägten Asymmetrien hinsichtlich der Wellenintensität zwischen Morgen- und Abendseite in der tagseitigen *Magnetosheath* bestehen. Über mögliche Asymmetrien zwischen nördlicher und südlicher Hemisphäre kann wegen der gewählten polaren Umlaufbahn von VENUS-EXPRESS keine Aussage gemacht werden.

Da sich die THEMIS-Satelliten auf einer nahezu äquatorialen Umlaufbahn befinden, eignet sich auch eine Darstellung, in der die Daten auf die  $x'$ - $y'$ -Ebene projiziert sind. In einer solchen Darstellung können z.B. die Beobachtungen von Morgen- und Abendseite miteinander verglichen werden. Abbildung 4.28 zeigt die Verteilung der magnetischen Wellenintensität in der nahen Erdumgebung in einer Projektion auf die  $x'$ - $y'$ -Ebene des AGSE-Koordinatensystems. In dieser Darstellung lässt sich die Erhöhung der Wellenintensität in der *Magnetosheath* gegenüber anderen Regionen ebenfalls beobachten. Eine ausgeprägte Asymmetrie zwischen Morgen- und Abendseite lässt sich nicht beobachten, jedoch zeigt sich ein qualitativer Unterschied in der Verteilung der Wellenintensität zwischen Erde und

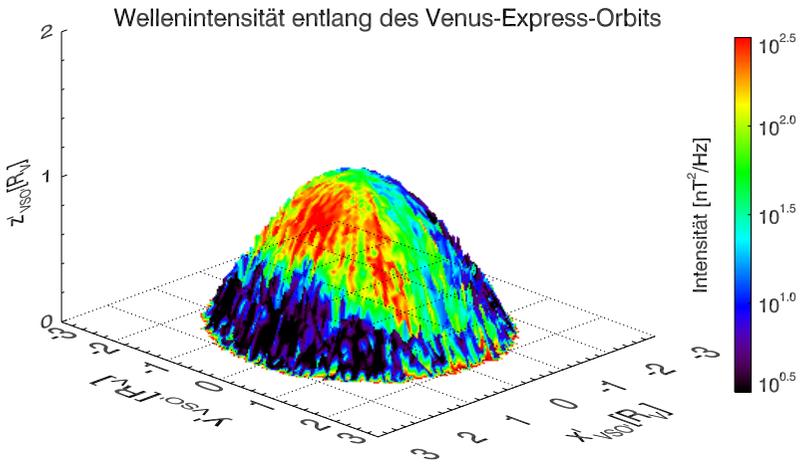


Abbildung 4.23: Räumliche Verteilung der Wellenintensität der niederfrequenten Magnetfeldfluktuationen in der Plasmaumgebung der Venus in einer dreidimensionalen Darstellung des VSO'-Koordinatensystems oberhalb der  $x'$ - $y'$ -Ebene.

Venus, da die nachtsseitige *Magnetosheath* der Erde auch von einer erhöhten Wellenaktivität gekennzeichnet ist, während sie dort bei Venus schon stark zurückgegangen ist.

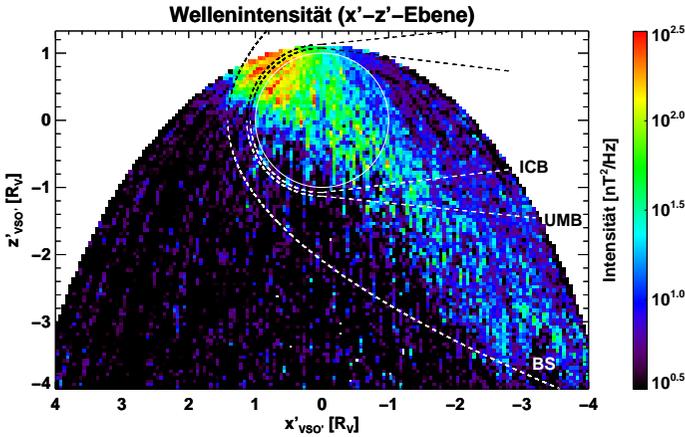


Abbildung 4.24: Räumliche Verteilung der Wellenintensität der niederfrequenten Magnetfeldfluktuationen in der Plasmaumgebung der Venus in der  $x'$ - $z'$ -Ebene des VSO'-Koordinatensystems. Die Intensitätswerte nehmen in der tagseitigen *Magnetosheath* die größten Werte an, während in der nachseitigen *Magnetosheath* deutlich geringere Werte und in den übrigen Regionen keine signifikanten Intensitätswerte zu beobachten sind.

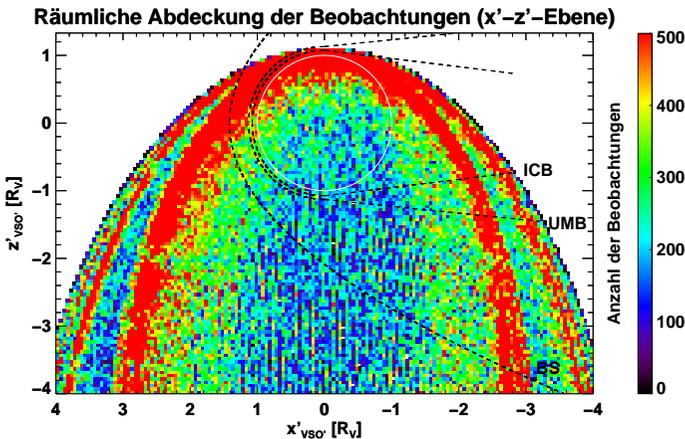


Abbildung 4.25: Räumliche Abdeckung der Beobachtungen in der  $x'$ - $z'$ -Ebene des VSO'-Koordinatensystems. Die räumliche Abdeckung ist wegen der polaren Umlaufbahn von VENUS-EXPRESS in der Umgebung des Perizentrums besser. Die zusätzlich auftretenden Datenlücken führen zu einer insgesamt inhomogenen Abdeckung. In den meisten Datenfeldern wird eine ausreichend große Anzahl an Beobachtungen erreicht.

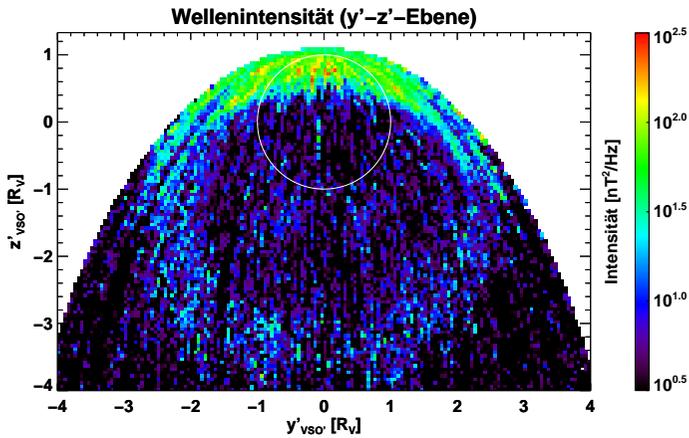


Abbildung 4.26: Räumliche Verteilung der Wellenintensität der niederfrequenten Magnetfeldfluktuationen in der Plasmaumgebung der Venus in der  $y'$ - $z'$ -Ebene des VSO'-Koordinatensystems. Die Intensitätswerte nehmen in der Nähe des Perizentrums (tagseitige *Magnetosheath*) größere Werte an als in den übrigen Regionen.

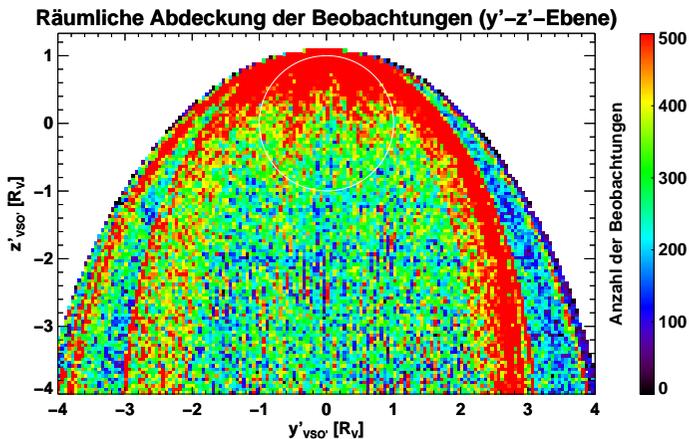


Abbildung 4.27: Räumliche Abdeckung der Beobachtungen in der  $y'$ - $z'$ -Ebene des VSO'-Koordinatensystems. Die räumliche Abdeckung ist wegen der polaren Umlaufbahn von VENUS-EXPRESS in der Umgebung des Perizentrums besser. Die zusätzlich auftretenden Datenlücken führen zu einer insgesamt inhomogenen Abdeckung. In den meisten Datenfeldern wird eine ausreichend große Anzahl an Beobachtungen erreicht.

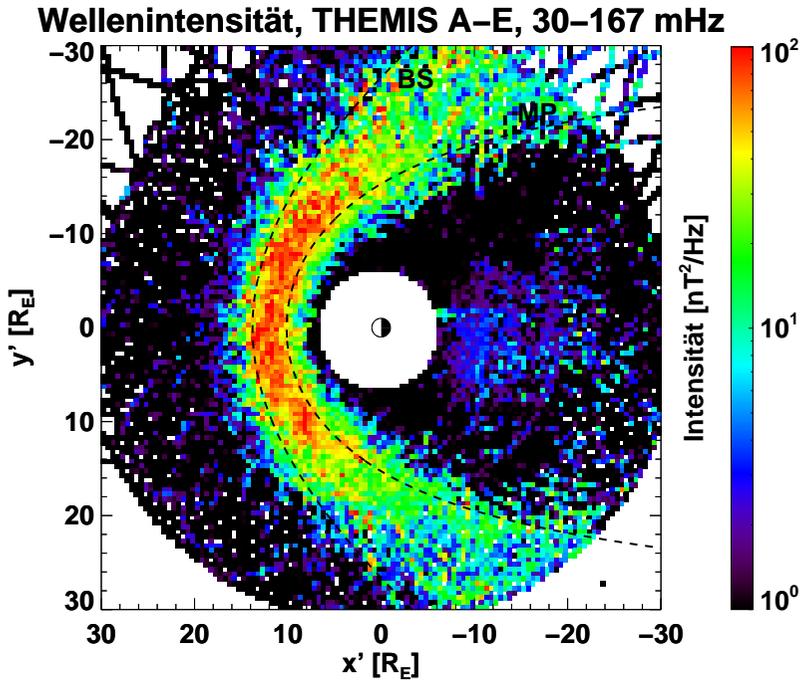


Abbildung 4.28: Räumliche Verteilung der Wellenintensität des fluktuierenden Magnetfeldes in der Plasmaumgebung der Erde im Frequenzbereich 30 mHz bis 167 mHz als Projektion auf die  $x'$ - $y'$ -Ebene (Ekliptik) des AGSE-Koordinatensystems. Die höchsten Intensitätswerte lassen sich in der *Magnetosheath* beobachten (zur Orientierung sind Modelle für den Verlauf der Bugstoßwelle (Slavin und Holzer 1981) und der Magnetopause eingefügt (Shue et al. 1997)).



## 5 Zusammenfassung und Ausblick

Das Thema dieser Arbeit bildete die Untersuchung der Eigenschaften niederfrequenter magnetischer Fluktuationen in der Plasmaumgebung der Venus. Die Venus besitzt kein globales planetares Magnetfeld, was zur Folge hat, dass der anströmende Sonnenwind direkt mit der oberen Atmosphäre wechselwirkt. Die Wechselwirkung führt zur Anregung von Wellen und bringt turbulente Erscheinungen hervor, die durch die magnetische Wellenaktivität zu beobachten sind.

Als Grundlage der Analyse dienten Magnetfelddaten des Magnetometers an Bord von VENUS-EXPRESS. Der VENUS-EXPRESS-Satellit befindet sich seit dem Jahr 2006 auf einer polaren Umlaufbahn um die Venus. Die durch die Umlaufbahn bedingte räumliche Abdeckung der Venusplasmaumgebung sowie die zeitliche Auflösung der Messwerte ist insbesondere dazu geeignet, die Wellenaktivität in der *Magnetosheath*, in der Mantelregion und in der Schweifregion im niederfrequenten Bereich, d.h. unterhalb bzw. im Bereich der Gyrationfrequenz der dominierenden Ionenspezies, zu untersuchen.

Wellenaktivität im niederfrequenten Frequenzbereich konnte beobachtet werden und wurde in Verbindung mit Eigenschaften, die aus theoretischen Betrachtungen bzw. Plasmamodellen (z.B. aus der magnetohydrodynamischen Beschreibung des Plasmas) abgeleitet werden, verglichen und diskutiert. Eine statistische Analyse der Magnetfeldfluktuationen wurde im Frequenzbereich von 30 mHz bis 300 mHz durchgeführt und gibt Hinweise auf Wellentypen bzw. das Verhalten turbulenter Strukturen. Die statistische Untersuchung kann jedoch nur ein Gesamtbild der vorherrschenden Wellenstrukturen hervorbringen; einzelne Wellenmoden sind aufgrund der Einschränkungen bei Beobachtungen mit nur einem Satelliten (z.B. wegen der Doppler-Verschiebung von Frequenzen oder der Ungenauigkeit bei der Bestimmung der Ausbreitungsrichtung) und ohne weitere Annahmen oder zusätzliche Informationen, wie sie z.B. aus den Plasmamomenten gewonnen werden können, nicht oder nur schwer zu identifizieren.

Die räumlichen Verteilungen der Welleneigenschaften in der tag- und nachtsseitigen *Magnetosheath* sowie im Schweif und der Mantelregion zeigen verschiedene Eigenschaften bzw. Erscheinungsformen und verhalten sich ähnlich zu Beobachtungen niederfrequenter magnetischer Fluktuationen in der Umgebung des Mars. Venus und Mars verfügen über kein globales planetares Magnetfeld, weshalb sich der Wechselwirkungsprozess mit dem Sonnenwind auf ähnliche Weise vollzieht. Dies lässt vermuten, dass der Anregung von Wellen die gleichen oder ähnliche Mechanismen zugrunde liegen.

Der Schwerpunkt der Untersuchungen lag auf der Untersuchung der räumlichen Verteilung der Wellenintensität des fluktuierenden Magnetfeldes in der tagseitigen *Magnetosheath*. In dieser Region wurde eine zu den übrigen Bereichen erhöhte Intensität der Fluktuationen beobachtet, die sich im Bereich des Terminators stark verringert. Für eine detailliertere Untersuchung dieser Erscheinung wurde ein analytisches Strömungslinien-

modell eingeführt, welches die Beschreibung der räumlichen Entwicklung der Wellenintensität entlang von Strömungslinien beim Umfließen der Venus erlaubt.

Unter der Annahme, dass die Wellen in der Umgebung der Bugstoßwelle angeregt und dann mit dem turbulenten Plasma in der *Magnetosheath* stromabwärts konvektieren, konnten verschiedene Einflüsse auf dieses Verhalten betrachtet werden. Zunächst zeigt eine Abschätzung der Mach-Zahlen des strömenden Plasmas, dass die Geschwindigkeiten in der *Magnetosheath* ausreichend hoch sein sollten, um Wellen in der Strömung mitzutragen. Des Weiteren ändert sich die Querschnittsfläche zwischen den Strömungslinien und die Geschwindigkeit entlang der Strömungslinien; eine Abschätzung der Änderung der Intensität in Abhängigkeit dieser variierenden Parameter zeigt, dass nur ein geringer Einfluss auf die beobachtete Änderung der Wellenintensität besteht und somit deren Beitrag keine ausreichende Erklärung liefert. Schließlich konnte jedoch mit dem theoretischen Modell „sich frei entwickelnder Turbulenz“ eine gute qualitative Übereinstimmung mit den analysierten Messdaten gefunden werden. Diese Übereinstimmung beruht auf dem beobachteten Abklingverhalten der Intensität als Funktion der Zeit nach einem Potenzgesetz, wie es aus dem Turbulenzmodell abgeleitet wird. Zusammenfassend sind die Ergebnisse also:

- Welleneigenschaften magnetischer Fluktuationen in den Plasmaumgebungen der Venus und des Mars zeigen Ähnlichkeiten, was das Ergebnis ähnlicher Wechselwirkungsmechanismen sein kann
- die Verteilung der Wellenintensität deutet darauf hin, dass die Anregung von Wellen in engem Zusammenhang mit Prozessen an und in der Umgebung der Bugstoßwelle stehen
- in der *Magnetosheath* können turbulente Strukturen beobachtet werden, die sich ähnlich wie hydrodynamische bzw. MHD-Turbulenz verhalten, während auf der Nachtseite bzw. im Schweif des Planeten ein steilerer Verlauf der Spektren zu beobachten ist
- die ermittelte Wellenaktivität in der Plasmaumgebung der Venus zeigt die größten Werte in der tagseitigen *Magnetosheath*; im Bereich des Terminators nimmt die Aktivität stark ab und unterscheidet sich dadurch qualitativ von Beobachtungen bei der Erde
- Zur Erklärung bzw. Interpretation dieses Verhaltens wurden verschiedene Hypothesen untersucht, die zu folgenden Ergebnissen führten:
  - variierende Mach-Zahlen in der *Magnetosheath* können diese Beobachtung nicht erklären, wenn es sich um eine super-Alfvénische Strömung handelt
  - Effekte, die allein aus der Strömungsgeometrie resultieren, liefern ebenfalls keinen ausreichenden Beitrag zur Erklärung der Beobachtung
  - ein Modell für die Konvektion der Fluktuationen in einem turbulenten System liefert qualitativ eine gute Übereinstimmung mit den Beobachtungen

Auf der anderen Seite könnten weitere Dämpfungsmechanismen beim Abklingverhalten der Wellenintensität eine Rolle spielen. Der Rückgang der Intensität der magnetischen Fluktuationen könnte durch eine relative Erhöhung der Amplituden der elektrischen Feldfluktuationen kompensiert werden, wie es bei hochfrequenten Erscheinungen im Sonnenwind beobachtet wurde (Bale et al. 2005). Diese Vermutung kann mit dem VENUS-EXPRESS-Satelliten jedoch nicht überprüft werden, da sich kein Instrument zur Messung des elektrischen Feldes an Bord befindet.

Auch könnten Landau-Dämpfung oder Zyklotrondämpfung für eine Verringerung der Fluktuationsenergie verantwortlich sein, was mit Hilfe der Plasmamomente genauer untersucht werden kann.

Insgesamt lässt sich sagen, dass die Beobachtungen der Wellenintensität auf Konvektion der Wellen mit der Plasmaströmung durch die *Magnetosheath* schließen lassen. Zweifelsohne werden Wellen im Bereich der Bugstoßwelle generiert; einige Beobachtungen sprechen jedoch auch dafür, dass Wellen direkt in der *Magnetosheath* bzw. im Bereich der UMB angeregt werden.

Ausgeprägte Asymmetrien hinsichtlich der Wellenintensität zwischen Morgen- und Abendseite in der tagseitigen *Magnetosheath* wurden nicht beobachtet.

Eine detailliertere statistische Untersuchung bzw. ein detaillierterer Vergleich verschiedener Frequenzbereiche auf großer räumlicher Basis der magnetischen Wellenaktivität in der Plasmaumgebung der Erde scheint eine lohnenswerte Aufgabe für zukünftige Studien zu sein, da es sich für die Umgebung der Erde bisher vornehmlich um Fallstudien oder ausgewählte Ereignisse handelt. Dies kann dazu beitragen, Wellenerscheinungen ein- und zuzuordnen und zwischen Venus und Erde zu vergleichen.

Die gleichzeitigen Messungen der fünf THEMIS-Satelliten erlauben auch Welleneigenschaften, wie z.B. die Ausbreitungsrichtung von Wellen, zu ermitteln, die mit Messungen eines einzelnen Satelliten nicht möglich sind.



# Literaturverzeichnis

- Acuña, M. H., 2002, Space-based magnetometers, *Review of Scientific Instruments*, 73, 3717–3736
- Acuña, M. H., Connerney, J. E. P., Wasilewski, P., Lin, R. P., Anderson, K. A., Carlson, C. W., McFadden, J., Curtis, D. W., Mitchell, D., Rème, H., Mazelle, C., Sauvaud, J. A., d’Uston, C., Cros, A., Medale, J. L., Bauer, S. J., Cloutier, P., Mayhew, M., Winterhalter, D., Ness, N. F., 1998, Magnetic Field and Plasma Observations at Mars: Initial Results of the Mars Global Surveyor Mission, *Science*, 279, 1676–1680
- Amerstorfer, U. V., Erkaev, N. V., Langmayr, D., Biernat, H. K., 2007, On Kelvin-Helmholtz instability due to the solar wind interaction with unmagnetized planets, *Planetary and Space Science*, 55, 1811–1816
- Amerstorfer, U. V., Erkaev, N. V., Taubenschuss, U., Biernat, H. K., 2010, Influence of a density increase on the evolution of the Kelvin-Helmholtz instability and vortices, *Physics of Plasmas*, 17, 072 901
- Anderson, B. J., Fuselier, S. A., Gary, S. P., Denton, R. E., 1994, Magnetic spectral signatures in the Earth’s magnetosheath and plasma depletion layer, *Journal of Geophysical Research*, 99, 5877–5891
- Angelopoulos, V., 2008, The THEMIS Mission, *Space Science Reviews*, 141, 5–34
- Angsmann, A., Fränz, M., Dubinin, E., Woch, J., Barabash, S., Zhang, T. L., Motschmann, U., 2011, Magnetic States of the Ionosphere of Venus observed by Venus Express, *Planetary and Space Science*, 59, 327–337
- Arthur, C. W., McPherron, R. L., Means, J. D., 1976, A comparative study of three techniques for using the spectral matrix in wave analysis, *Radio Science*, 11, 833–845
- Aschenbrenner, H., Goubau, G., 1936, Eine Anordnung zur Registrierung rascher magnetischer Störungen, *Hochfrequenztechnik und Elektroakustik*, 47, 177–181
- Auster, H.-U., 2008, How to measure Earth’s magnetic field, *Physics Today*, 61, 77–78
- Auster, H. U., Apathy, I., Berghofer, G., Remizov, A., Roll, R., Fornaçon, K. H., Glassmeier, K.-H., Haerendel, G., Hejja, I., Kührt, E., Magnes, W., Moehlmann, D., Motschmann, U., Richter, I., Rosenbauer, H., Russell, C. T., Rustenbach, J., Sauer, K., Schwingschuh, K., Szemerey, I., Waesch, R., 2007, ROMAP: Rosetta Magnetometer and Plasma Monitor, *Space Science Reviews*, 128, 221–240

- Bale, S. D., Kellogg, P. J., Mozer, F. S., Horbury, T. S., Rème, H., 2005, Measurement of the Electric Fluctuation Spectrum of Magnetohydrodynamic Turbulence, *Physical Review Letters*, 94, 215 002
- Balogh, A., 2010, Planetary Magnetic Field Measurements: Missions and Instrumentation, *Space Science Reviews*, 152, 23–97
- Barsukov, V. L. (Hg.), 1992, Venus geology, geochemistry, and geophysics – Research results from the USSR, The University of Arizona Press, Tucson, London
- Bauer, S. J., 2001, Die Planetenatmosphären, in Lehrbuch der Experimentalphysik (Bergmann, Schäfer) – Band 7: Erde und Planeten, (Hg.) W. Reith, S. 605–666, Walter de Gruyter, Berlin, New York
- Bauer, S. J., Brace, L. H., Hunten, D. M., Intriligator, D. S., Knudsen, W. C., Nagy, A. F., Russell, C. T., Scarf, F. L., Wolfe, J. H., 1977, The Venus ionosphere and solar wind interaction, *Space Science Reviews*, 20, 413–430
- Bauer, S. J., Brace, L. M., Taylor, Jr., H. A., Breus, T. K., Kliore, A. J., 1985, The Venus ionosphere, *Advances in Space Research*, 5, 233–267
- Baumjohann, W., Treumann, R. A., 1997, Basic Space Plasma Physics, Imperial College Press, London
- Benz, A., 1988, Plasmaphysik, Verlag der Fachvereine, Zürich
- Biernat, H. K., Erkaev, N. V., Amerstorfer, U. V., Penz, T., Lichtenegger, H. I. M., 2007, Solar wind flow past Venus and its implications for the occurrence of the Kelvin-Helmholtz instability, *Planetary and Space Science*, 55, 1793–1803
- Biskamp, D., 2003, Magnetohydrodynamic Turbulence, Cambridge University Press, Cambridge
- Bougher, S. W., Hunten, D. M., Phillips, R. J. (Hg.), 1997, Venus II: Geology, Geophysics, Atmosphere, and Solar Wind Environment, The University of Arizona Press, Tucson
- Brace, L. H., Kliore, A. J., 1991, The structure of the Venus ionosphere, *Space Science Reviews*, 55, 81–163
- Brace, L. H., Theis, R. F., Hoegy, W. R., 1982a, Plasma clouds above the ionopause of Venus and their implications, *Planetary and Space Science*, 30, 29–37
- Brace, L. H., Theis, R. F., Mayr, H. G., Curtis, S. A., Luhmann, J. G., 1982b, Holes in the nightside ionosphere of Venus, *Journal of Geophysical Research*, 87, 199–211
- Brace, L. H., Elphic, R. C., Curtis, S. A., Russell, C. T., 1983a, Wave structure in the Venus ionosphere downstream of the terminator, *Geophysical Research Letters*, 10, 1116–1119

- Brace, L. H., Taylor, Jr., H. A., Gombosi, T. I., Kliore, A. J., Knudsen, W. C., Nagy, A. F., 1983b, The ionosphere of Venus: observations and their interpretations, in Venus, (Hg.) D. M. Hunten, L. Colin, T. M. Donahue, V. I. Moroz, S. 779–840, The University of Arizona Press, Tucson
- Breuer, D., Labrosse, S., Spohn, T., 2010, Thermal Evolution and Magnetic Field Generation in Terrestrial Planets and Satellites, *Space Science Reviews*, 152, 449–500
- Breus, T. K., 1979, Venus: Review of present understanding of solar wind interaction, *Space Science Reviews*, 23, 253–275
- Bridge, H. S., Lazarus, A. J., Snyder, C. W., Smith, E. J., Davis, Jr., L., Coleman, Jr., P. J., Jones, D. E., 1967, Mariner V: Plasma and Magnetic Fields Observed near Venus, *Science*, 158, 1669–1673
- Burton, M. E., Buratti, B., Matson, D. L., Lebreton, J., 2001, The Cassini/Huygens Venus and Earth flybys: An overview of operations and results, *Journal of Geophysical Research*, 106, 30 099–30 107
- Cattermole, P. J., 1994, Venus, the geological story, The Johns Hopkins University Press, Baltimore, Maryland
- Clark, P., 1985a, The VEGA missions, *Spaceflight*, 27, 218–220
- Clark, P. S., 1985b, The Soviet Venera programme, *Journal of the British Interplanetary Society*, 38, 74–93
- Cloutier, P. A., Law, C. C., Crider, D. H., Walker, P. W., Chen, Y., Acuña, M. H., Connerney, J. E. P., Lin, R. P., Anderson, K. A., Mitchell, D. L., Carlson, C. W., McFadden, J., Brain, D. A., Rème, H., Mazelle, C., Sauvaud, J. A., d’Uston, C., Vignes, D., Bauer, S. J., Ness, N. F., 1999, Venus-like interaction of the solar wind with Mars, *Geophysical Research Letters*, 26, 2685–2688
- Coates, A. J., 1997, Ionospheres and magnetospheres of comets, *Advances in Space Research*, 20, 255–266
- Coates, A. J., Jones, G. H., 2009, Plasma environment of Jupiter family comets, *Planetary and Space Science*, 57, 1175–1191
- Colin, L., 1983, Basic facts about Venus, in Venus, (Hg.) D. M. Hunten, L. Colin, T. M. Donahue, V. I. Moroz, S. 10–26, The University of Arizona Press, Tucson
- Cravens, T. E., Gombosi, T. I., 2004, Cometary magnetospheres: a tutorial, *Advances in Space Research*, 33, 1968–1976
- Cravens, T. E., Shinagawa, H., Luhmann, J. G., 1997, Magnetohydrodynamic processes: magnetic fields in the ionosphere of Venus, in Venus II: Geology, Geophysics, Atmosphere, and Solar Wind Environment, (Hg.) S. W. Bougher, D. M. Hunten, R. J. Phillips, S. 61–93, The University of Arizona Press, Tucson

- Davidson, P. A., 2004, *Turbulence: An introduction for scientists and engineers*, Oxford University Press, New York
- de Pater, I., Lissauer, J. J., 2010, *Planetary Sciences*, Cambridge University Press, New York, 2. Aufl.
- Delva, M., Zhang, T. L., Volwerk, M., Magnes, W., Russell, C. T., Wei, H. Y., 2008a, First upstream proton cyclotron wave observations at Venus, *Geophysical Research Letters*, 35, L3105
- Delva, M., Zhang, T. L., Volwerk, M., Russell, C. T., Wei, H. Y., 2008b, Upstream proton cyclotron waves at Venus, *Planetary and Space Science*, 56, 1293–1299
- Delva, M., Zhang, T. L., Volwerk, M., Vörös, Z., Pope, S. A., 2008c, Proton cyclotron waves in the solar wind at Venus, *Journal of Geophysical Research*, 113, E00B06
- Denton, R. E., Lessard, M. R., LaBelle, J. W., Gary, S. P., 1998, Identification of low-frequency magnetosheath waves, *Journal of Geophysical Research*, 103, 23 661–23 676
- Donahue, T. M., Russell, C. T., 1997, The Venus atmosphere and ionosphere and their interaction with the solar wind: an overview, in *Venus II: Geology, Geophysics, Atmosphere, and Solar Wind Environment*, (Hg.) S. W. Bougher, D. M. Hunten, R. J. Phillips, S. 3–31, The University of Arizona Press, Tucson
- Donahue, T. M., Hoffman, J. H., Hodges, Jr., R. R., Watson, A. J., 1982, Venus was wet: A measurement of the ratio of deuterium to hydrogen, *Science*, 216, 630–633
- Du, J., Zhang, T. L., Wang, C., Volwerk, M., Delva, M., Baumjohann, W., 2009, Magnetosheath fluctuations at Venus for two extreme orientations of the interplanetary magnetic field, *Geophysical Research Letters*, 36, L09 102
- Du, J., Zhang, T. L., Baumjohann, W., Wang, C., Volwerk, M., Vörös, Z., Guicking, L., 2010, Statistical study of low-frequency magnetic field fluctuations near Venus under the different interplanetary magnetic field orientations, *Journal of Geophysical Research*, 115, A12 251
- Elphic, R. C., Russell, C. T., 1983a, Magnetic flux ropes in the Venus ionosphere: Observations and models, *Journal of Geophysical Research*, 88, 58–72
- Elphic, R. C., Russell, C. T., 1983b, Global characteristics of magnetic flux ropes in the Venus ionosphere, *Journal of Geophysical Research*, 88, 2993–3003
- Elphic, R. C., Russell, C. T., Slavin, J. A., Brace, L. H., 1980, Observations of the dayside ionopause and ionosphere of Venus, *Journal of Geophysical Research*, 85, 7679–7696
- Espley, J. R., Cloutier, P. A., Brain, D. A., Crider, D. H., Acuña, M. H., 2004, Observations of low-frequency magnetic oscillations in the Martian magnetosheath, magnetic pileup region, and tail, *Journal of Geophysical Research*, 109, A07 213
- Fletcher, K., 2009, *Mars Express: The Scientific Investigations*, European Space Agency Special Publication, 1291, 1–294

- Frey, S., Angelopoulos, V., Bester, M., Bonnell, J., Phan, T., Rummel, D., 2008, Orbit Design for the THEMIS Mission, *Space Science Reviews*, 141, 61–89
- Gary, S. P., 1991, Electromagnetic ion/ion instabilities and their consequences in space plasmas: A review, *Space Science Reviews*, 56, 373–415
- Gary, S. P., 1993, *Theory of Space Plasma Microinstabilities*, Cambridge atmospheric and space science series, Cambridge University Press, New York
- Gary, S. P., Fuselier, S. A., Anderson, B. J., 1993, Ion anisotropy instabilities in the magnetosheath, *Journal of Geophysical Research*, 98, 1481–1488
- Génot, V., Schwartz, S. J., Mazelle, C., Balikhin, M., Dunlop, M., Bauer, T. M., 2001, Kinetic study of the mirror mode, *Journal of Geophysical Research*, 106, 21 611–21 622
- Glassmeier, K.-H., Espley, J., 2006, ULF Waves in Planetary Magnetospheres, in *Magnetospheric ULF Waves: Synthesis and New Directions*, (Hg.) K. Takahashi, P. J. Chi, R. E. Denton, R. L. Lysak, *Geophysical Monograph Series* 169, S. 341–359, American Geophysical Union, Washington, D.C.
- Grebowsky, J. M., Crider, D. H., Intriligator, D. S., Hartle, R. E., Acuña, M. H., 2004, Venus/Mars pickup ions and ionosheath wave structures, *Advances in Space Research*, 33, 176–181
- Gringauz, K. I., 1983, The bow shock and the magnetosphere of Venus according to measurements from Venera 9 and 10 orbiters, in *Venus*, (Hg.) D. M. Hunten, L. Colin, T. M. Donahue, V. I. Moroz, S. 980–993, The University of Arizona Press, Tucson
- Gubbins, D., Herrero-Bervera, E. (Hg.), 2007, *Encyclopedia of Geomagnetism and Paleomagnetism*, Springer, Dordrecht
- Hoppe, M. M., Russell, C. T., 1983, Plasma rest frame frequencies and polarizations of the low-frequency upstream waves: ISEE 1 and 2 observations, *Journal of Geophysical Research*, 88, 2021–2027
- Hoppe, M. M., Russell, C. T., Frank, L. A., Eastman, T. E., Greenstadt, E. W., 1981, Upstream hydromagnetic waves and their association with backstreaming ion populations: ISEE 1 and 2 observations, *Journal of Geophysical Research*, 86, 4471–4492
- Huba, J. D., Strangeway, R. J., 1997, Plasma wave phenomena at Venus, in *Venus II: Geology, Geophysics, Atmosphere, and Solar Wind Environment*, (Hg.) S. W. Bougher, D. M. Hunten, R. J. Phillips, S. 95–124, The University of Arizona Press, Tucson
- Hughes, W. J., 1995, The Magnetopause, Magnetotail, and Magnetic Reconnection, in *Introduction to Space Physics*, (Hg.) M. G. Kivelson, C. T. Russell, S. 227–287, Cambridge University Press, Cambridge, New York, Melbourne
- Hunten, D. M., 1995, Venus lightning: Pros and cons, *Advances in Space Research*, 15, (4)109–(4)112

- Hunten, D. M., Colin, L., Donahue, T. M., Moroz, V. I. (Hg.), 1983, *Venus*, The University of Arizona Press, Tucson
- Iroshnikov, P. S., 1964, Turbulence of a Conducting Fluid in a Strong Magnetic Field, *Soviet Astronomy*, 7, 566–571
- Johnson, F. S., Hanson, W. B., 1979, A new concept for the daytime magnetosphere of Venus, *Geophysical Research Letters*, 6, 581–584
- Jones, C. A., 2009, Thermal and Compositional Convection in the Outer Core, in *Treatise on Geophysics – Volume 8: Core Dynamics*, (Hg.) G. Schubert, P. Olson, S. 131–185, Elsevier, Amsterdam
- Kallenrode, M.-B., 2004, *Space Physics: An Introduction to Plasmas and Particles in the Heliosphere and Magnetospheres*, Springer, Berlin, 3. Aufl.
- Kertz, W., 1995, Einführung in die Geophysik – Band 1: Erdkörper, Spektrum-Hochschultaschenbuch, Spektrum Akademischer Verlag GmbH, Heidelberg, Berlin, Oxford, (unveränderter Nachdruck der Auflage von 1992)
- Kieffer, H. H., Jakosky, B. M., Snyder, C. W., Matthews, M. S. (Hg.), 1992, *Mars*, The University of Arizona Press, Tucson, London
- Kivelson, M. G., 1995a, Physics of space plasmas, in *Introduction to Space Physics*, (Hg.) M. G. Kivelson, C. T. Russell, S. 27–57, Cambridge University Press, Cambridge, New York, Melbourne
- Kivelson, M. G., 1995b, Pulsations and magnetohydrodynamic waves, in *Introduction to Space Physics*, (Hg.) M. G. Kivelson, C. T. Russell, S. 330–355, Cambridge University Press, Cambridge, New York, Melbourne
- Kivelson, M. G., Kennel, C. F., McPherron, R. L., Russell, C. T., Southwood, D. J., Walker, R. J., Hammond, C. M., Khurana, K. K., Strangeway, R. J., Coleman, P. J., 1991, Magnetic field studies of the solar wind interaction with Venus from the Galileo flyby, *Science*, 253, 1518–1522
- Kofler, L., Reichhardt, T., 1985, VEGA: Next stop Venus, *Space World*, 5, 25–27
- Kolmogorov, A. N., 1941a, The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds Numbers, *Doklady Akademii Nauk SSSR*, 30, 301–305, (neu herausgegeben in *Proceedings of the Royal Society A*, 434, 9-13, 1991)
- Kolmogorov, A. N., 1941b, Dissipation of energy in the locally isotropic turbulence, *Doklady Akademii Nauk SSSR*, 32, 19–21, (neu herausgegeben in *Proceedings of the Royal Society A*, 434, 15-17, 1991)
- Kraichnan, R. H., 1965, Inertial-Range Spectrum of Hydromagnetic Turbulence, *Physics of Fluids*, 8, 1385–1387

- Ledvina, S. A., Nunes, D. C., Cravens, T. E., Tinker, J. L., 2002, Pressure balance across magnetic flux ropes in the ionosphere of Venus, *Journal of Geophysical Research*, 107, 1074
- Luhmann, J. G., 1986, The solar wind interaction with Venus, *Space Science Reviews*, 44, 241–306
- Luhmann, J. G., 1995a, Plasma interactions with unmagnetized bodies, in *Introduction to Space Physics*, (Hg.) M. G. Kivelson, C. T. Russell, S. 203–226, Cambridge University Press, Cambridge, New York, Melbourne
- Luhmann, J. G., 1995b, The inner magnetosheath of Venus: An analogue for Earth?, *Journal of Geophysical Research*, 100, 12 035–12 045
- Luhmann, J. G., Cravens, T. E., 1991, Magnetic fields in the ionosphere of Venus, *Space Science Reviews*, 55, 201–274
- Luhmann, J. G., Nagy, A. F., 1986, Planetary meteorology: Is there lightning on Venus?, *Nature*, 319, 266
- Luhmann, J. G., Russell, D. S., 1992, Magnetic fields in Venus nightside ionospheric holes: Collected Pioneer Venus Orbiter magnetometer observations, *Journal of Geophysical Research*, 97, 10 267–10 282
- Luhmann, J. G., Elphic, R. C., Russell, C. T., Mihalov, J. D., Wolfe, J. H., 1980, Observations of large scale steady magnetic fields in the dayside Venus ionosphere, *Geophysical Research Letters*, 7, 917–920
- Luhmann, J. G., Tótrallyay, M., Russell, C. T., Winterhalter, D., 1983, Magnetic field fluctuations in the Venus magnetosheath, *Geophysical Research Letters*, 10, 655–658
- Luhmann, J. G., Russell, C. T., Elphic, R. C., 1984, Time scales for the decay of induced large-scale magnetic fields in the Venus ionosphere, *Journal of Geophysical Research*, 89, 362–368
- Luhmann, J. G., Phillips, J. L., Russell, C. T., 1987, Studies of the configuration of the Venus ionospheric magnetic field, *Advances in Space Research*, 7, (12)101–(12)106
- Luhmann, J. G., Brecht, S. H., Spreiter, J. R., Stahara, S. S., Steinolfson, R. S., Nagy, A. F., 1997, Global models of the solar wind interaction with Venus, in *Venus II: Geology, Geophysics, Atmosphere, and Solar Wind Environment*, (Hg.) S. W. Bougher, D. M. Hunten, R. J. Phillips, S. 33–59, The University of Arizona Press, Tucson
- Luhmann, J. G., Ledvina, S. A., Russell, C. T., 2004, Induced magnetospheres, *Advances in Space Research*, 33, 1905–1912
- Lundin, R., Barabash, S., 2004, The wakes and magnetotails of Mars and Venus, *Advances in Space Research*, 33, 1945–1955

- Martinez, C., Fränz, M., Woch, J., Krupp, N., Roussos, E., Dubinin, E., Motschmann, U., Barabash, S., Lundin, R., Holmström, M., Andersson, H., Yamauchi, M., Grigoriev, A., Futaana, Y., Brinkfeldt, K., Gunell, H., Frahm, R. A., Winningham, J. D., Sharber, J. R., Scherrer, J., Coates, A. J., Linder, D. R., Kataria, D. O., Kallio, E., Sales, T., Schmidt, W., Riihela, P., Koskinen, H. E. J., Kozyra, J. U., Luhmann, J., Russell, C. T., Roelof, E. C., Brandt, P., Curtis, C. C., Hsieh, K. C., Sandel, B. R., Grande, M., Sauvaud, J.-A., Fedorov, A., Thocaven, J.-J., Mazelle, C., McKenna-*Lawler*, S., Orsini, S., Cerulli-Irelli, R., Maggi, M., Mura, A., Milillo, A., Wurz, P., Galli, A., Bochsler, P., Asamura, K., Szego, K., Baumjohann, W., Zhang, T. L., Lammer, H., 2008, Location of the bow shock and ion composition boundaries at Venus – initial determinations from Venus Express ASPERA-4, *Planetary and Space Science*, 56, 780–784
- Martinez, C., Boesswetter, A., Fränz, M., Roussos, E., Woch, J., Krupp, N., Dubinin, E., Motschmann, U., Wiehle, S., Simon, S., Barabash, S., Lundin, R., Zhang, T. L., Lammer, H., Lichtenegger, H., Kulikov, Y., 2009, Plasma environment of Venus: Comparison of Venus Express ASPERA-4 measurements with 3-D hybrid simulations, *Journal of Geophysical Research*, 114, E00B30, (Korrektur in *Journal of Geophysical Research*, 114, E00B98, 2009)
- McPherron, R. L., Russell, C. T., Coleman, Jr., P. J., 1972, Fluctuating Magnetic Fields in the Magnetosphere - II. ULF Waves, *Space Science Reviews*, 13, 411–454
- Means, J. D., 1972, Use of the Three-Dimensional Covariance Matrix in Analyzing the Polarization Properties of Plane Waves, *Journal of Geophysical Research*, 77, 5551–5559
- Moulinier, P., Faye, F., Lair, J. C., Maliet, E., 2003, Mars Express spacecraft: design and development solutions for affordable planetary missions, *Acta Astronautica*, 52, 203–209
- Nakamura, M., Imamura, T., Ueno, M., Iwagami, N., Satoh, T., Watanabe, S., Taguchi, M., Takahashi, Y., Suzuki, M., Abe, T., Hashimoto, G. L., Sakanoi, T., Okano, S., Kasaba, Y., Yoshida, J., Yamada, M., Ishii, N., Yamada, T., Uemizu, K., Fukuhara, T., Oyama, K., 2007, Planet-C: Venus Climate Orbiter mission of Japan, *Planetary and Space Science*, 55, 1831–1842
- Narita, Y., Glassmeier, K.-H., 2006, Propagation pattern of low frequency waves in the terrestrial magnetosheath, *Annales Geophysicae*, 24, 2441–2444
- Ness, N. F., Behannon, K. W., Lepping, R. P., Schatten, K. H., 1971, Use of two magnetometers for magnetic field measurements on a spacecraft., *Journal of Geophysical Research*, 76, 3564–3573
- Orlowski, D. S., Russell, C. T., Krauss-Varban, D., Omidi, N., 1994, A test of the Hall-MHD model: Application to low-frequency upstream waves at Venus, *Journal of Geophysical Research*, 99, 169–178
- Phillips, J. L., McComas, D. J., 1991, The magnetosheath and magnetotail of Venus, *Space Science Reviews*, 55, 1–80

- Phillips, J. L., Russell, C. T., 1987, Upper limit on the intrinsic magnetic field of Venus, *Journal of Geophysical Research*, 92, 2253–2263
- Primdahl, F., 1979, The fluxgate magnetometer, *Journal of Physics E: Scientific Instruments*, 12, 241–253
- Prölls, G. W., 2004, *Physik des erdnahen Weltraums*, Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 2. Aufl.
- Reith, W. (Hg.), 2001, *Lehrbuch der Experimentalphysik (Bergmann, Schäfer) – Band 7: Erde und Planeten*, Walter de Gruyter, Berlin, New York, 2. Aufl.
- Romanov, S. A., Smirnov, V. N., Vaisberg, O. L., 1979, Interaction of the solar wind with Venus, *Cosmic Research*, 16, 603–611, übersetzt aus *Kosmicheskije Issledovaniya*, 16, 746–756, 1978
- Russell, C. T. (Hg.), 1991a, *Venus Aeronomy*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, Boston, London, (neu aufgelegt aus *Space Science Reviews*, vol. 55, nos. 1–4, 1991)
- Russell, C. T., 1991b, Venus lightning, *Space Science Reviews*, 55, 317–356
- Russell, C. T., 1995, The solar wind interaction with Venus: A comparison of Galileo and Pioneer Venus observations, *Advances in Space Research*, 15, 4(5)–4(16)
- Russell, C. T., Strangeway, R. J., 1992, Venus lightning: an update, *Advances in Space Research*, 12, (9)43–(9)50
- Russell, C. T., Vaisberg, O., 1983, The interaction of the solar wind with Venus, in *Venus*, (Hg.) D. M. Hunten, L. Colin, T. M. Donahue, V. I. Moroz, S. 873–940, The University of Arizona Press, Tucson
- Russell, C. T., Snare, R. C., Means, J. D., Elphic, R. C., 1980, Pioneer Venus Orbiter fluxgate magnetometer, *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 18, 32–35
- Russell, C. T., Luhmann, J. G., Elphic, R. C., 1983, The properties of the low altitude magnetic belt in the Venus ionosphere, *Advances in Space Research*, 2, 13–16
- Russell, C. T., Singh, R. N., Luhmann, J. G., Elphic, R. C., Brace, L. H., 1987, Waves on the subsolar ionopause of Venus, *Advances in Space Research*, 7, (12)115–(12)118
- Russell, C. T., Chou, E., Luhmann, J. G., Gazis, P., Brace, L. H., Hoegy, W. R., 1988, Solar and interplanetary control of the location of the Venus bow shock, *Journal of Geophysical Research*, 93, 5461–5469
- Russell, C. T., Luhmann, J. G., Strangeway, R. J., 2006a, The solar wind interaction with Venus through the eyes of the Pioneer Venus Orbiter, *Planetary and Space Science*, 54, 1482–1495
- Russell, C. T., Mayerberger, S. S., Blanco-Cano, X., 2006b, Proton cyclotron waves at Mars and Venus, *Advances in Space Research*, 38, 745–751

- Russell, C. T., Strangeway, R. J., Zhang, T. L., 2006c, Lightning detection on the Venus Express mission, *Planetary and Space Science*, 54, 1344–1351
- Russell, C. T., Zhang, T. L., Delva, M., Magnes, W., Strangeway, R. J., Wei, H. Y., 2007, Lightning on Venus inferred from whistler-mode waves in the ionosphere, *Nature*, 450, 661–662
- Russell, C. T., Zhang, T. L., Strangeway, R. J., Wei, H. Y., Delva, M., Magnes, W., 2008a, Electromagnetic waves observed by Venus Express at periapsis: Detection and analysis techniques, *Advances in Space Research*, 41, 113–117
- Russell, C. T., Zhang, T. L., Wei, H. Y., 2008b, Whistler mode waves from lightning on Venus: Magnetic control of ionospheric access, *Journal of Geophysical Research*, 113, E00B05
- Samson, J. C., 1973, Descriptions of the Polarization States of Vector Processes: Applications to ULF Magnetic Fields, *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society*, 34, 403–419
- Saunders, R. S., Pettengill, G. H., 1991, Magellan: Mission summary, *Science*, 252, 247–249
- Saunders, R. S., Spear, A. J., Allin, P. C., Austin, R. S., Berman, A. L., Chandler, R. C., Clark, J., Decharon, A. V., de Jong, E. M., Griffith, D. G., Gunn, J. M., Hensley, S., Johnson, W. T. K., Kirby, C. E., Leung, K. S., Lyons, D. T., Michaels, G. A., Miller, J., Morris, R. B., Morrison, A. D., Piereson, R. G., Scott, J. F., Shaffer, S. J., Slonski, J. P., Stofan, E. R., Thompson, T. W., Wall, S. D., 1992, Magellan Mission Summary, *Journal of Geophysical Research*, 97, 13 067–13 090
- Scarf, F. L., Taylor, W. W. L., Russell, C. T., Brace, L. H., 1980, Lightning on Venus: Orbiter detection of whistler signals, *Journal of Geophysical Research*, 85, 8158–8166
- Schäfer, S., Glassmeier, K.-H., Narita, Y., Fornaçon, K. H., Dandouras, I., Fränz, M., 2005, Statistical phase propagation and dispersion analysis of low frequency waves in the magnetosheath, *Annales Geophysicae*, 23, 3339–3349
- Schmidt, R., 2003, Mars Express – ESA's first mission to planet Mars, *Acta Astronautica*, 52, 197–202
- Schwartz, S. J., Burgess, D., Moses, J. J., 1996, Low-frequency waves in the Earth's magnetosheath: present status, *Annales Geophysicae*, 14, 1134–1150
- Seidel, J., Wende, B., 1992, Plasmen, in *Lehrbuch der Experimentalphysik (Bergmann, Schäfer) – Band 5: Vielteilchen-Systeme*, (Hg.) W. Reith, S. 97–225, Walter de Gruyter, Berlin, New York
- Shinagawa, H., 2004, The ionospheres of Venus and Mars, *Advances in Space Research*, 33, 1924–1931
- Shirley, D. L., 2003, The Mariner 10 mission to Venus and Mercury, *Acta Astronautica*, 53, 375–385

- Shue, J., Chao, J. K., Fu, H. C., Russell, C. T., Song, P., Khurana, K. K., Singer, H. J., 1997, A new functional form to study the solar wind control of the magnetopause size and shape, *Journal of Geophysical Research*, 102, 9497–9511
- Sibeck, D. G., Angelopoulos, V., 2008, THEMIS Science Objectives and Mission Phases, *Space Science Reviews*, 141, 35–59
- Slavin, J. A., Holzer, R. E., 1981, Solar wind flow about the terrestrial planets – 1. Modeling bow shock position and shape, *Journal of Geophysical Research*, 86, 11 401–11 418
- Slavin, J. A., Elphic, R. C., Russell, C. T., Scarf, F. L., Wolfe, J. H., Mihalov, J. D., Intriligator, D. S., Brace, L. H., Taylor, Jr., H. A., Daniell, Jr., R. E., 1980, The solar wind interaction with Venus: Pioneer Venus observations of bow shock location and structure, *Journal of Geophysical Research*, 85, 7625–7641
- Slavin, J. A., Acuña, M. H., Anderson, B. J., Barabash, S., Benna, M., Boardsen, S. A., Fraenz, M., Gloeckler, G., Gold, R. E., Ho, G. C., Korth, H., Krimigis, S. M., McNutt, Jr., R. L., Raines, J. M., Sarantos, M., Solomon, S. C., Zhang, T. L., Zurbuchen, T. H., 2009, MESSENGER and Venus Express observations of the solar wind interaction with Venus, *Geophysical Research Letters*, 36, L09 106
- Smith, E. J., Davis, Jr., L., Coleman, Jr., P. J., Sonett, C. P., 1963, Magnetic Field, *Science*, 139, 909–910
- Snyder, C. W., 1967, Mariner V Flight Past Venus, *Science*, 158, 1665–1669
- Solomon, S. C., 1993, The geophysics of Venus, *Physics Today*, 46, 48–55
- Solomon, S. C., McNutt, Jr., R. L., Gold, R. E., Domingue, D. L., 2007, MESSENGER Mission Overview, *Space Science Reviews*, 131, 3–39
- Sonett, C. P., 1963, A Summary Review of the Scientific Findings of the Mariner Venus Mission, *Space Science Reviews*, 2, 751–777
- Song, P., Russell, C. T., 1999, Time Series Data Analyses in Space Physics, *Space Science Reviews*, 87, 387–463
- Song, P., Russell, C. T., Gosling, J. T., Thomsen, M., Elphic, R. C., 1990, Observations of the density profile in the magnetosheath near the stagnation streamline, *Geophysical Research Letters*, 17, 2035–2038
- Song, P., Russell, C. T., Thomsen, M. F., 1992a, Slow mode transition in the frontside magnetosheath, *Journal of Geophysical Research*, 97, 8295–8305
- Song, P., Russell, C. T., Thomsen, M. F., 1992b, Waves in the inner magnetosheath: A case study, *Geophysical Research Letters*, 19, 2191–2194
- Sonnerup, B. U. Ö., Cahill, Jr., L. J., 1967, Magnetopause Structure and Attitude from Explorer 12 Observations, *Journal of Geophysical Research*, 72, 171–183

- Sonnerup, B. U. Ö., Scheible, M., 2000, Minimum and Maximum Variance Analysis, ISSI Scientific Report Series (SR)-001 (Electronic edition 1.1), S. 185–220, (Nachdruck aus Analysis Methods for Multi-Spacecraft Data, (Hg.) G. Paschmann, P. W. Daly, 1998)
- Spohn, T., 2001, Planetologie, in Lehrbuch der Experimentalphysik (Bergmann, Schäfer) – Band 7: Erde und Planeten, (Hg.) W. Reith, S. 427–525, Walter de Gruyter, Berlin, New York
- Spreiter, J. R., Stahara, S. S., 1980, Solar wind flow past Venus - Theory and comparisons, Journal of Geophysical Research, 85, 7715–7738
- Stevenson, D. J., 2003, Planetary magnetic fields, Earth and Planetary Science Letters, 208, 1–11
- Stevenson, D. J., 2010, Planetary Magnetic Fields: Achievements and Prospects, Space Science Reviews, 152, 651–664
- Stevenson, D. J., Spohn, T., Schubert, G., 1983, Magnetism and Thermal Evolution of the Terrestrial Planets, Icarus, 54, 466–489
- Strangeway, R. J., 1991, Plasma waves at Venus, Space Science Reviews, 55, 275–316
- Strangeway, R. J., 2004, Plasma waves and electromagnetic radiation at Venus and Mars, Advances in Space Research, 33, 1956–1967
- Strangeway, R. J., Crawford, G. K., 1995, VLF waves in the foreshock, Advances in Space Research, 15, 29–42
- Svedhem, H., Titov, D. V., McCoy, D., Lebreton, J., Barabash, S., Bertaux, J., Drossart, P., Formisano, V., Häusler, B., Korablev, O., Markiewicz, W. J., Nevejans, D., Pätzold, M., Piccioni, G., Zhang, T. L., Taylor, F. W., Lellouch, E., Koschny, D., Witasse, O., Eggel, H., Warhant, M., Accomazzo, A., Rodriguez-Canabal, J., Fabrega, J., Schirmann, T., Clochet, A., Coradini, M., 2007, Venus Express – The first European mission to Venus, Planetary and Space Science, 55, 1636–1652
- Svedhem, H., Titov, D., Taylor, F., Witasse, O., 2009, Venus Express mission, Journal of Geophysical Research, 114, E00B33
- Tátrallyay, M., Erdős, G., 2002, The evolution of mirror mode fluctuations in the terrestrial magnetosheath, Planetary and Space Science, 50, 593–599
- Taylor, F., Grinspoon, D., 2009, Climate evolution of Venus, Journal of Geophysical Research, 114, E00B40
- Titov, D. V., Svedhem, H., Koschny, D., Hoofs, R., Barabash, S., Bertaux, J.-L., Drossart, P., Formisano, V., Häusler, B., Korablev, O., Markiewicz, W. J., Nevejans, D., Pätzold, M., Piccioni, G., Zhang, T. L., Merritt, D., Witasse, O., Zender, J., Accomazzo, A., Sweeney, M., Trillard, D., Janvier, M., Clochet, A., 2006a, Venus Express science planning, Planetary and Space Science, 54, 1279–1297

- Titov, D. V., Svedhem, H., McCoy, D., Lebreton, J.-P., Barabash, S., Bertaux, J.-L., Drossart, P., Formisano, V., Häusler, B., Korablev, O. I., Markiewicz, W., Neveance, D., Petzold, M., Piccioni, G., Zhang, T. L., Taylor, F. W., Lellouch, E., Koschny, D., Witasse, O., Warhaut, M., Acomazzo, A., Rodrigues-Cannabal, J., Fabrega, J., Schirmann, T., Clochet, A., Coradini, M., 2006b, Venus Express: Scientific Goals, Instrumentation, and Scenario of the Mission, *Cosmic Research*, 44, 334–348
- Titov, D. V., Svedhem, H., Taylor, F. W., Barabash, S., Bertaux, J., Drossart, P., Formisano, V., Häusler, B., Korablev, O., Markiewicz, W. J., Nevejans, D., Pätzold, M., Piccioni, G., Sauvaud, J., Zhang, T. L., Witasse, O., Gerard, J., Fedorov, A., Sanchez-Lavega, A., Helbert, J., Hoofs, R., 2009, Venus Express: Highlights of the nominal mission, *Solar System Research*, 43, 185–209
- Treumann, R. A., Baumjohann, W., 1997, *Advanced Space Plasma Physics*, Imperial College Press, London, (Nachdruck, 2001)
- Vallentine, H. R., 1967, *Applied hydrodynamics*, Butterworths, London, 2. Aufl.
- Volwerk, M., Zhang, T. L., Delva, M., Vörös, Z., Baumjohann, W., Glassmeier, K.-H., 2008a, Mirror-mode-like structures in Venus' induced magnetosphere, *Journal of Geophysical Research*, 113, E00B16
- Volwerk, M., Zhang, T. L., Delva, M., Vörös, Z., Baumjohann, W., Glassmeier, K.-H., 2008b, First identification of mirror mode waves in Venus' magnetosheath?, *Geophysical Research Letters*, 35, L12 204
- Vörös, Z., Zhang, T. L., Leubner, M. P., Volwerk, M., Delva, M., Baumjohann, W., Kudela, K., 2008a, Magnetic fluctuations and turbulence in the Venus magnetosheath and wake, *Geophysical Research Letters*, 35, L11 102
- Vörös, Z., Zhang, T. L., Leubner, M. P., Volwerk, M. and Delva, M., Baumjohann, W., 2008b, Intermittent turbulence, noisy fluctuations, and wavy structures in the Venusian magnetosheath and wake, *Journal of Geophysical Research*, 113, E00B21, (Korrektur in *Journal of Geophysical Research*, 114, E00B35, 2009)
- Winske, D., 1986, Origin of large magnetic fluctuations in the magnetosheath of Venus, *Journal of Geophysical Research*, 91, 11 951–11 957
- Yair, Y., Fischer, G., Simões, F., Renno, N., Zarka, P., 2008, Updated Review of Planetary Atmospheric Electricity, *Space Science Reviews*, 137, 29–49
- Zhang, T. L., Luhmann, J. G., Russell, C. T., 1991, The magnetic barrier at Venus, *Journal of Geophysical Research*, 96, 11 145–11 153
- Zhang, T. L., Baumjohann, W., Delva, M., Auster, H.-U., Balogh, A., Russell, C. T., Barabash, S., Balikhin, M., Berghofer, G., Biernat, H. K., Lammer, H., Lichtenegger, H., Magnes, W., Nakamura, R., Penz, T., Schwingenschuh, K., Vörös, Z., Zambelli, W., Fornaçon, K.-H., Glassmeier, K.-H., Richter, I., Carr, C., Kudela, K., Shi, J. K., Zhao, H., Motschmann, U., Lebreton, J.-P., 2006, Magnetic field investigation of the Venus

- plasma environment: Expected new results from Venus Express, *Planetary and Space Science*, 54, 1336–1343
- Zhang, T. L., Berghofer, G., Magnes, W., Delva, M., Baumjohann, W., Biernat, H. K., Lichtenegger, H., Nakamura, R., Schwingenschuh, K., Auster, H.-U., Fornaçon, K.-H., Richter, I., Glassmeier, K.-H., Carr, C., Balogh, A., Barabash, S., Kudela, K., Balikhin, M., Russell, C. T., Motschmann, U., Lebreton, J.-P., 2007a, MAG: The Fluxgate Magnetometer of Venus Express, European Space Agency Special Publication, 1295, 1–10
- Zhang, T. L., Delva, M., Baumjohann, W., Auster, H.-U., Carr, C., Russell, C. T., Barabash, S., Balikhin, M., Kudela, K., Berghofer, G., Biernat, H. K., Lammer, H., Lichtenegger, H., Magnes, W., Nakamura, R., Schwingenschuh, K., Volwerk, M., Vörös, Z., Zambelli, W., Fornaçon, K.-H., Glassmeier, K.-H., Richter, I., Balogh, A., Schwarzl, H., Pope, S. A., Shi, J. K., Wang, C., Motschmann, U., Lebreton, J.-P., 2007b, Little or no solar wind enters Venus' atmosphere at solar minimum, *Nature*, 450, 654–656
- Zhang, T. L., Delva, M., Baumjohann, W., Volwerk, M., Russell, C. T., Barabash, S., Balikhin, M., Pope, S., Glassmeier, K.-H., Kudela, K., Wang, C., Vörös, Z., Zambelli, W., 2008a, Initial Venus Express magnetic field observations of the Venus bow shock location at solar minimum, *Planetary and Space Science*, 56, 785–789
- Zhang, T. L., Delva, M., Baumjohann, W., Volwerk, M., Russell, C. T., Barabash, S., Balikhin, M., Pope, S., Glassmeier, K.-H., Wang, C., Kudela, K., 2008b, Initial Venus Express magnetic field observations of the magnetic barrier at solar minimum, *Planetary and Space Science*, 56, 790–795
- Zhang, T. L., Delva, M., Baumjohann, W., Volwerk, M., Russell, C. T., Wei, H. Y., Wang, C., Balikhin, M., Barabash, S., Auster, H.-U., Kudela, K., 2008c, Induced magnetosphere and its outer boundary at Venus, *Journal of Geophysical Research*, 113, E00B20
- Zhang, T. L., Baumjohann, W., Du, J., Nakamura, R., Jarvinen, R., Kallio, E., Du, A. M., Balikhin, M., Luhmann, J. G., Russell, C. T., 2010, Hemispheric asymmetry of the magnetic field wrapping pattern in the Venusian magnetotail, *Geophysical Research Letters*, 37, L14 202

# Danksagung

Ich bedanke mich herzlich bei Prof. Dr. Karl-Heinz Glaßmeier für die Betreuung und Begleitung als Mentor dieser Arbeit. Prof. Glaßmeier war stets der erste Ansprechpartner bei wissenschaftlichen und organisatorischen Fragen meinerseits. Die zahlreichen fachlichen Diskussionen mit ihm sowie seine Vorträge und Vorlesungen haben mein Verständnis plasmaphysikalischer Prozesse erweitert und mein wissenschaftliches Arbeiten gefördert. Dies habe ich als sehr bereichernd empfunden und bin Prof. Glaßmeier dafür sehr verbunden. Darüber hinaus schätze ich sehr, dass ich an internationalen wissenschaftlichen Konferenzen teilnehmen konnte, welche mir viele interessante Begegnungen und Gespräche mit Kolleginnen und Kollegen aus der wissenschaftlichen *Community* ermöglichten.

Weiterhin möchte ich mich herzlich bei Prof. Dr. Uwe Motschmann für die Übernahme des Zweitgutachtens dieser Dissertation bedanken. In Erinnerung werden mir auch zahlreiche Vorträge und Vorlesungen von Prof. Motschmann bleiben, die ich im Verlauf meiner Studien- und Doktorandenzeit hörte und die meinen wissenschaftlichen Horizont erweiterten.

Diese Arbeit beruht auf den Messungen des VENUS-EXPRESS-Magnetometers und ich möchte mich daher ebenfalls herzlich bei allen Mitgliedern des Magnetometer-Teams für die Unterstützung bedanken. Am Institut für Geophysik und extraterrestrische Physik standen mir Dr. Hans-Ulrich Auster, Karl-Heinz Fornaçon und Dr. Ingo Richter bei technischen Fragen immer zur Verfügung und haben mir die technischen Herausforderungen und Details bei der Konstruktion und dem Betrieb von Magnetfeldexperimenten näher gebracht. Insbesondere möchte ich Dr. Tielong Zhang vom Institut für Weltraumforschung der Österreichischen Akademie der Wissenschaften in Graz einen großen Dank aussprechen, der als wissenschaftlicher Leiter des Magnetometerinstruments an Bord von VENUS-EXPRESS die Koordination und die Organisation innerhalb des Magnetometer-Teams vorgenommen hat und stets auf meine Fragen, Wünsche und Probleme eingegangen ist.

Als Mitglied der *International Max Planck Research School* am Max-Planck-Institut für Sonnensystemforschung in Katlenburg-Lindau gilt mein weiterer Dank deren Koordinator Priv.-Doz. Dr. Dieter Schmitt; von seinem Engagement für die Graduiertenschule, welches sich u.a. durch die Organisation zahlreicher Seminare ausgedrückt hat, habe ich sehr profitiert. Auch habe ich es als eine große Bereicherung empfunden, mich in einem sehr internationalen Umfeld bewegen zu dürfen.

Allen Kolleginnen und Kollegen am Institut für Geophysik und extraterrestrische Physik möchte ich Danke sagen. Nicht nur die Diskussionen wissenschaftlicher Themen waren eine Bereicherung, sondern auch das hervorragende Arbeitsklima am Institut, welches darüber hinaus viele freundschaftliche Verbindungen hervorgebracht hat, hat zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen. Bei Sabine Filbrandt und Nicole Mund bedanke ich mich herzlich für die Hilfe und Unterstützung bei verwaltungstechnischen Fragen und Abläufen.

Namentlich möchte ich mich noch bei Anne Angsmann, Dr. Anne Geese, Dr. Hans-Ulrich Auster, Daniel Heyner, Dr. Gero Kleindienst und Christoph Koenders bedanken, die die Arbeit auf grammatikalische Ungereimtheiten und Rechtschreibfehler durchgesehen haben.

Meiner Familie gilt ein großer Dank. Auf ihre uneingeschränkte Unterstützung und große Zuversicht kann ich seit jeher zählen.

Ich bedanke mich auch bei allen Freundinnen und Freunden, die mich während meiner Doktorandenzeit begleitet haben; auf vielfältigste Weise haben sie alle einen Teil zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Ich möchte diese Arbeit meinem Vater Hans-Peter Guicking widmen, der im März 2008 verstorben ist.