

Stehende Kruskal-Schwarzschild-Moden an der Magnetopause

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 Ferdinand Plaschke
aus Braunschweig

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: 11. Februar 2011

mündliche Prüfung (Disputation) am: 27. April 2011

ISBN 978-3-942171-60-1

uni-edition GmbH 2011

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

© Ferdinand Plaschke



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:

Plaschke, F., Glassmeier, K.-H., Auster, H. U., Angelopoulos, V., Constantinescu, O. D., Fornaçon, K., Georgescu, E., Magnes, W., McFadden, J. P., Nakamura, R., 2009, Statistical study of the magnetopause motion: First results from THEMIS, *J. Geophys. Res.*, 114, A00C10.

Plaschke, F., Glassmeier, K.-H., Auster, H. U., Constantinescu, O. D., Magnes, W., Angelopoulos, V., Sibeck, D. G., McFadden, J. P., 2009, Standing Alfvén waves at the magnetopause, *Geophys. Res. Lett.*, 36, L02104.

Plaschke, F., Glassmeier, K.-H., Sibeck, D. G., Auster, H. U., Constantinescu, O. D., Angelopoulos, V., Magnes, W., 2009, Magnetopause surface oscillation frequencies at different solar wind conditions, *Ann. Geophys.*, 27, 4521-4532.

Auster, H., Glassmeier, K., Magnes, W., Aydogar, O., Baumjohann, W., Constantinescu, D., Fischer, D., Fornaçon, K., Georgescu, E., Harvey, P., Hillenmaier, O., Kroth, R., Ludlam, M., Narita, Y., Nakamura, R., Okrafka, K., Plaschke, F., Richter, I., Schwarzl, H., Stoll, B., Valavanoglou, A., Wiedemann, M., 2008, The THEMIS Fluxgate Magnetometer, *Space Sci. Rev.*, 141, 1, 235-264.

Glassmeier, K.-H., Auster, H.-U., Constantinescu, D., Fornaçon, K.-H., Narita, Y., Plaschke, F., Angelopoulos, V., Georgescu, E., Baumjohann, W., Magnes, W., Nakamura, R., Carlson, C. W., Frey, S., McFadden, J. P., Phan, T., Mann, I., Rae, I. J., Vogt, J., Magnetospheric quasi-static response to the dynamic magnetosheath: A THEMIS case study, 2008, *Geophys. Res. Lett.*, 35, L17S01.

Agapitov, O., Glassmeier, K.-H., Plaschke, F., Auster, H.-U., Constantinescu, D., Angelopoulos, V., Magnes, W., Nakamura, R., Carlson, C. W., Frey, S., McFadden, J. P., 2009, Surface waves and field line resonances: A THEMIS case study, *J. Geophys. Res.*, 114, A00C27.

Constantinescu, O. D., Glassmeier, K.-H., Plaschke, F., Auster, U., Angelopoulos, V., Baumjohann, W., Fornaçon, K.-H., Georgescu, E., Larson, D., Magnes, W., McFadden, J. P., Nakamura, R., Narita, Y., 2009, THEMIS observations of duskside compressional Pc5 waves, *J. Geophys. Res.*, 114, A00C25.

Shue, J.-H., Chao, J.-K., Song, P., McFadden, J. P., Suvorova, A., Angelopoulos, V., Glassmeier, K. H., Plaschke, F., 2009, Anomalous magnetosheath flows and distorted subsolar magnetopause for radial interplanetary magnetic fields, *Geophys. Res. Lett.*, 36, L18112.

Tagungsbeiträge:

EGU (European Geosciences Union) General Assembly 2008, April 2008, Wien, Österreich, Statistical study of the magnetopause boundary layer motion observed with the THEMIS spacecraft, Poster.

Cluster - THEMIS Science Workshop, September 2008, Durham, New Hampshire, USA, Standing Alfvén Waves at the Magnetopause, Vortrag.

THEMIS Science Working Team Meeting, März 2009, Boulder, Colorado, USA, Dependence of Magnetopause Oscillation Frequencies on Solar Wind Conditions, Vortrag.

EGU (European Geosciences Union) General Assembly 2009, April 2009, Wien, Österreich, Magnetopause Surface Wave Frequencies at Different Solar Wind Conditions, Vortrag.

ISSS9 (9th International School for Space Simulations), Juli 2009, Saint Quentin en Yvelines, Frankreich, Standing Alfvén Waves on the Magnetopause, eingeladener Vortrag.

AGU (American Geophysical Union) Fall Meeting 2009, Dezember 2009, San Francisco, California, USA, Conjugate Studies of Magnetopause Surface Waves, Poster.

Inhaltsverzeichnis

Vorveröffentlichungen der Dissertation	3
Kurzzusammenfassung	7
1 Die Magnetopause	9
1.1 Historische Einführung	9
1.2 Sonnenwind und Magnetosphäre	12
1.3 Koordinatensysteme	16
1.4 Grundlegende Charakteristika	20
1.5 Räumliche Struktur	26
1.6 Dynamische Prozesse	35
1.6.1 Flux-Transfer-Events	35
1.6.2 Kelvin-Helmholtz-Instabilität	38
1.6.3 Externe Druck-Variationen	39
2 Datengrundlage	41
2.1 Die THEMIS Mission	41
2.1.1 Fluxgate-Magnetometer (FGM)	45
2.1.2 Electrostatic Analyzer (ESA)	46
2.1.3 Andere Instrumente	47
2.2 Bodenstationen: THEMIS und CARISMA	49
2.3 Sonnenwind-Messdaten des OMNI-Datensatzes	50
3 Eigenbewegungen der Magnetopause	53
3.1 Auswahl der Magnetopausen-Durchflüge	58
3.2 Analyse einzelner Magnetopausen-Durchflüge	66
3.3 Untersuchung von Gruppen von Magnetopausen-Beobachtungen	80
3.4 Radiale Bewegung der Magnetopause	89
4 Kruskal-Schwarzschild-Moden und die „magischen“ Frequenzen	105
4.1 Die Feldlinienresonanz	106
4.2 Der magnetosphärische Hohlraumresonator	114
4.3 Diskrete Frequenzen aus dem Sonnenwind	118
4.4 Kruskal-Schwarzschild-Moden	121
4.4.1 Reflexion und Transmission an der Magnetopause	129
4.4.2 Dispersion der Kruskal-Schwarzschild-Moden	133
4.4.3 Stehende Kruskal-Schwarzschild-Moden	137

4.4.4	Anregung von Kruskal-Schwarzschild-Moden	145
4.4.4.1	Feldlinienresonanz in der Magnetopause	145
4.4.4.2	Lokale Verformung der Magnetopause	150
5	Sonnenwindabhängigkeit der Magnetopausen-Bewegung	153
6	Einzelfalluntersuchung: Ereignis vom 23. August 2007	181
7	Zusammenfassung und Ausblick	195
A	Anhang	199
A.1	Plasmafluss entlang der Staupunktstromlinie in der Magnetosheath	199
A.2	Die Feldlinienresonanz nach Southwood	201
A.2.1	Erweiterung auf warme Plasmen	203
A.3	Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten der „magischen“ Frequenzen: Tabellen	205
	Literaturverzeichnis	211
	Danksagung	223

Kurzzusammenfassung

Die Magnetopause stellt die Grenzschicht zwischen den zwei Regionen der Magnetosphäre und Magnetosheath dar. Die Magnetosheath zeichnet sich dabei durch ein Plasma und Magnetfeld solaren Ursprungs aus; in der Magnetosphäre ist dagegen das Erdmagnetfeld dominierend. In dieser Arbeit werden in statistischen Untersuchungen die Verformungen der Magnetopause sowie die Charakteristika ihrer radialen Bewegung untersucht.

Die Datengrundlage ist im Wesentlichen durch die Messdaten der fünf Satelliten der THEMIS-Mission gegeben, die zwischen ihrem Start im Februar 2007 und dem Einschuss in die Umlaufbahnen der Hauptmissionsphase im September 2007 auf einem gemeinsamen Orbit die Erde umkreisten. Während dieser Zeit durchflogen sie zwei Mal bei jedem Umlauf in geringem Abstand zueinander die Region der Magnetopausen-Bewegung. In den Daten der fünf Satelliten konnten insgesamt 6697 Magnetopausen-Durchflüge identifiziert werden; durch Minimum-Varianz-Analyse wurden die lokalen Inklinationen der Grenzschicht bei jedem Durchflug ermittelt.

Aufgrund der Aufreihung der Satelliten in ihrer besonderen Konfiguration auf dem gemeinsamen Orbit kann die radiale Bewegung der Magnetopause bereits aus den Zeitpunkten und Orten der Magnetopausen-Beobachtungen durch die Satelliten nachvollzogen werden. Mithilfe von Spline-Funktionen wurde die zeitaufgelöste radiale Bewegung rekonstruiert; daraus konnten dann Amplituden, Geschwindigkeiten und Frequenzen der radialen Magnetopausen-Bewegung ermittelt werden.

Erstmalig wurde hierbei festgestellt, dass diese Bewegung mit erhöhter Wahrscheinlichkeit bei einigen Frequenzen stattfindet, die zum Satz sogenannter „magischer“ Frequenzen gehören. Für das Auftreten dieser Frequenzen bei geomagnetischen Pulsationen gibt es zwei Hypothesen: In der klassischen Erklärung werden sie auf Eigenfrequenzen der Eigenmoden eines magnetosphärischen Wellenleiters zurückgeführt. Desweiteren wird auch spekuliert, ob nicht bereits im anströmenden Sonnenwind Variationen bei diesen Frequenzen inhärent vorhanden sind, die sich dann auf die Magnetosphäre übertragen. In dieser Arbeit wird eine dritte Erklärungsmöglichkeit vorgeschlagen, wonach stehende Oberflächenwellen auf der Magnetopause, sogenannte Kruskal-Schwarzschild-Moden, mit ihren entsprechenden Eigenfrequenzen für die erhöhte Wahrscheinlichkeit derselben bei der Magnetopausen-Bewegung verantwortlich sein könnten. Die Beziehungen dieser stehenden Kruskal-Schwarzschild-Moden werden in der Näherung der Einflüssigkeits-Magnetohydrodynamik hergeleitet.

Es zeigt sich, dass die Ergebnisse einer Untersuchung der Sonnenwindabhängigkeit der Frequenzverteilungen der Magnetopausen-Bewegung sehr gut zu der vorgeschlagenen Erklärung passen. Damit wird indirekt die Existenz der stehenden Kruskal-Schwarzschild-Moden bestätigt.

1 Die Magnetopause

1.1 Historische Einführung

Seit Jahrhunderten ist bekannt, dass sich eine Kompassnadel in Nord-Süd-Richtung ausrichtet. Obwohl dieses Wissen bereits im 10. Jahrhundert von Seeleuten zur Navigation eingesetzt wurde, sollte es noch beinahe 600 Jahre dauern, bis William Gilbert, ein englischer Arzt, durch systematische, wissenschaftliche Untersuchungen herausfinden konnte, dass die Erde selbst Ursache für die Ausrichtung der Kompassnadel ist. Er konnte widerlegen, dass sich Kompassnadeln etwa dem Polarstern zuwenden, und zeigte, dass die Erde insgesamt als ein großer Magnet anzusehen ist. Zu Beginn des 19. Jahrhunderts wurde die Forschung auf dem Gebiet des Erdmagnetfeldes insbesondere durch die Arbeit von Carl-Friedrich Gauß geprägt. Er erkannte, dass sich das Erdmagnetfeld auf der Erdoberfläche durch ein Potentialfeld beschreiben lässt. Eine Analyse von Messungen des Erdmagnetfeldes mithilfe von Kugelflächenfunktionen ergab, dass die Ursache des größten Anteils des Feldes im Erdinneren liegen muss, und dass kurzperiodische Schwankungen einen externen Ursprung haben müssen.

Den ersten Hinweis für eine solche externe Ursache findet sich in Carrington (1859). Am 1. September 1859 war Carrington in London mit der Beobachtung und Zählung von Sonnenflecken beschäftigt. Um 11:18 UT (engl.: universal time) bemerkte er das helle Aufleuchten zweier Zonen in einer Sonnenfleckengruppe. Innerhalb der nachfolgenden fünf Minuten erlosch die Erscheinung wieder. Seine Beobachtung konnte durch unabhängige Zeugen des Phänomens bestätigt werden. Kurze Zeit nach dem Auftreten der Leuchterscheinung wurde eine Störung des Erdmagnetfeldes in Kew (einem Stadtteil von London) verzeichnet. Ein „Magnetsturm“ beachtlicher Größe wurde in der darauf folgenden Nacht auf den 2. September an unterschiedlichen Orten der nördlichen und südlichen Hemisphäre beobachtet. Obwohl ein Zusammenhang zwischen der Sonnenaktivität bzw. der, wie sich später herausstellen sollte, beobachteten Sonneneruption und der Störung des Erdmagnetfeldes zum Zeitpunkt der Veröffentlichung sowohl von ihm selbst als auch von seinen Zeitgenossen als Spekulation bewertet werden musste, stellt seine Arbeit (Carrington 1859) den ersten Hinweis auf die starke Kopplung und Beeinflussung des Erdmagnetfeldes durch die Sonne dar.

Maunder (1904) konnte dann durch Auswertung der Beschaffenheit der Sonnenoberfläche während der 19 stärksten magnetischen Stürme zwischen 1875 und 1903 zeigen, dass tatsächlich der von Carrington prognostizierte Zusammenhang zwischen der Existenz großer Sonnenflecken und dem Auftreten magnetischer Stürme besteht. In einer nachfolgenden Arbeit (Maunder 1905), in der Beobachtungen zu 276 magnetischen Stürmen ausgewertet wurden, konnte festgestellt werden, dass Stürme auffällig oft mit einer

Periode von 27 Tagen nacheinander auftreten - der Sonnenrotationsperiode. Darauf basierend konnte Maunder folgende Schlussfolgerungen ziehen: Die Aktivität der Sonne selbst ist ursächlich für die magnetischen Stürme verantwortlich; es gibt keinen dritten Prozess, der zwischen Erde und Sonne stattfindet und Ursache beider Phänomene sein kann. Desweiteren ist für die Entstehung von magnetischen Stürmen nicht die gesamte Sonnenoberfläche, sondern nur einzelne Regionen verantwortlich. Die Kopplung dieser Regionen mit der Erde erfolgt nicht durch sich ausbreitende Kugelwellen (ob der scharfen Einsetzzeitpunkte der Stürme), sondern muss durch einen gerichteten Strahl ausgelöst werden, auf den die Erde in Abständen von 27 Tagen trifft. Es ist erstaunlich, dass sich damit in dieser Arbeit schon eine gute Beschreibung von Sonnenwind-Teilchenströmen hoher Geschwindigkeit, die ihren Ursprung in koronalen Löchern haben, findet (engl.: high speed solar wind streams from coronal holes).

Die Frage, die sich nun stellte, war, inwiefern dieser angenommene Teilchenstrom mit dem magnetischen Feld der Erde (näherungsweise: Dipolfeld) interagieren kann. Der Durchbruch in der Beantwortung dieser Frage gelang Chapman und Ferraro (1930, 1931a,b, 1932a,b, 1933): In ihren Arbeiten nahmen sie an, dass der von der Sonne ausgesandte Teilchenstrom aus insgesamt neutralem, aber ionisiertem Gas besteht, das heute als Plasma bezeichnet wird. Sie erkannten, dass der anströmende Teilchenstrahl eine hohe Leitfähigkeit besitzen muss, und somit prinzipiell als Aneinanderreihung von hochleitfähigen Schichten beschrieben werden kann (siehe auch Ferraro 1952). Beim Zubewegen auf das Dipolfeld bewegt sich die führende Schicht des Teilchenstrahls in Regionen stärkeren Magnetfeldes hinein. Dabei werden Ströme in dieser Schicht senkrecht zur Bewegungsrichtung und zur Magnetfeldrichtung des Dipolfeldes induziert. Das sekundäre Magnetfeld kompensiert das Erdfeld im Inneren des Teilchenstromes. Das Erdfeld wird also durch den Strom effektiv abgeschirmt. Vor dem Teilchenstrahl bewirkt das Sekundärfeld eine Erhöhung der Gesamtfeldstärke und damit eine Kompression des Erddipolfeldes. Die Energie, die zur Kompression des Magnetfeldes vor der Teilchenstrahlfront benötigt wird, stammt aus der kinetischen Energie des Strahles (der Teilchen) selbst. Die Lorentzkraft, die die Ablenkung der Teilchen in der führenden Schicht und damit den Strom in derselben bewirkt, führt auch zu einer Verzögerung der Teilchen in ihrer sonnenabgewandten Bewegung. Durch die Verzögerung steigt in der führenden Schicht auch die Massendichte. Chapman und Ferraro erkannten ebenfalls, dass die Verzögerung der Teilchen am effektivsten in der Region des Strahles stattfindet, die sich zentral auf die Erde zubewegt. Periphere Teile des Strahles werden weniger verzögert: In der Folge baut sich nach Auftreffen des Teilchenstrahles ein Hohlraum um die Erde auf, in dem das magnetische Dipolfeld der Erde eingeschlossen ist (siehe Abbildung 1.1). Chapman und Ferraro gingen davon aus, dass die geladenen Teilchen solaren Ursprungs während einer Passage der Erde durch einen solchen Teilchenstrahl nicht signifikant in den beschriebenen Hohlraum eindringen können.

Die von Chapman und Ferraro ausgeführten Theorien suchten zunächst nur die Beobachtungen magnetischer Stürme auf der Erde durch gelegentlich auftretende, von der Sonne ausgesandte Partikelströme zu erklären. Der dabei entstehende Hohlraum für das Erdmagnetfeld war also ihrer Meinung nach nur als vorübergehende Erscheinung anzusehen. Beobachtung von Kometenschweif (Biermann 1951) ließen Zweifel ob der Gelegentlichkeit der solaren Partikelströme aufkommen. Die Beschleunigung der kometaren Partikel in sonnenabgewandte Richtung ließen sich nicht durch den Lichtdruck erklären.

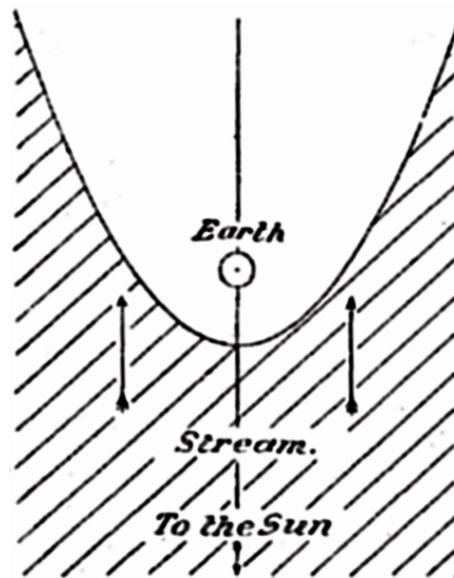


Abbildung 1.1: Ein auf die Erde auftreffender Teilchenstrom von der Sonne wird bei nicht zentralem Stoß weniger verzögert. Dadurch entsteht ein Hohlraum, in dem das Erdmagnetfeld eingeschlossen wird (nach Chapman und Ferraro 1930).

Im Lichte der Kontinuität der Existenz der Kometenschweife erschien die kontinuierliche Abstrahlung von solaren Teilchen plausibel zu sein. Dieser kontinuierliche Partikelstrom wurde von Biermann als solare Korpuskularstrahlung bezeichnet; später hat sich dann der Begriff des Sonnenwindes dafür etabliert.

Als Konsequenz musste die von Chapman und Ferraro postulierte Grenzschicht, die den Sonnenwind vom eingebetteten komprimierten Erdmagnetfeld trennt, permanent vorhanden sein (Dungey 1954). Nach dieser Entdeckung wurde in mehreren theoretischen Arbeiten versucht, die Position und Form dieser Grenzschicht vorherzusagen (siehe z. B. Ferraro 1960, Beard 1960, Hurley 1961a,b, Slutz 1962). Im Allgemeinen stimmten diese Arbeiten in ihrer Vorhersage überein, dass die Grenzschicht einen Abstand von 5 bis 10 Erdradien zur Erde am subsolaren (sonnennächsten) Punkt haben sollte. Die Schichtdicke selbst wurde als gering im Vergleich zu den Größenskalen des erdmagnetischen Hohlraums (heutige Bezeichnung: innere Magnetosphäre) angenommen.

Direkte Beobachtungen der magnetosphärischen Strukturen und ihrer Grenzschichten konnten erst nach Beginn des Satellitenzeitalters durchgeführt werden. So wurde eine äußere Grenzschicht (die Bugstoßwelle) von Sonett et al. (1960) mithilfe von Pioneer 1 Daten entdeckt. Dieser Satellit verzeichnete einen Abfall in einer Komponente des Magnetfeldes, als er sich etwa $14 R_E$ (Erdradien) vor der Erde (in sonnenzugewandter Richtung) befand. Die ausgedehnte Struktur des magnetosphärischen Schweifs (engl.: tail) wurde erstmals in Explorer 10 Daten erkannt (Heppner et al. 1962, Smith 1962). Hiermit konnte zum ersten Mal festgestellt werden, dass in einem Abstand von 10 bis $20 R_E$ zur Erde auf der sonnenabgewandten Seite die Feldlinien nahezu radial verlaufen. Dies deutete darauf hin, dass der magnetosphärische Hohlraum sich weit über den sonnenabgewandten Teil des erdnahen Weltraums erstreckt, wie bereits von Chapman und Ferraro¹

¹Chapman und Ferraro waren noch von einem unendlich langen Schweif ausgegangen. In späteren Ar-

postuliert wurde.

Die eigentliche Grenzschicht (Magnetopause) zwischen Teilchen und eingebettetem Magnetfeld des Sonnenwindes (Sonnenwindplasma in der Magnetosheath) und dem Bereich, in dem das Erdmagnetfeld dominiert (innere Magnetosphäre), wurde von Cahill und Amazeen (1963) mithilfe von Daten der Explorer 12 Mission erstmalig genauer untersucht. Sie nutzten Messdaten, die bei neun Durchflügen durch die Magnetopause zwischen dem 16. August und dem 30. September 1961 aufgenommen wurden. Bei allen neun Durchflügen befand sich der Satellit in niedrigen geomagnetischen Breiten nahe der Äquatorebene des Erdmagnetfeldes im morgendlichen Lokalzeitsektor zwischen 8:22 und 13:02 UT (engl.: universal time). Der Abstand der Magnetopause vom Erdmittelpunkt lag zwischen 8.2 und $11.7 R_E$. Cahill und Amazeen fiel vor allem die abrupte Änderung in der Magnetfeldrichtung auf. In den meisten Fällen konnten sie den deutlichen, vorhergesagten Abfall im Betrag des Magnetfeldes (geringeres Feld außerhalb der Magnetosphäre) sowie das erhöhte Feld im Inneren im Vergleich zum Erdmagnetfeld aufgrund des Stromes auf der Grenzschicht (Chapman-Ferraro-Strom) bestätigen. Sie stellten ebenfalls fest, dass die Fluktuationen im Magnetfeld deutlich stärker außerhalb dieser Grenzschicht (in der Magnetosheath) sind. Dieser Umstand war bereits Sonett et al. (1960) aufgefallen; sie fanden in Pioneer 1 Daten eine Region erhöhter Fluktuationen im Magnetfeld zwischen 10 und $14 R_E$. Es wurde spekuliert, ob nicht eine Region turbulenten Plasmas zwischen der Magnetopause und einer von der Erde weiter entfernt liegenden Bugstoßwelle (engl.: shock front, bow shock) die Messungen erklären könnte (Axford 1962, Dessler 1962, Kellogg 1962). Obwohl zu diesem Zeitpunkt die Ursache für die Fluktuationen noch nicht bekannt war, so wurde zumindest festgestellt, dass die Schwankungen im Magnetfeld innerhalb der Magnetosphäre doch deutlich geringer sind als außerhalb. Cahill und Amazeen (1963) zeigten damit in ihrer Arbeit bereits grundlegende Eigenschaften des Magnetfeldes auf beiden Seiten der Grenzschicht, die heute als Magnetopause bezeichnet wird, basierend auf Beobachtungen von Explorer 12 auf.

1.2 Sonnenwind und Magnetosphäre

Die ersten Satellitenmissionen, die aufgrund ihrer Orbitkonfiguration und ihrer Instrumentierung in der Lage waren, die Plasmaumgebung und die Topologie des Magnetfeldes im erdnahen Weltraum zu vermessen, trugen wesentlich zum Verständnis des Aufbaus der Magnetosphäre bei. Der grundsätzliche Aufbau der Magnetosphäre war somit bereits Ende der sechziger Jahre des letzten Jahrhunderts bekannt. Abbildung 1.2 zeigt eine Skizze dieses Aufbaus, der (beispielsweise) in Baumjohann und Treumann (1996) erläutert wird:

Der Sonnenwind strömt radial von der Sonne ab und somit entlang der Achse Sonne-Erde auf die Erde zu. Das Sonnenwindplasma besteht im Wesentlichen aus Protonen (vollständig ionisierten Wasserstoffatomen) und Elektronen. Ein kleinerer Anteil an Heliumionen (etwa 5%) ist ebenfalls beigemischt. Positive und negative Ladungen sind in derselben Anzahldichte vorhanden: Das Plasma ist folglich quasi-neutral. Da das Sonnenwindplasma die maßgebliche Partikelpopulation im interplanetaren Raum darstellt, wird es auch als interplanetares Plasma bezeichnet. Die Elektronendichte beträgt üblicherwei-

beiten wurde aber bereits eine tropfenförmige Form der Magnetosphäre aufgrund der Diffusion von Teilchen in den Schweif-Hohlraum angenommen.

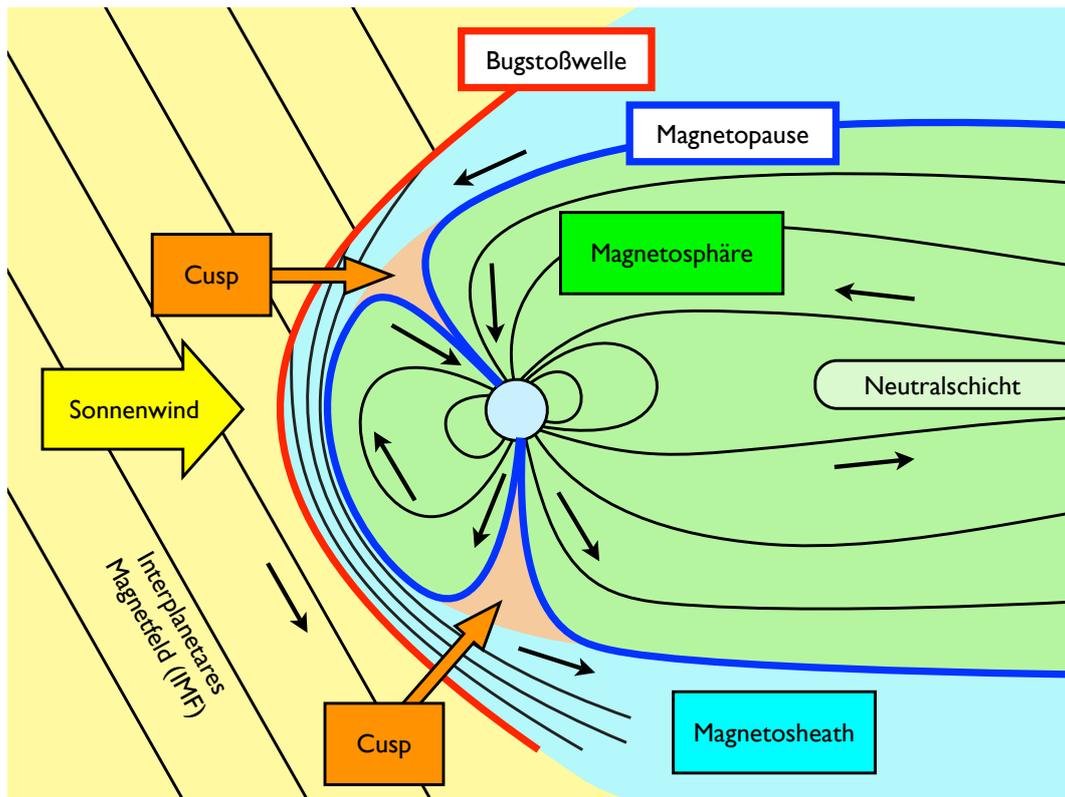


Abbildung 1.2: Struktur der Magnetosphäre der Erde (nach Baumjohann und Treumann 1996). Die schwarzen Pfeile zeigen die lokale Magnetfeldrichtung an.

se wenige Partikel pro Kubikzentimeter. Die Leitfähigkeit (σ) des Sonnenwindplasmas ist extrem hoch; dies führt dazu, dass das Magnetfeld solaren Ursprungs im Sonnenwind eingebettet ist; es gehorcht dabei dem hydromagnetischen Theorem:

Es werde vom Ohmschen Gesetz in der Form

$$\underline{j} = \sigma(\underline{E} + \underline{v} \times \underline{B}) \quad (1.1)$$

ausgegangen. Hierbei wird mit \underline{j} die Stromdichte im Sonnenwindplasma bezeichnet, \underline{v} ist die Geschwindigkeit des Plasmas relativ zum gewählten Bezugssystem. Das elektrische Feld und die magnetische Induktion werden, wie in der Literatur üblich, mit den Symbolen \underline{E} und \underline{B} bezeichnet.

Es sei an dieser Stelle erwähnt, dass die Begriffe Magnetfeld und magnetische Induktion in dieser Arbeit als Synonyme für die magnetische Induktion \underline{B} und nicht für die Größe \underline{H} verwendet werden, die in der Physik üblicherweise mit dem Begriff Magnetfeld benannt wird.

Auflösung des Ohmschen Gesetzes nach dem elektrischen Feld und Einsetzen in die Induktionsgleichung ergibt:

$$\frac{\partial \underline{B}}{\partial t} = -\frac{1}{\sigma} \nabla \times \underline{j} + \nabla \times (\underline{v} \times \underline{B}) \quad (1.2)$$

Unter Vernachlässigung des Verschiebungsstroms (langsame zeitliche Variationen) kann die Stromdichte mithilfe des Ampèreschen Gesetzes durch die Rotation der magnetischen

Induktion ersetzt werden:

$$\underline{j} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \underline{B} \quad (1.3)$$

Hierbei wird mit μ_0 die magnetische Permeabilität des Vakuums bezeichnet. Unter Berücksichtigung der Quellenfreiheit der magnetischen Induktion ($\nabla \cdot \underline{B} = 0$) ergibt sich:

$$\frac{\partial \underline{B}}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0 \sigma} \Delta \underline{B} + \nabla \times (\underline{v} \times \underline{B}) \quad (1.4)$$

Der erste Term auf der rechten Seite beschreibt die magnetische Diffusion; aufgrund der hohen Leitfähigkeit des Plasmas im Sonnenwind ($\sigma \rightarrow \infty$) kann dieser Term allerdings vernachlässigt werden. Der zweite Term beschreibt die Konvektion. Änderungen des magnetischen Feldes sind unter Berücksichtigung dieses zweiten Terms nur aufgrund der Plasmabewegung möglich. Man sagt auch, dass das Magnetfeld im Plasma eingefroren sei. Die magnetischen Feldlinien, die ein Plasmaelement durchkreuzen, sind an dessen Bewegung gekoppelt: Der magnetische Fluss durch ein Flächenelement bleibt konstant, wenn sich das Flächenelement gemäß der umschlossenen Partikel bewegt. Feldlinienbündel und daran gekoppeltes Plasma können somit konzeptionell zu sogenannten Flussröhren zusammengefasst werden. Das hydromagnetische Theorem wird deshalb auch als Theorem des eingefrorenen Flusses (engl.: frozen-in theorem) bezeichnet. Eine äquivalente Formulierung stellt die folgende Gleichung dar:

$$\underline{E} = -\underline{v} \times \underline{B} \quad (1.5)$$

Mit dem Sonnenwindplasma aus Protonen und Elektronen wird demnach gleichzeitig das darin eingebettete Magnetfeld zur Erde hintransportiert. Im Mittel liegt dieses Magnetfeld, das auch als interplanetares Magnetfeld (IMF) bezeichnet wird, an der Erdposition in der Ekliptik und ist im Winkel von 45° zur Achse Erde-Sonne geneigt. Der Winkel ergibt sich aus der Entfernung der Erde zur Sonne, der Sonnenwindgeschwindigkeit und der Sonnenrotationsgeschwindigkeit. Er wird durch das Parker-Modell des Sonnenwindes (Parker 1958) vorhergesagt, wofür notwendigerweise die sehr gut bestätigte Gültigkeit des hydromagnetischen Theorems angenommen werden muss. Die Stärke des IMF beträgt üblicherweise einige Nanotesla ($B \approx 4$ nT). Die Geschwindigkeit des Sonnenwindes kann Werte von etwa 200 bis über 1000 km/s annehmen, ein mittlerer Wert von etwa 400 km/s kann als üblich angesehen werden.

Aus der Sonnenwindbewegung und dem Winkel des eingebetteten Magnetfeldes relativ zur Achse Erde-Sonne ergeben sich folgende zwei Effekte: Zum einen führt die Bewegung der Erde entlang ihres eigenen Orbits um die Sonne zu einem scheinbar schrägen Einfall des Sonnenwindes. Im Bezugssystem der Erde fällt dieser mit einer nicht-verschwindenden Komponente aus der Richtung ein, in die sich die Erde um die Sonne bewegt. Dieser Effekt wird auch als Aberration bezeichnet. Der Einfallswinkel des Sonnenwindes in diesem Bezugssystem gegenüber der momentanen Verbindungslinie von der Erde zur Sonne wird demnach auch Aberrationswinkel genannt. Der zweite Effekt bezieht sich auf den Auftreffwinkel zwischen dem IMF und der Bugstoßwelle, die die erste Grenzschicht zwischen dem ungestörten Sonnenwind und dem zu umströmenden

Hindernis gegeben durch das Erdmagnetfeld darstellt. Liegt das IMF parallel zur Grenzflächennormale (in Abbildung 1.2 wäre dies am oben dargestellten Segment der Bugstoßwelle der Fall), so spricht man von einer quasi-parallelen Stoßwelle (engl.: quasi-parallel shock). Der umgekehrte Fall, wenn IMF und Normale der Stoßwelle senkrecht zueinander stehen, heißt quasi-senkrechte Stoßwelle. Die quasi-parallele Stoßwelle zeichnet sich durch ein vorgelagertes Gebiet erhöhter Wellenaktivität im Sonnenwind aus, das als Foreshock-Region bezeichnet wird.

Das Erdmagnetfeld stellt für den Sonnenwind ein im Wesentlichen undurchdringbares Hindernis dar. Der Sonnenwind muss also vor dem Hindernis um dasselbe herumgeleitet werden. Da der Sonnenwind im Bezugssystem der Erde mit supersonischer Geschwindigkeit eintrifft, bildet sich vor dem Hindernis (Magnetfeld der Erde) eine Bugstoßwelle aus. Ohne diese Bugstoßwelle wäre es nicht möglich, die Umströmung der Erdmagnetfeldregion (innere Magnetosphäre, grün dargestellte Region in Abbildung 1.2) zu gewährleisten, da sich die Information über die Existenz des Hindernisses nicht entgegen der Strömungsrichtung in einer supersonischen Strömung ausbreiten kann. Maßgeblich ist hierbei der Vergleich der Sonnenwindgeschwindigkeit v_{sw} mit der magnetosonischen Geschwindigkeit $V_{MS} = \sqrt{V_S^2 + V_A^2}$, die aus Schallgeschwindigkeit V_S und Alfvéngeschwindigkeit $V_A = B / \sqrt{\mu_0 \rho}$ zusammengesetzt ist und als oberes Limit für die Ausbreitungsgeschwindigkeit von magnetohydrodynamischen Wellen im warmen Plasma anzusehen ist. Hierbei bezeichnet ρ die Massendichte im Plasma.

Wie der Name der Bugstoßwelle schon andeutet, ist sie eine Welle, die entgegen der Strömungsrichtung des Sonnenwindes propagiert. Die Geschwindigkeit stimmt dabei im stationären Fall exakt mit der Sonnenwindgeschwindigkeit überein, so dass die Bugstoßwelle im Bezugssystem der Erde feststeht. Über die Bugstoßwelle hinweg findet ein Prozess der Energieübertragung statt, so dass aus der kinetischen Energie der gerichteten Strömung eine Erhöhung der ungerichteten kinetischen (thermischen) Energie der Protonen und Elektronen des Sonnenwindes gespeist wird; die Temperatur des Plasmas nimmt beim Übergang zu. Das Plasma wird dabei insgesamt verzögert, so dass dessen Geschwindigkeit unter die magnetosonische Geschwindigkeit fällt; die Strömung ist folglich hinter der (subsolaren) Bugstoßwelle submagnetosonisch.

Diese Region hinter der Bugstoßwelle, in der die Umströmung durch das Sonnenwindplasma stattfindet, wird als Magnetosheath bezeichnet (hellblau dargestelltes Gebiet in Abbildung 1.2). Aufgrund der Verlangsamung und der resultierenden Kompression des Plasmas muss der magnetische Fluss in der Magnetosheath gegenüber der Situation im ungestörten Sonnenwind zunehmen. Dies ist in der Abbildung anhand der in der Magnetosheath fortgesetzten, gekrümmten Feldlinien des IMF zu erkennen. Dieses Umschlingen des Hindernisses Erdmagnetosphäre durch das Magnetfeld wird auch als Drapierung (engl.: draping) bezeichnet.

Die nächste Grenzfläche stellt das eigentliche Hindernis für die Sonnenwindpartikel dar: die Magnetopause (dunkelblaue Linie in Abbildung 1.2). Sie ist die Grenzschicht, die die Teilchen und das entsprechend eingebettete Magnetfeld solaren Ursprungs in der Magnetosheath von der Plasmabevölkerung in der (inneren) Magnetosphäre trennt; letztere Region ist vom Erdmagnetfeld durchsetzt. Eine Erklärung dafür, dass es nicht möglich ist, diese zwei unterschiedlichen, magnetisierten Plasmen zu mischen, ist wiederum durch das hydromagnetische Theorem gegeben. Da beide Plasmen in ihren jeweiligen Flussröh-

ren gefangen sind und die Felder eine Mischung ohne Änderung der Magnetfeldtopologie nicht erlauben, führt dies dazu, dass auch die Partikel solaren und magnetosphärischen Ursprungs die Magnetopause bei strikter Gültigkeit des hydromagnetischen Theorems nicht passieren können. Dies ist auch der Grund, warum eine Umströmung notwendigerweise stattfinden muss.

Statt Teilchenaustausch gibt es aber Austausch von Impuls über die Magnetopause hinweg. Der anströmende Sonnenwind wird in der subsolaren Magnetosheath aufgestaut. Die Sonnenwindpartikel werden verzögert, der Impulsübertrag in Erdrichtung wird durch Kompression des Erdmagnetfeldes in der subsolaren Magnetosphäre ausgeglichen. Die Rotation des Magnetfeldes über die Magnetopause hinweg geht mit dem Chapman-Ferraro-Strom einher. Er wird durch das kontinuierliche Auftreffen und Ablenken von Sonnenwindpartikeln aus der Magnetosheath in Bereichen höheren Magnetfeldes aufrechterhalten. Dieser Zusammenhang wird in Abschnitt 1.4 ab Seite 20 noch einmal genauer diskutiert.

In der inneren Magnetosphäre, nahe der Magnetopause, liegt die Stärke der magnetischen Induktion typischerweise bei einigen Zehn Nanotesla ($B \approx 50 \text{ nT}$). Die Teilchenkonzentration ist hier deutlich geringer als in der Magnetosheath (weniger als 1 cm^{-3}), dafür steigt die Temperatur dieser Teilchenpopulation noch einmal über die Magnetopause hinweg an. Während im Sonnenwind und in der Magnetosheath das Plasma im Wesentlichen aus Protonen und Elektronen besteht, werden in der Magnetosphäre auch schwerere Ionen terrestrischen Ursprungs beobachtet. Diese kommen aus der Ionosphäre und sind ursprünglich ionisierte Atmosphärenpartikel wie Helium- oder Sauerstoff-Ionen.

Der Staudruck des Sonnenwindes bewirkt aber nicht nur eine Deformation des Erdmagnetfeldes auf der Tagseite der Magnetosphäre, in der das terrestrische Magnetfeld komprimiert wird, sondern auch auf der sonnenabgewandten Seite: Hier wird das Magnetfeld expandiert, so dass der sogenannte Magnetosphärenschweif entsteht. Im Querschnitt durch diesen Schweif fallen zwei Gebiete von unterschiedlich orientiertem Magnetfeld auf, die im Englischen Lobes genannt werden. Im nördlichen Schweifgebiet ist das Magnetfeld erdwärts gerichtet, im südlichen Schweifgebiet zeigt es von der Erde weg. Die Magnetfeldkonfiguration weist eine starke Verscherung zwischen diesen beiden Gebieten auf, die nur durch eine Stromschicht dort aufrechterhalten werden kann. Sie wird als Neutralschicht bezeichnet, entsprechend heißt der dort fließende Strom auch Neutralschichtstrom. Innerhalb der Lobes ist die Partikeldichte äußerst gering (von der Größenordnung von 10^{-2} cm^{-3}).

Die Region, in der sich die Erdmagnetfeldlinien in tagseitige und nachtseitige aufspalten, heißt Cusp-Region. Sie ist an den nördlichen und südlichen Polen des Erdmagnetfeldes zu finden. In diesen Regionen ist durch die radiale Richtung des Magnetfeldes Teilcheneinfall aus der Magnetosheath möglich. In der Ionosphäre der Cusp-Region liegen die Fußpunkte der (geschlossenen) magnetischen Feldlinien der Magnetopause.

1.3 Koordinatensysteme

Um die weitere Beschreibung der Magnetopause zu vereinfachen, werden hier zunächst die benutzten Koordinatensysteme eingeführt. Ausgangspunkt sei das Geocentric Solar Ecliptic (GSE) Koordinatensystem. Der Ursprung dieses Systems liegt im Erdmittelpunkt.

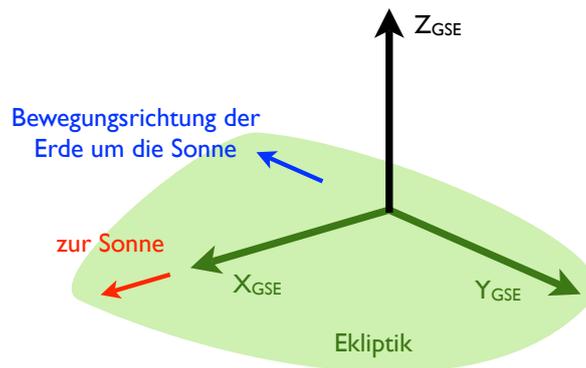


Abbildung 1.3: Illustration der Richtungen der Basisvektoren im GSE-Koordinatensystem.

Die x -Richtung wird durch die Verbindungslinie zwischen Erdmittelpunkt und Sonnenmittelpunkt festgelegt. Der Basisvektor \underline{e}_x zeigt von der Erde aus in Sonnenrichtung. Die z -Richtung fällt mit der Normalenrichtung der Ekliptik zusammen, die die Bahnebene der Erde in ihrer Bewegung um die Sonne darstellt. Der entsprechende Basisvektor \underline{e}_z zeigt senkrecht zur Ekliptik in nördliche Richtung. Da die Sonne in der Bahnebene liegt, stehen die so definierten Vektoren \underline{e}_x und \underline{e}_z orthogonal zueinander. Das rechtshändige Koordinatensystem wird durch die y -Koordinate vervollständigt. Der Basisvektor zeigt der Bewegungsrichtung der Erde um die Sonne entgegen und wird durch das Kreuzprodukt $\underline{e}_y = \underline{e}_z \times \underline{e}_x$ definiert. Die Richtungen der drei Basisvektoren im GSE-Koordinatensystem (kurz: GSE-KS) sind in Abbildung 1.3 dargestellt. Alle Basisvektoren \underline{e} seien nachfolgend auf Länge Eins normiert (Einheitsvektoren).

Im Hinblick auf die Physik der Magnetosphäre ist insbesondere die sonnenzugewandte x -Richtung im GSE-KS von Bedeutung. Die Koordinate teilt die Magnetosphäre in einen tagseitigen, komprimierten Teil ($x > 0$) und in einen nachtseitigen Teil ($x < 0$), der den Magnetosphärenschweif enthält. Der z -Richtung kommt dagegen keine besondere Bedeutung zu. Man erhält ein vom GSE-KS abgeleitetes System, wenn man die z -Richtung neu definiert: Sie orientiert sich im GSM-System (Geocentric Solar Magnetospheric) an der Symmetrieachse des Dipolanteils des Erdmagnetfeldes; ein Einheitsvektor parallel zu dieser Achse (in nordwärtige Richtung zeigend) werde mit $\underline{n}_{\text{Dip}}$ bezeichnet. Die Orthogonalität zwischen \underline{e}_x und \underline{e}_z bleibt erhalten. Dies ist erfüllt für:

$$\underline{e}_z = \frac{\underline{n}_{\text{Dip}} - (\underline{n}_{\text{Dip}} \cdot \underline{e}_x) \underline{e}_x}{|\underline{n}_{\text{Dip}} - (\underline{n}_{\text{Dip}} \cdot \underline{e}_x) \underline{e}_x|} \quad (1.6)$$

Der Basisvektor \underline{e}_z liegt also in einer Ebene, die von der Dipolachse $\underline{n}_{\text{Dip}}$ und dem Basisvektor in Sonnenrichtung \underline{e}_x aufgespannt wird. Er unterscheidet sich üblicherweise nur geringfügig in der Richtung von $\underline{n}_{\text{Dip}}$, um die Orthogonalität zu \underline{e}_x zu gewährleisten. Der dritte Basisvektor $\underline{e}_y = \underline{e}_z \times \underline{e}_x$ ist wie im Fall des GSE-KS definiert. In der Magnetosphäre ist die GSM z -Richtung nun ebenfalls physikalisch ausgezeichnet, da sie die Hauptfeldrichtung in der magnetischen Äquatoralebene widerspiegelt; dies gilt in der tagseitigen Magnetosphäre sowie in Erdnähe auf der Nachtseite (geschlossene Feldlinien mit zwei Fußpunkten in der Ionosphäre). Insbesondere stimmt die Magnetfeldrichtung in der magnetischen Äquatoralebene auf der inner-magnetosphärischen Seite der Magnetopause

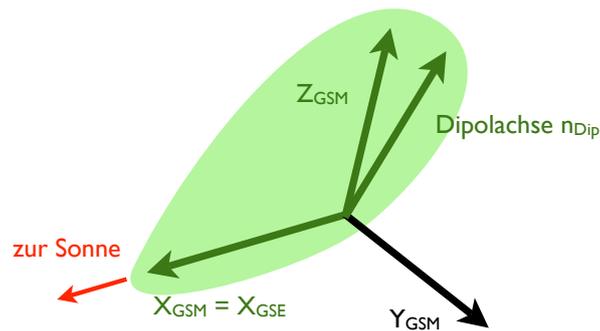


Abbildung 1.4: Illustration der Richtungen der Basisvektoren im GSM-Koordinatensystem. Die grüne Fläche zeigt die gemeinsame Ebene an, in der die Basisvektoren \underline{e}_x , \underline{e}_z und der Vektor der Symmetrieachse des Erddipolfeldes \underline{n}_{Dip} liegen.

in etwa mit \underline{e}_z im GSM-System überein. Die Richtungen der Basisvektoren in diesem GSM-KS sind in Abbildung 1.4 skizziert.

Eine weitere Anpassung an die Magnetosphäre wird durch eine Modifikation der x -Richtung erreicht. Der Sonnenwind strömt radial von der Sonne ab und sollte somit aus der Sonnenrichtung auf die Magnetosphäre der Erde treffen. Diese Richtung entspräche der x -Richtung in den GSE und GSM-Systemen. Messungen ergeben allerdings, dass die Anströmgeschwindigkeit im Mittel eine Komponente in y -Richtung im GSE-System hat, die der Erdbewegung entgegengesetzt ist. Dieser Effekt lässt sich in Analogie zu einer Fahrt durch senkrecht herabfallenden Regen erklären. Obwohl der Regen von außen betrachtet senkrecht fällt, scheint im System eines sich bewegenden Beobachters der Regen dem Beobachter entgegenzukommen. Dadurch dass die Bahngeschwindigkeit der Erde von etwa $v_E = 30$ km/s und typische Sonnenwindgeschwindigkeiten von $v_{sw} = 400$ km/s sich nur um eine Größenordnung unterscheiden, kommt es zu einer merklichen Verschiebung der Anströmrichtung des Sonnenwindes im Bezugssystem eines erdfesten Beobachters. Dieser Effekt wird auch als Aberration bezeichnet. Der Aberrationswinkel kann mit

$$\alpha = \arctan(v_E/v_{sw}) \approx 4.3^\circ \quad (1.7)$$

berechnet werden. Der erdnächste Punkt der Magnetopause bezüglich der Anströmrichtung des Sonnenwindes liegt folglich nicht genau auf der GSE x -Achse; er ist in der Ekliptik um den Winkel α in Erdbewegungsrichtung verschoben. Durch Neudefinition der x -Richtung (entgegen der Anströmrichtung des Sonnenwindes im erdfesten Bezugssystem) ergeben sich angepasste GSE und GSM-Koordinatensysteme. Die Definitionen der anderen Richtungen bleiben davon unberührt, obwohl die Richtungen auch der anderen Basisvektoren aufgrund ihres Zusammenhangs zu \underline{e}_x ebenfalls eine Veränderung erfahren. Die so modifizierten GSE und GSM-KS werden mit den Namen Aberrated Geocentric Solar Ecliptic (AGSE) und Aberrated Geocentric Solar Magnetospheric (AGSM) bezeichnet.

Als besonders hilfreich für Untersuchungen von Grenzschichten hat sich das Boundary Normal Coordinate System herausgestellt, das typischerweise mit LMN abgekürzt wird nach den üblichen Symbolen für die zugehörigen Koordinaten. Dieses Koordinatensystem wird in Russell und Elphic (1978) beschrieben und eingeführt. Der Basisvektor

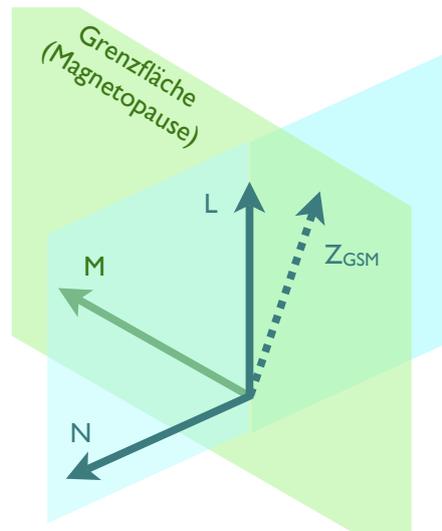


Abbildung 1.5: Illustration der Richtungen der Basisvektoren im LMN-Koordinatensystem. Die grüne Fläche zeigt die gemeinsame Ebene der Basisvektoren \underline{e}_M und \underline{e}_L tangential zur Grenzfläche bzw. zur Magnetopause an. In der blauen Ebene, die senkrecht zur Grenzfläche steht, liegen die Basisvektoren \underline{e}_L und \underline{e}_N sowie der Basisvektor \underline{e}_z des GSM-KS.

\underline{e}_N zeigt in die Richtung der Normalen der Magnetopausen-Grenzfläche (konventionell nach außen). Diese Richtung kann direkt aus den Messdaten eines Durchfluges mit einem Satelliten durch die Magnetopause gewonnen werden, z. B. durch die Minimum-Varianz-Analyse (MVA), die von Sonnerup und Cahill (1967) eingeführt wurde. Zum anderen eignen sich auch diverse Magnetopausen-Modelle dazu, eine mittlere Normalenrichtung der Grenzfläche festzulegen; im weiteren Verlauf der Arbeit wird insbesondere diese zweite Variante in Verbindung mit dem Magnetopausen-Modell von Shue et al. (1997) zum Einsatz kommen. Der zu \underline{e}_N orthogonale Basisvektor \underline{e}_L ergibt sich aus der Projektion des GSM-Basisvektors \underline{e}_z auf die Magnetopausenfläche:

$$\underline{e}_L = \frac{\underline{e}_z - (\underline{e}_z \cdot \underline{e}_N)\underline{e}_N}{|\underline{e}_z - (\underline{e}_z \cdot \underline{e}_N)\underline{e}_N|} \quad (1.8)$$

Er zeigt in etwa in die Richtung des ungestörten Magnetfeldes auf der Innenseite (magnetosphärischen Seite) der Magnetopause. Das System wird durch den dritten Basisvektor \underline{e}_M komplettiert, der senkrecht zu den beiden anderen steht: $\underline{e}_M = \underline{e}_N \times \underline{e}_L$. Der Ursprung des Systems liegt auf der Grenzfläche selbst (lokales Koordinatensystem). Der Vorteil des Systems liegt darin, dass die Änderungen im Magnetfeld oder in der Plasmageschwindigkeit über die Magnetopause hinweg im Wesentlichen auf zwei Komponenten, nämlich die beiden tangentialen L und M , beschränkt sind. Es vereinfacht die Beschreibung und Interpretation von Messdaten, die in der Nähe der Magnetopause aufgenommen wurden, sowie die Modellierung der Magnetopausensituation. Die Koordinatenrichtungen im LMN-Koordinatensystem (LMN-KS) sind in Abbildung 1.5 dargestellt.

Auch für dieses lokal angepasste Grenzflächen-Koordinatensystem gibt es alternative Definitionen: Die Projektion der z -Richtung des GSM Koordinatensystems auf die Magnetopausen-Oberfläche stimmt im Allgemeinen nicht genau mit der lokalen Magnet-

feldrichtung auf der Innenseite der Grenzfläche überein, da z. B. das Erdfeld kein perfektes Dipolfeld ist. Folglich kann die Ausrichtung von \underline{e}_L auch an einem Magnetosphärenmodell vorgenommen werden, um eine bessere Übereinstimmung von mittlerer lokaler Magnetfeldrichtung am gewählten Ursprungspunkt und dieser Koordinatenrichtung zu erzielen. Diese Variante wurde in Plaschke et al. (2009a) verwendet: Hierbei wurde die L -Richtung durch das magnetosphärische Magnetfeld-Modell Tsyganenko 89 festgelegt (siehe z. B. Tsyganenko 1990); für die Bestimmung der N -Richtung wurde das Magnetopausen-Modell von Shue et al. (1997) verwendet, das zuvor um 5° um die GSE- z -Richtung gedreht wurde, um den oben beschriebenen Aberrationseffekt zu berücksichtigen. In dieser Arbeit wird diese Variante des Boundary Normal Coordinate Systems durch Kleinbuchstaben (lmn) gekennzeichnet, um den Unterschied zum Koordinatensystem von Russell und Elphic (1978) deutlich zu machen. Die Basisvektoren erhalten damit auch Indizes in Kleinbuchstaben: \underline{e}_l , \underline{e}_m und \underline{e}_n .

In einer weiteren Variante kann die l -Richtung auch durch den gemessenen, mittleren Magnetfeldvektor auf der magnetosphärischen Seite der Grenzfläche festgelegt werden. In diesem Fall wäre diese Richtung nicht mehr von der Lage der Erddipolachse oder von einem Magnetfeldmodell abhängig. Im letzten Kapitel dieser Arbeit (Abschnitt 6 ab Seite 181) wird diese Variante Verwendung finden.

1.4 Grundlegende Charakteristika

Wie bereits beschrieben stellt die Magnetopause die Grenzfläche zwischen dem Sonnenwindplasma und dem magnetosphärischen Plasma dar. Bei Gültigkeit des hydromagnetischen Theorems können sich zwei unterschiedliche, magnetisierte Plasmen nicht einfach mischen: Sie bleiben stattdessen getrennt und eine Grenzschicht stellt sich zwischen ihnen ein. Eine solche Grenzschicht wird auch als Diskontinuität bezeichnet. Sie ist eine Übergangsregion (engl.: transition region), in der die Bedingungen eines Plasmaregimes in das angrenzende Plasmaregime übergehen.

Die Beschreibung einer Diskontinuität soll hier in der Näherung der idealen Einflüssigkeits-Magnetohydrodynamik (MHD) erfolgen, in der die Gültigkeit des hydromagnetischen Theorems angenommen wird. Dazu werden die Übergangsbedingungen für alle Parameter, die das Plasma charakterisieren, in besagter Näherung hergeleitet. Diese Übergangsbedingungen sind ein Ausdruck der Erhaltungsgleichungen, die sowohl in den beiden Halbräumen einzeln als auch über die als (infinitesimal dünne) Fläche modellierte Diskontinuität hinweg gelten. Ausgangspunkt sei die Kontinuitätsgleichung für die Masse:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \underline{v}) = 0 \quad (1.9)$$

Hierbei bezeichnet ρ die Massendichte und \underline{v} das Geschwindigkeitsfeld des Plasmas. Im stationären Fall fallen die zeitlichen Ableitungen weg. Da sich die Parameter in der Nähe der Grenzfläche nur über dieselbe hinweg ändern sollen, können die Ableitungen in die drei Raumrichtungen, die in Anlehnung an das lmn-KS auch mit l , m und n bezeichnet werden sollen, auf die n -Richtung (normal zur Grenzfläche) beschränkt werden:

$$\frac{\partial}{\partial n} \rho v_n = 0 \quad (1.10)$$

Mit v_n wird dabei die Komponente des Geschwindigkeitsfeldes in Normalenrichtung bezeichnet. Es gilt $\partial/\partial l = \partial/\partial m = 0$. Gleichung (1.10) besagt, dass sich der Massenstrom ρv_n über die infinitesimal dünne Grenzfläche nicht ändern soll (Massenerhaltung). Dies ist die erste Übergangsbedingung; diese werden üblicherweise in einer Schreibweise mit eckigen Klammern aufgeschrieben, wobei der Inhalt der Klammern als Differenz der entsprechenden Werte auf beiden Seiten der Grenzfläche zu verstehen ist: $[X] = X_2 - X_1$. So aufgeschrieben wird (1.10) zu:

$$[\rho v_n] = 0 \quad (1.11)$$

Die Impulsbilanzgleichung lautet:

$$\rho \frac{d\underline{v}}{dt} = \rho \frac{\partial \underline{v}}{\partial t} + \rho (\underline{v} \cdot \nabla) \underline{v} = -\nabla p + \underline{j} \times \underline{B} \quad (1.12)$$

Die beiden Terme auf der rechten Seite beschreiben die Kraftdichte auf das Plasma aufgrund eines Druckgradienten ($-\nabla p$) bzw. aufgrund der Lorentzkraft ($\underline{j} \times \underline{B}$). Die Stromdichte und die magnetische Induktion werden, wie üblich, mit den Symbolen \underline{j} und \underline{B} bezeichnet. Unter Berücksichtigung der Stationarität und nach Einsetzen des Ampèreschen Gesetzes ($\underline{j} = \nabla \times \underline{B}/\mu_0$) ergibt sich nach kurzer Rechnung:

$$\rho v_n \frac{\partial \underline{v}}{\partial n} = -\underline{e}_n \frac{\partial p}{\partial n} - \frac{\underline{e}_n}{2\mu_0} \frac{\partial |\underline{B}|^2}{\partial n} + \frac{1}{\mu_0} B_n \frac{\partial \underline{B}}{\partial n} \quad (1.13)$$

Hierbei steht der zweite Term auf der rechten Seite für den magnetischen Druckgradienten, der letzte Term beschreibt die Kraftdichte aufgrund der magnetischen Spannung. Separation der normalen und tangentialen Komponenten (Index t) der Gleichung (1.13) ergibt in der Klammerschreibweise:

$$\rho v_n [v_n] = - \left[p + \frac{|\underline{B}_t|^2}{2\mu_0} \right] \quad (1.14)$$

$$\rho v_n [\underline{v}_t] = \frac{1}{\mu_0} [B_n \underline{B}_t] \quad (1.15)$$

Es sei dabei angemerkt, dass wie aus (1.11) bekannt, der Vorfaktor ρv_n ohne Änderungen übergeht und damit unabhängig von der Seite der Diskontinuität berechnet werden kann. Der letzte Term aus Gleichung (1.13) geht nicht in die Beziehung (1.14) ein, da sich, wie aus der Elektrodynamik bekannt, die Maxwellsche Gleichung $\nabla \cdot \underline{B} = 0$ zu $[B_n] = 0$ umschreiben lässt (stetiger Übergang der Normalkomponente des Magnetfeldes). Aus dem Faradayschen Gesetz lässt sich ebenfalls eine Übergangsbedingung herleiten. Unter der Annahme der idealen MHD ($\underline{E} = -\underline{v} \times \underline{B}$) sowie der Stationarität folgt:

$$0 = \frac{\partial \underline{B}}{\partial t} = \nabla \times \underline{E} = \frac{\partial}{\partial n} (\underline{e}_n \times (\underline{v} \times \underline{B})) \quad (1.16)$$

Daraus folgt nach kurzer Rechnung und unter Berücksichtigung von $[B_n] = 0$:

$$[v_n \underline{B}_t] = B_n [\underline{v}_t] \quad (1.17)$$

Somit ergeben sich folgende allgemeine Übergangsbedingungen zwischen zwei Plasma-regimen, die von einer infinitesimal dünnen Grenzschicht getrennt werden in der Nähe der idealen Einflüssigkeits-MHD:

$$[\rho v_n] = 0 \quad (1.18)$$

$$\rho v_n [v_n] = - \left[p + \frac{|\underline{B}_t|^2}{2\mu_0} \right] \quad (1.19)$$

$$\rho v_n [\underline{v}_t] = \frac{B_n}{\mu_0} [\underline{B}_t] \quad (1.20)$$

$$[B_n] = 0 \quad (1.21)$$

$$[v_n \underline{B}_t] = B_n [\underline{v}_t] \quad (1.22)$$

Diese Gleichungen werden auch Rankine-Hugoniot-Bedingungen genannt. Die Gleichungen gelten gleichermaßen für mehrere Typen von Diskontinuitäten. Die Definition jeden Typs selbst schränkt das obige System weiter ein. Folgende Typen von Diskontinuitäten sind möglich (siehe z. B. Baumjohann und Treumann 1996):

Tangentialdiskontinuität: Wenn das Magnetfeld parallel zur Grenzfläche steht ($B_n = 0$), so erfordert Gleichung (1.21), dass dies auf beiden Seiten gilt. Aus den Gleichungen (1.20) und (1.22) folgt dann, dass die Normalgeschwindigkeit v_n ebenfalls verschwinden muss.

Rotationsdiskontinuität: Die Normalkomponente der Geschwindigkeit geht stetig über. Es folgt aus (1.18), dass die Dichte ρ auf beiden Seiten der Diskontinuität gleich ist.

Kontaktdiskontinuität: Hierbei ist wie bei der Tangentialdiskontinuität $v_n = 0$. An die Tangentialkomponenten des Magnetfeldes beider Seiten wird die Bedingung der Kollinearität gestellt: $\underline{B}_{t,1} \times \underline{B}_{t,2} = 0$.

Stoßwelle: In diesem Fall sind die tangentialen Magnetfeldvektoren beider Seiten kollinear. Im Vergleich zur Kontaktdiskontinuität ist aber ein endlicher Plasmafluss über die Diskontinuität vorhanden ($v_n \neq 0$).

Die Magnetopause (zumindest dessen subsolarer Teil) kann in erster Näherung als Tangentialdiskontinuität aufgefasst werden. Plasma aus der Magnetosheath bleibt vom magnetosphärischen Plasma über die Magnetopause hinweg getrennt. Der Massenfluss ist nahezu Null; damit ist Gleichung (1.18) der Rankine-Hugoniot-Bedingungen trivialerweise erfüllt. Da auch $B_n = 0$ ist, gilt dies auch für die Gleichungen (1.20), (1.21) und (1.22). Aus der Sprungbedingung (1.19) dagegen lässt sich eine interessante Eigenschaft der Magnetopause ableiten. Über sie hinweg muss im statischen Fall ein Druckgleichgewicht herrschen. Es gilt nämlich:

$$p_1 + \frac{|\underline{B}_{t,1}|^2}{2\mu_0} = p_2 + \frac{|\underline{B}_{t,2}|^2}{2\mu_0} \quad (1.23)$$

Die Summe aus dem thermischem Druck (der Ionen und Elektronen) und dem magnetischem Druck muss auf beiden Seiten gleich sein. Dabei ist im Allgemeinen der thermische

Druck in der Magnetosheath deutlich größer als der magnetische Druck; in der Magnetosphäre ist das Gegenteil der Fall. Der thermische Druck wird sowohl von der Teilchenanzahldichte als auch von der Temperatur der Teilchen abhängen. In seltenen Fällen kann eine Erhöhung des magnetischen Druckes schon über die Magnetosheath hinweg erfolgen, so dass dann keine Änderung mehr an der Magnetopause auftritt. Die beiden Plasmen bleiben aber trotzdem getrennt, und das Druckgleichgewicht über die Magnetopause hinweg erhalten: Eine erhöhte Anzahldichte in der Magnetosheath wird dann durch eine höherenergetische Population geringerer Dichte in der Magnetosphäre ausbalanciert.

Aus der Bedingung des Druckgleichgewichtes lässt sich der subsolare Abstand der Magnetopause von der Erde abschätzen: Das Sonnenwindplasma kann, wie bereits beschrieben, nicht in die innere Magnetosphäre eindringen. Es wird in der Magnetosheath umgelenkt; die Bewegung auf die Erde zu wird dabei vollständig verzögert (bis $v_n = 0$). Um ein mittleres Druckgleichgewicht an der Magnetopause zu berechnen, wird angenommen, dass auf der Magnetosheath-Seite nur der Impulsübertrag aus der ungestörten Sonnenwind-Plasmabewegung relativ zum Erdmagnetfeld zum Druckgleichgewicht beiträgt. Das Magnetfeld des Sonnenwindes wird dabei vernachlässigt, ebenso die thermische Bewegung; allein die mittlere Bewegung des Sonnenwindes wird berücksichtigt. Da die Elektronen keinen wesentlichen Beitrag zum Impulsübertrag auf das Erdmagnetfeld liefern, werden auch sie vernachlässigt. Die Impulsstromdichte der Sonnenwindionen (Protonen, im Wesentlichen) im erdgebundenen System berechnet sich zu:

$$p_{sw} = \rho_{i,sw} v_{sw}^2 \quad (1.24)$$

Dies entspricht gerade dem Doppelten des dynamischen Druckes $p_{dyn} = \rho_{i,sw} v_{sw}^2 / 2$. Hierbei ist $\rho_{i,sw}$ die Massendichte der Sonnenwindionen und v_{sw} die Geschwindigkeit des Sonnenwindes. Gleichung (1.24) berücksichtigt den Impulsübertrag pro Fläche und Zeit der Protonen auf eine im Sonnenwind stehende Oberfläche. Da diese ideale Situation nicht vorkommen muss, wird üblicherweise ein weiterer Faktor κ angefügt, der die Effizienz des Impulsübertrags ausdrückt; hier soll darauf verzichtet werden.

Desweiteren wird angenommen, dass der Gegendruck auf der magnetosphärischen Seite nur durch das Magnetfeld aufgebracht wird. Die Lösung ist auf den subsolaren Punkt beschränkt, da angenommen wird, dass der Sonnenwind vollständig verzögert wird; dies ist strikt nur auf der Staupunktstromlinie der Fall.

Das Erdmagnetfeld sei rein dipolar: Das Dipolfeld in einem bestimmten Abstand vom Erdmittelpunkt lässt sich in der Äquatorialebene des Dipols durch die Feldstärke auf der Erdoberfläche B_E und dem gewählten Abstand R_{mp} berechnen: $B_E R_E^3 / R_{mp}^3$. Hierbei wird vom Abfall der Magnetfeldstärke mit der dritten Potenz des Abstandes R_{mp} ausgegangen. Aus der Bedingung zum Druckgleichgewicht folgt sofort die Distanz der subsolaren Magnetopause R_{mp} :

$$\rho_{i,sw} v_{sw}^2 = p_{sw} = \frac{B_{mp}^2}{2\mu_0} = \frac{K^2 B_E^2 R_E^6}{2\mu_0 R_{mp}^6} \quad (1.25)$$

Der Faktor $K = 2$ berücksichtigt hierbei, dass das Magnetfeld an der Magnetopause etwa doppelt so hoch bezüglich des reinen Dipolfeldes ist: $B_{mp} \approx K B_E R_E^3 / R_{mp}^3$. Die Magneto-

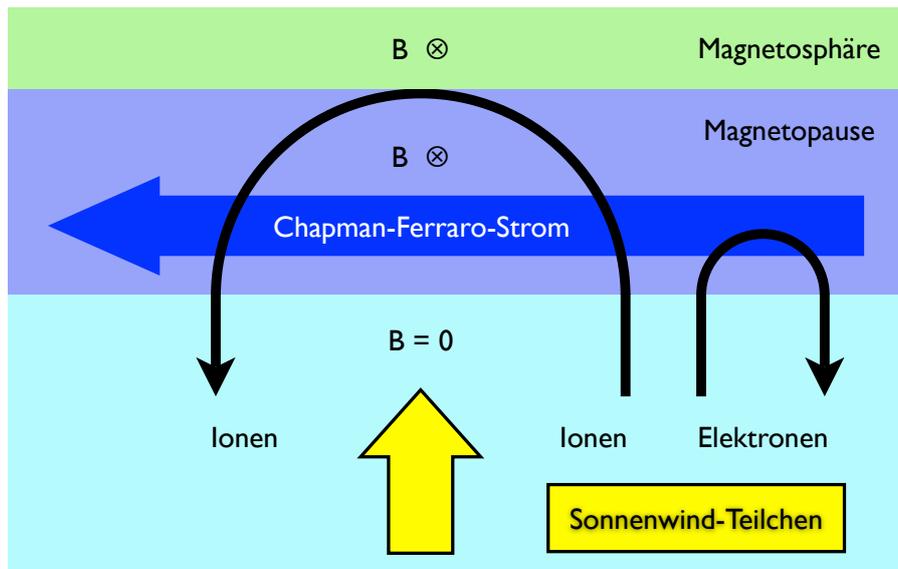


Abbildung 1.6: Teilchenreflexion an der Magnetopause (nach Baumjohann und Treumann 1996).

pausenentfernung ergibt sich nun zu:

$$\frac{R_{\text{mp}}}{R_E} = \left(\frac{K^2 B_E^2}{2\mu_0 \rho_{i,\text{sw}} v_{\text{sw}}^2} \right)^{\frac{1}{6}} \quad (1.26)$$

Für typische Werte von $B_E = 30000 \text{ nT}$, $\rho_{i,\text{sw}} = 5 \text{ cm}^{-3} m_i$, wobei m_i die Protonenmasse bezeichnet, und $v_{\text{sw}} = 400 \text{ km/s}$ erhält man einen Abstand von $R_{\text{mp}} \approx 10 R_E$. Dies ist eine sehr gute Schätzung für den Magnetopausenabstand bei typischen Sonnenwindbedingungen. An dem Exponenten von $1/6$ ist bereits erkennbar, dass sich für moderate Schwankungen der Impulsstromdichte des anströmenden Sonnenwindes der subsolare Abstand der Magnetopause von der Erde nur geringfügig ändern wird.

Es stellt sich nun die Frage, warum ein Wert von $K = 2$ nötig ist, und damit die doppelte Magnetfeldstärke am inneren Rand der Magnetopause angenommen werden muss im Vergleich zum Dipolfeld. Der Grund dafür ist die tagseitige Kompression des Erdmagnetfeldes durch den anströmenden Sonnenwind. Wäre $K = 1$, so würde man das ungestörte Erddipolfeld als Ausgangspunkt zur Berechnung des inner-magnetosphärischen Feldes an der Magnetopause annehmen. Diese ungestörte Situation liegt aber nicht vor. Der Mechanismus, durch den das magnetosphärische Magnetfeld komprimiert wird, soll nun erläutert werden.

Die Interaktion der Sonnenwindprotonen und Elektronen mit dem magnetosphärischen Feld ist schematisch (stark vereinfacht) in Abbildung 1.6 dargestellt: Der dunkelblau unterlegte Bereich kennzeichnet die Magnetopause als Grenzschicht zwischen der Magnetosphäre (grüner Bereich) und der Magnetosheath (hellblauer Bereich, vgl. auch Abbildung 1.2). In der Magnetosphäre und der Magnetopausenregion sei das Magnetfeld relativ stark; in der Magnetosheath werde vereinfachend angenommen, dass kein Magnetfeld existiere. Aus dieser Annahme folgt, dass Protonen und Elektronen solaren

Ursprungs dort keine Gyrationbewegung ausführen. Sie bewegen sich, wie in der Abbildung dargestellt, gerade auf das mit Magnetfeld durchsetzte Gebiet zu. Erreichen sie dieses Gebiet, so setzt die Gyrationbewegung ein: Die Teilchen führen eine halbe Gyration aus und werden aus der Magnetosphäre wieder hinausreflektiert. Das Plasma aus dem Sonnenwind kann aufgrund der Gyrationbewegung nicht in die Magnetosphäre eindringen. In der Magnetopause werden die Protonen und Elektronen aufgrund ihrer gegensätzlichen Ladung in entgegengesetzte Richtungen abgelenkt. Dies ist aus Abbildung 1.6 ersichtlich. Die unterschiedlichen Ablenkrichtungen führen zu einem Strom in der Magnetopause (j_{mp}), dem Chapman-Ferraro-Strom. Dieser Strom hält wiederum die a priori angenommene Magnetfeldkonfiguration aufrecht ($\underline{j} = \nabla \times \underline{B}/\mu_0$): Sie ergibt sich durch Überlagerung des Erddipolfeldes mit dem von der Chapman-Ferraro-Stromschicht erzeugten Feld. Das Dipolfeld wird außerhalb der Magnetosphäre kompensiert; innerhalb der Magnetosphäre muss entsprechend die Stärke der magnetischen Induktion doppelt so hoch sein, wie sie ohne den Chapman-Ferraro-Strom wäre. Entsprechend erscheint das Erdmagnetfeld an der Innenseite der Magnetopause komprimiert, der magnetische Druck ist viermal so hoch. Durch diese Feldverdoppelung erklärt sich auch, warum realistische Werte für den Magnetopausenabstand dann erhalten werden, wenn man die doppelte Magnetfeldstärke auf der magnetosphärischen Seite bei der Berechnung annimmt. Die Wahl von $K = 2$ wird damit nachträglich gerechtfertigt.

Aus der Abbildung ist ebenfalls ersichtlich, dass die Ionen aufgrund ihrer größeren Gyroradien den Hauptstrom in der Magnetopause tragen. Dieser Strom lässt sich aus den Sonnenwind-Parametern abschätzen: Es werde vereinfachend angenommen, dass der Strom in der Magnetopause nur durch die Ionen getragen wird. Die Flächenstromdichte J (Strom pro Längeneinheit in stromsenkrechter Richtung) beträgt dann:

$$J = n_{i,sw} e v_{sw} 2r_g = \frac{2n_{i,sw} m_i v_{sw}^2}{B_{mp}} \quad (1.27)$$

Hierbei ist $n_{i,sw}$ die Anzahldichte der Protonen im Sonnenwind, m_i deren Masse und e die positive Elementarladung. Für den Gyroradius wurde die bekannte Relation $r_g = \frac{vm}{eB}$ eingesetzt. Die Stromdichte in der Magnetopause kann ebenfalls aus der Diskontinuität des tangentialen Magnetfeldes bestimmt werden. Aus $\underline{j} = \nabla \times \underline{B}/\mu_0$ erhält man durch Integration und Anwendung des Satzes von Stokes:

$$J = B_{mp}/\mu_0 \quad (1.28)$$

Gleichsetzen der Gleichungen (1.27) und (1.28) ergibt die aus der MHD-Betrachtung erhaltene Relation zum Druckgleichgewicht (1.25). Teilchenbild und Flüssigkeitsmodell sind hier also konsistent.

Aus Gleichung (1.25) lässt sich nicht nur die Entfernung der subsolaren Magnetopause von der Erde bestimmen; auch die quasi-statische Bewegung der Magnetopause bei langsamen Änderungen der Impulsstromdichte des anströmenden Sonnenwindes kann damit beschrieben werden. Während der quasi-statischen Bewegung bleibt die Magnetopause in der jeweiligen Gleichgewichtsposition: Das Druckgleichgewicht bleibt zu jedem Zeitpunkt über die Magnetopause hinweg erhalten. Unter der genannten Voraussetzung erhält man die Geschwindigkeit der Magnetopause durch Differentiation aus Gleichung

(1.25) (Matsuoka et al. 1995, Glassmeier et al. 2008):

$$v_{\text{mp}} = \frac{1}{R_E} \frac{\partial R_{\text{mp}}}{\partial t} = -\frac{R_{\text{mp}}/R_E}{6p_{\text{sw}}} \frac{\partial p_{\text{sw}}}{\partial t} \quad (1.29)$$

Abschließend sollte noch darauf hingewiesen werden, dass obige Ergebnisse auf der Annahme beruhen, dass die Ionen des Sonnenwindes durch ihre Bewegung in Erdrichtung die Kompression des Erdmagnetfeldes an der Magnetopause direkt und unmittelbar verursachen; dies wird auch durch Abbildung 1.6 suggeriert. Beobachtet wird jedoch eine Veränderung der Plasmaparameter des Sonnenwindes an der Bugstoßwelle und eine weitere Modifikation derselben über die gesamte Magnetosheath-Region hinweg. Das tatsächliche Druckgleichgewicht an der Magnetopause ist also nicht direkt, sondern nur mittelbar durch den Impulsübertrag der Sonnenwindionen auf der Magnetosheath-Seite und durch den magnetischen Druck auf der magnetosphärischen Seite gegeben. Für eine etwas genauere Beschreibung der Situation entlang der Staupunktstromlinie sei der Leser auf Anhang A.1 ab Seite 199 verwiesen.

1.5 Räumliche Struktur

Im vorhergehenden Abschnitt wurde die Magnetopause als (dünne) Grenzschicht betrachtet, die die beiden Gebiete der Magnetosheath und der Magnetosphäre trennt. Tatsächlich ist die Grenzschicht jedoch von endlicher Dicke. Der Übergang ist nicht für alle physikalischen Größen gleich; stattdessen ist auch die Magnetopause selbst noch einmal in einzelne Schichten unterteilt. Diese Schichten sowie typische Magnetopausen-Übergänge sollen hier anhand von Messdaten des Satelliten THEMIS C betrachtet werden. Die Instrumentierung dieses Satelliten wird im nachfolgenden Kapitel 2.1 ab Seite 41 vorgestellt.

Die Abbildungen 1.8 und 1.9 zeigen die Messdaten dreier nacheinander folgender Durchflüge von THEMIS C durch die Magnetopause. Diese Durchflüge fanden am 11. August 2007 in der Zeit zwischen 8:00 und 8:30 UT statt. Wie man in beiden Abbildungen erkennen kann, unterscheiden sich die Messdaten, die in den Intervallen 8:00:00 bis 8:12:40 und 8:16:40 bis 8:20:48 aufgenommen wurden, erheblich von den übrigen Messdaten. Durch diese Wechsel um 8:12:40, 8:16:40 und 8:20:48 wird das Gesamtintervall in 4 Subintervalle geteilt. Während der Subintervalle 1 und 3 befand sich THEMIS C (kurz auch THC) in der Magnetosheath; die Subintervalle 2 und 4 dagegen zeigen Daten aus der Magnetosphäre.

In Abbildung 1.8 sind folgende Größen von oben nach unten aufgetragen: Die oberste Unterabbildung (A) zeigt die Komponenten des Magnetfeldes \underline{B} im LMN-Koordinatensystem. Hierbei wird die Normalenrichtung N aus dem Magnetopausen-Modell nach Shue et al. (1997) bestimmt. Der Aberrationswinkel beträgt 5 Grad. Der Basisvektor \underline{e}_L stimmt mit der Projektion der z -Komponente des GSM-Koordinatensystems auf eine Ebene senkrecht zu \underline{e}_N überein. Der dritte Basisvektor \underline{e}_M ergibt sich, wie in Abschnitt 1.3 beschrieben, aus dem Kreuzprodukt der Basisvektoren in die N und L -Richtungen.

In der Abbildung folgen: (B) der Betrag des Magnetfeldes $|\underline{B}|$ sowie die Winkel für (C) Azimuth Φ_B und (D) Elevation Θ_B aus der L - M -Ebene des LMN-KS. Der Azimuthwinkel wird dabei von der L -Koordinatenrichtung nach M positiv gezählt. Der Elevationswinkel

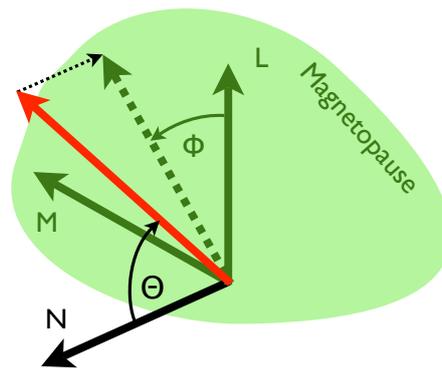


Abbildung 1.7: Skizze zu den Winkeln Φ und Θ des Azimuths und der Elevation im LMN-KS. Der Elevationswinkel Θ wird zwischen dem betrachteten Vektor (in rot eingezeichnet) und dem Basisvektor \underline{e}_N gemessen. Der Azimutwinkel Φ liegt zwischen der Projektion des betrachteten Vektors auf die L - M -Ebene und dem Basisvektor \underline{e}_L .

ist Null, sollte der betreffende Vektor in Richtung und Orientierung mit \underline{e}_N übereinstimmen und 180° bei gegensätzlicher Orientierung. Beide Winkel Φ und Θ des Azimuths und der Elevation im LMN-KS sind in Abbildung 1.7 skizziert. In den vier weiteren Unterabbildungen (E-H) sind dieselben Größen bezüglich der Ionengeschwindigkeit dargestellt. Sie erhalten entsprechend die Symbole \underline{V} , $|\underline{V}|$, Φ_V und Θ_V .

Die Komponenten des Magnetfeldes fluktuieren in der Magnetosheath (Subintervalle 1 und 3) erheblich stärker als in der Magnetosphäre (Subintervalle 2 und 4). Dies ist auf den turbulenten Charakter des Magnetosheath-Plasmas zurückzuführen. An der Magnetopause tritt beim Übergang in die Magnetosphäre eine deutliche Beruhigung der Magnetfeldvariationen ein. In der Magnetosphäre zeichnet sich das Feld durch eine starke L -Komponente aus. Die N und M -Komponenten dagegen fluktuieren leicht (und niedrigerfrequenter als in der Magnetosheath) um den Nullwert. Dies ist auf die Wahl des Koordinatensystems zurückzuführen: Die L -Richtung entspricht ja gerade der Projektion der Dipolsymmetrieachse des Erdmagnetfeldes auf die Magnetopausen-Oberfläche. Berücksichtigt man desweiteren, dass die Magnetopause in erster Näherung einer Tangentialdiskontinuität entspricht, und dass das Magnetfeld somit auf beiden Seiten planparallel zur Grenzfläche steht (also in der L - M -Ebene), so ergibt sich daraus, dass die Richtung des magnetosphärischen Magnetfeldes in der Nähe der tagseitigen Magnetopause in etwa mit der L -Richtung übereinstimmen muss. Abbildung 1.8 (A) zeigt dieses typische Verhalten.

Die magnetischen Fluktuationen sind nicht nur auf die Komponenten beschränkt, auch der Betrag des Magnetfeldes fluktuiert stärker in der Magnetosheath, wie man anhand von Abbildung 1.8 (B) erkennen kann. Gut ist auch der Anstieg des Magnetfeldbetrages beim Übergang in die Magnetosphäre sichtbar: In der Magnetosheath werden hier im Wesentlichen nur Magnetfeldstärken von unter 30 nT erreicht, in der Magnetosphäre wird ein typischer und relativ konstanter Wert von etwa 50 nT beobachtet.

Da die Hauptmagnetfeldrichtung auf der Magnetosphärenseite in etwa mit der L -Richtung übereinstimmt, ergibt sich, dass die Winkel für Azimuth und Elevation Werte von $\Phi_B = 0^\circ$ und $\Theta_B = 90^\circ$ in der Magnetosphäre (Subintervalle 2 und 4) einnehmen sollten. Dies wird in den Unterabbildungen (C) und (D) bestätigt. In der Magnetosheath fluktuieren diese Größen mit den Komponenten. Eine etwas ruhigere Phase ist nur in

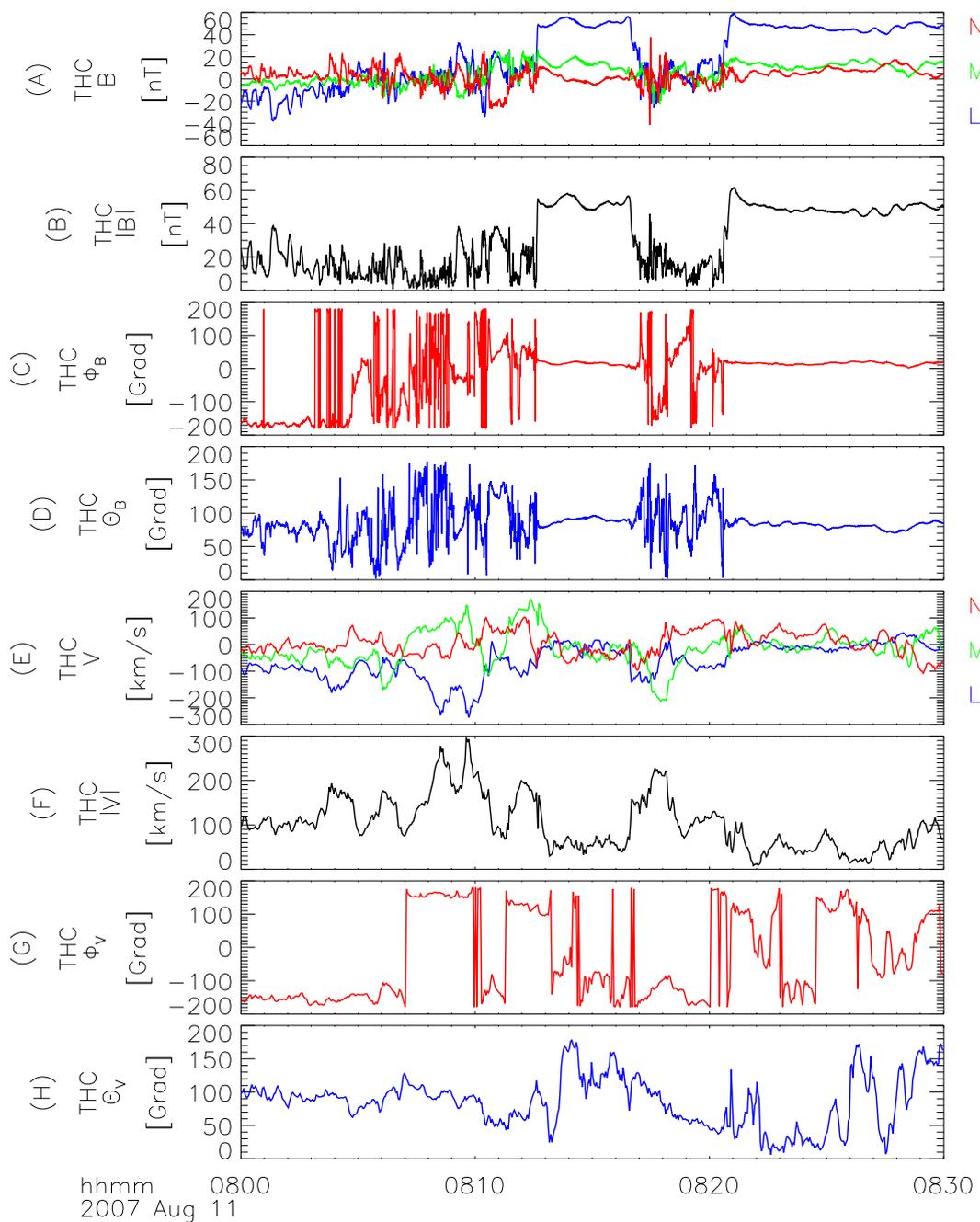


Abbildung 1.8: Übersicht über die Messdaten des Satelliten THEMIS C beim Durchflug durch die Magnetopause am 11. August 2007 zwischen 8:00 und 8:30 UT. Die acht zusammengefassten Abbildungen zeigen von oben nach unten: (A) Die drei Komponenten des Magnetfeldes im LMN-KS, (B) den Betrag der magnetischen Induktion, (C) die Winkel des Azimuths Φ_B und (D) der Elevation Θ_B des Magnetfeldes aus der L - M -Ebene, (E) die drei Komponenten der Ionengeschwindigkeit im LMN-KS, (F) den Betrag dieser Geschwindigkeit, sowie (G) Azimuth Φ_V und (H) Elevation Θ_B des Geschwindigkeitsvektors bezüglich der L - M -Ebene.

den ersten drei Minuten des Gesamtintervalls sichtbar. Der Wert für das Azimuth liegt hier bei $\pm 180^\circ$, die Elevation bei etwa 90° . Dies deutet auf ein zum Magnetosphärenfeld gegensätzlich gerichtetes (südwärtiges) Magnetfeld in der Magnetosheath hin (stärkste Komponente in $-L$ -Richtung). Diese Situation begünstigt den Prozess der Rekonnexion und die damit verbundene Generierung von Flux-Transfer-Events, die in Abschnitt 1.6.1 ab Seite 35 diskutiert werden.

Auch bezüglich der mittleren Geschwindigkeit der Ionen ist festzustellen, dass die Fluktuationen in der Magnetosphäre im Vergleich zur Magnetosheath geringer sind, auch wenn hier der Unterschied nicht so deutlich ausfällt. Höhere Beträge der Geschwindigkeit werden in der Magnetosheath erreicht, da dort das Sonnenwindplasma das Hindernis der inneren Magnetosphäre umströmt. Entsprechend liegt hier innerhalb der Magnetosphäre die Geschwindigkeit fast immer unter 100 km/s , wohingegen in der Magnetosheath größere Geschwindigkeiten (hier bis zu 300 km/s) beobachtet werden. Dort sollte aufgrund der Umströmung die mittlere Fließrichtung tangential zur Magnetopause liegen: Es ist also ein Elevationswinkel für die Ionengeschwindigkeit in den Subintervallen 1 und 3 um den Wert $\Theta_V = 90^\circ$ zu erwarten. Dies ist vor allem im ersten Subintervall in guter Näherung erfüllt. Die Strömung in der Magnetosheath wird entlang der Magnetopause vom subsolaren Punkt ausgehend erfolgen. Entsprechend kann auch die Tatsache erklärt werden, dass der Azimuthwinkel $\Phi_V \sim \pm 180^\circ$ ist. Die mittlere Position von THC lag für das Gesamtintervall bei $(68635; 252; -20943) \text{ km}$ im GSM-KS. Das heißt, dass sich der Satellit südlich des subsolaren Punktes befunden hat; entsprechend ist eine Strömungsrichtung des Sonnenwindplasmas ebenfalls in südliche Richtung ($-L$ -Richtung) zu erwarten. Dies entspricht aber gerade dem Azimuthwinkel $\Phi_V = \pm 180^\circ$. Aus der Position des Satelliten kann ebenfalls der radiale Abstand der Magnetopause vom Erdmittelpunkt bestimmt werden. Der Betrag dieses Vektors ergibt: $R_{\text{mp}} = 71760 \text{ km} = 11.3 R_E$, welches ein typischer Wert für den Magnetopausenabstand ist.

Abbildung 1.9 zeigt weitere Messgrößen desselben Intervalls: (A) Die Teilchendichte, (B) die mittlere Temperatur und damit mittlere Energie der Teilchen (schwarz: Ionen, blau: Elektronen). Nachfolgend (C) sind die Partialdrücke von Ionen (blau), Elektronen (grün), der magnetische Druck (rot) und der Gesamtdruck als Summe der Partialdrücke (schwarz) dargestellt. Die Partialdrücke von Ionen und Elektronen berechnen sich aus dem idealen Gasgesetz mithilfe der Teilchendichte N und der Temperatur T zu $p = Nk_B T$, wobei mit k_B die Boltzmann-Konstante bezeichnet wird. Der magnetische Druck ergibt sich aus dem Betrag des Magnetfeldes über $p_B = |B|^2 / (2\mu_0)$. Die vorletzte Unterabbildung (D) zeigt den Wert für das Plasma-Beta. Dies ist der Quotient aus dem Gasdruck (hier also im Wesentlichen der Ionendruck p_i) und dem magnetischen Druck. Zuletzt folgt (E) die Energieflussdichte der Ionen gemessen mit dem ESA Instrument. Die Energieflussdichte E_{flux} (gegeben durch die Farben in der Abbildung) hat die Einheit $\text{eV}/(\text{cm}^2 \text{ s sr eV})$; sie ist spektral über der Energie (in eV) aufgetragen (linke Achse). Die Energieflussdichte zeigt damit den spektral aufgelösten Fluss an kinetischer Energie getragen durch die entsprechenden Teilchen (hier Ionen) pro Raumwinkelelement. Der spektrale Bereich, der durch das ESA-Instrument abgedeckt wird, erstreckt sich von einigen wenigen eV bis zu einigen 10000 eV (siehe Abschnitt 2.1.2).

Auch in den Größen, die in Abbildung 1.9 dargestellt sind, ist der Übergang von der Magnetosheath zur Magnetosphäre über die Magnetopause hinweg sehr gut zu erkennen. In der Magnetosheath ist die Teilchendichte eine Größenordnung größer als in der Ma-

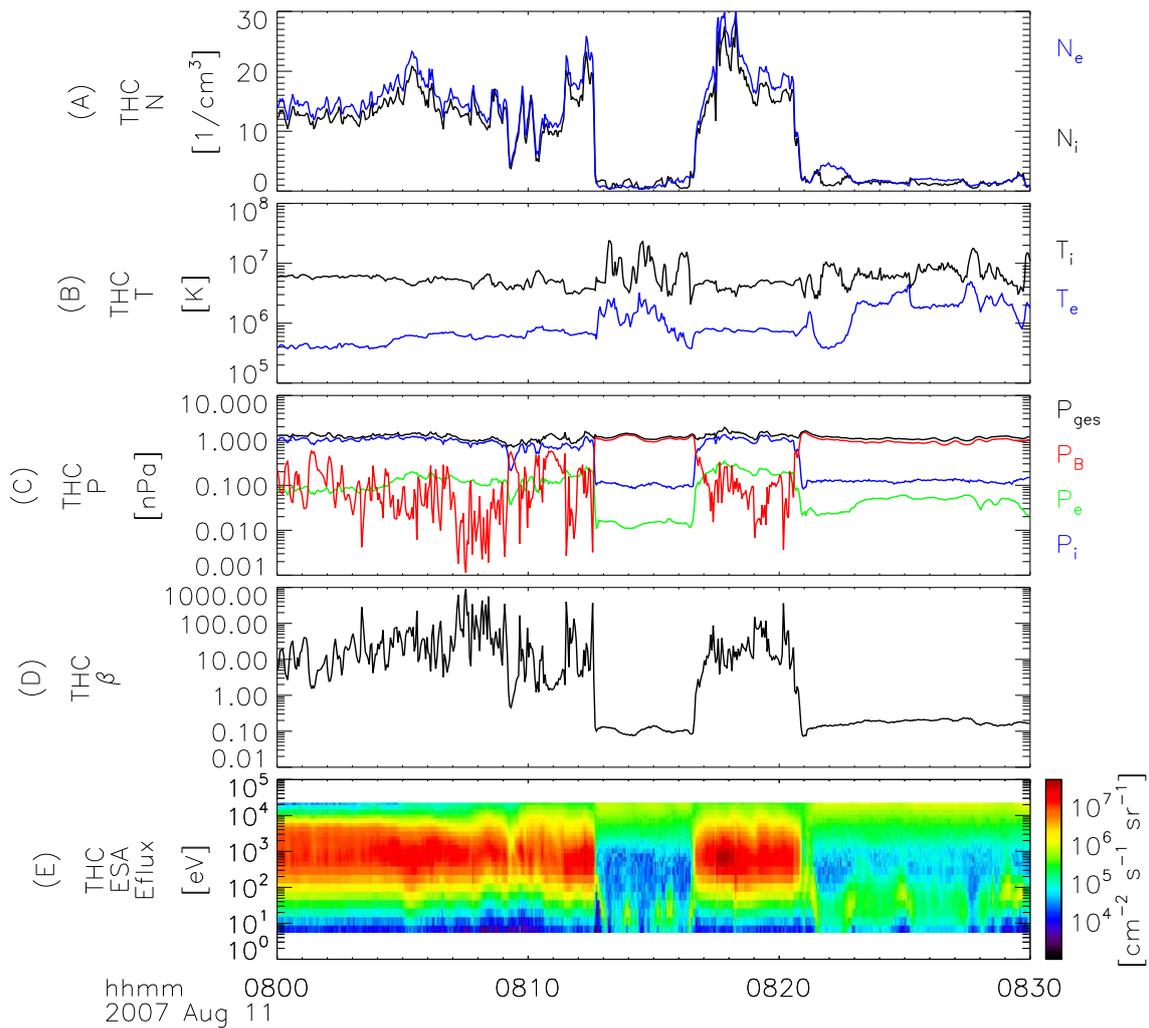


Abbildung 1.9: Übersicht über die Messdaten des Satelliten THEMIS C beim Durchflug durch die Magnetopause am 11. August 2007 zwischen 8:00 und 8:30 UT. Die fünf zusammengefassten Abbildungen zeigen von oben nach unten: (A) Elektronendichte (blau) und Ionendichte (schwarz), (B) mittlere Elektronentemperatur (blau) und Ionentemperatur (schwarz), (C) magnetischer Druck (rot), Elektronendruck (grün), Ionendruck (blau) und die Summe dieser Partialdrücke (schwarz), (D) Plasmabeta, (E) Energieflussdichte der Ionen gemessen mit dem THEMIS ESA Instrument.

gnetosphäre. Die Teilchendichten von Ionen und Elektronen sollten eigentlich aufgrund der Quasineutralität des Plasmas übereinstimmen; eine nicht vernachlässigbare Aufladung der Satelliten kann aber zu unterschiedlichen Zählraten zwischen positiv und negativ geladenen Teilchen führen. In der Magnetosphäre ist dagegen die mittlere Temperatur von Ionen und Elektronen höher als in der Magnetosheath.

In die Berechnung der partiellen Gasdrücke von Ionen und Elektronen gehen sowohl die Teilchendichten als auch die Temperaturen linear ein. Der Anstieg der Temperaturen kann jedoch den Abfall der Teilchendichten beim Übergang in die Magnetosphäre nicht kompensieren: Dies führt zu einem Rückgang des Gasdruckes, der durch die thermische Bewegung der Partikel bedingt wird. Dieser Rückgang wird allerdings durch den Anstieg

des magnetischen Druckes kompensiert, so dass der Gesamtdruck, wie in Abbildung 1.9 Unterabbildung (C) gezeigt, annähernd konstant bleibt. Der Wert dieses Gesamtdruckes beträgt im gezeigten Beispiel 1 nPa und ist damit von einer typischen Größenordnung. Die Magnetopause befindet sich also im Druckgleichgewicht, wie in Abschnitt 1.4 beschrieben: Der thermische Druck überwiegt in der Magnetosheath; in der Magnetosphäre ist der magnetische Druck dominierend. Der jeweils dominierende Druck ist um etwa eine Größenordnung größer als der zweitwichtigste Partialdruck.

Das Plasma-Beta ist, wie oben beschrieben, der Quotient aus Gasdruck und magnetischem Druck. Ein Wert von $\beta = 1$ bedeutet, dass Gasdruck und magnetischer Druck in gleicher Größenordnung vorhanden sind. In dieser Größe ist die Lage der Magnetopause sehr gut zu erkennen: In der Magnetosheath überwiegt der Gasdruck, entsprechend ist $\beta > 1$; β nimmt in den Subintervallen 1 und 3 überwiegend Werte zwischen 10 und 100 an. In der Magnetosphäre (Subintervalle 2 und 4) ist $\beta < 1$. Werte um 0.1 sind hier typisch.

Eine klare Abgrenzung der beiden Plasmaregime ist insbesondere auch in der Energieflussdichte sichtbar. Der rote Balken, der nur in den Subintervallen 1 und 3 sichtbar ist, symbolisiert eine stark erhöhte Konzentration an Ionen im Energiebereich zwischen 100 und 10000 eV. Dies ist ein ausgezeichnetes Charakteristikum für das Plasma in der Magnetosheath. Der Überschuss an Ionen in diesem Energiebereich entsteht durch Verbreiterung der Energieverteilung der Ionen aus dem Sonnenwind. Das Plasma im Sonnenwind ist ausgesprochen kalt: Grund hierfür ist die geringe kinetische Energie der Teilchen im mitbewegten Referenzsystem des Sonnenwindes. Im erdgebundenen System haben die Teilchen somit im Wesentlichen die Energie der gerichteten Bewegung des Sonnenwindes. Nimmt man eine Sonnenwindgeschwindigkeit von $v_{sw} = 400$ km/s an, so ergibt sich für Protonen (Masse $m_i = 1.67 \cdot 10^{-27}$ kg) eine kinetische Energie von:

$$E = \frac{1}{2} m_i v_{sw}^2 = 835 \text{ eV} \sim 1 \cdot 10^3 \text{ eV} \quad (1.30)$$

Der Übergang durch die Bugstoßwelle bewirkt eine Thermalisierung dieser Bewegungsenergie; im Energieflussdichte-Spektrum zeigt sich dies in einer deutlichen Verbreiterung des schmalbandigen Sonnenwind-Energiespektrums um 10^3 eV. Dieses verbreiterte Spektrum mit einem Maximum um den eben genannten Wert ist charakteristisch für die Protonen in der Magnetosheath. Die Verbreiterung des Spektrums in der Magnetosheath lässt auf einen Verzögerungsprozess der Teilchen bei gleichzeitiger Heizung schließen; dies wird als Thermalisierung bezeichnet.

Die Plasmapopulation in der Magnetosphäre ist dagegen von anderer Herkunft. Dies drückt sich in der viel geringeren Teilchenkonzentration und der unterschiedlichen Temperatur aus. Im Energiespektrum ist die Plasmapopulation der Magnetosphäre zweigeteilt. Zum einen findet sich eine größere Gruppe höherenergetischer Ionen (über 10^4 eV); die meisten Ionen gehören dieser spektralen Gruppe an. Zum anderen finden sich auch Ionen niedrigerer Energien (zwischen 10^1 und 10^2 eV). Dieses Spektrum mit zwei Maxima ist charakteristisch für das Plasma der Magnetosphäre. Das niederenergetische Maximum entsteht aufgrund der Präsenz von kalten Ionen aus der Plasmasphäre. Das hochenergetische Maximum ist auf warme Ionen des äußeren Ringstromes zurückzuführen. Insgesamt ist die spektrale Energieflussdichte im gemessenen Energiebereich in der Magnetosphäre um mehrere Größenordnungen geringer als in der Magnetosheath.

Aus den drei gezeigten exemplarischen Durchflügen durch die Magnetopause (insbesondere aus den letzten zwei) ist ersichtlich, dass der Übergang aus dem einen in das andere Plasmaregime nicht instantan geschieht, und dass die Grenzschicht nicht infinitesimal dünn ist. Stattdessen weist sie eine endliche, im Vergleich zu typischen Größenordnungen der Magnetosphäre (wie der subsolaren Magnetopausen-Distanz zur Erde von $\sim 10 R_E$) aber geringe Schichtdicke auf. Abbildung 1.10 zeigt eine Ausschnittsvergrößerung einiger Größen, die bereits in den Abbildungen 1.8 und 1.9 dargestellt sind, im Intervall zwischen 08:15 und 08:18 UT. Dargestellt sind von oben nach unten die (A) drei Komponenten des Magnetfeldes im LMN-KS, (B) der Betrag des Magnetfeldes, (C) der Azimutwinkel des Magnetfeldes in der L - M -Ebene, (D) die Anzahldichten von Elektronen und Ionen, (E) die Partialdrücke von Ionen und Elektronen sowie der magnetische Druck und der Gesamtdruck, und zuletzt (F) die spektrale Energieflussdichte der Ionen.

Der eigentliche Übergang aus der Magnetosphäre in die Magnetosheath findet zwischen 08:16:20 und 08:17:03 UT statt; dieses Intervall umfasst die Magnetopause als Zwischenregion. Die erste durchflogene Intervallgrenze wird in der Literatur (z. B. Phan und Paschmann 1996) oft als innere Grenze der Dichtegrenzschicht bezeichnet; im Englischen ist für diese Grenzschicht der Name low-latitude boundary layer (LLBL) gebräuchlich. Die LLBL bezeichnet die Region der Magnetopause, in der die Ionen- und Elektronendichten vom magnetosphärischen auf das Magnetosheath-Niveau übergehen. Im gegebenen Beispiel von Abbildung 1.10 erfolgt der Einflug in diese Region um 08:16:20 UT (Minimum der Ionen-Dichte); das zeitliche Ende des Durchflugs durch die LLBL ist hier schwer zu definieren, da das Magnetosheath-Niveau der Partikeldichten erst am Ende des gesamten dargestellten Intervalls erreicht wird; der stärkste Anstieg ist allerdings zwischen 08:16:20 und 08:16:40 UT zu verzeichnen.

Erste Untersuchungen einer Schicht innerhalb der Magnetopausen-Übergangsregion, die sich erdseitig befindet und sich durch eine erhöhte Plasmadichte im Vergleich zur Magnetosphäre mit (zum Teil) Plasma aus der Magnetosheath auszeichnet, gehen auf Arbeiten von Hones et al. (1972) zurück. Sie fanden Partikel aus der Magnetosheath in einer dünnen Schicht, die an die Innenseite der Stromschicht (siehe unten) angrenzt. Diese Untersuchungen waren zunächst auf die Magnetopause an den Flanken der Magnetosphäre beschränkt. Eastman et al. (1976) erweiterten die ersten Untersuchungen und stellten fest, dass diese Plasma-Grenzschicht ein Charakteristikum der Magnetopausenregion ist, die unabhängig vom Ort des Durchfluges durch die Magnetopause beobachtet werden kann. Die Dicke der Dichte-Übergangsregion wurde in dieser Arbeit mit einigen hundert bis zu einigen tausend Kilometern abgeschätzt. Eine erhöhte Dicke dieser Übergangsregion wurde in hohen Breiten an der tagseitigen Magnetopause festgestellt, sie erhielt später den Namen high latitude boundary layer (HLBL), wohingegen die eher dünne Dichte-Übergangsregion in niederen Breiten (nahe der magnetischen Äquatorialebene) den Namen low latitude boundary layer (LLBL) erhielt. In den Arbeiten von Hones et al. (1972) und Eastman et al. (1976) ist zunächst nur von boundary layer die Rede.

An den Flanken stellten Eastman et al. (1976) eine deutliche Abweichung der Magnetfeldrichtung innerhalb der Dichte-Übergangsregion fest. Diese Abweichung führten sie auf eine Streckung der magnetosphärischen Flussröhren zurück, die durch die Strömung des Plasmas innerhalb der Dichte-Übergangsregion zur Nachtseite hin verursacht wird. Diese Streckung nimmt mit zunehmendem Abstand vom subsolaren Punkt entlang der Magnetopause zu. An der tagseitigen (subsolaren) Magnetopausenregion fanden sie

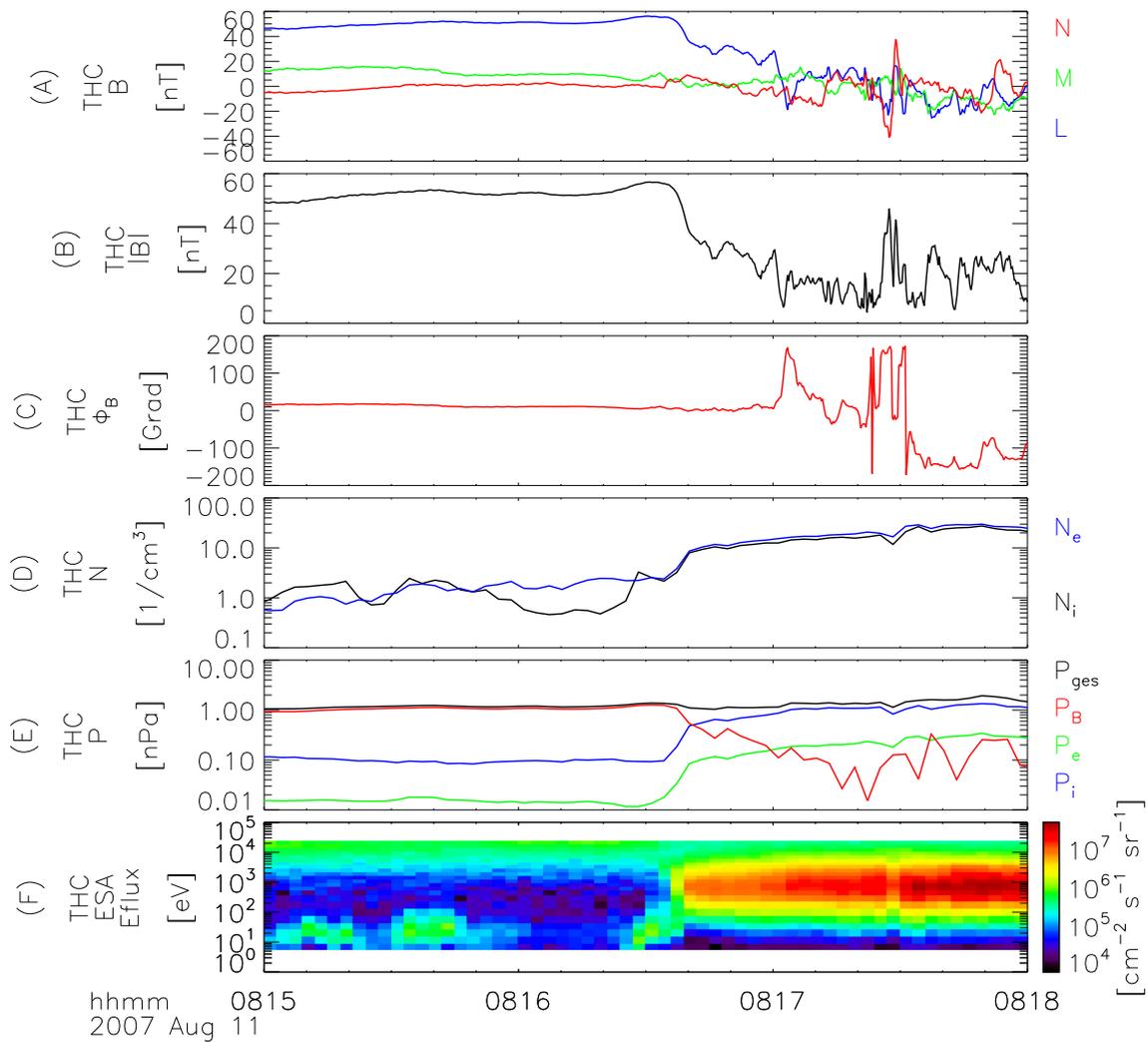


Abbildung 1.10: Ausschnittsvergrößerung einiger Messgrößen aus den Abbildungen 1.8 und 1.9 im Intervall zwischen 08:15 und 08:18 UT. Die sechs zusammengefassten Abbildungen zeigen von oben nach unten: (A) Komponenten des Magnetfeldes im LMN-KS, (B) Betrag des Magnetfeldes, (C) Azimuthwinkel des Magnetfeldes in der L - M -Ebene, (D) Elektronen- und Ionenanzahldichte, (E) Partialdrücke und Gesamtdruck, (F) spektral aufgelöste Energieflussdichte der Ionen.

dagegen, dass das Magnetfeld in der Dichte-Übergangsregion im Wesentlichen in Dipolfeldrichtung zeigt; dies ist auch in dem hier vorgestellten Beispiel (Abbildung 1.10) zu sehen. Sie schlossen daraus, dass sich innerhalb der LLBL Plasma aus der Magnetosheath teilweise auch auf magnetosphärischen, d. h. geschlossenen Feldlinien, befinden kann, deren Fußpunkte in der nördlichen bzw. südlichen Ionosphäre liegen. Die Ursache für den Eintritt des Plasmas aus der Magnetosheath auf diese geschlossenen Feldlinien (über mehrere Ionen-Gyroradien hinweg) konnten sie nicht klären und verwiesen auf diffusive Prozesse (siehe auch Cowley et al. 1983).

Die Chapman-Ferraro-Stromschicht der Magnetopause (engl.: magnetopause current layer) ist von der LLBL zu unterscheiden. Diese zeichnet sich in den Messdaten durch die

Rotation des Magnetfeldes aus; nach Ampèreschem Gesetz gilt $\mu_0 \underline{j}_{CF} = \nabla \times \underline{B}$. Die Rotation berücksichtigt sowohl die Drehung des Magnetfeldvektors (in der äußersten Schicht der Stromschicht) als auch der Übergang des Betrages der magnetischen Induktion. Der Eintritt des Satelliten in diesen Bereich erfolgt um 08:16:35 UT: zu diesem Zeitpunkt beginnt der Abfall in der Magnetfeldstärke. Der Austritt aus der Stromschicht geschieht um etwa 08:17:03, dort ist eine starke Rotation des Magnetfeldvektors zu verzeichnen (siehe Azimutwinkel Φ_B). Dieser Zeitpunkt wird auch als äußerster Punkt der Magnetopausen-Stromschicht bezeichnet; er ist üblicherweise deutlicher in den Messdaten zu erkennen als der innere Rand, der einen weicheren Übergang im Bezug auf den Magnetfeldbetrag und keine Drehung des Magnetfeldvektors aufweist (siehe auch Le und Russell 1994).

Paschmann et al. (1990), Paschmann et al. (1993) und Phan und Paschmann (1996) haben Untersuchungen zur Bewegung der Stromschicht, der Dichte-Übergangsregion und der gesamten Magnetopausenregion durchgeführt. Basierend auf Daten des Satelliten AMPTE/IRM erhielten sie aus einer Vielzahl von Magnetopausen-Durchgängen die Geschwindigkeiten der Bewegung der Magnetopause (normale Plasmageschwindigkeit in Magnetopausennähe) und die Dicken der genannten Schichten. Für hohe Azimutwinkel des Sonnenwindmagnetfeldes ($\Phi_B > 45^\circ$ in der y - z -Ebene des GSM-KS; engl.: high shear angle) wurde ein arithmetischer Mittelwert der Magnetopausengeschwindigkeit von 40 km/s festgestellt. War die Durchflugszeit höher als im Mittel, so wurde eine geringere Magnetopausengeschwindigkeit beobachtet; bei kürzeren Durchflugszeiten lagen die Geschwindigkeiten höher. Die Satellitengeschwindigkeit kann hierbei im Vergleich zur Magnetopausengeschwindigkeit vernachlässigt werden. Die Ergebnisse von Phan und Paschmann (1996) sind konsistent mit denjenigen von Berchem und Russell (1982), die die Geschwindigkeit der Magnetopause mit einer Laufzeitbestimmung zwischen zwei benachbarten Satelliten ISEE 1 und ISEE 2 bestimmten. Für niedrige Azimutwinkel des Sonnenwindmagnetfeldes ($\Phi_B < 30^\circ$ im GSM-KS) stellten Paschmann et al. (1993) eine mittlere Geschwindigkeit von nur 19.3 km/s fest.

Die Dicke der Magnetopausenregion wurde in Phan und Paschmann (1996) sowie in Paschmann et al. (1993) im arithmetischen Mittel zu 1930 km (hoher Azimutwinkel) bzw. zu 1900 km (niedriger Azimutwinkel) bestimmt. Das Maximum der Verteilungsfunktion lag aber zwischen 500 und 1000 km. In diesem Bereich liegt also die typische Magnetopausendicke, unabhängig vom Azimutwinkel (Berchem und Russell 1982). Das Maximum der Verteilung der Dicke der Stromschicht allein wurde im Bereich zwischen 250 und 500 km festgestellt. Das arithmetische Mittel lag mit 940 km deutlich darüber. Die Stromschicht war damit im Mittel nur etwa halb so groß wie der gesamte Magnetopausenbereich; die Dichte-Übergangsregion überlappt üblicherweise mit der Stromschicht an deren innerem Rand und erstreckt sich weiter erdwärts.

So wie die Stromschicht und die Dichte-Übergangsregion sich zumindest eindeutig definieren lassen, auch wenn sie sich in den Daten nicht immer eindeutig eingrenzen lassen, so vielfältig sind die Definitionen der Magnetopause in der Literatur. In vielen Arbeiten wird die Magnetopause nicht als Übergangsregion zwischen eindeutig magnetosphärischem Plasmaregime und der Magnetosheath definiert, wie es hier der Fall ist. Stattdessen wird oft nur die Stromschicht als Indikator für die Magnetopause verwendet (z. B. Le und Russell 1994) bzw. der zeitliche Mittelpunkt des Durchfluges durch die Stromschicht. Die Übergangsregion von der Magnetosheath in die Magnetosphäre ist aber nicht nur durch die Stromschicht (äußere Magnetopausenregion) gegeben (siehe Phan und

Paschmann 1996); sie erstreckt sich auch über die LLBL (innere Magnetopausenregion): Die Kombination beider Schichten bildet diesen Übergang und wird deshalb hier als Magnetopause bezeichnet.

Zum Abschluss dieses Abschnittes sei nochmals auf Abbildung 1.10 verwiesen: Wie bereits geschildert sind die beiden Einzelübergangsregionen oft nicht eindeutig in den Daten einzugrenzen. Der äußerste Rand der Stromschicht ist dabei noch am klarsten sichtbar, da er durch eine abrupte Drehung des Magnetfeldvektors gekennzeichnet wird. Anfang und Ende des Gradienten in der Partikeldichte sind aber nicht eindeutig aus den Daten ablesbar, wie das vorliegende Beispiel zeigt. Der Übergang in der spektralen Energiefussdichte, die in Abbildung 1.10 (F) dargestellt ist, ist dagegen sehr klar definiert. Im Spektrum der Partikelenergien (der Ionen) ist das Plasma magnetosphärischen Ursprungs von demjenigen aus der Magnetosheath durch die vollständig unterschiedlichen Energieverteilungen eindeutig zu identifizieren. Der Übergang zwischen diesen beiden Plasmen findet am inneren Rand der Stromschicht innerhalb der LLBL statt (im vorliegenden Beispiel um 08:16:38 UT). Die stark vertretene Partikelpopulation im Energieintervall zwischen 10^2 und 10^4 eV aus der Magnetosheath wird ab diesem Zeitpunkt messbar, nur Sekunden zuvor ist genau in diesem Energieband ein Minimum zu beobachten. Diese Messgröße eignet sich folglich hervorragend für eine genaue zeitliche Einordnung von Magnetopausen-Durchflügen: Ein Magnetopausen-Durchflug wird somit in dieser Arbeit nicht durch den Mittelpunkt der Magnetopausen-Stromschicht, sondern als Übergang zwischen den unterschiedlichen Plasmapopulationen definiert. Diese Definition hat den Vorteil, dass sie nicht auf der ungenauen Bestimmung der Stromschichtränder oder der Ränder der LLBL beruht. Auch die Mittelpunktsbestimmung der Übergänge ist aufgrund der üblicherweise starken Fluktuationen in \underline{B} und N relativ ungenau.

1.6 Dynamische Prozesse

Die Position der Magnetopause wird zwar im Mittel durch die Impulsstromdichte des Sonnenwindes bestimmt; um diese mittlere Position herum ist die Magnetopause jedoch ständig in Bewegung. In diesem Abschnitt werden einige der prominentesten physikalischen Phänomene erläutert, die eine Auswirkung auf Form und Bewegung der Magnetopause haben: Dies wären die Rekonnexion bzw. die damit zusammenhängenden Flux-Transfer-Events (FTEs), die Kelvin-Helmholtz-Instabilität und externe Druckvariationen, die von der Magnetosheath-Seite Einfluss auf die Magnetopausen-Grenzschicht haben. Die hiesigen Ausführungen werden in Abschnitt 5 ab Seite 153 in Einzelheiten wiederholt und ergänzt.

1.6.1 Flux-Transfer-Events

Das Magnetfeld drapiert sich in der Magnetosheath um die innere Magnetosphäre, die Magnetopause bildet die Grenzschicht. Idealerweise ist diese Grenzschicht eine Tangentialdiskontinuität ohne Normalkomponente des Magnetfeldes und ohne Massenfluss über die Grenzschicht hinweg. Diese Situation ist in Abbildung 1.11 (links) skizziert. Die Magnetfeldkonfiguration wird durch den Chapman-Ferraro-Strom aufrechterhalten. Wenn dieser Strom lokal vom Plasma in der Magnetopause nicht mehr getragen werden

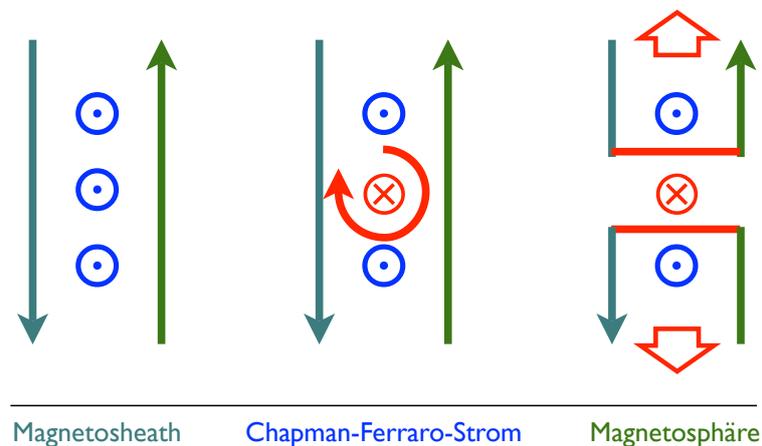


Abbildung 1.11: Skizze zum Prozess der Rekonexion, zeitlicher Ablauf von links nach rechts: Eine verscherte Magnetfeldkonfiguration wird an der Magnetopause durch den Chapman-Ferraro-Strom aufrechterhalten. Bei lokaler Stromvariation tritt eine Rekonfiguration des Magnetfeldes ein: Feldlinien aus Magnetosheath und Magnetosphäre werden verbunden (rekonnektiert). Die neue Magnetfeldkonfiguration weist eine hohe magnetische Spannung auf: Plasma wird somit von der Rekonnexionsstelle wegbeschleunigt.

kann, so tritt eine Änderung in der Magnetfeldtopologie auf: Dieser Prozess wird Rekonexion genannt. Eine lokale Variation des Stromes kann beispielsweise durch einen superponierten Gegenstrom dargestellt werden. Die Magnetfeldstörung, die dieser lokale Gegenstrom generiert, ist der Hauptmagnetfeldrichtung in Magnetosheath und Magnetosphäre entgegengesetzt, wie man anhand der mittleren Abbildung 1.11 erkennen kann. An der Rekonnexionsstelle wird das Magnetfeld in Magnetosheath und Magnetosphäre kompensiert; die Feldlinien werden durch die Magnetopause geschlossen (rechte Unterabbildung). Magnetische Flussröhren aus beiden Halbräumen werden verbunden, so dass aus einer geschlossenen Flussröhre aus der Magnetosphäre (zwei Fußpunkte in der Ionosphäre) und einer offenen Flussröhre solaren Ursprungs zwei halb-offene Flussröhren mit je einem Fußpunkt in der Ionosphäre entstehen.

Dieser Prozess tritt vor allem dann auf, wenn die beiden Plasmaregimes Magnetfeld gegensätzlicher Richtung aufweisen. In der Magnetosphäre (in der Nähe der MP) ist das Magnetfeld im Wesentlichen in L -Richtung (im LMN-KS) bzw. in z -Richtung (im GSM-KS) orientiert (nordwärts). Weist das Magnetosheath-Feld eine gegensätzliche (südwärtige) Komponente auf, so kann die lokale Rekonexion vermehrt stattfinden. Rijnbeek et al. (1984) haben in einer statistischen Untersuchung gezeigt, dass diese Strukturen bis auf wenige Ausnahmen exklusiv bei südwärtigem Sonnenwind-Magnetfeld ($B_z < 0$ im GSM-KS) auftreten, zumindest im tagseitigen Bereich der Magnetopause. An den Flanken der Magnetosphäre ist die Verteilung gleichmäßiger bezüglich B_z im Sonnenwind (Kawano und Russell 1997), auch wenn eine deutliche Präferenz im Auftreten bei südwärtigem Sonnenwind-Feld bestehen bleibt. Es sei darauf hingewiesen, dass für diesen Prozess lokal das hydromagnetische Theorem nicht gültig sein darf, da ansonsten eine Neukonfiguration des Feldes unmöglich ist.

Die neu entstandenen Flussröhren weisen eine starke magnetische Spannung auf. Diese Spannung entspricht einer Lorentz-Kraft, die auf die gesamte rekonnektierte Flussröhre

wirkt und diese an den Flanken der Magnetopause entlang zur Nachtseite der Magnetosphäre zieht (Feldlinienverkürzung). Durch diese Flussröhrenbewegung tritt eine Ausweichbewegung des Magnetosheath-Plasmas sowie des magnetosphärischen Plasmas ein: Die Magnetopause, in der sich die Flussröhre bewegt, bekommt eine Ausbuchtung, die mithilfe von Satelliten beobachtet werden kann. Schon (Aubry et al. 1971) bemerkten, dass die Magnetopause bei südwardigem Sonnenwind-Magnetfeld einer Erosion unterlag. Die Feld-Struktur der Magnetopause bei Rekonnexion wurde danach z. B. von Russell und Elphic (1978) untersucht. Sie analysierten Magnetfeldvariationen in zeitlicher Nähe zu Magnetopausendurchflügen der Satellitenkonstellation aus ISEE 1 und 2. In ihren Daten sahen sie, dass im LMN-KS gelegentlich bipolare Strukturen in B_N kurz vor einem Magnetopausen-Durchflug sichtbar sind (in ihren Fällen in der Magnetosheath-Umgebung). Diese Strukturen führten sie auf lokale Ausbuchtungen der Magnetopause zu den entsprechenden Zeitpunkten zurück, die sie mit rekonnectierten Flussröhren identifizierten: Das Magnetosheath-Feld ist um diese Ausbuchtungen drapiert; bei dessen Bewegung über die Position des beobachtenden Satelliten hinweg würde folglich eine charakteristische, bipolare Magnetfeldstörung in N -Richtung festgestellt werden (Farrugia et al. 1987). Russell und Elphic (1978) nannten ein solches Rekonnexions-Ereignis Flux-Transfer-Event (FTE). Ein weiteres Ergebnis ihrer Arbeit war, dass sich Plasma aus der Magnetosheath und der Magnetosphäre entlang der rekonnectierten Flussröhren mischen kann.

Das Innere der rekonnectierten Flussröhren wurde nachfolgend untersucht: Cowley, S. W. H. (1982) schlugen vor, dass ein innerer Strom in der rekonnectierten Flussröhre zu einer Verdrehung (Torsion) ihrer eigenen Magnetfeldlinien führen könnte, die dann selbst für die Beobachtungen der bipolaren Strukturen in Satelliten-Messdaten verantwortlich sein könnte. Scholer (1988) und Southwood et al. (1988) stellten die Lokalität der Rekonnexion in Frage. In ihrem Bild sollte diese entlang einer azimuthal weit ausgedehnten Linie auf der Magnetopause stattfinden (engl.: single X line reconnection).

Sibeck (1990) kritisierte die Festlegung auf Rekonnexion und FTEs für die Erklärung der beobachteten bipolaren Magnetfeldsignaturen in der Nähe der Magnetopause. In seiner Arbeit zeigte er, dass auch Variationen der Impulsstromdichte (des dynamischen Druckes) des Sonnenwindes kompressible Wellen in der Magnetosheath und in der Magnetosphäre verursachen, die zu einer Bewegung und Ausbuchtung (Verformung) der Magnetopausenfläche führen. Die damit verbundenen Signaturen an der Magnetopause sind praktisch mit den FTE Signaturen nach dem Rekonnexionsprozess identisch. Er stellte also in Frage, ob die Beobachtung dieser Signaturen überhaupt mit Rekonnexion in Verbindung gebracht werden müssen. Ein Vergleich der Beobachtungen, die bei beiden Phänomenen auftreten, ist beispielsweise von Lockwood et al. (1990) und Lockwood (1991) durchgeführt worden.

In einer weiteren statistischen Untersuchung wurde die Beobachtungsrate nahe der tagseitigen Magnetopause und damit die Produktionsrate von FTEs von Lockwood und Wild (1993) mithilfe von ISEE 1 und 2 Messungen bestimmt. Es zeigt sich, dass diese Rate nicht einheitlich ist, und dass die zeitlichen Intervalle zwischen einzelnen FTEs in einem weiten Bereich schwanken: Etwa 10% der FTE-Zwischenintervalle sind kürzer als 3 Minuten, hier liegt auch das Maximum der Verteilung (siehe Abbildung 2 von Lockwood und Wild 1993); die längsten 10% der Intervalle sind dagegen länger als 18.5 Minuten. Der Mittelwert liegt bei etwa 8 Minuten, so dass FTEs im Mittel mit einer Fre-

quenz von 2 mHz auftreten. Entsprechend diesem Ergebnis verhält sich auch die Frequenz der Bewegung der Magnetopause, die durch die FTEs beim Durchzug der rekonnetierten Flussröhren entsteht.

1.6.2 Kelvin-Helmholtz-Instabilität

Die Kelvin-Helmholtz-Instabilität (KHI) kann dann auftreten, wenn eine starke Verscherung der Geschwindigkeit zwischen zwei Medien (Plasmen) auftritt, die durch eine dünne Grenzfläche voneinander getrennt sind. Leichte Schwankungen bzw. Auslenkungen der Grenzfläche führen zu einer lokalen Erhöhung der Fließgeschwindigkeit in der komprimierten Region, die nachfolgende Druckverminderung nach Bernoullischem Gesetz lässt die initiale Auslenkung (Störung) anwachsen: Es kann sich eine Wellenstruktur auf der Grenzfläche ausbilden, die sich mit der Differenzgeschwindigkeit zwischen den Regionen fortbewegt. Die Kelvin-Helmholtz-Instabilität ist damit kein Phänomen, das nur in der Magnetosphärenphysik beobachtet werden kann.

In der Magnetosphäre tritt das Phänomen an den Flanken der Magnetopause auf. Vom subsolaren Punkt an nimmt die Geschwindigkeit des Magnetosheath-Plasmas zu den Flanken (zur Nachtseite) hin zu, bis schließlich wieder die supermagnetosonische Sonnenwindgeschwindigkeit angenommen wird. Da das Plasma in der Magnetosphäre demgegenüber nahezu ruht, gibt es einen starken Plasma-Geschwindigkeitsgradienten an den Flanken über die Magnetopause hinweg, präziser ausgedrückt zwischen Magnetosphäre und innerem Rand der LLBL (Walker 1981). Schon Dungey (1954) bemerkte, dass diese Situation günstig für die Entwicklung einer Kelvin-Helmholtz Instabilität (KHI) sein könnte. Southwood (1968) untersuchte die Stabilität einer Grenzschicht zwischen zwei magnetisierten Plasmaregimes im Grenzfall der Magnetohydrodynamik (MHD). Für inkompressible Medien ergibt sich die wohlbekanntete Bedingung für Instabilität (z. B. McKenzie 1981):

$$\frac{\rho_1 \rho_2}{\rho_1 + \rho_2} (\underline{k} \cdot \underline{v}_1)^2 > \rho_1 (\underline{k} \cdot \underline{V}_{A,1})^2 + \rho_2 (\underline{k} \cdot \underline{V}_{A,2})^2 \quad (1.31)$$

Hierbei werden mit den Indizes 1 und 2 Größen auf der Magnetosheathseite bzw. Magnetosphärenseite bezeichnet. ρ steht, wie üblich, für die Massendichte; mit $\underline{V}_A = \underline{B} / \sqrt{\mu_0 \rho}$ wird die Alfvén-Geschwindigkeit und mit \underline{v} die Plasmageschwindigkeit benannt. Es wird nur \underline{v}_1 in der Gleichung verwendet, da die Plasmageschwindigkeit in Region 2 (Magnetosphäre) zu Null angenommen wurde.

Aus Gleichung (1.31) ist sofort ersichtlich, dass eine große Geschwindigkeit in der Magnetosheath zur Entwicklung der Instabilität von Vorteil ist. Deshalb wird es an den Flanken der Magnetopause zur Nachtseite hin wahrscheinlicher, dass dieser Fall eintritt. Am subsolaren Punkt der Magnetopause dagegen ist die Magnetosheath-Plasmageschwindigkeit nahe Null (Stagnationsstromlinie); entsprechend ist dort die Grenzfläche nicht instabil bezüglich der KHI.

Das Magnetosheath-Plasma fließt vom subsolaren Punkt aus an der Magnetopause entlang zur Nachtseite. In der magnetischen Äquatorialebene zeigt der Vektor des Geschwindigkeitsfeldes \underline{v}_1 in azimuthale M -Richtung. Das Skalarprodukt auf der linken Seite von Gleichung (1.31) ist maximal, wenn die Wellenvektor \underline{k} der Kelvin-Helmholtz-Welle (KH-Welle) auch in diese Richtung zeigt. Der Vektor der Alfvéngeschwindigkeit

(bzw. des Magnetfeldes) in der Magnetosphäre ist aber in meridionale Richtung orientiert; in der magnetischen Äquatorialebene stehen die Vektoren \underline{v}_1 und $\underline{V}_{A,2}$ im Wesentlichen senkrecht zueinander. Bei $\underline{k} \parallel \underline{v}_1$ folgt also $\underline{k} \cdot \underline{V}_{A,2} \approx 0$ auf der rechten Seite, was die Instabilität begünstigt. Für KH-Wellen in meridionale Richtung wirkt der Term $\underline{k} \cdot \underline{V}_{A,2}$ dagegen stabilisierend.

Numerische Simulationen ermöglichten auch die Untersuchung des nicht-linearen Wachstums der Instabilität. Unter Verwendung realistischer Input-Parameter für solche Simulationen konnte gezeigt werden, dass die initiale KH-Welle bei weiterem Wachstum in Wirbel-Strukturen des Plasmaflusses und des Magnetfeldes übergeht (Miura 1984, 1985, 1987). Diese Wirbel drehen sich an der Morgenflanke im Uhrzeigersinn und an der Abendflanke gegen den Uhrzeigersinn (betrachtet von Norden auf die Äquatorialebene). Das Magnetfeld darin wird verwunden und komprimiert. Die Periodendauern der Oszillationen (aufeinander folgender Wirbel) liegen bei 80 bis 400 Sekunden und damit im Wesentlichen im einstelligen Millihertz-Bereich. Die größtmögliche Amplitude der KH-Störung wurde von Wei et al. (1990) zu $0.5 R_E$ abgeschätzt.

Die KHI ist für die Dynamik in der gesamten inneren Magnetosphäre wichtig: Sie ist eine der prominentesten Quellen für kompressible Störungen innerhalb der Magnetosphäre. Vergleicht man das dortige Auftreten ultra-niederfrequenter Pulsationen im Pc5 Frequenzbereich (Periodendauern von einigen Minuten) mit der vorherrschenden Sonnenwindgeschwindigkeit, so findet man eine deutliche Korrelation (z. B. Junginger und Baumjohann 1988): Bei einer erhöhten Sonnenwindgeschwindigkeit nimmt auch die Magnetosheath-Plasmageschwindigkeit an den Flanken zu, was die Entwicklung der KHI begünstigt. Die Energie für die anwachsende Störung der KH-Welle auf der Magnetopause entstammt schließlich der Geschwindigkeitsverschönerung. IMF Stärke und Richtung haben auch einen Einfluss (Miura 1995), der allerdings von geringerer Bedeutung ist. Die sich bewegenden Ausbuchtungen der Magnetopause komprimieren und entspannen lokal das magnetosphärische Magnetfeld und Plasma. Kompressible Wellen (Fast-Moden) werden generiert, die von der Magnetopause in die Magnetosphäre propagieren (Fujita et al. 1996). Dort können sie durch den Prozess der Feldlinienresonanz an Feldlinien-geführte Alfvénwellen ankoppeln (vgl. auch Abschnitt 4.1 ab Seite 106). Auf diese Weise führt eine Erhöhung der Sonnenwindgeschwindigkeit letztendlich zur Verstärkung bzw. Generierung geomagnetischer Pulsationen in der Magnetosphäre (z. B. Mann et al. 2002, Rae et al. 2005). Über die (sekundären) magnetischen Signaturen der Alfvénwellen unterhalb der Ionosphäre ist die Korrelation zwischen Sonnenwindgeschwindigkeit und niederfrequenter Wellenaktivität in der Magnetosphäre auch am Boden eindeutig nachweisbar (Engbreton et al. 1998).

1.6.3 Externe Druck-Variationen

Variationen des Druckes in der Magnetosheath vor der Magnetopause stellen ebenfalls eine Ursache für Bewegungen derselben dar. Bei nordwärtigem IMF ist diese Art der Magnetopausenbewegung sogar tagseitig dominierend, da FTEs unterbunden werden und die KHI erst an den Flanken einsetzt (Song et al. 1988).

Eine herausragende Quelle für Druckvariationen oder Druckpulse ist die Foreshock-Region. Diese umfasst die Bereiche des Sonnenwindes, die magnetisch mit der Bugstoßwelle verbunden sind, aber noch vor derselben im Sonnenwind liegen. Fairfield et al.

(1990) fanden starke Magnetfeld und Dichteveränderungen in der Foreshock-Region in der Nähe der Bugstoßwelle. Da Dichte und Magnetfeld korreliert waren, das Gegenteil aber im Sonnenwind üblicherweise der Fall ist, schlossen sie daraus, dass die Variationen in der Foreshock-Region selbst durch Interaktion des Sonnenwindes mit der Bugstoßwelle generiert wurden (siehe auch Paschmann et al. 1979). Durch den Sonnenwind werden solche Fluktuationen wieder zur Bugstoßwelle und weiter in die Magnetosheath transportiert. Druckvariationen können natürlich auch schon im ungestörten Sonnenwind vorhanden sein. Diese können in Intervallen von 5 bis 15 Minuten aufeinander folgen und große Amplituden ($\delta p/p \approx 1$) aufweisen (Potemra et al. 1989, Sibeck et al. 1989b,a). Treffen diese Druckvariationen schließlich (direkt oder als kompressible Welle) auf die Magnetopause, so werden sie diese periodisch in Bewegung setzen.

Dort wo die Bugstoßwellennormale und die IMF-Richtung eine Winkeldifferenz von unter 45° aufweisen, wird die Stoßwelle auch quasi-parallel genannt; davor liegt die Foreshock-Region im Sonnenwind. Üblicherweise steht das IMF im morgendlichen Lokalzeitsektor senkrecht auf der Bugstoßwelle (Parker-Spirale). Auf der Abendseite ist die Stoßwelle quasi-senkrecht: das IMF liegt hier (öfter) tangential zur Bugstoßwelle. Da die Foreshock-Region folglich üblicherweise auf der Morgenseite liegt, sollten die Druck-Fluktuationen auf dieser Seite der Magnetosheath höher als auf der Abendseite sein; dies wird so auch beobachtet (z. B. Fairfield und Ness 1970, Formisano 1981). Erheblichen Einfluss auf die gesamte Magnetosphäre bekommen Foreshock-Wellen dann, wenn das IMF radial, also parallel zur Verbindungslinie Erde-Sonne ausgerichtet ist, und die gesamte tagseitige Magnetosphäre hinter der Foreshock-Region liegt.

Erreichen (lokalisierte) Druckvariationen die Bugstoßwelle, so sind mehrere Szenarien für die Propagation zur Magnetopause denkbar: Falls an der Stoßwelle Regionen höheren Drucks in kompressible Wellen umgewandelt werden, so können diese Wellen in der Magnetosheath auch senkrecht zum drapierten Magnetfeld zur Magnetopause propagieren. Ist dies nicht möglich, und verbleiben im Wesentlichen isolierte Regionen höheren Drucks im Magnetosheath-Plasma, so können diese Regionen der Staupunktstromlinie folgend die Magnetopause am subsolaren Punkt erreichen. Dort kann sich die Störung auf der Grenzfläche zu den Flanken hin mit dem Plasmafluss in der Magnetosheath ausbreiten; die lokale Druckveränderung bewirkt eine lokale Deformation der Magnetopause, die sich entsprechend mitbewegt (Sibeck et al. 1989a, Sibeck 1990).

Weite Einbuchtungen der Magnetopause, die auf Plasma-Jets hoher Geschwindigkeit in der Magnetosheath zurückzuführen sind, wurden erst kürzlich in zwei Arbeiten diskutiert. Hietala et al. (2009) haben in Satelliten-Daten der CLUSTER-Mission während eines Intervalls von radialem IMF (entlang der Erd-Sonnen-Linie, siehe oben) eine sekundäre Stoßwelle in der Magnetosheath beobachtet. Sie argumentieren, dass die lokale Krümmung der Bugstoßwelle, die bei radialem IMF signifikant sein kann, Plasma hoher Geschwindigkeit durchlässt und fokussiert. Durch die relative Nähe der zweiten Stoßwelle wird die Magnetopause lokal zur Erde hinbewegt. Shue et al. (2009) beobachteten ebenfalls (mithilfe von Satelliten-Messdaten der THEMIS-Mission) schnelle Magnetosheath-Plasmaflüsse in der Nähe der Magnetopause, die zu einer Einbuchtung derselben mit einer Tiefe von etwa $1 R_E$ führten. Es folgte eine rückwärtige Bewegung, die ebenso schnelle Plasmaflüsse in der Magnetosheath, allerdings in umgekehrte Richtung, bewirkte. Auch in diesem Fall war das IMF radial gerichtet.

2 Datengrundlage

In der vorliegenden Arbeit werden für die Analyse der Magnetopause und ihrer Bewegung vornehmlich Daten der NASA Satellitenmission THEMIS (Time History of Events and Macroscale Interactions during Substorms) benutzt. Um die vorherrschenden Sonnenwindbedingungen bei den einzelnen Magnetopausen-Beobachtungen zu erhalten, werden desweiteren Messdaten der Satelliten ACE und Wind verwendet, die in den gemeinsamen NASA OMNI Datensatz eingegangen sind. Außerdem werden für eine Einzelfallbetrachtung am Ende der Arbeit noch Daten des kanadischen Magnetometernetzwerkes CARISMA interpretiert.

2.1 Die THEMIS Mission

THEMIS (Angelopoulos 2008) ist die fünfte Medium-class Explorer (MIDEX) Satellitenmission der US-amerikanischen Weltraumbehörde NASA (National Aeronautics and Space Administration). Diese Mission besteht aus fünf baugleichen Satelliten, die zunächst mit den Buchstaben A bis E benannt wurden (z. B. THEMIS-A oder THA). Die Satelliten wurden am 17. Februar 2007 mit einer einzigen Rakete in eine stationäre Umlaufbahn um die Erde eingeschossen. Abbildung 2.1 stellt diese gemeinsame Umlaufbahn exemplarisch für den 1. März 2007 dar. Im linken Teil der Abbildung ist der Tagesorbit der fünf Satelliten THA bis THE als Projektion auf die x - y -Ebene im GSE-Koordinatensystem gezeigt. Die Umlaufbahnen liegen übereinander, der Umlauf erfolgt gegen den Uhrzeigersinn. Das Apogäum dieses gemeinsamen, initialen und hochelliptischen Orbits lag im Abendsektor, wie aus der Abbildung ersichtlich ist. Die Satelliten sind auf ihrem gemeinsamen Orbit aufgereiht, so dass diese Konfiguration auch als Perlenkette (engl.: string of pearls) bezeichnet wird.

Auf der rechten Seite von Abbildung 2.1 ist eine Ausschnittsvergrößerung der linken Teilabbildung zu sehen. Die Positionen der Satelliten zum Tageswechsel vom 1. zum 2. März 2007 sind dort mit Kreuzen markiert. Wie man sehen kann führt der Satellit THC (oder THEMIS-C) in der Konfiguration, es folgen in einigem Abstand die drei Satelliten THD, THB und THA (in dieser Reihenfolge). Der Abstand zwischen diesen drei Satelliten beträgt nur wenige 100 Kilometer. Die Perlenkettenkonfiguration wird hierbei durch den Satelliten THE abgeschlossen. Die Abstände zwischen dem ersten Satelliten, der Dreiergruppe, sowie dem letzten Satelliten beträgt jeweils mehr als einen halben Erdradius.

Diese erste Perlenketten-Konfiguration, die die Satelliten nach ihrem Start einnahmen, wurde prinzipiell bis zum September 2007 beibehalten. Während der Monate Februar bis September wurde allerdings die Reihenfolge der Satelliten innerhalb der Perlenketten-Konfiguration auf THB, THD, THC, THE, THA geändert. Diese ersten Monate nach

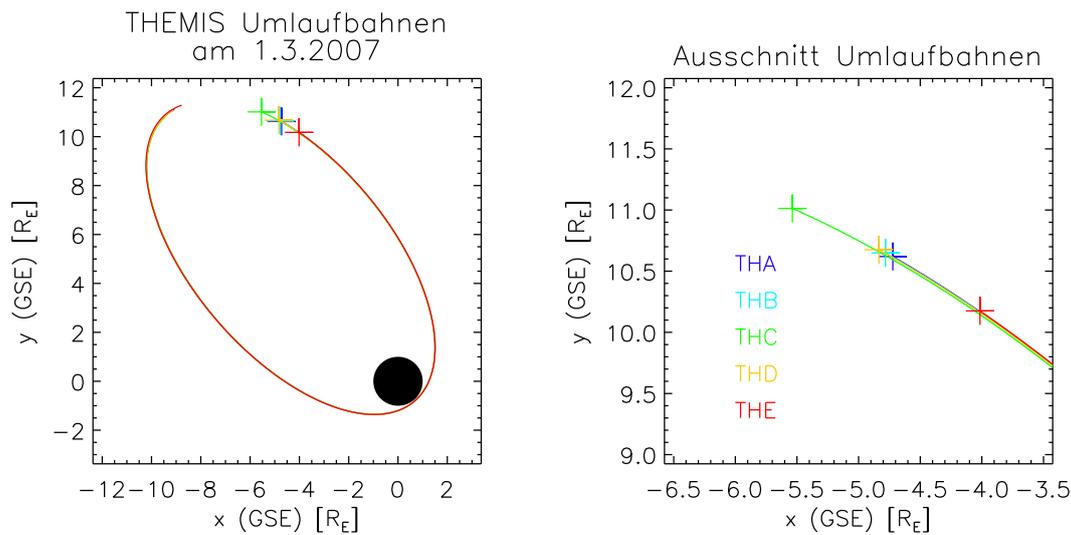


Abbildung 2.1: Umlaufbahnen der THEMIS Satelliten (THA bis THE) am 1. März 2007, wenige Tage nach dem Start. Links: Übersicht über die Umlaufbahnen des ganzen Tages (Umlaufsinn gegen den Uhrzeigersinn), Projektion auf die x - y -Ebene des GSE-Koordinatensystems (Sonne rechts). Rechts: Ausschnittsvergrößerung des linken Bildabschnittes. Kreuze markieren die Positionen der THEMIS Satelliten am Tageswechsel zum 2. März 2007.

dem Start werden im Englischen auch als Coast Phase bezeichnet. Dabei blieb der Orbit im GSE-KS nicht stationär: Aufgrund der Bewegung der Erde um die Sonne erfuhr der Orbit in diesem Koordinatensystem eine gleichförmige Drehung um die z -Achse im Uhrzeigersinn, so dass während der Coast Phase weite Teile der Abend-seitigen und tagseitigen äquatorialen Magnetosphäre in der Perlenketten-Konfiguration abgedeckt wurden. Die Inklination der Orbits lag bei etwa 15° im Bezug auf die Ekliptik, so dass es sich hierbei im Wesentlichen um äquatoriale Orbits handelt. Das Perigäum hatte einen Abstand von $1.1 R_E$ zum Erdmittelpunkt, das Apogäum lag bei etwa $15 R_E$. Somit durchflogen die fünf Satelliten in kurzem Abstand hintereinander bei jedem tagseitigen Orbitdurchlauf zwei Mal die Magnetopausenregion. Dies ist in Abbildung 2.2 illustriert.

In dieser Abbildung sind die Umlaufbahnen der fünf THEMIS Satelliten an sechs verschiedenen Tagen des Jahres 2007 ersichtlich. Von jedem dieser sechs Tage ausgehend sind die Positionsdaten von jeweils vier zusammenhängenden Tagen dargestellt. In der Abbildung ist deutlich die Drehung der Orbits um die Erde im GSE-KS zu erkennen. Die Magnetopausenposition wird durch eine gestrichelte Linie angedeutet. Sie ergibt sich aus dem Magnetopausenmodell von Shue et al. (1997) in der Äquatorialebene bei Verwendung der Parameter $r_0 = 10 R_E$ (subsolare Entfernung der Magnetopause) und $\alpha = 0.5959$ (siehe Gleichung (3.14) auf Seite 70). Wie bereits erwähnt, durchstößt der gemeinsame THEMIS Coast Phase Orbit die Magnetopause auf der gesamten Tagseite. In kurzen Abständen durchflogen die fünf THEMIS Satelliten bei jedem Umlauf zwei Mal die Magnetopause in annähernd radialer Richtung, so dass die radiale Bewegung derselben aus der Sequenz der Magnetopausen-Durchflüge der Satelliten rekonstruiert werden kann. Folglich ist die THEMIS Konfiguration auf dem Coast Phase Orbit optimal für die Beobachtung der radialen Magnetopausen-Bewegung geeignet.

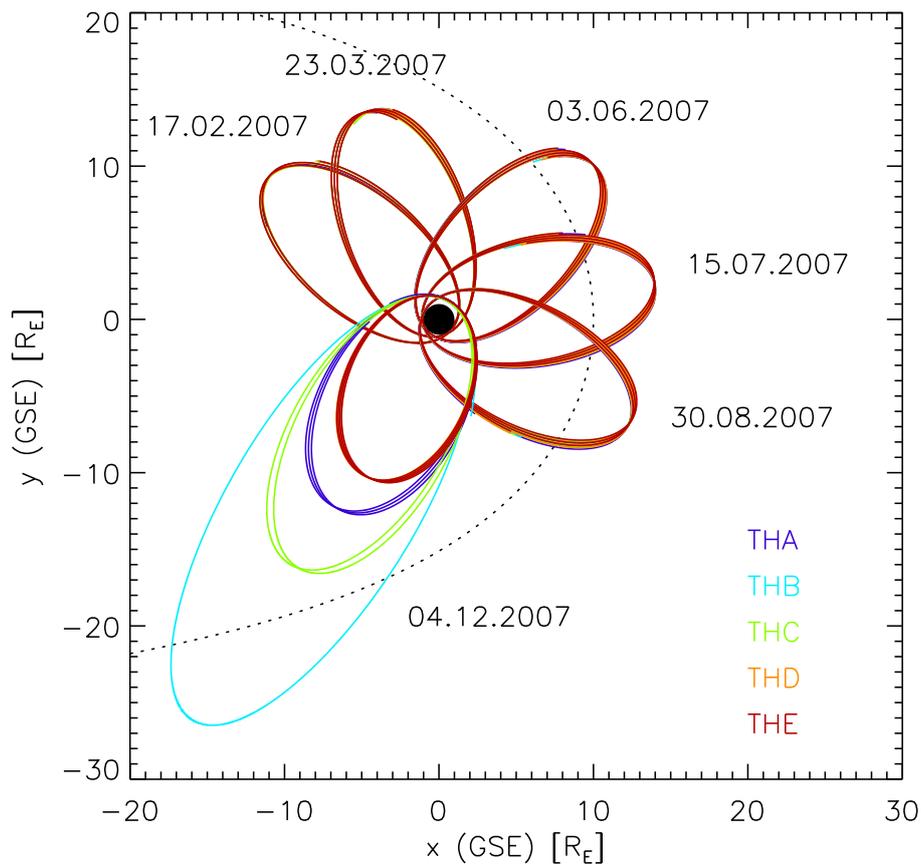


Abbildung 2.2: Umlaufbahnen der THEMIS Satelliten (THA bis THE) an 6 unterschiedlichen Tagen des Jahres 2007; Projektion auf die x - y -Ebene des GSE-Koordinatensystems. Die Erde steht im Ursprung des KS (schwarzer Kreis). Die Magnetopausenposition wird durch eine gepunktete Linie skizziert (nach Angelopoulos 2008).

Mitte September 2007 erfolgten die Einschüsse der THEMIS Satelliten in die Umlaufbahnen der Hauptmissionsphase. Diese Umlaufbahnen sind in Abbildung 2.2 ebenfalls dargestellt (exemplarisch für den 4.12.2007). Es ist ersichtlich, dass zwischen dem initialen gemeinsamen Orbit und denjenigen der Hauptmissionsphase nur die jeweiligen Apogäumshöhen verändert wurden. Damit wurde natürlich auch die Umlaufzeit der Satelliten um die Erde verändert. THB (hellblau in Abbildung 2.2) wurde auf die am äußersten liegende Umlaufbahn eingeschossen. Das Apogäum wurde dafür auf etwa $30 R_E$ angehoben; die Umlaufperiode beträgt 4 Tage. Etwas weiter innen liegt der Orbit von THC mit einer Apogäumshöhe von etwa $19 R_E$ und einer Periode von 2 Tagen. Die Apogäen der Satelliten THD und THE wurden dagegen auf $12 R_E$ gesenkt; ihre Perioden lagen nach der Bahnveränderung bei einem Tag. Die Umlaufbahn von THA wurde zunächst nicht verändert. Er wurde als Reservesatellit ausgewählt, um im Falle eines Ausfalls einen anderen Satelliten zu ersetzen. Im späteren Verlauf der Mission wurde aber auch dessen Apogäumshöhe verringert, um einen weiteren Messpunkt weiter innen, näher an der Erde zu erhalten (Apogäum bei $\sim 8 R_E$ und Periode < 1 Tag).

Es fällt sofort auf, dass die Orbitperioden der Satelliten THB, THC, THD und THE ganzzahlige Vielfache von 1 Tag sind. Dies wird durch das Hauptziel der THEMIS Mis-

sion begründet: die Erforschung der zeitlichen Abfolge und räumlichen Zuordnung aller Phänomene, die sich vor, während und nach einem magnetosphärischen Teilsturm ereignen. Vor einem Teilsturm wird durch Rekonnexion auf der tagseitigen Magnetopause magnetischer Fluss und damit Energie in den Lobes des magnetosphärischen Schweifes gespeichert. Auch zwischen den Lobes findet Rekonnexion statt, so dass Plasma im Schweif wieder erdwärts transportiert wird. Die Rekonnexionsraten sind jedoch nur im langzeitlichen Mittel gleich. Oft setzt die Rekonnexion im Schweif ruckartig ein, es kommt dann zu einer lawinenartigen Zunahme von kleinskaligen Plasmaflussröhren, in denen im Wesentlichen Protonen und Elektronen zur Erde hin beschleunigt werden und Geschwindigkeiten von über 1000 km/s erreichen können. Durch diese Bewegung der Plasmapartikel zur Erde hin, wird magnetischer Fluss in den Lobes abgebaut; das Magnetfeld entspannt sich und der Bereich dipolartiger Feldlinien auf der Nachtseite der Magnetosphäre vergrößert sich (Dipolarisierung). Die Energie für die Prozesse stammt ursprünglich aus dem Sonnenwind und wird in Form magnetischer Energie in den Lobes gespeichert. Mit dem Plasmaeinschuss einher geht der Ausbruch von Polarlichtern in hohen Breiten der nördlichen und südlichen Ionosphäre. Da es sich bei einem Teilsturm um eine schnell anwachsende Instabilität globalen Ausmaßes bezüglich der Magnetosphäre handelt, treten unterschiedliche damit assoziierte Phänomene nahezu gleichzeitig an verschiedenen Orten im Schweif oder auch in der Ionosphäre der Erde auf. Die THEMIS Mission ist deshalb als erste Satellitenmission speziell darauf ausgelegt, genau diese zeitliche und räumliche Zuordnung zu ermöglichen.

Aus diesem primären Missionsziel heraus ergeben sich die Umlaufbahnen der THEMIS Satelliten für die Hauptmissionsphase: Während der Monate Dezember bis April 2008 und 2009 sind die fünf THEMIS Satelliten im Schweif alle vier Tage zeitgleich auf ihren jeweiligen Apogäen. Dabei haben sie die geringste Orbitgeschwindigkeit; sie verweilen also über einige Stunden in dieser auseinandergezogenen Konfiguration aufgereiht auf einer Linie, die radial von der Erde weg zur Nachtseite zeigt. Dabei decken sie durch vier Punkte radial bzw. zwischen THD und THE azimuthal den Schweif ab, wodurch zeitlich und räumlich aufgelöst Veränderungen in den physikalischen Größen im Schweif detektiert und analysiert werden können. Die Aufreihung der Satelliten, die alle vier Tage stattfindet, wird im Englischen auch als Major Conjunction bezeichnet. Alle zwei Tage kommt es zu einer Minor Conjunction ohne THB, dem äußersten Satelliten. Zur gleichen Zeit der Conjunctions ist auch der Amerikanische Kontinent der Nachtseite und dem Schweif zugewandt. Der THEMIS Mission gehören nicht nur die fünf Satelliten sondern auch über 30 Bodenstationen an, die im Wesentlichen über den Norden der Vereinigten Staaten und Kanada verteilt sind (GBO: ground based observatories). Wenn die Conjunctions bestehen und ein Teilsturm stattfindet, so können auch am Boden Magnetfeldfluktuationen und Polarlichter an den Fußpunkten entsprechender Schweif-Flussröhren registriert werden.

Die fünf THEMIS Satelliten sind mit jeweils fünf wissenschaftlichen Instrumenten gleich ausgestattet: Sie verfügen über ein Fluxgate-Magnetometer (FGM), einen Electrostatic Analyzer (ESA), ein Solid State Telescope (SST), ein Search Coil Magnetometer (SCM) und ein Instrument zur Messung des elektrischen Feldes (Electric Field Instrument, EFI).

2.1.1 Fluxgate-Magnetometer (FGM)

Das Fluxgate-Magnetometer (Auster et al. 2008) dient der Messung des Hintergrundmagnetfeldes und aufgeprägter Variationen niedriger Frequenz. Es besteht aus einer Sensor- und einer Elektronik-Einheit. Die Entwicklung des Instrumentes geschah maßgeblich in und unter der Leitung durch das Institut für Geophysik und extraterrestrische Physik der Technischen Universität Braunschweig. Bei der Konstruktion der Sensoreinheit wurde auf einen langjährigen Erfahrungsschatz zurückgegriffen; sehr ähnliche Instrumente sind auch auf den ESA Satelliten Rosetta (Auster et al. 2007) und VenusExpress (Zhang et al. 2006) unter anderen im Einsatz.

Bei Fluxgate-Magnetometern wird ein aktives Verfahren zur Messung des Magnetfeldes angewandt, der Sensor funktioniert nach dem Prinzip eines Transformators: Ein weichmagnetisches Material wird durch das Magnetfeld eines hochfrequenten Wechselstromes in einer Primärspule periodisch ummagnetisiert. Die Amplitude des Erregerfeldes ist dabei so hoch, dass die Magnetisierung des weichmagnetischen Materials die Sättigung erreicht. In einer Sekundärspule wird eine Spannung induziert. Bei einem idealen Transformator (lineares Verhalten) sollte diese Spannung nur die Frequenz des Erregerfeldes aufweisen; aufgrund der Sättigung sind jedoch auch Anteile anderer ungerader Harmonischer vorhanden. Ein externes Magnetfeld, das dem hochfrequenten Erregerfeld überlagert ist, bewirkt, dass die Magnetisierung nicht mehr symmetrisch um den Nullpunkt schwankt, sondern zu einem Sättigungspunkt verschoben ist. Man kann zeigen, dass die Amplitude der 2. Harmonischen der in der Sekundärspule induzierten Spannung proportional zum anliegenden externen Feld ist.

Die THEMIS Fluxgate-Magnetometer sind Nullinstrumente: Die Sensoren besitzen neben den Primär- und Sekundärspulen auch ein weiteres Helmholtz-Spulensystem, mit dem ein Gegenfeld zum externen Feld erzeugt werden kann. Der Strom in diesen Feedback-Spulen wird durch die Messung der Magnetfelddifferenz zwischen externem Feld zu Feedback-Feld immer wieder nachjustiert, so dass der Sensor im Wesentlichen im Nullfeld arbeitet. Das Feedback-System (Sensoren und Elektronik) ist auf einen externen Magnetfeldbereich von ± 25000 nT ausgelegt. Dieser bedingt auch die maximale Auflösung des Instrumentes von 3 pT; das realistische Rauschniveau liegt aber in der Größenordnung von $10 \text{ pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ bei 1 Hz. Dies ist für die Untersuchung auch niederamplitudiger Wellen (von der Größenordnung 1 nT) in der Nähe der Magnetopause mehr als ausreichend.

Unkalibrierte Werte, die die Stärke des externen Feldes widerspiegeln, werden mit einer Frequenz von 128 Hz an die Prozesseinheit der Satelliten übermittelt. Aus diesem ursprünglichen Datenstrom werden vier Datenprodukte generiert: Das Datenprodukt mit der höchsten Abtastrate wird mit FGH bezeichnet. Es liegt in der maximalen Frequenz von 128 Hz vor. Wegen der großen Datenmenge, die pro Zeit für dieses Datenprodukt anfällt, sowie aufgrund der begrenzten Telemetrie-Datenrate können pro Tag und Satellit nur einige zehn Minuten an FGH-Daten zur Erde übermittelt werden. Mit FGL wird ein niederfrequenteres Datenprodukt bezeichnet, für das der 128 Hz Datenstrom an Bord der Satelliten durch Mittelung reduziert wird. An FGL-Daten sind üblicherweise 12 Stunden pro Tag und Satellit in einer Abtastrate von 4 Hz für wissenschaftliche Untersuchungen verfügbar. Als Zwischenprodukt, im Wesentlichen zu Fehlerbeseitigungs- und Kalibrationszwecken, wird ein FGE-Datenprodukt (8 Hz) übertragen. Dieses entsteht nicht durch Mittelung des ursprünglichen 128 Hz Datenstromes, sondern durch Selektion nur jedes

16. Datenvektors aus diesem Strom. Die beschriebenen Datenprodukte FGH, FGL und FGE werden als Rohdaten zum Boden übertragen und nachträglich kalibriert, entdreht und in die gewünschten Koordinatensysteme transformiert.

Ein weiteres Datenprodukt wird mit FGS bezeichnet. Die Frequenz entspricht dabei der Spinfrequenz der Satelliten; sie ist somit variabel. Vorteilhaft ist dabei die geringe Datenmenge pro Zeit, die bei einer Rotationsperiode von etwa 3 Sekunden anfällt. Die in dieser Arbeit vorgestellten Untersuchungen stützen sich vornehmlich auf die FGS-Daten. Trotz ihrer geringen zeitlichen Auflösung sind diese nämlich praktisch für alle Zeitintervalle verfügbar, was insbesondere für statistische Analysen hilfreich ist, bei denen die Stichprobengröße eine wesentliche Rolle spielt. Die Magnetopausen-Durchflüge, die hier betrachtet werden, erfolgen außerdem auf Zeitskalen von mehreren Sekunden bis zu Minuten, so dass eine zeitliche Auflösung von etwa 3 Sekunden durchaus als ausreichend betrachtet werden kann.

2.1.2 Electrostatic Analyzer (ESA)

Der Electrostatic Analyzer (McFadden et al. 2008) dient der Beobachtung niederenergetischer Ionen und Elektronen im Energiebereich zwischen 5 eV und 25 keV (Ionen) bzw. 30 keV (Elektronen). Das Instrument zählt Ionen und Elektronen energetisch (spektral), zeitlich und bezüglich des Raumwinkels aufgelöst. Es ist in ähnlicher Form schon bei den Missionen AMPTE/IRM (Carlson et al. 1983) und FAST (Carlson et al. 2001) zum Einsatz gekommen.

Das ESA-Instrument besteht im Wesentlichen aus zwei metallenen Halbschalen (siehe Carlson et al. 1983, Carlson et al. 2001), deren Scheitelpunkte gegenüberliegend angeordnet sind. Die beiden Halbschalen gehören zu zwei getrennten Detektoreinheiten, die jeweils für die Zählung von Ionen (Protonen) und Elektronen zuständig sind. Jede Halbschale ist partiell von einer ebenfalls halbkugelförmigen Kuppel bedeckt, die nur Öffnungen an den Scheitelpunkten hat, um den Einflug von Partikeln zu ermöglichen. Zwischen dieser Kuppel und der darunterliegenden Halbschale wird eine hohe Spannung von bis zu 4 kV angelegt. Ein einfliegendes Teilchen spürt deshalb zwischen Kuppel und Halbschale ein radiales elektrisches Feld entsprechender Stärke. Stimmt der Radius der Halbschale zur angelegten Spannung, sowie zur Energie, Ladung und Masse des einfliegenden Teilchens, so wird dieses auf eine Kreisbahn zwischen Kuppel und Halbschale abgelenkt. Andernfalls endet die Bahn des Teilchens an einer der beiden Elektroden (Kuppel oder Halbschale). Über die angelegte Spannung werden die Teilchen gemäß ihrer Energie selektiert. Aus dem Unterschied in den Radien von Halbschale und Kuppel von $\Delta R/R = 0.060$ (Elektronendetektor) bzw. 0.075 (Ionendetektor) ergibt sich die inhärente Energieauflösung des Instruments von 15% respektive 19% (siehe McFadden et al. 2008).

Die Anordnung der Halbschalen ermöglicht, dass das ESA-Instrument ohne Bewegung des Satelliten einen Raumwinkelbereich von $180^\circ \times 6^\circ$ abdecken kann. Es werden also Teilchen aus einer bestimmten Raumrichtung in der Spinebene des Satelliten detektiert, der gesamte Elevationswinkelbereich aus dieser Ebene heraus wird erfasst. Durch die Eigendrehung des Satelliten (spin-stabilisiert), wird der komplette Raumwinkelbereich von 4π während einer Umdrehung des Satelliten abgefahren. Dabei wird die Spannung zwischen Kuppeln und Halbschalen 32 Mal durchgefahren; es folgt in der Spinebene

eine Winkelauflösung von (maximal) 11.25° . Jede Durchfahrt in der Spannung ist selbst noch einmal in 32 Schritte unterteilt, so dass Partikelenergien von 32 keV (Elektronen) bzw. 25 keV (Ionen) bis zu 6 eV in logarithmischen Schritten abgetastet werden. Die typische Auflösung für die Energie liegt damit aufgrund der gewählten Schrittgröße für die Spannung bei etwa $\Delta E/E \approx 0.32$.

In einem Halbkreis sind um die Halbschalen als Partikeldetektoren sogenannte Mikrokanalplatten (engl.: micro-channel plates, MCP) angeordnet, um die abgelenkten Teilchen zu zählen. Der Elektronendetektor ist mit 8 MCPs, der Ionendetektor mit 16 MCPs ausgestattet, von denen 8 allerdings nur die Auflösung um die Spinebene herum erhöhen. Damit ergibt sich die Winkelauflösung im Elevationswinkel zu 22.5° . Ionen, die sich nahezu parallel zur Spinebene bewegen, können mit einer Winkelauflösung von maximal 5.625° detektiert werden.

Das ESA-Instrument bietet für Ionen und Elektronen getrennt drei unterschiedliche Datenprodukte an, die mit den englischen Begriffen Full, Burst und Reduced bezeichnet werden. Das Datenprodukt Full ist üblicherweise für alle Satelliten und den gesamten Orbit verfügbar. Die Rate für alle abgeleiteten Produkte beträgt allerdings nur 1 Punkt pro 128 Spinperioden des Satelliten; dies entspricht einer Periode von etwa 384 Sekunden. Durch diese lange Zeit zwischen zwei Datenpunkten wird die zu übertragende Datenmenge so weit reduziert, dass pro Datenpunkt die volle Energie- und Winkelauflösung zu Verfügung stehen kann: 32 Energien und 88 Raumwinkelsegmente. Das Datenprodukt Reduced ist ebenfalls im Allgemeinen über die gesamte Orbitperiode vorhanden. Statt die Energieauflösung und Winkelauflösung voll auszuschöpfen, wird hier die zeitliche Auflösung in den Vordergrund gestellt. Die Datenabtastperiode dieses Produktes liegt bei einer Spinperiode des Satelliten (also etwa 3 Sekunden). Die Energieauflösung wird üblicherweise auch voll ausgeschöpft (32 Energien). Dafür wird die Winkelauflösung vollständig aufgegeben, alle Raumwinkelsegmente werden zu einem einzigen vereinigt. In dieser Arbeit wird nur auf dieses Datenprodukt zurückgegriffen, da eine hohe Datenverfügbarkeit und hohe zeitliche Auflösung hierbei wichtig sind, und raumwinkelaufgelöste Verteilungsfunktionen nicht benötigt werden. Im Burst-Datenprodukt sind die Daten am Boden in voller Energie-, Zeit- und Winkelauflösung vorhanden. Entsprechend sind nur kurze Abschnitte von maximal einer Stunde (akkumuliert) pro Orbit übertragbar.

2.1.3 Andere Instrumente

Komplementär zum ESA-Instrument gibt es an Bord ein Solid State Telescope (SST). Das SST-Instrument ist für die Detektion und Zählung hochenergetischer Elektronen und Ionen zuständig. Der Messbereich des Instruments umfasst 25 keV bis 6 MeV für Protonen und 25 – 900 keV für Elektronen. Das SST-Instrument besteht aus 4 getrennten Einheiten, die jeweils mit gemeinsamen Detektoren für Elektronen und Ionen ausgestattet sind. Auf einer Seite der Detektoreinheit ist die Eintrittsöffnung durch eine Aluminium/Polyamid-Folie abgedeckt, die Protonen mit Energien unter 350 keV am Eintritt in die Detektorkammer hindert. Diese Seite wird deshalb Elektronenseite genannt, da Elektronen, die durch sie in das Instrument gelangen, auch bis zu den Detektoren vordringen. Auf der andere Seite (Ionenseite) ist ein Permanentmagnet so angebracht, dass Elektronen mit Energien unter 350 keV abgelenkt werden und ebenfalls den Detektor nicht erreichen können. In der Detektorkammer sind drei Halbleiterdetektoren schichtweise angebracht. Mit dieser

Anordnung können einfallende Ionen und Elektronen unterschieden und verschiedenen Energiebereichen zugeordnet werden. Damit in strahlungsintensiven Regionen der Magnetosphäre (wie den Strahlungsgürteln) die Degradation der Detektoren nicht zu schnell voranschreitet, verfügen alle Eintrittsöffnungen noch über eine Iris (Attenuator), die den Einfall von Partikeln durch Querschnittsverminderung der Eintrittsöffnung verringert und bei Bedarf geschlossen werden kann.

Von den beschriebenen Detektoreinheiten sind vier auf jedem Satelliten installiert. Je zwei davon sind parallel angeordnet, so dass auf jeder Seite eine Eintrittsöffnung für Elektronen bzw. Ionen vorhanden ist. Die Inklination dieser Öffnungen liegt bei 52° bzw. -25° aus der Spinebene des Satelliten. Die Winkelauflösung in der Spinebene (Azimuth) folgt aus der Unterteilung in 32 Sektoren zu 11.25° . Die Detektoreinheiten selbst haben allerdings einen größeren Öffnungswinkel: In der Elevation beträgt dieser Winkel 30° , im Azimuth 20° (jeweils FWHM¹).

So wie das SST-Instrument komplementär zum ESA-Instrument ist, so verhält sich das Search-Coil-Magnetometer (SCM) zum Fluxgate-Magnetometer. Das Search-Coil-Magnetometer (Roux et al. 2008) dient der Messung hochfrequenter Fluktuationen der magnetischen Induktion im Frequenzbereich zwischen 0.1 Hz und 4 kHz. Herzstück des SCM-Instrumentes ist eine Einheit bestehend aus drei Spulen (in drei orthogonale Raumrichtungen), die um je einen Kernstab hoher magnetischer Permeabilität gewickelt sind. Die gesamte Einheit ist am Ende eines ein Meter langen Auslegers montiert. Fluktuationen im Magnetfeld induzieren Wechselspannungen in den Spulen; diese Spannungsvariationen werden abgegriffen und (im Prinzip) vom Instrument als Messwerte ausgegeben.

Das Electric-Field-Instrument (EFI) dient wie das SCM der Charakterisierung höherfrequenter Wellen. Das EFI-Instrument (Bonnell et al. 2008) misst die drei Komponenten des elektrischen Feldes in der Plasmaumgebung um die Satelliten. Mit dem Instrument kann das statische Feld beobachtet und Variationen bis zu einer Frequenz von 4 kHz aufgelöst werden. Sichtbarste Komponenten dieses Instrumentes sind die sechs Ausleger, die von den flachen Seiten der quaderförmigen THEMIS-Satelliten senkrecht abstehen. In der Spinebene stehen vier 25 Meter lange Kabel-Ausleger mit abschließender Schwungmasse (engl.: wire booms) vom Satelliten ab. In Spinachsenrichtung wurden während der Coast Phase zwei axiale Antennen ausgefahren (Länge 3.5 Meter vom Satellitenmittelpunkt). Sensoren sind an den Enden der Antennen und Kabel-Ausleger angebracht.

Prinzipiell ist das EFI-Instrument ein Spannungsmessgerät, das die Spannung von gegenüberliegenden Sensoren misst (z. B. Pedersen et al. 1998). Um den Einfluss des Satelliten auf diese Spannungsmessungen so gering wie möglich zu halten, ist eine weite Entfernung der Sensoren von ebendiesem nötig; dies wird durch die langen Ausleger erreicht. Für die Spannung gilt dann: $U_a - U_b = -\underline{E} \cdot (\underline{r}_a - \underline{r}_b)$, wobei mit \underline{r} die Positionen zweier gegenüberliegender Sensoren bezeichnet werden; $U_a - U_b$ ist die Messgröße, die, wie man leicht sieht, proportional zur Komponente des elektrischen Feldes ist, die in die Richtung der Differenz der Positionsvektoren der Sensoren zeigt.

¹full width at half maximum

2.2 Bodenstationen: THEMIS und CARISMA

Zur NASA Mission THEMIS gehören auch eine Reihe von Bodenstationen (Mende et al. 2008, Harris et al. 2008), die im Wesentlichen über den nordamerikanischen Kontinent verteilt sind. Die flächendeckende Positionierung in Nordamerika ist nicht zufällig gewählt, sondern mit den Umlaufbahnen der Satelliten abgestimmt.

In der ursprünglichen Konfiguration, die im Laufe der Mission durch einige Stationen erweitert wurde, bestand das THEMIS Ground Based Observatory (GBO) Netzwerk aus 20 primären Stationen, die jeweils mit einem Fluxgate-Magnetometer und einem All-Sky-Imager (ASI, einer Kamera mit Fischaugenoptik) ausgestattet sind. Die meisten dieser Stationen sind in Kanada angesiedelt; alle Stationen dieses Typs befinden sich in der Polarlicht-Zone, in der während eines Teilsturms Polarlichtaktivität beobachtet wird. Dazu kommen noch weitere 13 Stationen des Education and Public Outreach (EPO) Programms der THEMIS Mission. Diese zusätzlichen Bodenstationen befinden sich ausnahmslos in der Nähe von Schulen; sie sind nur mit Fluxgate-Magnetometern ausgestattet. Eine komplette Liste aller ursprünglichen Bodenstationen (GBO und EPO) ist in Mende et al. (2008) veröffentlicht.

Die Fluxgate-Magnetometer in den GBO-Stationen (Russell et al. 2008) messen natürlich im Wesentlichen das Erdmagnetfeld, das am Boden in hohen geomagnetischen Breiten Werte von über 40000 nT erreicht. Entsprechend muss der Messbereich ausgelegt sein; dieser umfasst ± 72000 nT bei einer Auflösung von 0.01 nT. Das Rauschniveau ist von der Größenordnung 100 pT, so dass dieser Wert der limitierende Faktor für die Auflösung darstellt. Die zeitliche Auflösung beträgt 2 Hz.

Die All-Sky-Imager (ASI) decken durch die Fischaugenoptik einen Bereich des Himmels ab, der durch einen Zenitwinkel von 85° und einen Azimutwinkel von 360° gegeben ist. Die Imager sind im Spektralbereich zwischen 400 und 700 nm sensitiv (sichtbares Licht). Bilder des Nachthimmels werden mit einer Periode von 3 Sekunden aufgenommen.

Dem CARISMA-Netzwerk (Canadian Array for Realtime Investigations of Magnetic Activity) gehören auf dem nordamerikanischen Kontinent weitere Bodenstationen an, die mit Magnetometern ausgestattet sind. Dieses Netzwerk ist aus dem CANOPUS-Netzwerk (bis 2005) hervorgegangen (siehe Rostoker et al. 1995) und gewährleistet mit 28 Stationen in Kanada und dem Norden der Vereinigten Staaten eine ähnlich gute Abdeckung wie das THEMIS GBO und EPO-Netzwerk. Bei Beginn der THEMIS Mission wurden bestehende CARISMA-Stationen umgerüstet und neue Stationen angelegt. Eine Liste ist in Mann et al. (2008) veröffentlicht. Die Messwertaufnahme der Vektoren der magnetischen Induktion geschieht an allen Standorten mit einer Rate von 8 Vektoren pro Sekunde. Dieser Datenstrom wird zeitlich gemittelt, so dass das Standard-Datenformat mit einer Abtastfrequenz von 1 Hz entsteht. Interessanterweise gibt es einen gewissen Überlapp zwischen den THEMIS GBO und CARISMA Netzwerken. Fünf Stationen aus dem CARISMA-Netzwerk sind auch in das GBO-Netzwerk eingebunden, das sind die Stationen: Fort Simpson (FSIM), Fort Smith (FSMI), Rankin Inlet (RANK), Gillam (GILL) und Pinawa (PINA). Ähnlich wie bei den GBO-Magnetometern erstreckt sich bei den CARISMA-Geräten der Messbereich über ± 70000 nT; die Auflösung beträgt 25 pT. Die Daten der CARISMA-Stationen, auch derjenigen, die gleichzeitig THEMIS-GBO Stationen sind, werden über das Canadian Space Science Data Portal (CSSDP, www.cssdp.ca)

zur Verfügung gestellt.

2.3 Sonnenwind-Messdaten des OMNI-Datensatzes

Der OMNI-Datensatz ist eine Zusammenstellung von Feld- und Partikeldaten, die von verschiedenen Satelliten im ungestörten Sonnenwind (vor der Bugstoßwelle) aufgenommen wurden. Dieser Datensatz wurde an der Space Physics Data Facility (SPDF) des Goddard Space Flight Centers (GSFC) der NASA erstellt; er wird weiterhin aktualisiert und gewartet. Der prominenteste Teildatensatz ist der sogenannte OMNI 2 Datensatz (King und Papitashvili 2005), der stündliche Mittelwerte des erdnahen, ungestörten Magnetfeldes im Sonnenwind beinhaltet und über 40 Jahre in die Vergangenheit reicht. Besser geeignet für die Ziele dieser Arbeit aufgrund der höheren zeitlichen Auflösung ist jedoch ein anderer Teildatensatz, der sogenannte OMNI HRO (high resolution) Datensatz.

Der OMNI HRO Datensatz ist eine Zusammenstellung von ACE (ab 1998), Wind (ab 1995), IMP 8 (1973-2000) und Geotail (1995-2006) Magnetfeld und Partikeldaten. Desweiteren gehören Daten geomagnetischer Indizes zum Datensatz. Die zeitliche Auflösung beträgt 1 Minute. Aus den Daten der genannten vier Satelliten wurde ein gemeinsamer Datensatz erstellt, der die Sonnenwindbedingungen am subsolaren Punkt der Bugstoßwelle der Erdmagnetosphäre repräsentiert. Eine kurze Beschreibung des Aufbaus des Datensatzes soll hier erfolgen, eine komplette Beschreibung kann unter omniweb.gsfc.nasa.gov/html/HR0docum.html abgerufen werden.

Die Satelliten stehen z. T. so weit vor der Erdmagnetosphäre im Sonnenwind, dass es eine Stunde dauern kann, bis der Sonnenwind die Entfernung dazwischen zurückgelegt hat. Deshalb ist es sinnvoll, die Sonnenwinddaten zeitlich zu verschieben, so dass sie die Bedingungen kurz vor der Magnetosphäre (am subsolaren Punkt der Bugstoßwelle: \underline{r}_{bs}) repräsentieren. Sei $P(t, \underline{r}_s)$ die Messgröße eines Satelliten, wobei mit t die Zeit und mit \underline{r}_s die Position des Satelliten bezeichnet werden. Es wird angenommen, dass die Sonnenwind-Parameter auf ebenen Flächen gleich sind. Eine Krümmung dieser Flächen (Phasenfronten) wird genauso ignoriert wie eine mögliche Bewegung derselben im mitbewegten Koordinatensystem des Sonnenwindes. Für Δt , der Zeitdifferenz zwischen einer Beobachtung bei \underline{r}_s und \underline{r}_{bs} , ergibt sich mit der Sonnenwindgeschwindigkeit \underline{v}_{sw} und dem Flächennormalenvektor \underline{n} :

$$\Delta t = \frac{\underline{n} \cdot (\underline{r}_{bs} - \underline{r}_s)}{\underline{n} \cdot \underline{v}_{sw}} \quad (2.1)$$

Die Position \underline{r}_{bs} wird dabei aus dem Modell von Farris und Russell (1994) berechnet, wobei die dafür nötige Magnetopausen-Distanz zur Erde mithilfe des Magnetopausenmodells von Shue et al. (1997) ermittelt wird; ein Aberrationswinkel aufgrund der Erdbewegung um die Sonne wird bei der Positionsbestimmung berücksichtigt. Aus Gleichung (2.1) ist ersichtlich, dass zur zeitlichen Verschiebung die Normalenrichtung der Phasenfläche \underline{n} benötigt wird. Zur Ermittlung können zwei grundsätzlich verschiedene Methoden angewandt werden:

Zum einen wird eine modifizierte Minimum-Varianz-Analyse (MVA, siehe auch nächstes Kapitel 3) angewandt unter der Nebenbedingung, dass die mittlere Magnetfeldrichtung $\langle \underline{B} \rangle$ über eine Magnetfeldvariation hinweg senkrecht zur Normalenrichtung der Phasenfläche liegen sollte. Diese Methode, die z. B. von Haaland et al. (2004) als MVABC

(C: constrained) oder MVAB-0 bezeichnet wird, wurde das erste Mal von Sonnerup und Cahill (1968) angewandt und in Sonnerup und Scheible (1998) diskutiert. Bei der MVA werden Eigenvektoren und Eigenwerte einer Kovarianzmatrix bestimmt, deren Einträge sich aus den Werten der Magnetfeldvektoren eines bestimmten Zeitintervalls ergeben. Der kleinste Eigenwert gehört dabei zum Eigenvektor, der in die Richtung der geringsten Varianz zeigt. Unter der Annahme, dass es sich bei Sonnenwindvariationen um Diskontinuitäten handelt, über die sich aufgrund der Divergenzfreiheit des Magnetfeldes dessen Komponente in Normalenrichtung nicht ändert, stimmt diese Richtung der geringsten Varianz mit der Normalenrichtung der Diskontinuität und damit mit der gesuchten Normalenrichtung der Phasenfläche (\underline{n}) überein. Die hierbei angewendete modifizierte Methode MVAB-0 geht zusätzlich von der Annahme aus, dass die mittlere Magnetfeldrichtung $\langle \underline{B} \rangle$ senkrecht zu dieser Normalenrichtung steht. Dies wird in die Methode implementiert, indem nicht die Eigenvektoren und Eigenwerte zur Kovarianzmatrix \underline{M} berechnet werden, sondern zu einer Matrix $\underline{P} \cdot \underline{M} \cdot \underline{P}$, wobei $P_{ij} = \delta_{ij} - \langle \underline{B} \rangle_i \langle \underline{B} \rangle_j$. Es hat sich als vorteilhaft erwiesen 77 Magnetfeldvektoren im zeitlichen Abstand von 15 Sekunden in die MVA einfließen zu lassen, wobei der Quotient des kleinsten und mittleren Eigenwertes größer als 5.2 sein sollte und der eingeschlossene Winkel zwischen der Flächennormalenrichtung und der Sonnenwindbewegungsrichtung 73° nicht überschreiten sollte.

Die zweite Methode basiert auf der Annahme, dass es sich bei der Phasenfläche um die Fläche einer Tangentialdiskontinuität handelt. In diesem Fall kann der Normalenvektor durch das Kreuzprodukt aus den Magnetfeldvektoren vor und hinter der Diskontinuität berechnet werden (CP-Methode). Für die Berechnung dieser mittleren Magnetfeldvektoren wird über je 17 Einzelvektoren (15 Sekunden Abstand) gemittelt. Um die Qualität der Annahme zu überprüfen, wird gefordert, dass das mittlere Feld in Normalenrichtung 0.035 nT nicht überschreitet und dass der Winkel zwischen \underline{n} und \underline{v}_{sw} nicht größer als 73° ist.

Zur Bestimmung der Normalenvektoren \underline{n} um den OMNI HRO-Datensatz zu generieren, wurde eine Kombination aus den Methoden CP und MVAB-0 verwendet. Auf einen gegebenen Punkt in der Zeit wird zunächst die CP-Methode angewandt. Ergibt dies kein befriedigendes Ergebnis, so wird die MVAB-0 Methode verwendet. Scheitert dieser Versuch ebenfalls, so wird der Normalenvektor für den gegebenen Punkt aus den berechneten Vektoren benachbarter Punkte durch Interpolation errechnet. Mithilfe der berechneten Vektoren \underline{n} und der gemessenen Vektoren der Sonnenwindgeschwindigkeit \underline{v}_{sw} werden die zeitlichen Verschiebungen Δt für jeden Magnetfeldvektor und alle anderen Messgrößen berechnet. Die Datenpunkte aller gemessenen Zeitreihen werden dann in Ein-Minuten-Abschnitte gemäß ihrer neuen Zeiten eingeordnet; der mittlere Wert jedes Abschnitts wird dann im OMNI-Datensatz gespeichert; er ist repräsentativ für den Sonnenwind an der subsolaren Bugstoßwelle. Die genaue Prozedur zur Ermittlung der Mittelwerte kann unter omniweb.gsfc.nasa.gov/html/HROdocum.html eingesehen werden.

Die Mittelung erfolgt nur über Daten von einem Satelliten. Oft sind jedoch Daten von mehreren Satelliten für dasselbe Intervall (verschobene Zeiten) verfügbar. Es werden keine Daten vermischt; stattdessen wird die Zeit in 3-Stunden-Segmente unterteilt und für jedes Segment eine Quelle ausgesucht. Es gibt drei Kriterien für diese Selektion: (a) den Impakt-Parameter I (in R_E) zwischen dem Satelliten (Quelle) und der Erde (Ziel) bezüglich der Sonnenwindfließrichtung, (b) der Anteil der Datenabdeckung des 3-Stunden-Intervalls D (zwischen 0 und 1), (c) die Kontinuität bezüglich der im vorhergehenden

Intervall benutzten Quelle, um ständige Satellitenwechsel bei uneindeutiger Aussage der Kriterien (a) und (b) zu vermeiden. Es wird nun die Kostenfunktion F ausgewertet, um zu entscheiden, ob Daten derselben Quelle ($F > 0$ für Quelle A) oder einer anderen Quelle ($F < 0$ für Quelle B) benutzt werden:

$$F = \frac{I_B - I_A}{60 R_E} + \frac{D_A - D_B}{D_A + D_B} + 0.125 \quad (2.2)$$

Ist $F > 0$ so werden weiter Daten des Satelliten A benutzt, ansonsten erfolgt ein Wechsel auf Satellit B als Quelle.

3 Eigenbewegungen der Magnetopause

Nach den einleitenden Kapiteln, in denen ein kurzer Überblick über die Struktur und Lage sowie physikalische Prozesse auf der Magnetopause (MP) gegeben und die Datengrundlage für diese Arbeit vorgestellt wurden, soll nun die eigentliche Untersuchung der Magnetopausen-Bewegung (MP-Bewegung) vorgestellt werden. Die Ausführungen in diesem Kapitel orientieren sich an der Arbeit von Plaschke et al. (2009a).

Die Magnetopause (MP) ist, wie bereits geschildert, die Grenzfläche zwischen zwei Halbräumen unterschiedlicher, magnetisierter Plasmen. Da diese Grenzfläche sich nur in der Änderung der Plasma- und Feldparameter äußert, ist eine Untersuchung ihrer Bewegung schwierig: Eine Fernerkundung der zeitabhängigen Position ist praktisch nicht möglich und nur in-situ Messungen können bei der Bestimmung der Lage und Bewegung helfen. Mit einem einzelnen Satelliten kann dabei primär nur festgestellt werden, zu welchen Zeitpunkten die Satellitenposition Teil der Grenzschichtebene ist. In den Zwischenzeiten zwischen den MP-Durchflügen bzw. Beobachtungen sind Position und Lage unbekannt.

Zur Bestimmung der momentanen Bewegung der MP mit einem Satelliten muss die Geschwindigkeit in der Normalenrichtung der Grenzfläche ermittelt werden. Die Bestimmung der Normalenrichtung selbst ist mithilfe der Minimum-Varianz-Analyse (MVA) möglich. Diese Methode wurde von Sonnerup und Cahill (1967) eingeführt und seitdem in zahlreichen weiteren Arbeiten eingesetzt. Die Methode basiert nur auf der Tatsache, dass sich über eine infinitesimal dünne Grenzschicht zwischen zwei Plasmaregimes die Normalkomponente des Magnetfeldes aufgrund der Divergenzfreiheit desselben nicht ändern sollte. Bei einem Durchflug durch die Grenzfläche werden N Magnetfeldvektoren \underline{B}_i zu beiden Seiten sowie in der Grenzschicht selbst gemessen. Wenn der Normaleneinheitsvektor mit \underline{n} bezeichnet wird, so sollte das Skalarprodukt $\underline{B}_i \cdot \underline{n}$ für alle $i \in \{1, \dots, N\}$ der Annahme zufolge konstant bleiben. Die MVA ergibt für den Normaleneinheitsvektor \underline{n} denjenigen Vektor, für den die mittlere quadratische Abweichung des obigen Produktes $\underline{B}_i \cdot \underline{n}$ vom Skalarprodukt $\langle \underline{B} \rangle \cdot \underline{n}$ des mittleren Magnetfeldes mit \underline{n} minimal wird. Das mittlere Magnetfeld ergibt sich dabei aus:

$$\langle \underline{B} \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \underline{B}_i \quad (3.1)$$

Minimiert wird also:

$$\sigma^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\underline{B}_i \cdot \underline{n} - \langle \underline{B} \rangle \cdot \underline{n})^2 \quad (3.2)$$

nach der Lagrangeschen Multiplikatorenmethode unter der Nebenbedingung $|\underline{n}| = 1$. Einsetzen der Definition (3.1) in Gleichung (3.2) und Ausmultiplizieren ergibt:

$$\sigma^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left((\underline{B}_i \cdot \underline{n})^2 - 2(\underline{B}_i \cdot \underline{n}) \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N (\underline{B}_j \cdot \underline{n}) + (\langle \underline{B} \rangle \cdot \underline{n})^2 \right) \quad (3.3)$$

$$= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left((\underline{B}_i \cdot \underline{n})^2 - 2(\underline{B}_i \cdot \underline{n})(\langle \underline{B} \rangle \cdot \underline{n}) + (\langle \underline{B} \rangle \cdot \underline{n})^2 \right) \quad (3.4)$$

Unter Berücksichtigung, dass $(\underline{B}_i \cdot \underline{n})^2$ auch als $\underline{n}^T \cdot \underline{B}_i \cdot \underline{B}_i^T \cdot \underline{n}$ geschrieben werden kann, ergibt sich:

$$\begin{aligned} \sigma^2 &= \underline{n}^T \cdot \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left((\underline{B}_i \cdot \underline{B}_i^T) - 2(\underline{B}_i \cdot \langle \underline{B} \rangle) + (\langle \underline{B} \rangle \cdot \langle \underline{B} \rangle^T) \right) \cdot \underline{n} \\ &= \underline{n}^T \cdot \underline{M} \cdot \underline{n} \end{aligned} \quad (3.5)$$

wobei mit \underline{M} die Kovarianzmatrix aus den vektoriellen Magnetfeldmessungen bezeichnet wird. Wie man leicht sieht, führt die Minimierung von σ^2 gemäß Gleichung (3.5) auf eine Eigenwertgleichung für die Kovarianzmatrix \underline{M} . Wird für \underline{n} der Eigenvektor zum kleinsten Eigenwert von \underline{M} gewählt, so ist σ^2 unter der Bedingung $|\underline{n}| = 1$ minimal. Wird die Matrix \underline{M} aus Messdaten eines MP-Durchfluges erstellt, so folgt, dass der Eigenvektor zum kleinsten Eigenwert in Normalenrichtung zur Grenzschicht zeigt.

Die MVA angewendet auf die Daten der magnetischen Induktion wird oft auch mit MVAB abgekürzt. Eine alternative Methode zur Bestimmung der Grenzschicht-Normalen und -Geschwindigkeit stellt die Maximum-Varianz-Analyse angewendet auf Messungen den elektrischen Feldes (MVAE) dar (Paschmann et al. 1986, Sonnerup et al. 1987). Aus dem Faradayschen Gesetz ergibt sich, dass beim Übergang über die Grenzfläche die Tangentialkomponente des elektrischen Feldes \underline{E} im mitbewegten System der Grenzschicht konstant bleiben muss. Die Messdaten des Satelliten (Index: sc) müssen erst in dieses System transformiert werden:

$$\underline{E} = \underline{E}_{sc} + v_n \underline{n} \times \underline{B}_{sc} \quad (3.6)$$

Hierbei ist v_n die Geschwindigkeit der Grenzschicht in Normalenrichtung. Wäre diese Größe bekannt, so ergäbe sich die Normalenrichtung als Eigenvektor zum maximalen Eigenwert der entsprechenden Kovarianzmatrix.

Man sieht, dass man für die Berechnung des transformierten elektrischen Feldes sowohl die a priori unbekannte Normalenrichtung sowie die MP-Geschwindigkeit benötigt. Folglich kann man die MVAB und die MVAE zusammen verwenden, um Normale und MP-Geschwindigkeit zu ermitteln. Dafür wird \underline{n} mithilfe der MVAB bestimmt. Anschließend wird die MVAE iterativ durchgeführt: Es wird dabei die noch unbekannte Geschwindigkeit v_n solange verändert, bis die Abweichung der Normalenvektoren aus MVAB und MVAE minimal ist (siehe z. B. Sonnerup und Scheible 1998).

Eine Methode, mit der man simultan die Normalenrichtung und die Geschwindigkeit bestimmen kann, ist die Minimum-Faraday-Residuums-Methode (MFR) (Terasawa 1996). Ausgangspunkt ist das Faradaysche Gesetz:

$$\frac{\partial \underline{B}}{\partial t} = -\nabla \times \underline{E} \quad (3.7)$$

Wenn sich die Grenzschicht und das umgebende Plasma auf beiden Seiten über den Satelliten mit der Geschwindigkeit v_n entlang der Grenzschichtnormalen bewegt, so sind die gemessenen Felder bei homogenen Bedingungen auf beiden Seiten nur von $\xi = \underline{r} \cdot \underline{n} - v_n t$ abhängig (Khrabrov und Sonnerup 1998a). Wird dies berücksichtigt, so lassen sich die Ableitungen umschreiben:

$$v_n \frac{d\underline{B}}{d\xi} = \underline{n} \times \frac{d\underline{E}}{d\xi} \quad (3.8)$$

Nach Integration über ξ folgt also:

$$v_n \underline{B} = \underline{n} \times \underline{E} + \underline{C} \quad (3.9)$$

Hierbei ist \underline{C} eine Integrationskonstante. Mithilfe einer Anzahl gemessener Vektoren der magnetischen und elektrischen Felder müssen nun die Integrationskonstante \underline{C} als auch die gesuchten Größen v_n und \underline{n} berechnet werden. Dies kann durch Minimierung des Faraday-Residuums (R_F) geschehen, durch das die Methode ihren Namen erhält:

$$R_F = \sum_{i=1}^N \left(v_n \underline{B}_i - \underline{n} \times \underline{E}_i - \underline{C} \right)^2 \quad (3.10)$$

Die MVAB und MVAE, sowie die MFR Methode stellen klassische, oft angewandte Methoden dar, mit denen räumlich auf die Satellitenposition und zeitlich auf den Durchflug durch die MP lokalisiert die Oberflächenbewegung festgestellt werden kann. Alle diese Methoden sind stark von der Güte der Messungen des magnetischen respektive elektrischen Feldes abhängig; die Bestimmung der Grenzflächengeschwindigkeit erfolgt nur indirekt, da diese aus den Variationen der Messgrößen über die Diskontinuität hinweg extrahiert wird. Die Ungenauigkeit in der Geschwindigkeitsbestimmung schlägt sich auch auf die Bestimmung der Dicke der einzelnen Schichten der Magnetopause nieder, da diese sich aus dem Produkt der Geschwindigkeit und der Zeit ergibt, die sich der Satellit in der entsprechenden Schicht aufhält.

Ein erster großer Schritt zur Verbesserung dieser Situation gelang, als mit den beiden ISEE Satelliten (1 und 2) ein Satellitenpaar zur Untersuchung der MP-Bewegung zur Verfügung stand (Russell und Elphic 1978). Stehen zwei Satelliten in gewisser Distanz zueinander entlang der Normalen der MP in der Region ihrer Bewegung ($\Delta \underline{r} \cdot \underline{n}$), so kann aus der zeitlichen Differenz Δt der Durchflüge durch die MP und unter Kenntnis der Magnetopausen-Normalen \underline{n} die Geschwindigkeit v_n entlang dieser Normalen berechnet werden:

$$v_n = \frac{\Delta \underline{r} \cdot \underline{n}}{\Delta t} \quad (3.11)$$

Hieraus ist sofort ersichtlich, dass es von Vorteil ist, wenn die Verbindungsachse zwischen den Satelliten in etwa parallel zur Magnetopausennormalen liegt, da ansonsten die Zeitdifferenz Δt bei gegebener Geschwindigkeit v_n sehr kurz werden kann.

Auch bei dieser Methode der Bestimmung der lokalen Magnetopausenbewegung sind einige Annahmen nötig: So muss zur Bestimmung der Normalenrichtung immernoch die MVAB angewendet werden. Ausserdem muss davon ausgegangen werden, dass sich über den Bereich der Satellitenpositionen die Normale nicht wesentlich ändert; es wird also von einer lokal ebenen MP ausgegangen. Desweiteren wird bei der Bestimmung der Geschwindigkeit v_n angenommen, dass die Bewegung der Magnetopause in der Zeit zwischen den Beobachtungen durch beide Satelliten konstant bleibt. Neben der Positionierung der Satelliten entlang der Normalenrichtung ist also auch eine nicht allzu große räumliche Entfernung derselben günstig, da somit die Zeitdifferenz Δt begrenzt wird, und die Annahme einer gleichbleibenden Geschwindigkeit eher gerechtfertigt ist.

Eine geeignete Satellitenkonfiguration war erstmals durch die Satelliten ISEE 1 und 2 gegeben, so dass die beschriebene Methode zur Bestimmung von v_n eingesetzt werden konnte (siehe z. B. Russell und Elphic 1978, Berchem und Russell 1982). Die Satelliten wurden im Oktober 1977 gestartet und flogen hintereinander auf hochelliptischen Orbits um die Erde. Da ihr Apogäum weit außerhalb der inneren Magnetosphäre lag ($23 R_E$), durchquerten sie die tagseitige MP-Region praktisch in Normalenrichtung zur Grenzfläche. Ihr Abstand konnte variiert werden; er betrug zeitweilig wenige hundert Kilometer. Bedenkt man, dass die Geschwindigkeit der MP im Mittel einige zehn Kilometer pro Sekunde beträgt, so ergibt sich ein Δt von der Größenordnung 10 Sekunden; diese zeitliche Differenz zweier sukzessiver MP-Durchflüge konnte in den Messdaten der Satelliten ISEE 1 und 2 aufgelöst werden.

Eine weitere Verbesserung der Geschwindigkeitsbestimmung ergibt sich, wenn Messdaten weiterer Satelliten (in relativer Nähe zueinander) zur Verfügung stehen. Mit der ESA-Mission CLUSTER, die aus vier Satelliten besteht, die idealerweise in einer tetraedralen Konfiguration angeordnet sind, sind noch weitere Analysemethoden möglich. Fliegen beispielsweise alle vier Satelliten in dieser dreidimensionalen tetraedralen Konfiguration durch die MP, so kann aus den zeitlichen Differenzen zwischen den Durchflügen auf die lokale Normalenrichtung und Geschwindigkeit geschlossen werden, ohne dass weitere Beobachtungen (Magnetfeld, elektrisches Feld, Partikeldaten) nötig sind. Dabei wird aus zwei Verhältnissen dreier Laufzeitinformationen zueinander auf die Komponenten des Vektors \underline{n} geschlossen; die dritte Komponente ergibt sich durch die Forderung: $|\underline{n}| = 1$. Eine letzte Information (absolute Laufzeit der Magnetopause zwischen zwei Satelliten) genügt zur Ermittlung der Geschwindigkeit v_n . Auch hierbei kommt man nicht ganz ohne Annahmen aus: Wie im Fall zweier zur Verfügung stehender Satelliten muss eine lokal ebene Grenzschicht, die sich mit gleichbleibender Geschwindigkeit bewegt, vorausgesetzt werden.

Mehrere Arbeiten haben sich in den letzten Jahren mit der Untersuchung der Bewegung und der Deformation der MP basierend auf Daten der CLUSTER Mission beschäftigt. Panov et al. (2008) haben eine statistische Analyse der Charakteristika der MP in hohen (geomagnetischen) Breiten außerhalb der Cusp-Region durchgeführt. Paschmann et al. (2005) haben 96 Durchflüge der CLUSTER Konfiguration durch die Flanken der MP betrachtet. Da sie eine Serie von MP-Durchflügen untersuchten, konnten sie aus den beobachteten Änderungen der MP-Normalenrichtung zwischen nachfolgenden Durchflü-

gen auf eine wellenartige Bewegung der MP schließen. In beiden Arbeiten lag die Distanz zwischen den Satelliten bei einigen hundert Kilometern: Diese ist ausreichend gering, um die oben beschriebenen Annahmen zu rechtfertigen; andererseits ist dieser Abstand nicht ausreichend, um die Region der MP-Bewegung hinreichend abzudecken, so dass die MP auch über einen längeren Zeitraum verfolgt werden kann. Alle vorgestellten Untersuchungsmethoden, die in Haaland et al. (2004) in einer Übersicht zusammengefasst sind, dienen der Ermittlung der lokalen Eigenschaften der MP im Moment und am Ort der Beobachtung. Um die Magnetopause und ihre radiale Bewegung auch über längere Zeiten verfolgen zu können, bieten sich bisher nur zwei Methoden an: die Methode der empirischen Rekonstruktion (engl.: empirical reconstruction method) und die im Anschluss besprochene Methode, die sich maßgeblich auf Daten der THEMIS Satelliten in der Coast Phase Konstellation stützt.

Bei der Methode der empirischen Rekonstruktion bilden in-situ Messungen der Plasmageschwindigkeit in der Nähe der MP die Grundlage; die Methode wurde von De Keyser et al. (2005) entwickelt. Es wird von folgenden Annahmen ausgegangen: Die Struktur der MP ändert sich nicht über die Zeit, sie wird nur als Ganzes radial bewegt. Es gibt eine konstante MP-Normalenrichtung, entlang derjenigen sich die MP bewegt. Desweiteren wird angenommen, dass es sich bei der Grenzschicht um eine ebene Tangentialdiskontinuität handelt: Plasma aus der Magnetosheath und der Magnetosphäre kann diese Diskontinuität nicht durchdringen. Daraus folgt, dass die Plasmageschwindigkeit in Normalenrichtung in unmittelbarer Nähe zur Diskontinuität die Bewegung derselben widerspiegelt. Idealerweise ließe sich also bereits aus der Information der Plasmageschwindigkeit in \underline{n} -Richtung ($v_{n,p}$) die Bewegung der MP rekonstruieren; dieser Ansatz wurde zuvor bereits von Paschmann et al. (1990) und Phan und Paschmann (1996) verfolgt:

$$r_{n,mp}(t) = \int_{t_0}^t v_{n,p}(\tau) d\tau + r_{n,mp}(t_0) \quad (3.12)$$

Hierbei bezeichnet $r_{n,mp}(t_0)$ die bekannte Position der MP zu einem bestimmten Zeitpunkt t_0 . Die Bestimmung der MP-Position durch simple Aufintegration der Plasmageschwindigkeit ist allerdings schwierig, da schon kleine Fehler in der Geschwindigkeit durch die Integration schnell anwachsen, so dass wahre und errechnete MP-Positionen bereits kurz nach der letzten sicheren Bestimmung durch einen MP-Durchflug auseinandergehen.

Die Methode der empirischen Rekonstruktion nutzt deshalb auch alle anderen verfügbaren Messdaten, um die Position der MP genauer bestimmen zu können. Diese weiteren Messdaten werden (in diesem Zusammenhang) im Englischen auch als Guiding Variables bezeichnet: Am besten eignen sich dafür physikalische Größen, die sich über die Grenzfläche hinweg ändern: Es werden zeitliche Profile für die Geschwindigkeit $v_{n,mp}(t)$ in \underline{n} -Richtung und, wichtiger, räumliche Profile $f(r_n)$ für die Guiding Variables erstellt. In einem iterativen Optimierungsprozess werden diese Profile verändert und angepasst, so dass die beste Lösung nach folgenden Kriterien gefunden wird: Die Geschwindigkeit des Plasmas $v_{n,p}$ sollte annähernd mit der MP-Geschwindigkeit $v_{n,mp}$ übereinstimmen; aus der sich ergebenden Abstandsfunktion der MP vom Satelliten lassen sich die übrigen Messgrößen mit den jeweiligen Profilwerten vergleichen, beide sollte weitgehend übereinstimmen. Außerdem wird in diesem Optimierungsprozess auch die Glattheit der Profile positiv berücksichtigt. Über Gewichte der benutzten Kostenfunktion, die zu minimieren ist, können einzelne Kriterien hervorgehoben oder abgeschwächt werden. Damit

erhält man eine MP-Geschwindigkeit, die sich zwar an $v_{n,p}$ orientiert, aber trotzdem im Detail davon abweichen kann; die übrigen Messgrößen (Guiding Variables) steuern zusätzliche Informationen bei, die zur Positionsbestimmung der MP verwendet werden und die Genauigkeit der Schätzung erhöhen.

Die genaue Beschreibung der Methode inklusive Diskussion zur algorithmischen Lösung des Optimierungsproblems findet sich in De Keyser et al. (2005). Die Komplexität des Verfahrens ist maßgeblich dafür verantwortlich, dass es bisher nur in Einzelfällen eingesetzt worden ist. Besonders herausfordernd ist dabei die Bestimmung geeigneter Startwerte für den Optimierungsprozess. Dieser findet im hochdimensionalen Parameterraum statt, da eine hohe Anzahl an Punkten der räumlichen und zeitlichen Profile angepasst werden müssen. Der Erfolg ist somit nicht garantiert und die Mehrdeutigkeit der Lösungen zwingend gegeben.

Es muss also festgestellt werden, dass mit den klassischen Analysemethoden nur die Bewegung im Moment eines MP-Durchfluges charakterisiert werden kann. Mit der Methode der empirischen Rekonstruktion kann man basierend auf Messungen der Plasmageschwindigkeit indirekt die Bewegung über längere Zeiträume (von mehreren Stunden) ermitteln, solange in-situ Messungen aus der Nähe der MP zur Verfügung stehen. Da diese Methode aufgrund ihrer Komplexität aber bisher nur auf einige wenige Einzelfälle angewendet werden konnte, eignet sie sich weniger für eine statistische Analyse der MP-Bewegung, die in dieser Arbeit erfolgen soll. Diese stützt sich auf die Daten der THEMIS Coast Phase Konfiguration, die sich, wie bereits in Abschnitt 2.1 geschildert, hervorragend zur Untersuchung der radialen MP-Bewegung durch Auswertung der MP-Durchflugszeiten und Orte eignet: Die Satelliten befanden sich aufgereiht auf einem gemeinsamen äquatorialen und hochelliptischen Orbit, auf dem sie zwei Mal pro Umlauf die tagseitige MP-Region passierten. Der Satellitenabstand betrug dabei wenige hundert bis einige tausend Kilometer; diese Abstände liegen in der Größenordnung der Region der radialen MP-Bewegung. Berücksichtigt man desweiteren die geringe Geschwindigkeit der Satelliten in dieser Region (von der Größenordnung 1 bis 2 km/s), so ist ersichtlich, dass diese Region von den Satelliten über längere Zeiträume (von bis zu einigen Stunden) räumlich mit fünf Messpunkten relativ gut abgedeckt wurde. Aus den Durchflugszeiten durch die MP und den dazugehörigen Satellitenpositionen lässt sich die ein- und auswärtige Bewegung der MP direkt bestimmen, ohne auf Messungen der Plasmageschwindigkeit angewiesen zu sein. Dies soll im Folgenden erläutert werden.

3.1 Auswahl der Magnetopausen-Durchflüge

Grundlage der gesamten weiteren Untersuchung bilden die Daten der fünf THEMIS Satelliten, die während der Coast Phase (Februar bis September 2007) aufgenommen wurden. Zunächst muss dieser gesamte Datensatz in einzelne Abschnitte unterteilt werden, in denen dann gesondert nach MP-Durchflügen gesucht wird: Dafür wurden Abbildungen der Tagesdaten der fünf Satelliten angefertigt, in denen die drei Komponenten der magnetischen Induktion im GSM-KS (aufgenommen mit dem Fluxgate-Magnetometer, FGM) und die Energieflussdichte der Protonen (gemessen mit dem ESA-Instrument) für alle Satelliten dargestellt sind. Abbildung 3.1 ist eine solche Tagesabbildung (vom 16. Juni 2007). Es sei darauf hingewiesen, dass in der Abbildung die Energieflussdichte mit E

(und nicht mit E_{flux}) bezeichnet wird. Diese Bezeichnung soll im gesamten Kapitel 3 gültig sein: Da keine Messungen des elektrischen Feldes ausgewertet werden, ist die Gefahr der Verwechslung nicht gegeben.

In dieser Abbildung gehören je zwei Unterabbildungen von Magnetfelddaten und Energieflussdichte-Messungen zu einem Satelliten. Von oben nach unten werden Daten der Satelliten THEMIS A, E, C, D und THEMIS B gezeigt. Dies ist die inverse Reihenfolge der Satelliten auf ihrem gemeinsamen Coast Phase Orbit, der in Abschnitt 2.1 genauer beschrieben ist. Folglich tritt THB zuerst in die Magnetosphäre ein und auch als erster Satellit wieder am Nachmittag des 16. Juni 2007 in die Magnetosheath über.

Für die Magnetfeldmessungen wurde das FGS-Datenprodukt gewählt; hierbei liegen die gemessenen Vektoren in einer Abtastperiode von etwa 3 Sekunden vor (Spin-Periode des jeweiligen Satelliten). Dieses Datenprodukt bietet den Vorteil, dass es bis auf ganz wenige Ausnahmen zeitlich durchgehend verfügbar ist. Wie dem Abschnitt 1.5 entnommen werden kann, ist ein Durchflug durch die MP durch eine Rotation im Magnetfeld charakterisiert. Die Energieflussdichte-Messdaten der Ionen wurde dem Reduced-Datensatz entnommen (siehe auch Abschnitt 2.1.2). In diesem Datensatz ist die Winkelauflösung reduziert; die Energieauflösung bleibt dagegen erhalten. Die zeitliche Auflösung der an Bord der Satelliten berechneten Energieflussdichte entspricht der für das ESA-Instrument maximal möglichen: Die Messdaten liegen wie die FGS-Daten in Spinperioden-Auflösung vor. Die Einheit der Energieflussdichte ist $\text{eV}/(\text{cm}^2 \text{sr s eV})$, es wird also der Energiestrom pro Energiebereich, Fläche und Raumwinkelsegment angegeben, der durch die Ionen-Bewegung erfolgt. Wie man bereits den Erläuterungen und Abbildungen aus Abschnitt 1.5 entnehmen kann, ist der Übergang in der Teilchenpopulation beim Durchflug durch die MP-Region deutlich schärfer als im Magnetfeld: In den meisten Fällen nimmt beim Übergang aus der Teilchenpopulation der Magnetosheath in diejenige der Magnetosphäre (innerhalb der LLBL) die Energieflussdichte im Bereich zwischen 10^2 und 10^4 eV während nur einer Spin-Periode um mehrere Größenordnungen ab.

Die Suche nach den MP-Durchflügen beginnt mit der Durchsicht der Tagesabbildungen der Magnetfeld- und Energieflussdichte-Messungen der fünf THEMIS Satelliten. Abbildung 3.1 zeigt eine solche Übersichtsabbildung. Zum Anfang des Tages befinden sich alle fünf Satelliten außerhalb der Magnetosphäre. In den nachfolgenden Stunden durchqueren sie zum Teil auch die Bugstoßwelle und treten in das Gebiet des Sonnenwindes (SW) ein. Eintritte in die Magnetosphäre erfolgen zwischen 3 und 6 UT. Dies ist an der Rotation der gemessenen Magnetfeldvektoren zu erkennen: Die z -Komponente im GSM-KS nimmt beim Übergang in die Magnetosphäre auf Werte um 40 nT zu. Verbunden mit der Rotation im Magnetfeld ist auch das abrupte Ende der Registrierung der Magnetosheath-Protonenpopulation im Energiebereich zwischen 10^2 und 10^4 eV. Nach einigen weiteren Übergängen aller Satelliten um 5 UT, die in Abbildung 3.1 vor allem durch abrupte Änderungen in der z -Komponente des Magnetfeldes sichtbar sind, treten alle Satelliten in die innere Magnetosphäre ein. Es beginnt die Annäherung an die Erde (Perigäum) und die damit verbundene Messung steigender magnetischer Induktion. Das Perigäum wird zwischen 11 und 14 UT von allen Satelliten durchflogen. Danach beginnt der Flug aus der Magnetosphäre heraus in Richtung der tagseitigen MP. Rotationen im Magnetfeld bzw. Änderungen in dessen B_z Komponente sowie sichtbare Übergänge zwischen den Plasmapopulationen aus Magnetosphäre und Magnetosheath (Energieflussdichte-Messungen) zeigen die MP-Übergänge an. Am Ende des Tages befinden sich

3 Eigenbewegungen der Magnetopause

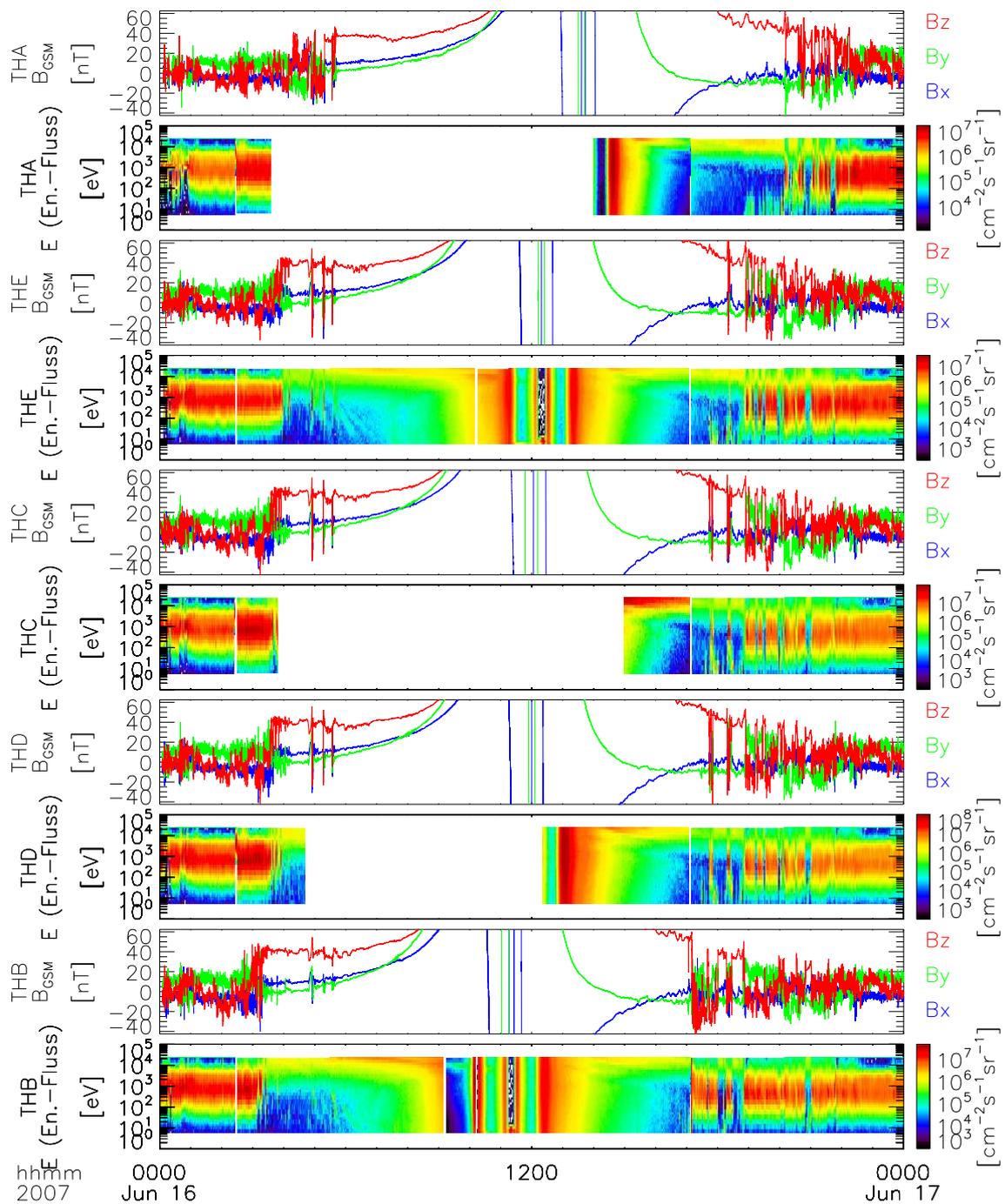


Abbildung 3.1: Messungen der magnetischen Induktion im GSM-Koordinatensystem und der Ionen-Energieflussdichte durch die fünf THEMIS Satelliten am 16. Juni 2007. Die Unterabbildungen sind in inverser Reihenfolge zur Position der Satelliten auf ihrem gemeinsamen Orbit angeordnet; von oben: THA, THE, THC, THD und THB.

alle Satelliten wieder in der Magnetosheath.

Basierend auf den Übersichtsabbildungen aller Tage der Coast Phase werden Intervalle definiert, in denen genauer nach MP-Durchflügen gesucht wird. Bei der Auswahl der Intervalle ist zu berücksichtigen, dass das Hauptanliegen dieser Arbeit in der Verfolgung der MP-Bewegung über längere Zeiträume liegt. Somit sollten in den ausgesuchten Intervallen sequentielle Durchflüge durch die MP mit mehreren (verschiedenen) Satelliten stattgefunden haben. Außerdem ist für die korrekte Identifizierung und zeitliche Einordnung der MP-Durchflüge die Verfügbarkeit von Partikelmessungen durch das ESA-Instrument unerlässlich. Lücken in diesen Daten sind in den Tagesabbildungen durch weiße Bereiche in den Energieflussdichte-Messungen sichtbar (siehe Abbildung 3.1).

Sollten alle Übergänge des 16. Juni 2007 identifiziert werden, so könnten als Unterabschnitte die Intervalle zwischen 2 und 6 UT sowie zwischen 17 und 23 UT ausgewählt werden. Im ersten Intervall sind aber mit Ausnahme von THE und THB ab etwa 4 UT keine Partikelmessdaten mehr vorhanden. Folglich wurde ein erstes Subintervall zur näheren Untersuchung zwischen 2:54 und 4:03 UT gewählt, in dem MP-Durchflüge von THE, THC, THD und THB stattfanden. THA blieb während dieser Zeit in der Magnetosheath. Die prominenten Eintritte in die Magnetosheath um 5:00 UT, die von allen Satelliten mit der Ausnahme von THB registriert wurden, können aufgrund der fehlenden Partikelmessungen nicht berücksichtigt werden.

Desweiteren wird vom Gesamtintervall beobachteter MP-Durchgänge zwischen 17 und 23 UT nur der Bereich zwischen 17:35 und 21:52 UT zur engeren Auswahl hinzugenommen. Vor 17:35 UT werden nur von THB Durchflüge registriert. Somit eignet sich das Intervall vor diesem Zeitpunkt nicht zur Verfolgung der Bewegung der MP. Nach 21:52 UT wird nur von THA der Übergang noch beobachtet; entsprechend wird auch dieses Intervall ausgelassen. Das ausgewählte Intervall zwischen 17:35 und 21:52 UT wird genau genommen noch in 5 Subintervalle unterteilt. Die folgende Auflistung umfasst die Start- und Endzeiten der ausgesuchten Subintervalle und die Kennungen der Satelliten, die durch die MP innerhalb dieser Intervalle flogen: 17:35 - 18:04 UT (THB, THC, THD und THE), 18:13 - 18:31 UT (THB, THC, THD und THE), 18:48 - 18:57 UT (THB, THC, THD und THE), 18:57 - 19:38 (THC, THD und THE), und schließlich 19:52 - 21:52 UT (THA, THB, THC, THD und THE). Insgesamt wurden 359 Subintervalle aus den Tagesabbildungen von Februar bis September auf diese Weise ausgewählt. Das erste Subintervall stammt vom 8. April 2007 (vorher sind keine Partikeldaten vorhanden bzw. es fanden keine MP-Durchflüge statt). Das letzte Subintervall wurde von der Übersichtsabbildung des 8. September 2007 ausgewählt; danach erfolgte der Einschuss der THEMIS Satelliten in die Orbits der Hauptmissionsphase, wobei die für die Bewegungsuntersuchung notwendige Coast Phase Satellitenkonfiguration aufgegeben wurde.

Abbildung 3.2 zeigt das Intervall zwischen 17:30 und 22:00 UT aus der vorhergehenden Abbildung 3.1. Es enthält die letzten fünf Subintervalle, die zur näheren Suche nach MP-Durchflügen ausgewählt wurden. Erst in dieser vergrößerten Darstellung sind einzelne Durchflüge erkennbar, die in der Tagesabbildung untergehen. Alle Durchflüge sind in den Zeitreihen durch senkrechte Linien gekennzeichnet: eine blaue Linie weist auf einen Übergang von der Magnetosheath in die Magnetosphäre hin, schwarze Linien kennzeichnen die Übergänge in umgekehrte Richtung.

THB ist zu Beginn des Intervalls schon in der Magnetosheath. Es folgen die Satelliten THD, THC und THE. THA hat einen größeren Abstand zu den übrigen vier Satelliten

und durchquert die MP erst nach 20 UT. Man kann in der Abbildung klar erkennen, dass Bereiche hoher Anzahldichte der Ionen im Energiebereich zwischen 10^2 und 10^4 eV im Energieflussdichte-Spektrum von einer schwarzen Linie vor den jeweiligen Bereichen und einer blauen Linie danach eingefasst werden. Das Magnetfeld zeigt dazwischen deutlich stärkere Fluktuationen aufgrund der turbulenten Strömung des Plasmas in der Magnetosheath. In den anderen Bereichen (Magnetosphäre) ist das Magnetfeld ruhiger und in der Richtung gleichbleibend. Hier ist die prominente Plasmapopulation der Magnetosheath nicht erkennbar, stattdessen ist eine erhöhte Anzahldichte im höheren Energiebereich sichtbar (über 10^4 eV).

Man kann erkennen, dass in diesem Intervall von 4.5 Stunden zwischen 17:30 und 22:00 UT eine Fülle von MP-Durchgängen detektiert und zeitlich eingeordnet wurde: Nach Satelliten aufgeschlüsselt sind dies: THA: 23 MP-Durchflüge, THE: 23, THC: 25, THD: 21 und THB: 14 Durchflüge. Insgesamt wurden also hier 106 MP-Durchflüge verzeichnet. Eine ausschließlich manuelle zeitliche Einordnung wäre in diesem Fall aufgrund der großen Menge nicht praktikabel gewesen. Stattdessen wurde eine halbautomatische Detektionsmethode entwickelt und verwendet, wodurch der zeitliche Aufwand erheblich reduziert werden konnte. Diese Methode wird im Folgenden vorgestellt und anhand der Abbildung 3.3 beschrieben.

Grundlage für die Ermittlung der Durchflugszeiten durch die MP sind die Subintervalle, die aus den Übersichtsabbildungen von Magnetfeld- und Energieflussdichte-Daten der fünf THEMIS Satelliten ausgesucht wurden. Zu jedem dieser Intervalle wird für jeden betreffenden Satelliten eine Abbildung erstellt, die den Betrag des Magnetfeldes und den Energieflussdichte-Index darstellt. Beispielhaft ist in Abbildung 3.3 auf Seite 66 das Intervall zwischen 18:57 und 19:38 UT am 16. Juni 2007 mit den entsprechenden Daten von THD abgebildet. In der oberen Abbildungshälfte ist der Betrag des Magnetfeldes dargestellt. Wie in Abbildung 3.2 kennzeichnen auch hier senkrechte Linien die gefundenen MP-Durchgänge um 19:13:02, 19:16:12, 19:27:36 und 19:31:52 UT. Auch ohne diese Linien wären aufgrund der deutlich geringeren Fluktuationen zwischen den ersten und letzten beiden Zeiten Intervalle erkennbar, in denen sich THD innerhalb der Magnetosphäre befand. Unterhalb ist die Zeitreihe des Energieflussdichte-Indexes I_E dargestellt. Wie man sieht, nimmt dieser Index Werte um 17 an (einheitenlos), wenn sich THD in der Magnetosheath befand; dagegen ist in der Magnetosphäre ein Wert um 15.5 typisch.

Der Index basiert auf den Energieflussdichte-Messungen für Ionen und Elektronen aus dem Reduced-Datenprodukt. Die Energieflussdichte-Daten $E(W, t)$ liegen als Zeitreihen von je 32 Datenpunkten pro Zeitschritt (Zeiten: t) vor. Diese 32 Datenpunkte sind die gemessenen Stützstellen der Energieflussdichteverteilung zu 32 verschiedenen Energiewerten W , die selbst mit j indiziert werden sollen. Für die Ionen wären dies ($W_{i,j=1...32}$): 24590.9, 20770.5, 15778.9, 11987.0, 9106.2, 6917.7, 5255.4, 3992.3, 3032.8, 2304.4, 1750.2, 1329.5, 1009.8, 767.8, 582.8, 442.4, 336.6, 255.5, 194.4, 147.5, 112.2, 85.6, 12.4, 9.8, 7.1 und 5.6 eV. Für die Elektronen unterscheiden sich die Energiewerte geringfügig ($W_{e,j=1...32}$): 31209.6, 26360.9, 20025.8, 15213.3, 11557.2, 8779.7, 6669.9, 5066.8, 3849.1, 2924.7, 2221.2, 1687.4, 1281.6, 974.4, 739.6, 561.5, 427.2, 324.3, 246.7, 187.2, 142.4, 108.6, 82.4, 62.4, 47.6, 36.2, 27.6, 20.5, 15.7, 12.4, 9.0 und 7.1 eV.

Zu diesen je 32 Energiewerten gehören pro Zeitschritt also 32 Werte der Energieflussdichte der Ionen $E_{i,j}$ und der Elektronen $E_{e,j}$ in der Einheit $\text{eV}/(\text{cm}^2 \text{sr s eV})$. Es hat sich herausgestellt, dass die Aufsummation aller 32 Energieflussdichte-Werte, die zu einem

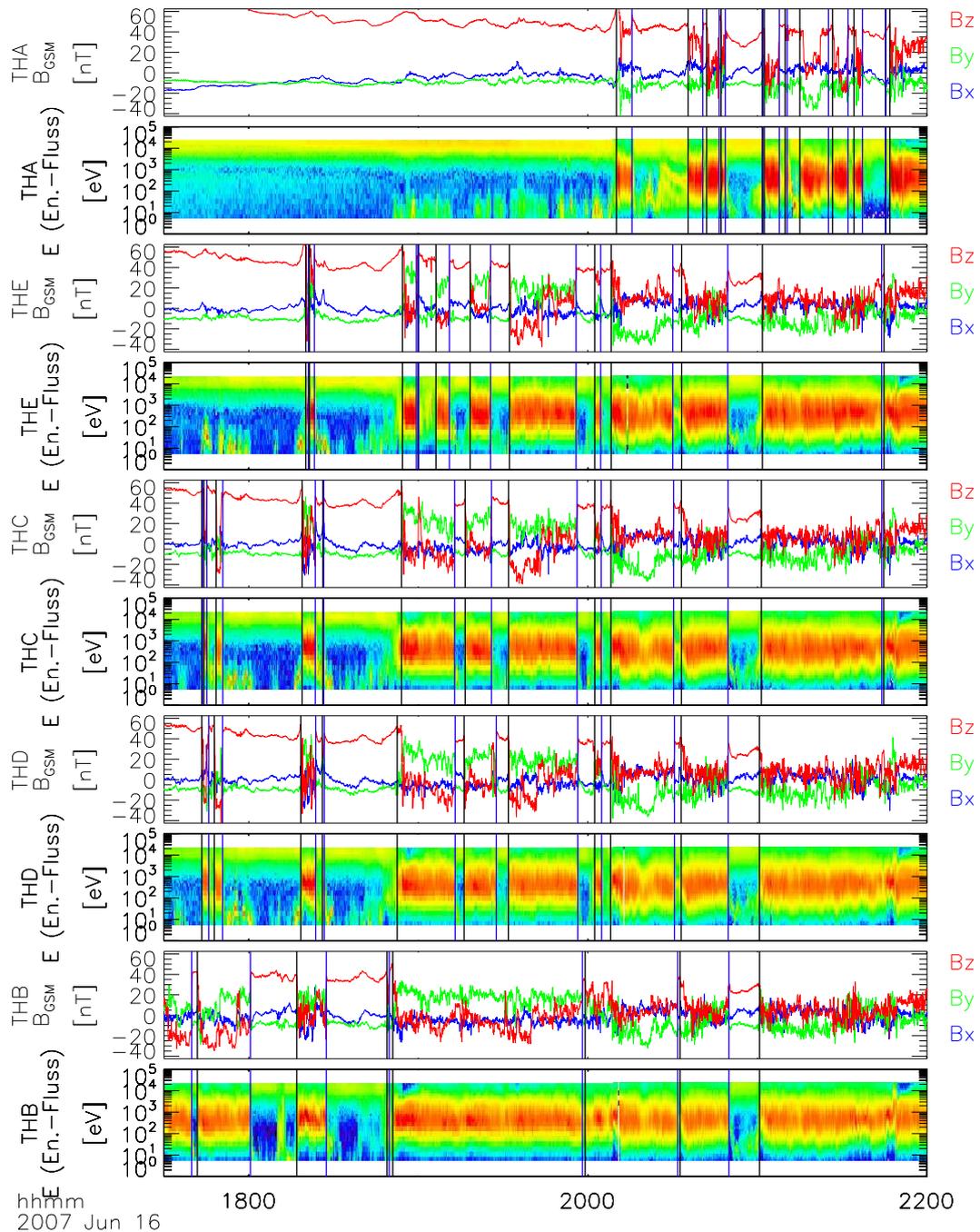


Abbildung 3.2: Messungen der magnetischen Induktion im GSM-Koordinatensystem und der Ionen-Energieflussdichte durch die fünf THEMIS Satelliten am 16. Juni 2007 zwischen 17:30 und 22:00 UT. Die Unterabbildungen sind in inverser Reihenfolge zur Position der Satelliten auf ihrem gemeinsamen Orbit angeordnet; von oben: THA, THE, THC, THD und THB. Senkrechte Linien kennzeichnen Durchflüge durch die MP. Blau: Übergang von der Magnetosheath in die Magnetosphäre, schwarz: Übergang in umgekehrter Richtung.

Zeitpunkt gehören, einen exzellenten Indikator zur Unterscheidung der Plasmapopulationen von Magnetosheath und Magnetosphäre ergibt. Der Unterschied der Summenwerte zwischen Magnetosphäre und Magnetosheath liegt üblicherweise bei einer Größenordnung. Berücksichtigt man die Summe beider Energieflussdichte-Messwerte (Ionen und Elektronen), so erreicht man durch Multiplikation der Summenwerte eine Trennung von etwa 2 Größenordnungen. Als Energieflussdichte-Index wird folglich definiert:

$$I_E(t) = \log \left(\sum_{j=1}^{32} E_{i,j} \text{ cm}^2 \text{ sr s} \right) + \log \left(\sum_{j=1}^{32} E_{e,j} \text{ cm}^2 \text{ sr s} \right) \quad (3.13)$$

Der Energieflussdichte-Index für THD im Intervall zwischen 18:57 und 19:38 UT (16. Juni 2007) ist in Abbildung 3.3 (unten) ersichtlich. Man kann sehr gut erkennen, dass die Übergänge zwischen Magnetosphäre und Magnetosheath sehr scharf in dieser Größe I_E sind und praktisch Stufenfunktionen darstellen. Trotz starker Schwankungen im Magnetfeld stellt sich praktisch immer ein Wert in I_E für die Plasmapopulationen der Magnetosphäre (üblicherweise $I_E \approx 15$) und der Magnetosheath ($I_E \approx 17$) ein. Wechselt der Satellit von einer in die andere Population, so ändert sich auch der Wert von I_E abrupt. Gerade die Ähnlichkeit mit der Stufenfunktion stellt den intrinsischen Wert des Energieflussdichte-Indizes für die MP-Detektion und deren zeitlicher Einordnung dar.

Wie bereits geschildert, wird für jedes Subintervall und jeden betreffenden Satelliten eine Abbildung erstellt, die den Betrag des Magnetfeldes und den Energieflussdichte-Index I_E zeigt (siehe Abbildung 3.3). Es muss nun manuell ein Schwellwert definiert werden, der sich zwischen den Niveaus von I_E für die zwei Plasmaregimes befindet. Die Wahl dieses Schwellwertes ist deshalb manuell, da die Niveaus in ihrem Wert durchaus etwas schwanken können und vor allem, wenn die Differenz dazwischen reduziert ist, mit einer automatischen Schwellwertsuche gute Ergebnisse nicht mehr zuverlässig erreicht werden konnten. Außerdem ist durch die manuelle Definition des Schwellwertes eine Kontrolle der Güte des Indizes gegeben. Im hier vorgestellten Beispiel wurde ein Schwellwert von $I_{E,s} = 16.3$ gewählt; dieser Wert ist in der Abbildung 3.3 (unten) durch eine horizontale blaue Linie gekennzeichnet.

Von diesem Schwellwert lassen sich andere Kenngrößen ableiten. Aus den Werten von I_E , die sich oberhalb des Schwellwertes $I_{E,s}$ befinden, wird der Mittelwert $I_{E,mo} = 17.13$ gebildet. Ebenso wird mit den Werten unterhalb der Schwelle verfahren, es ergibt sich der Mittelwert $I_{E,mu} = 15.51$. Diese Werte sind in Abbildung 3.3 durch die obere und untere rote Linie dargestellt. Wie man sieht, stimmen diese Mittelwerte sehr gut mit den Niveaus in I_E überein, die jeweils die Magnetosheath bzw. Magnetosphäre charakterisieren. Genau zwischen diesen Mittelwerten (Niveauwerten) und dem zentralen Schwellwert liegen zwei weitere Kenngrößen: $I_{E,so} = (I_{E,s} + I_{E,mo})/2 = 16.72$ und $I_{E,su} = (I_{E,s} + I_{E,mu})/2 = 15.90$. Diese Werte werden in der Abbildung durch grüne Linien dargestellt.

Die Kenngrößen werden für eine automatische Vordetektion und für die zeitliche Einordnung der MP-Durchflüge benötigt. Jedes ausgesuchte Intervall beginnt mit einem Wert für I_E , der sich entweder über oder unter dem gesetzten Schwellwert befindet. Somit steht fest, in welcher der beiden Regionen sich der Satellit zu Beginn des Intervalls befunden hat. O. B. d. A. nehmen wir an, dass sich der Satellit zunächst in der Magnetosheath befand und damit $I_E(t_0) > I_{E,s}$ galt. Die Charakterisierung eines MP-Durchfluges durch die Überschreitung des Schwellwertes ist zwar in den meisten Fällen ausreichend; manchmal

aber ist die I_E Zeitreihe unruhig, der Schwellwert wird dann gelegentlich auch unter- bzw. überschritten, wenn kein voller Durchflug zur anderen Seite (im Sinne der Plasmaregimes) erfolgte. Es hat sich deshalb als zweckmäßig herausgestellt, die Schwellwerte etwas weiter zum jeweils anderen Niveau zu verlegen: diese Aufgabe erfüllen die Kenngrößen $I_{E,so}$ und $I_{E,su}$. Gilt also zunächst $I_E(t_0) > I_{E,s}$, so muss die Indexzeitreihe erst den Wert $I_{E,su}$ überqueren, damit ein MP-Durchflug aus der Magnetosheath in die Magnetosphäre registriert wird. Bei Durchflügen in die andere Richtung wird analog verfahren, hierbei wird dann als Schwellwert $I_{E,so}$ genutzt. Für die zeitliche Zuordnung wird die Zeit des letzten I_E -Messwertes vor dem Überqueren des zentralen Schwellwertes $I_{E,s}$ genommen. Diese Zeiten sind in Abbildung 3.3 durch vertikale Linien gekennzeichnet.

Ein zentraler Schwellwert $I_{E,s}$ kann für jedes vorausgewählte Intervall und für jeden Satelliten neu vorgegeben werden. Bei der späteren Analyse der MP-Bewegung kommt es aber insbesondere darauf an, dass nacheinander folgende Durchflüge (von verschiedenen Satelliten) immer an derselben MP-Struktur festgemacht werden, damit die Zeitpunkte der Durchflüge vergleichbar sind: Das heißt, dass der Schwellwert $I_{E,s}$ für ein Zeitintervall für alle Satelliten gleich gewählt werden sollte. Dies wurde bei der Wahl der Schwellwerte strikt berücksichtigt. Außerdem wurden die Schwellwerte auch bei zeitlich benachbarten Intervallen nach Möglichkeit gleich gewählt.

Nach der automatischen Zuordnung wird jeder einzelne auf die beschriebene Weise vorgeschlagene MP-Durchgang noch anhand des Energieflussdichte-Indizes und des Betrages der magnetischen Induktion überprüft. Wenn I_E beim Durchflug aus der Magnetosphäre in die Magnetosheath abrupt ansteigt, so sollte die Stärke der magnetischen Induktion $|B|$ eine gegenläufige Bewegung ausführen. Sind Abweichungen davon zu verzeichnen bzw. ändert sich die Magnetfeldstärke gar nicht obwohl eine abrupte Änderung in I_E sichtbar ist, so wurden die dazugehörigen vordetektierten MP-Durchflüge wieder entfernt. Ein weiterer Grund der Ablehnung sind Artefakte in I_E , die zwar als Übergang aus einer in die jeweils andere Region durch das oben beschriebene Verfahren interpretiert wurden, die aber offensichtlich auf fehlerhafte Partikelmessungen zurückzuführen sind.

Desweiteren wurden öfter ganze Subintervalle, die aus den tageweisen Übersichtsabbildungen selektiert wurden, nicht weiter betrachtet. Zwar hat sich der Energieflussdichte-Index als hervorragendes Werkzeug zur Unterscheidung von magnetosphärischem und Magnetosheath-Plasma bewährt, gelegentlich aber sind Übergänge (teilweise auch über längere Zeiträume) trotzdem unklar definiert. Dies kann z. B. damit zusammenhängen, dass der betreffende Satellit sich während einer sehr langen Zeit innerhalb der LLBL bzw. MP-Stromschicht befunden hat, wodurch es zu weniger klaren Änderungen in I_E kommt als in Abbildung 3.3 gezeigt. Ein weiterer Grund liegt in dem manchmal zu geringen Abstand zwischen den Niveaus $I_{E,mo}$ und $I_{E,mu}$, so dass eine Trennung derselben nur schwierig möglich ist. In diesen Fällen wurde auf eine weitere Untersuchung der betroffenen Intervalle verzichtet. Die Ablehnung ganzer Intervalle als auch nur einzelner vordetektierter MP-Durchflüge erfolgte auch in Zweifelsfällen. Die noch verbliebenen MP-Durchflüge wurden in einen gemeinsamen Datensatz aufgenommen, der die Grundlage für die weiteren Untersuchungen in dieser Arbeit bildet. Insgesamt umfasst der Datensatz 6697 MP-Durchflüge aus 233 Intervallen. In diesem Datensatz sind der Zeitpunkt des MP-Durchfluges verzeichnet, der Satellit, durch den der jeweilige Durchflug beobachtet wurde, und die Richtung des Durchfluges (in die Magnetosphäre hinein bzw. aus ihr heraus), die sich aus der Richtung des Überganges in I_E einfach bestimmen lässt. Im

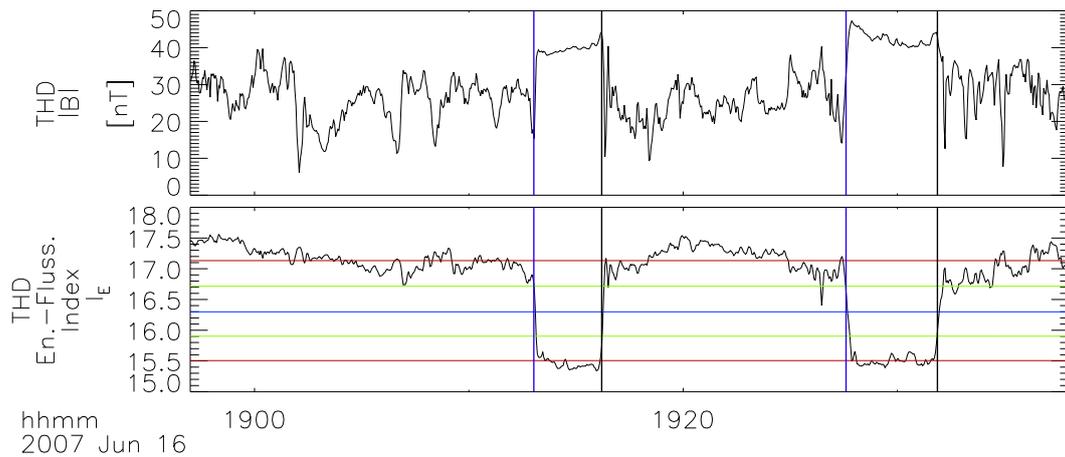


Abbildung 3.3: Intervall zwischen 18:57 und 19:38 UT am 16. Juni 2007. Obere Abbildung: Betrag des Magnetfeldes gemessen durch den Satelliten THD. Unten: Energieflussdichte-Index I_E , der aus den Energieflussdichte-Messungen von THD für Ionen und Elektronen berechnet wurde (siehe Text). Ein höherer Wert kennzeichnet Plasma aus der Magnetosheath, ein niedrigerer Wert Plasma magnetosphärischen Ursprungs. Horizontale blaue Linie: gesetzter Schwellwert $I_{E,s}$; rote Linien: Mittelwerte von oberem und unterem Index-Niveau $I_{E,mo}$ und $I_{E,mu}$; grüne Linien teilen die Index-Intervalle zwischen der blauen Linie und den roten Linien in zwei gleich große Teile auf. Vertikale Linien kennzeichnen wie in Abbildung 3.2 die MP-Durchflugszeiten nach der beschriebenen Methode.

Folgenden soll dieser Datensatz als MP-Datensatz bezeichnet werden. Alle mit vertikalen Linien gekennzeichneten MP-Durchflüge in Abbildung 3.2 sind Teil dieses Datensatzes.

3.2 Analyse einzelner Magnetopausen-Durchflüge

Die Zeiten der MP-Durchflüge sind ohne die Positionen, an denen sie beobachtet wurden, nur von geringem Wert. Aus diesem Grund wird die Position der jeweils beobachtenden Satelliten zu jedem MP-Durchflugszeitpunkt bestimmt und in das AGSM-Koordinatensystem mit konstantem Aberrationswinkel von 5° transformiert (siehe Abschnitt 1.3 ab Seite 16). Dieses Koordinatensystem (KS) weist gegenüber dem GSM-KS eine um 5° in der Ekliptik in Erdflugrichtung verdrehte x -Richtung auf. Die Anströmrichtung durch den Sonnenwind stimmt in diesem KS idealerweise mit der negativen x -Richtung überein; der Ursprung liegt im Erdmittelpunkt. Der Aberrationseffekt hat, wie z. B. Safránková et al. (2002) bemerken, einen erheblichen Einfluss auf die Lage der MP. Eine übliche Annahme von MP-Modellen ist die Rotationssymmetrie der Form der MP um die Achse der Anströmrichtung des Sonnenwindes (SW); es ist deshalb zweckmäßig die Positionsdaten der MP erst in ein aberriertes Koordinatensystem zu überführen, wenn sie in Verbindung mit einem MP-Modell verwendet werden sollen.

Die Positionen, an denen die MP beobachtet wurde, lassen sich aus dem kartesischen AGSM-KS leicht in ein Kugelkoordinatensystem überführen. Dabei werde der Azimutwinkel Φ_{AGSM} in der AGSM x - y -Ebene von der x -Richtung aus positiv nach y

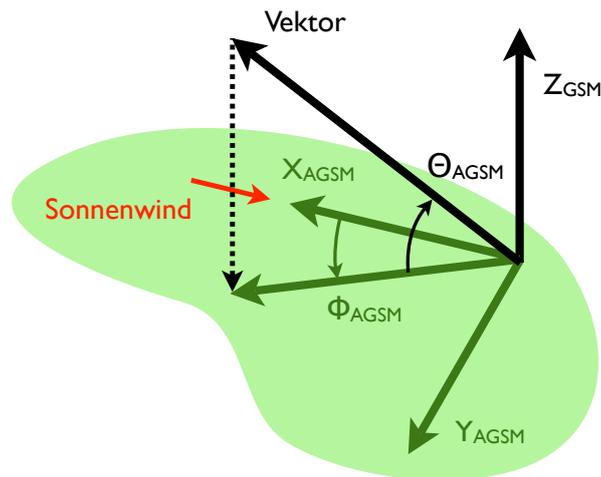


Abbildung 3.4: Illustration des Azimuthwinkels Φ_{AGSM} und des Elevationswinkels Θ_{AGSM} im AGSM-KS.

gezählt. Ein größerer Azimuthwinkel weist also auf eine weiter östlich liegende Position hin; ein negativer Azimuthwinkel bedeutet eine vom Anströmpunkt des SW westlich liegende Position. Der Elevationswinkel Θ_{AGSM} ist der eingeschlossene Winkel zwischen der Verbindungslinie vom Erdmittelpunkt zum Beobachtungspunkt der MP sowie der x - y -Ebene. Er ist positiv, wenn sich der Beobachtungspunkt nördlich von der besagten Ebene befindet. Eine Skizze beider Winkel im AGSM-KS ist durch Abbildung 3.4 gegeben. Abbildung 3.5 zeigt die AGSM Azimuth- und Elevationswinkel (Φ_{AGSM} und Θ_{AGSM}) der Positionen aller 6697 MP-Durchflüge, die im MP-Datensatz enthalten sind, über dem Zeitpunkt ihrer Beobachtung.

Es ist klar erkennbar, dass der Azimuth der MP-Beobachtungen mit der Zeit abnimmt. Dies ist darauf zurückzuführen, dass sich die gemeinsame Erdumlaufbahn der THEMIS-Satelliten aufgrund der Bewegung der Erde um die Sonne im Sonnenausgerichteten GSE-KS um die z -Achse von der Abend- zur Morgenseite hin dreht; dies gilt auch im AGSM-KS, dessen x -Achse nur um 5° bezüglich derjenigen des GSE-Systems um z gedreht ist. Die ersten MP-Einträge stammen von Beobachtungen, die bei $\Phi_{AGSM} \approx 90^\circ$ an der Abendflanke der MP stattfanden. Bis $\Phi \approx -50^\circ$ wird der gesamte dazwischenliegende, tagseitige AGSM-Azimuthwinkelbereich durch MP-Beobachtungen abgedeckt. Die letzten MP-Durchflüge im September 2007 weisen entsprechend nur noch einen negativen Azimuthwinkel auf; demnach befanden sich die THEMIS-Satelliten zu diesen Zeitpunkten westlich des SW-Anströmpunktes, der durch die x -Achse im AGSM-KS gekennzeichnet ist.

Bemerkenswert ist, dass in der Azimuthwinkel-Verteilung aus Abbildung 3.5 zwei Geraden gleicher Steigung erkennbar sind. Da die THEMIS Satelliten sich auf ihrem Coast Phase Orbit gegen den Uhrzeigersinn bewegten (von Norden aus betrachtet) und die MP-Region bei jedem Umlauf zwei Mal passierten, befanden sie sich auf den auswärtigen Orbitsegmenten (aus der Magnetosphäre heraus) weiter westlich bezüglich ihrer Positionen auf den zeitlich angrenzenden einwärtigen Orbitsegmenten. Dementsprechend gruppieren sich die MP-Durchflüge bezüglich ihres AGSM-Azimuths auf zwei Geraden, die den Austritts- bzw. Eintrittspositionen der Satelliten in die Magnetosphäre entsprechen.

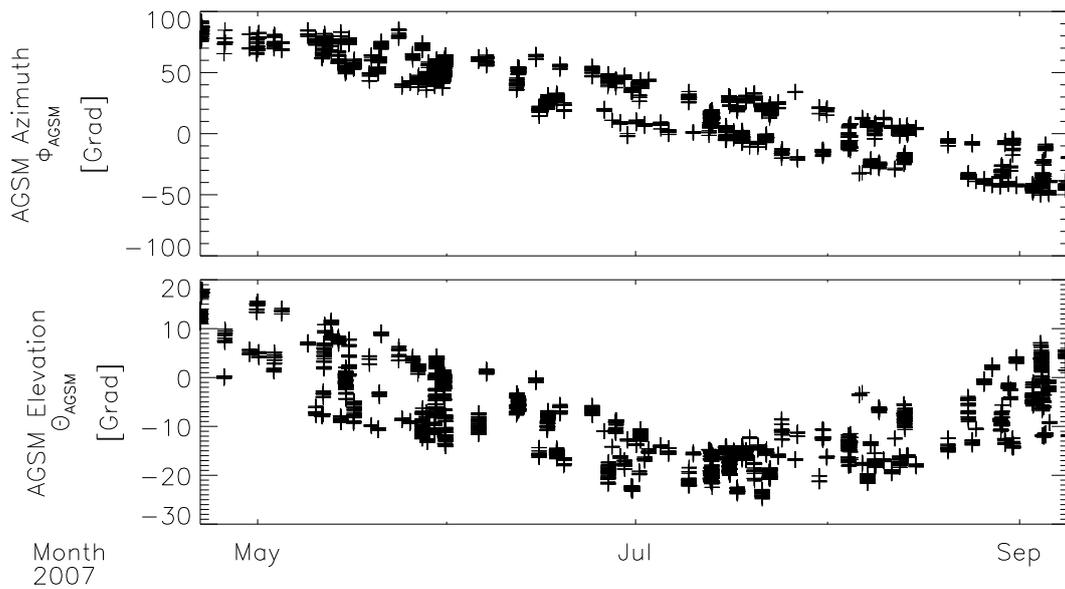


Abbildung 3.5: Positionen der Satelliten bei den jeweiligen Durchflügen durch die MP (aus dem im Text beschriebenen MP-Datensatz) im AGSM-KS. Oben: AGSM-Azimuthwinkel Φ_{AGSM} der MP-Beobachtungen, positiv nach Osten. Unten: AGSM-Elevationwinkel Θ_{AGSM} aus der AGSM-Äquatorialebene, positiv nach Norden.

Der Elevationswinkel Θ_{AGSM} weist dagegen keinen linearen Trend wie der Azimuthwinkel auf. Die Streuung in Θ_{AGSM} entsteht vor allem durch die tägliche Bewegung der Dipolachse des Erdmagnetfeldes (z. B. im GSE-KS) aufgrund der Nicht-Übereinstimmung dieser Achse mit der Rotationsachse der Erde. Durch diese Drehung der Dipolachse schwankt die Projektion derselben auf der Ebene senkrecht zur aberrierten x -Richtung. Befindet sich der Satellit auf einer konstanten Position relativ zur Erddrehachse und zur Verbindungslinie Erde-Sonne (fest im GSE-KS), so würde sich dessen Elevation trotzdem im AGSM-System über einen Tag verändern.

In Abbildung 3.6 sind Histogramme der Azimuth und Elevationswinkel der identifizierten MP-Durchflüge dargestellt. Die Einteilung erfolgt beim Azimuth in 5° und bei der Elevation in 2.5° Schritten. Die Verteilung beider Werte ist noch einmal klarer zu erkennen: Im Azimuth ist zwischen $\Phi_{AGSM} \approx -50^\circ$ (Morgenflanke MP) und $\Phi_{AGSM} \approx +90^\circ$ (Abendflanke MP) eine relativ gleichmäßige Abdeckung durch die MP-Beobachtungen gegeben. In der Elevation sind die Beobachtungen im Wesentlichen zwischen $\Theta_{AGSM} = -20^\circ$ und $\Theta_{AGSM} = +10^\circ$ konzentriert; aus dieser Konzentration um $\Theta_{AGSM} = 0^\circ$ folgt, dass nur magnetisch äquatoriale Beobachtungen in den MP-Datensatz eingeflossen sind (orbitbedingt). Die Verschiebung zu niedrigeren Elevationswerten (südlich bezüglich der magnetischen Äquatorialebene) ist auf die Inklination des Coast Phase Orbits zurückzuführen, dessen Apogäum südlich der Ekliptik lag. Durch die tageweise Schwankung der AGSM-Äquatorialebene (x - y -Ebene) gegenüber der Ekliptik sind aber auch teilweise Beobachtungen nördlich dieser magnetischen Äquatorialebene vorhanden. Schlussendlich zeigt Abbildung 3.7 noch die wahre Abdeckung der MP im AGSM-KS. Hierbei ist die Elevation Θ_{AGSM} über dem Azimuth Φ_{AGSM} aufgetragen.

Zu jedem MP-Durchflug wird die Normalenrichtung der Grenzfläche mithilfe der

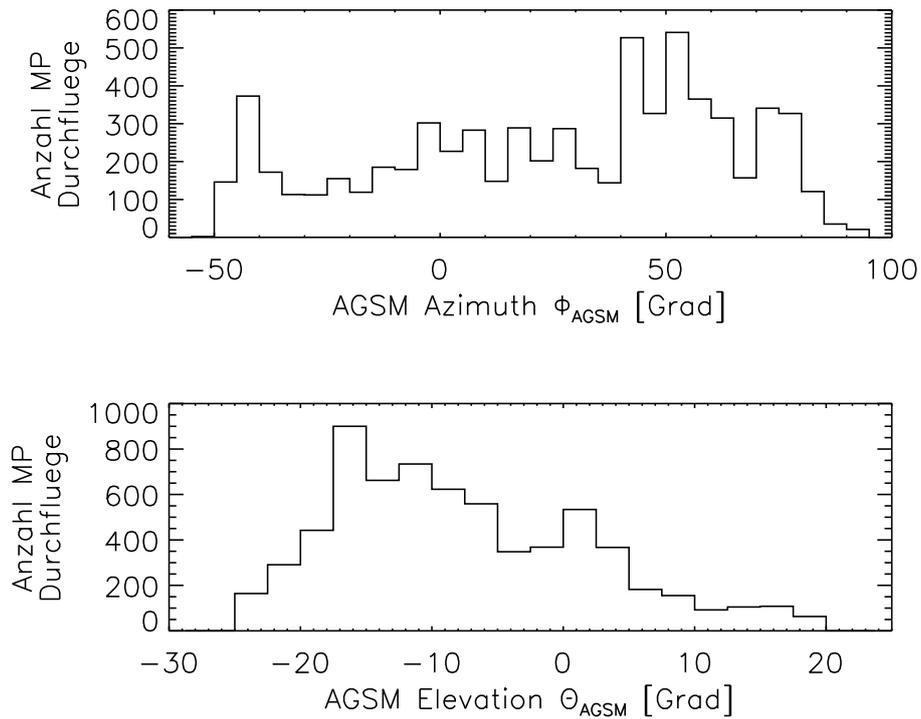


Abbildung 3.6: Histogramm der Azimuth- (oben) und Elevationswinkel (unten) der MP-Durchflüge aus dem MP-Datensatz (nach Plaschke et al. 2009a). Intervallbreite: 5° im Azimuth (oben) und 2.5° in der Elevation (unten).

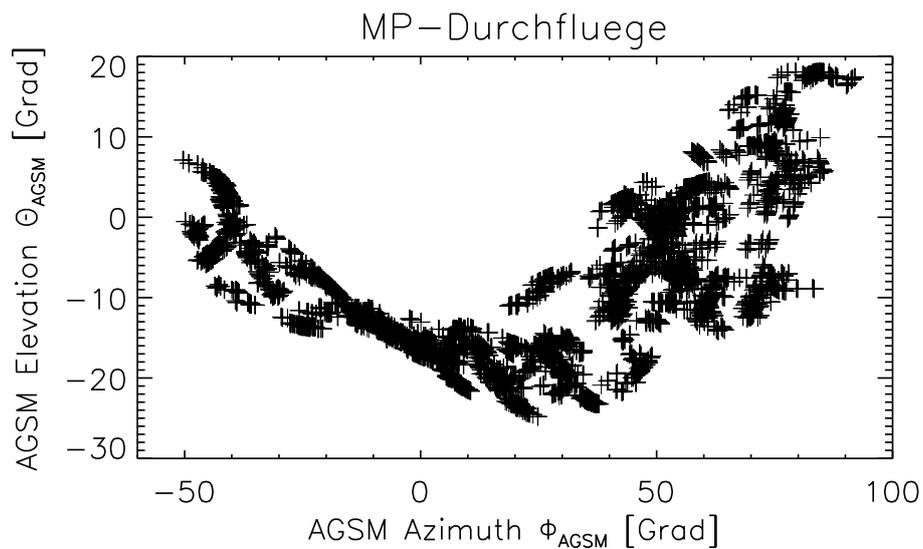


Abbildung 3.7: Abdeckung der tagseitigen MP durch den MP-Datensatz aus Beobachtungen der THEMIS Satelliten. Auftragung der Elevation über dem Azimuth im AGSM-KS.

MVAB (Minimum-Varianz-Analyse der Magnetfeldmessungen) bestimmt. Die Messungen des Magnetfeldes (FGS-Daten in Spin-Perioden-Auflösung) werden zunächst in das AGSM-KS transformiert. Anschließend werden Intervalle von ± 15 Sekunden um die identifizierten MP-Durchflugszeiten aus den Magnetfelddaten ausgewählt, um daraus die Kovarianzmatrizen \underline{M} nach (3.5) auf Seite 54 zu berechnen. Es hat sich herausgestellt, dass die Auswahl eines längeren Intervalls zu keinen signifikant anderen statistischen Ergebnissen führt, so dass hier dieselbe Intervalllänge wie in Plaschke et al. (2009a) Verwendung finden soll. Aus jeder Kovarianzmatrix werden die Eigenwerte und Eigenvektoren berechnet; der Eigenvektor zum minimalen Eigenwert entspricht gerade dem Schätzer für die lokale Normalenrichtung zur Grenzfläche $\underline{n}_{\text{MVA}}$.

Diese Normalenrichtung ist wenig aussagekräftig, wenn sie nicht mit einer Referenzrichtung verglichen werden kann. Diese Referenzrichtung wird mithilfe des MP-Modells von Shue et al. (1997) bestimmt. In diesem Modell ist die Form der MP durch folgenden einfachen Ausdruck festgelegt:

$$r = r_0 \left(\frac{2}{1 + \cos \theta} \right)^\alpha \quad (3.14)$$

Hierbei wird mit r_0 der geringste (subsolare) Abstand der MP vom Erdmittelpunkt bezeichnet (engl.: standoff distance). Im AGSM-KS entspricht dies dem Abstand entlang der x -Achse entgegen der Sonnenwindanströmrichtung. Der Parameter θ ist der eingeschlossene Winkel zwischen der AGSM- x -Achse und einer Verbindungslinie vom Erdmittelpunkt zu einem Punkt auf der Modell-MP; der Abstand der Modell-MP auf dieser Verbindungslinie ist dann durch r gegeben. Es ist ersichtlich, dass es sich beim Modell von Shue et al. (1997) um ein bezüglich der x -Achse rotationssymmetrisches Modell handelt.

Ausdruck 3.14 wurde in Shue et al. (1997) zur Beschreibung der MP-Form benutzt; der Parameter α spiegelt die unterschiedliche Form bei unterschiedlichen SW-Bedingungen wider. Die Autoren haben Daten der Satelliten ISEE 1 und 2, AMPTE/IRM und IMP 8 ausgewertet, um aus den beobachteten MP-Positionen und den jeweils vorherrschenden SW-Bedingungen die funktionale Form von α zu bestimmen. Nach Approximation ihrer MP-Datensätze erhielten sie folgenden Zusammenhang:

$$\alpha = \left(0.58 - 0.01 \frac{B_z}{1 \text{ nT}} \right) \left(1 + 0.01 \frac{p_{\text{dyn}}}{1 \text{ nPa}} \right) \quad (3.15)$$

Hierbei ist B_z die z -Komponente des SW-Magnetfeldes (IMF) im GSM-KS; p_{dyn} bezeichnet den dynamischen Druck durch den SW. Es ist ebenfalls ein Zusammenhang zwischen r_0 und den SW-Bedingungen notwendig:

$$r_0 = \begin{cases} 1 R_E (11.4 + 0.013 B_z / 1 \text{ nT}) (p_{\text{dyn}} / 1 \text{ nPa})^{-1/6.6}, & \text{für } B_z \geq 0 \\ 1 R_E (11.4 + 0.14 B_z / 1 \text{ nT}) (p_{\text{dyn}} / 1 \text{ nPa})^{-1/6.6}, & \text{für } B_z < 0 \end{cases} \quad (3.16)$$

Die Rekonstruktion der vollständigen MP-Lage aus dem Modell wird hier allerdings nicht durchgeführt. Stattdessen soll nur die funktionale Form (3.14) verwendet werden, um aus den gegebenen Satellitenpositionen zu den Beobachtungen der MP auf die MP-Distanz r_0 zurückschließen zu können, und um aus dem jeweils angepassten Modell einen

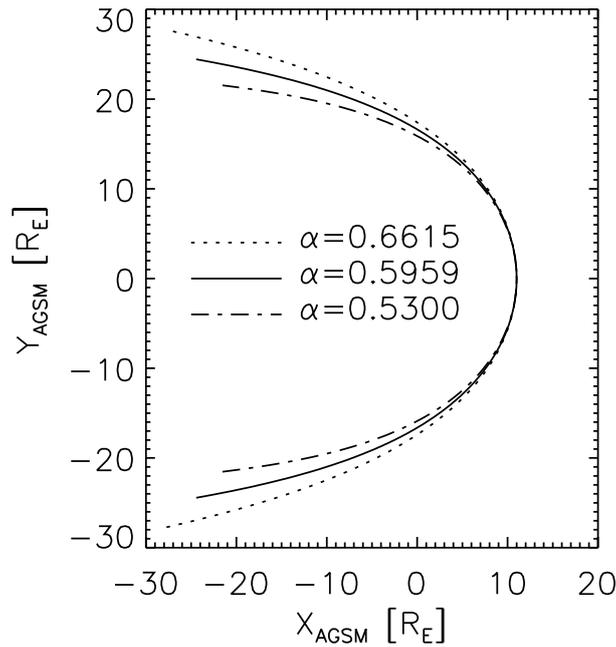


Abbildung 3.8: Modell-MP nach Shue et al. (1997). Die drei Graphen entsprechen drei verschiedenen Werten für den Parameter α in Gleichung (3.14): Extremfälle von hohem und niedrigem Wert, sowie der für die weitere Untersuchung gewählte Wert von $\alpha = 0.5959$. r_0 wurde auf $11 R_E$ gesetzt. Im Azimutwinkelbereich von $[-50^\circ, 90^\circ]$ ist die Form der (tagseitigen) MP für alle Fälle sehr ähnlich.

Referenznormalenvektor $\underline{n}_{\text{mod}}$ zu erhalten. Dafür wird nur die Abhängigkeit von α (3.15) von den SW-Bedingungen benötigt, da r_0 dann aus den besagten Satellitenpositionen durch Beziehung (3.14) berechnet werden kann.

Es wird folgendermaßen vorgegangen: Zunächst werden zu jeder Position aus dem MP-Datensatz die entsprechenden Koordinaten r (Abstand vom Erdmittelpunkt) und θ (Winkel zwischen dem Ortsvektor zur MP-Beobachtungsposition und der x -Achse im AGSM-KS) berechnet. Mithilfe von Gleichung (3.14) erhält man die (subsolare) MP-Distanz r_0 . Dafür muss ein Wert für α angenommen werden; wie auch in Plaschke et al. (2009a) soll hierfür der Wert $\alpha = 0.5959$ Verwendung finden. Dieser kann aus (3.15) erhalten werden, wenn beispielsweise eine IMF z -Komponente von $B_z = -1$ nT (GSM-KS) und ein dynamischer SW-Druck von $p_{\text{dyn}} = 1$ nPa angenommen wird. Exakte Werte für B_z und p_{dyn} sind durchaus nicht von übergeordneter Bedeutung, da auch in Extremfällen α nur geringfügig vom hier benutzten Wert von 0.5959 abweichen wird: Wird $B_z = -5$ nT und $p_{\text{dyn}} = 5$ nPa gewählt, so erhält man einen hohen Wert von $\alpha = 0.6615$; im umgekehrten Fall ($B_z = +5$ nT und $p_{\text{dyn}} = 0$ nPa) ergibt sich $\alpha = 0.5300$. Die Spanne der Werte für α beträgt also hierbei etwa 0.13; der Mittelwert zwischen beiden Extremwerten liegt mit $\alpha = 0.5958$ sehr dicht am hier verwendeten Wert. Die Form der MP nach dem Modell für diese Parameterwerte ist in Abbildung 3.8 dargestellt. Daraus ist zu folgern, dass sich durch unterschiedliche SW-Bedingungen die mittlere Form der MP insbesondere auf der Tagseite nur geringfügig ändert. Da hier aber nur diese tagseitige MP-Form eingeht, kann der Wert von $\alpha = 0.5959$ als typisch angesehen werden und für alle Einträge des MP-Datensatzes verwendet werden.

Somit erhält man aus Gleichung (3.14) mit $\alpha = 0.5959$ für jede MP-Beobachtung (Position in r und θ) einen Wert für die (subsolare) MP-Distanz r_0 . Dies legt global eine Modell-MP-Fläche fest. Lokal (am Ort der MP-Beobachtung) ist damit ein Referenznormalenvektor $\underline{n}_{\text{mod}}$ gegeben: Liegt o. B. d. A. die MP-Beobachtungsposition exakt in der x - y -Ebene (AGSM-KS), so wird diese Position aus dem AGSM-KS zu einem Wertepaar (r, θ) mit $x = r \cos \theta$ und $y = r \sin \theta$ umgerechnet. Wird 3.14 für r eingesetzt, so erhält man eine parametrisierte Darstellung der MP-Oberfläche durch die Funktionen $x = x(\theta)$ und $y = y(\theta)$. Durch Ableitung dieser Funktionen ist dann der Normalenvektor in der x - y -Ebene folgendermaßen gegeben:

$$\underline{n}_{\text{mod}} = \begin{pmatrix} \frac{dy(\theta)}{d\theta} \\ -\frac{dx(\theta)}{d\theta} \end{pmatrix} \left(\left(\frac{dx(\theta)}{d\theta} \right)^2 + \left(\frac{dy(\theta)}{d\theta} \right)^2 \right)^{-1/2} \quad (3.17)$$

$$\text{mit} \quad x(\theta) = r_0 \left(\frac{2}{1 + \cos \theta} \right)^\alpha \cos \theta \quad (3.18)$$

$$\text{und} \quad y(\theta) = r_0 \left(\frac{2}{1 + \cos \theta} \right)^\alpha \sin \theta \quad (3.19)$$

Fand die MP-Beobachtung nicht exakt in der AGSM x - y -Ebene statt, so können obige Formeln nach Rotation dieser Ebene um die x -Achse trotzdem angewendet werden, solange der Beobachtungspunkt sich in der dann rotierten Ebene befindet. Ein Referenznormalenvektor $\underline{n}_{\text{mod}}$ wird für alle Einträge im MP-Datensatz berechnet.

Abbildung 3.9 zeigt die Verteilung der äquivalenten subsolaren MP-Distanzen r_0 (genauer: die Entfernung der angepassten Modell-MP entlang der x -Richtung im AGSM-KS), die aus den Positionen der MP-Beobachtungen und der Funktion (3.14) berechnet wurden. Wie man sieht, liegen diese Distanzen fast ausnahmslos zwischen $r_0 = 9.5 R_E$ und $14.5 R_E$. Die meisten r_0 -Bestimmungen sind in einem weiter eingeschränkten Intervall zwischen 10 und $13 R_E$ zu finden, so wie es für die MP bei eher ruhigen SW-Bedingungen erwartet wird. Der mittlere Abstand der subsolaren MP liegt bei $11.66 R_E$; der Median liegt mit $11.58 R_E$ nur knapp darunter.

Ein Vergleich der MP-Normalenvektoren $\underline{n}_{\text{MVA}}$, die mithilfe der MVA bestimmt wurden, mit den Referenzvektoren $\underline{n}_{\text{mod}}$ aus dem Modell zeigt eine gute Übereinstimmung, wie man in Abbildung 3.10 erkennen kann. In der oberen Unterabbildung ist ein Histogramm der Winkel Θ dargestellt, die zwischen den jeweiligen Vektoren $\underline{n}_{\text{MVA}}$ und $\underline{n}_{\text{mod}}$ eingeschlossen sind (nicht zu verwechseln mit dem Elevationswinkel Θ_{AGSM}). Die Winkelabweichungen Θ sind um geringere Werte (kleiner als 40°) konzentriert, allerdings ist auch ein Abfall zu sehr kleinen Winkeln zu erkennen. Dies kann folgendermaßen erklärt werden: Wären alle möglichen Richtungen für $\underline{n}_{\text{MVA}}$ gleich vertreten, so entspräche dies einer Gleichverteilung auf einer Halbkugel. Dies bedeutet, dass die Wahrscheinlichkeit, einen Vektor $\underline{n}_{\text{MVA}}$ in einem Flächenelement dieser Halbkugel festzustellen, mit der jeweiligen Fläche skaliert. Der Winkel Θ kann dabei als Polwinkel der Halbkugel interpretiert werden. Die von kleinen Polwinkeln eingeschlossene Fläche ist aber viel geringer als bei größeren Polwinkeln. Demnach ist die Wahrscheinlichkeit einen Vektor $\underline{n}_{\text{MVA}}$ beispielsweise im Intervall $\Theta \in [0^\circ, 2.5^\circ]$ festzustellen deutlich geringer als im Intervall $[80^\circ, 82.5^\circ]$, auch wenn die Intervallbreite bezüglich Θ gleich ist. Bei angenommener Gleichverteilung berechnet sich diese Wahrscheinlichkeit aus der Fläche, die auf der Halbkugel zwischen den jeweiligen unteren und oberen Grenzen der Polwinkel-Intervalle

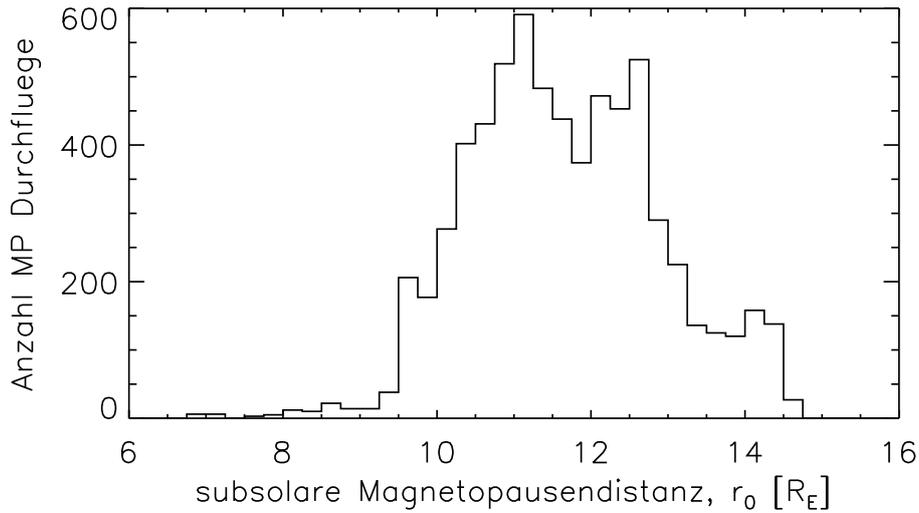


Abbildung 3.9: Histogramm der äquivalenten Magnetopausendistanzen r_0 berechnet aus den Positionen der MP-Durchflüge im AGSM-KS (nach Plaschke et al. 2009a).

(Θ -Intervalle) eingeschlossen wird. Diese Fläche ergibt sich zu:

$$A = 2\pi \int_{\Theta=\Theta_u}^{\Theta_o} \sin \Theta \, d\Theta \sim [-\cos \Theta]_{\Theta_u}^{\Theta_o} \quad (3.20)$$

wobei mit Θ_u und Θ_o die untere und obere Grenze eines Histogramm-Intervalls in Abbildung 3.10 bezeichnet wird. Entsprechend muss das Histogramm aus der oberen Unterabbildung mit diesem Flächenwert (oder einem proportionalen Wert) gegeben durch $[-\cos \Theta]_{\Theta_u}^{\Theta_o}$ normiert werden. Die Normierung ist in der mittleren Unterabbildung für jedes Intervall abgebildet. Teilt man die Histogrammwerte durch diese Normierung sowie durch einen weiteren Faktor, damit die Summe aller Histogrammwerte insgesamt 1 ergibt, so erhält man Abbildung 3.10 (unten). Hier ist der normierte Anteil der MP-Beobachtungen dargestellt, bei denen mithilfe der MVA ein Normalenvektor festgestellt wurde, der um Θ vom entsprechenden Referenzvektor abweicht. Wie man sieht, ist jetzt unter Berücksichtigung des beschriebenen geometrischen Effektes die erwartete Konzentration der Winkelabweichungen um Null deutlich besser zu erkennen. Eine Gleichverteilung der Richtungen von \underline{n}_{MVA} hätte eine konstante Verteilung im unteren Histogramm zur Folge gehabt.

In der oberen und unteren Unterabbildung von Abbildung 3.10 sind Histogramme in schwarz und rot dargestellt. Die schwarzen Histogramme beziehen sich dabei auf den kompletten MP-Datensatz; alle durch MVA bestimmte Normalenvektoren wurden für die Erstellung derselben berücksichtigt. Die Genauigkeit der Normalen-Bestimmung ist dabei nicht in allen Fällen gleich; der Quotient aus dem mittleren und kleinsten Eigenwert, dessen Eigenvektor als Schätzer für die Normalenrichtung betrachtet wird, ist ein Maß für die Güte der Normalenrichtungsbestimmung. Dieser Quotient sollte möglichst groß sein. Da hier die MVA statistisch angewandt wird und keine Intervallauswahl der Magnetfeldmessungen im Einzelfall stattfindet, kann insgesamt nicht die Güte erreicht werden, wie sie bei Einzelfalluntersuchungen möglich wäre. Aus diesem Grund sollten die Ergebnisse durch Einschränkung auf ausreichend gut bestimmte Vektoren \underline{n}_{MVA} überprüft werden.

Dazu werden nur die Vektoren ausgewählt, zu denen der oben beschriebene Eigenwertquotient einen Wert von 10 übersteigt. Die Anzahl an Vektoren verringert sich dadurch von 6697 auf 1981. Die roten Graphen geben in Abbildung 3.10 und auch in den nachfolgenden Abbildungen über die Ergebnisse mit diesem reduzierten Datensatz Auskunft. Wie man anhand der oberen Unterabbildung erkennen kann, ist die Anzahl der benutzten MP-Beobachtungspunkte deutlich geringer; die prinzipielle Form der Verteilung bleibt jedoch gleich. In der unteren Unterabbildung (rotes Histogramm) erkennt man eine leichte Zunahme des normierten Anteils der Beobachtungen, die eine geringe Abweichung in Θ aufweisen. In allen Intervallen für Werte von $\Theta < 15^\circ$ ist dieser Anteil erhöht. Für größere Werte der Winkelabweichung ist der Anteil entsprechend geringer.

Der Grund dafür ist in Abbildung 3.12 ersichtlich. In dieser Abbildung ist nicht nur die Winkelabweichung der Vektoren, sondern auch die Richtung der Abweichung dargestellt. Dazu werden die Vektoren \underline{n}_{MVA} aus dem AGSM-KS in das lokale lmn-KS transformiert (vgl. Abschnitt 1.3 ab Seite 16). Die Basisvektoren sind in diesem Koordinatensystem folgendermaßen gegeben: \underline{e}_n zeigt in die Richtung des jeweiligen Referenznormalenvektors \underline{n}_{mod} . Zur Bestimmung von \underline{e}_l wird die magnetosphärische Magnetfeldrichtung gegeben durch das Magnetfeldmodell Tsyganenko 89 für die MP-Beobachtungspunkte und Zeiten herangezogen (z. B. Tsyganenko 1990): Der Basisvektor zeigt in die Richtung der Projektion dieser Modell-Magnetfeldrichtung auf eine Ebene senkrecht zu \underline{e}_n . Der Vektor $\underline{e}_m = \underline{e}_n \times \underline{e}_l$ komplettiert die Basis des rechtshändigen, kartesischen, lokalen Koordinatensystems. \underline{e}_l und \underline{e}_m liegen also tangential zur Modell-MP. In diesem KS kann jeder Vektor \underline{n}_{MVA} durch

$$\underline{n}_{MVA} = \begin{pmatrix} n_{MVA,l} \\ n_{MVA,m} \\ n_{MVA,n} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin \Theta \cos \Phi \\ \sin \Theta \sin \Phi \\ \cos \Theta \end{pmatrix} \quad (3.21)$$

mit den Winkeln Θ und Φ (positiv von \underline{e}_l nach \underline{e}_m gezählt) ausgedrückt werden. Eine Skizze der Winkel Θ und Φ im lmn-KS ist durch Abbildung 3.11 gegeben. Die Position jedes Punktes in Abbildung 3.12 wird aus diesen Winkeln (von je einem Vektor \underline{n}_{MVA}) folgendermaßen berechnet:

$$\underline{s} = \begin{pmatrix} l \\ m \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Theta \cos \Phi \\ \Theta \sin \Phi \end{pmatrix} \quad (3.22)$$

Dies bedeutet, dass auf der gezeigten l - m -Ebene in Abbildung 3.12 die Richtung vom Ursprung zu jedem Punkt mit der entsprechenden Richtung eines Vektors \underline{n}_{MVA} auf der l - m -Ebene des lmn-KS übereinstimmt. Die Entfernung eines Punktes vom Ursprung gibt die Winkelabweichung Θ zwischen \underline{n}_{MVA} und \underline{n}_{mod} linear wieder. Je weiter ein Punkt vom Ursprung entfernt ist, desto größer ist der eingeschlossene Winkel zwischen beiden Vektoren. Ist ein Punkt in l -Richtung vom Ursprung entfernt, so zeigt dies eine Drehung des Normalenvektors um die m -Achse und damit eine Verkippung der lokalen MP-Oberfläche in die Richtung des magnetosphärischen Magnetfeldes (gemäß Tsyganenko 89 Modell) an. Eine Verschiebung in m -Richtung dagegen weist auf eine lokale Verkippung um die Magnetfeldrichtung in feldsenkrechte Richtung hin. Durch die Transformation in dieses System aus l und m -Richtungen werden feldparallele und feldsenkrechte lokale Inklinationen der MP separiert.

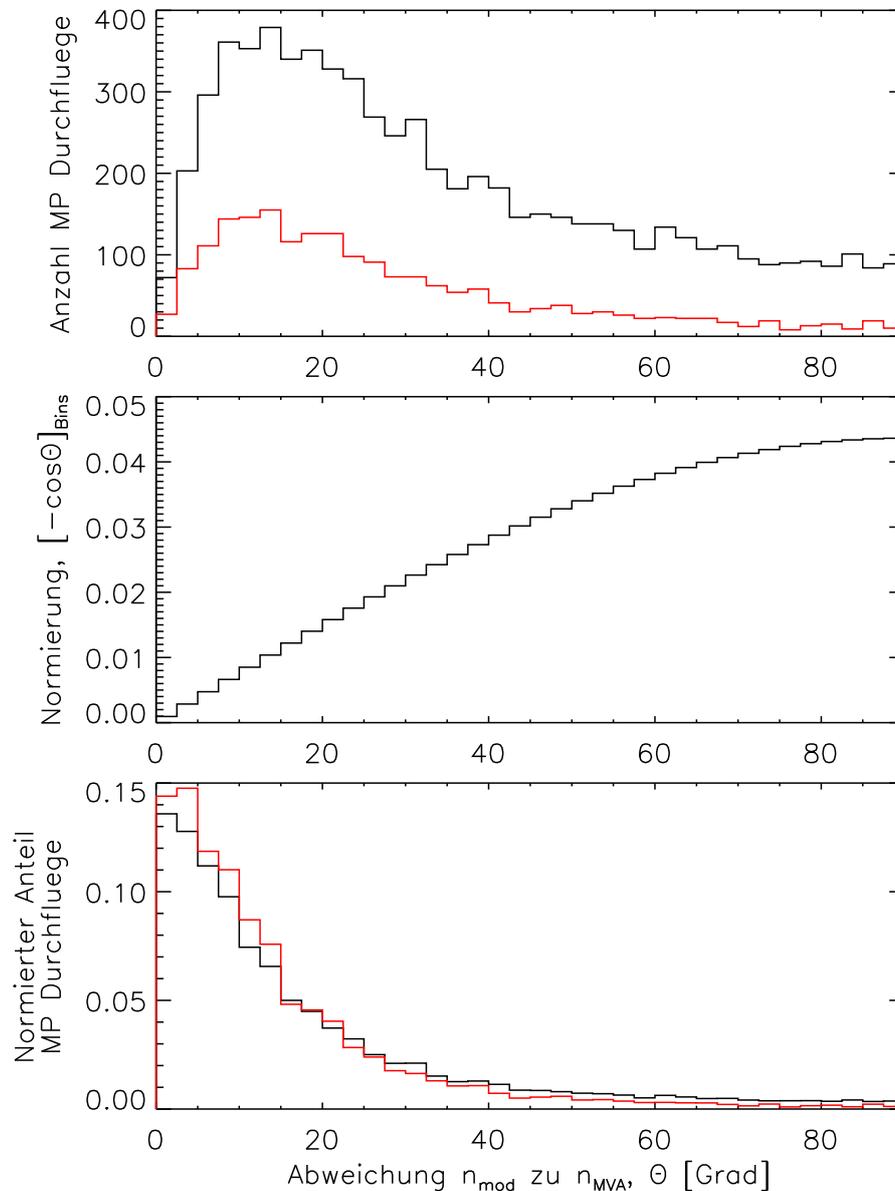


Abbildung 3.10: Winkel Θ zwischen der mit der MVA bestimmten Normalenrichtung $\underline{n}_{\text{MVA}}$ und der Referenzrichtung aus dem Modell nach Shue et al. (1997) $\underline{n}_{\text{mod}}$ (nach Plaschke et al. 2009a). Oben: Histogramm der Winkel Θ aller MP-Beobachtungen aus dem MP-Datensatz (schwarz) bzw. der Beobachtungen, bei denen der Quotient des mittleren und kleinsten Eigenwertes bei der MVA einen Wert von 10 übersteigt (rot). Mitte: Normierungsfaktor gegeben durch die Fläche auf einer Halbkugel im Polwinkelintervall zwischen der jeweils oberen und unteren Bin-Grenze $[-\cos\Theta]_{\text{Bin-Intervall}}$. Unten: Flächennormiertes Histogramm der Wahrscheinlichkeit der Abweichungswinkel Θ .

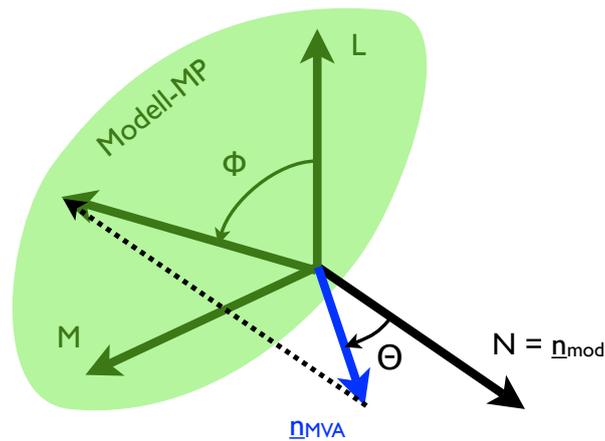


Abbildung 3.11: Skizze der Winkel Θ und Φ , mit denen die Lage der Vektoren \underline{n}_{MVA} im l-m-n-KS beschrieben wird (siehe Text).

In der linken Unterabbildung von Abbildung 3.12 (schwarz) repräsentiert jeder Punkt eine der 6697 MP-Beobachtungen aus dem MP-Datensatz; wie in Abbildung 3.10 weisen die roten Punkte (rechte Unterabbildung) auf den reduzierten Datensatz hin, in dem nur die Beobachtungen berücksichtigt sind, bei denen bei der MVA ein Eigenwertquotient von über 10 festgestellt wurde; dadurch wird die Güte der Bestimmungen von \underline{n}_{MVA} sichergestellt. In beiden Unterabbildungen ist zu erkennen, dass die Verteilung in die l und m -Richtungen nicht symmetrisch ist. In letztere Richtung ist eine deutlich höhere Streuung der Punkte auch zu höheren Winkeln Θ sichtbar, unabhängig vom benutzten Datensatz. Daraus folgt, dass die MP stärkere lokale Inklinationen um die magnetosphärische Magnetfeldrichtung und damit in feldsenkrechte Richtung erfährt. Besonders ausgedünnt sind die Bereiche in l -Richtung ($m = 0$) mit einer absoluten Winkelabweichung von $\Theta > 30^\circ$. Dies bedeutet, dass eine starke Inklination der MP entlang des inner-magnetosphärischen Magnetfeldes nur selten vorkommt. Ein Unterschied zwischen den Verteilungen der Punkte des kompletten bzw. reduzierten Datensatzes zeigt sich indes nur in der Streuung derselben im höheren $\Theta > 30^\circ$ Bereich; hier ist die Anzahl an Punkten beim reduzierten Datensatz (Eigenwertquotient größer 10) vergleichsweise gering. Bei kleineren Eigenwertquotienten unterliegt die Bestimmung der Richtung \underline{n}_{MVA} einem größeren Fehler, womit eine stärkere Streuung in der l - m -Ebene einhergeht.

Um eine weitere quantitative Auswertung der Inklination der MP in die l bzw. m -Richtung zu ermöglichen, werden Histogramme bezüglich dieser Koordinaten erstellt. Beispielhaft ist dies für die l -Richtung in Abbildung 3.13 dargestellt: Zu jeder MP-Beobachtung wurden die Normalenvektoren \underline{n}_{MVA} in die Koordinaten l und m nach Vorschrift (3.22) transformiert. In Abbildung 3.13 (oben) ist die Verteilung über diese l -Werte abgebildet. Es ist klar die Lokalisierung um $l = 0^\circ$ zu erkennen, sowohl in den Daten des kompletten Datensatzes (schwarz) als auch des reduzierten Datensatzes (rot). Die Werte dieses Histogramms sind allerdings noch nicht normiert (vgl. obige Ausführungen): Wären die mithilfe der MVA bestimmten Normalenvektoren gleichverteilt bezüglich ihrer Richtung (auf einer Halbkugel), so sollte auch in diesem Histogramm eine Gleichverteilung sichtbar sein; dafür ist eine Normierung notwendig. Diese ist hierbei allerdings durch die weitere Transformation in das durch Beziehung (3.22) gegebene System komplizier-

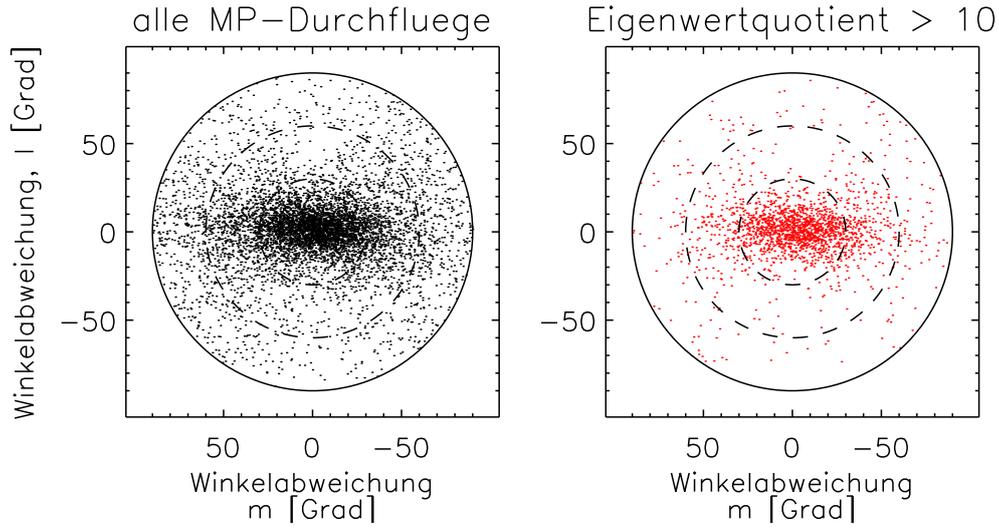


Abbildung 3.12: Winkelabweichung Θ in l und m -Richtung im lmn-KS (parallel und senkrecht zum magnetosphärischen Magnetfeld nach Tsyganenko 89 Modell). Jeder Punkt entspricht einem Vektor \underline{n}_{MVA} , aus der Entfernung zum Ursprung folgt der eingeschlossene Winkel Θ zwischen diesem Vektor und \underline{n}_{mod} . Die Kreise schließen Winkelabweichungen von $\Theta = 90^\circ$, 60° und 30° ein. Links, schwarz: Alle MP-Beobachtungen aus dem MP-Datensatz wurden berücksichtigt. Rechts, rot: Nur MP-Beobachtungen, bei denen der Quotient des mittleren und kleinsten Eigenwertes bei der MVA einen Wert von 10 übersteigt (nach Plaschke et al. 2009a).

ter: Das Integral (3.20) muss auch entsprechend transformiert werden. Θ und Φ müssen dafür als Funktionen von l und m ausgedrückt werden:

$$\Theta = \sqrt{l^2 + m^2} \quad (3.23)$$

$$\Phi = \arctan\left(\frac{m}{l}\right) \quad (3.24)$$

Für jedes Intervall in $l \in [l_u, l_o]$ ist die entsprechende Fläche auf einer Halbkugel aller möglichen Normalenvektorrichtungen dann gegeben durch:

$$A = \int_{\Phi} \int_{\Theta} \sin \Theta \, d\Theta \, d\Phi = \int_{l=l_u}^{l_o} \int_{m=m_u}^{m_o} \sin(\sqrt{l^2 + m^2}) \, D \, dm \, dl \quad (3.25)$$

Die Integrationsgrenzen m_u und m_o sind dabei gegeben durch:

$$m_u = -\sqrt{\frac{\pi^2}{4} - l^2} \quad (3.26)$$

$$m_o = \sqrt{\frac{\pi^2}{4} - l^2} \quad (3.27)$$

Mit D wird die Determinante der Jacobimatrix bezeichnet; diese wird folgendermaßen berechnet:

$$D = \begin{vmatrix} \frac{\partial \Theta}{\partial l} & \frac{\partial \Phi}{\partial l} \\ \frac{\partial \Theta}{\partial m} & \frac{\partial \Phi}{\partial m} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \frac{l}{\sqrt{l^2+m^2}} & -\frac{m}{l^2+m^2} \\ \frac{m}{\sqrt{l^2+m^2}} & \frac{l}{l^2+m^2} \end{vmatrix} = \frac{l^2}{(l^2+m^2)^{3/2}} + \frac{m^2}{(l^2+m^2)^{3/2}} = \frac{1}{\sqrt{l^2+m^2}} \quad (3.28)$$

Somit ergibt sich die Fläche auf der Halbkugel, die von einem Histogramm-Intervall in l -Richtung eingenommen wird zu:

$$A = \int_{l=l_u}^{l_o} \int_{m=m_u}^{m_o} \frac{\sin(\sqrt{l^2 + m^2})}{\sqrt{l^2 + m^2}} dm dl \quad (3.29)$$

Die Größen dieser Flächenelemente zu jedem Intervall sind in der mittleren Unterabbildung von 3.13 dargestellt. Die Summe der Werte ergibt die Fläche der Einheits-Halbkugel (2π). Wie bei Abbildung 3.10 erläutert müssen auch hier die Histogrammwerte (obere Unterabbildung) durch die Flächenwerte (Normierung) geteilt werden. Ein weiterer Faktor wird mit den Daten multipliziert, so dass die Summe aller Histogrammwerte 1 ergibt: Der (normierte) Anteil der MP-Beobachtungen, deren Normalenvektoren \underline{n}_{MVA} zu entsprechenden Werten in l führen, ist in der unteren Unterabbildung von 3.13 dargestellt. Qualitativ zeigt sich zwischen der normierten und unnormierten Verteilung jedoch kein Unterschied; auch bei der unteren Abbildung ist die Lokalisierung der l -Werte um 0° gegeben, was auf eine üblicherweise geringe Inklination der MP-Oberfläche entlang der lokalen magnetosphärischen Magnetfeldrichtung schließen lässt. Diese Lokalisierung ist beim reduzierten Datensatz noch etwas deutlicher, was, wie bereits geschildert, auf die geringere Streuung durch Auswahl besser bestimmter MVA-Normalenvektoren zurückzuführen ist.

Normierte Histogramme über beide Koordinaten l und m sind in Abbildung 3.14 dargestellt; diese wurden entsprechend der unteren Unterabbildung von 3.13 erstellt. Die Farben Schwarz und Rot kennzeichnen wie bisher Ergebnisse aus dem gesamten MP-Datensatz und dem reduzierten Datensatz genauer bestimmter Normalenrichtungen. Auf der rechten Seite sind die Histogramme über m , links diejenigen über l abgebildet. In den beiden unteren Reihen sind jeweils nur MP-Beobachtungen berücksichtigt, die von Positionen mit einem AGSM Azimuthwinkel $|\Phi_{AGSM}|$ von unter bzw. über 40° stammen ($|\Phi_{AGSM}| < 40^\circ$: tagseitige MP; $|\Phi_{AGSM}| > 40^\circ$: Flanken der MP).

In der Gegenüberstellung der l und m -Histogramme fällt sofort auf, dass die Lokalisierung der l -Werte um 0° sehr viel stärker als die der m -Werte ist. Dies ist auch schon aus Abbildung 3.12 ersichtlich; hier tritt dies aber noch deutlicher hervor. Der Grund hierfür ist sicherlich die magnetische Spannung, die an den inner-magnetosphärischen Feldlinien aufgebaut wird, wenn die MP-Oberfläche in feldparalleler Richtung (also in l -Richtung) verformt wird; eine Erhöhung des magnetischen Druckes ist dabei ebenfalls gegeben. Die MP ist offensichtlich stabiler gegenüber einer Verformung in diese Richtung im Vergleich zur lokalen Inklination in die m und damit feldsenkrechte Richtung: Dafür muss nämlich primär nur das inner-magnetosphärische Feld lokal komprimiert werden, wodurch sich nur der magnetische Druck auf der magnetosphärischen Seite erhöht. Der Umstand, dass die MP gegenüber Verformung in feldparalleler Richtung stabiler ist, zeigt sich auch beim Kriterium für die Kelvin-Helmholtz-Instabilität (KHI), Gleichung (1.31) auf Seite 38:

$$\frac{\rho_1 \rho_2}{\rho_1 + \rho_2} (\underline{k} \cdot \underline{v}_1)^2 > \rho_1 (\underline{k} \cdot \underline{V}_{A,1})^2 + \rho_2 (\underline{k} \cdot \underline{V}_{A,2})^2 \quad (3.30)$$

Eine Oberfläche zwischen zwei Plasmabereichen ist instabil gegenüber der KHI, wenn dieses Kriterium erfüllt ist. Mit den Indizes 1 und 2 werden Größen auf beiden Seiten

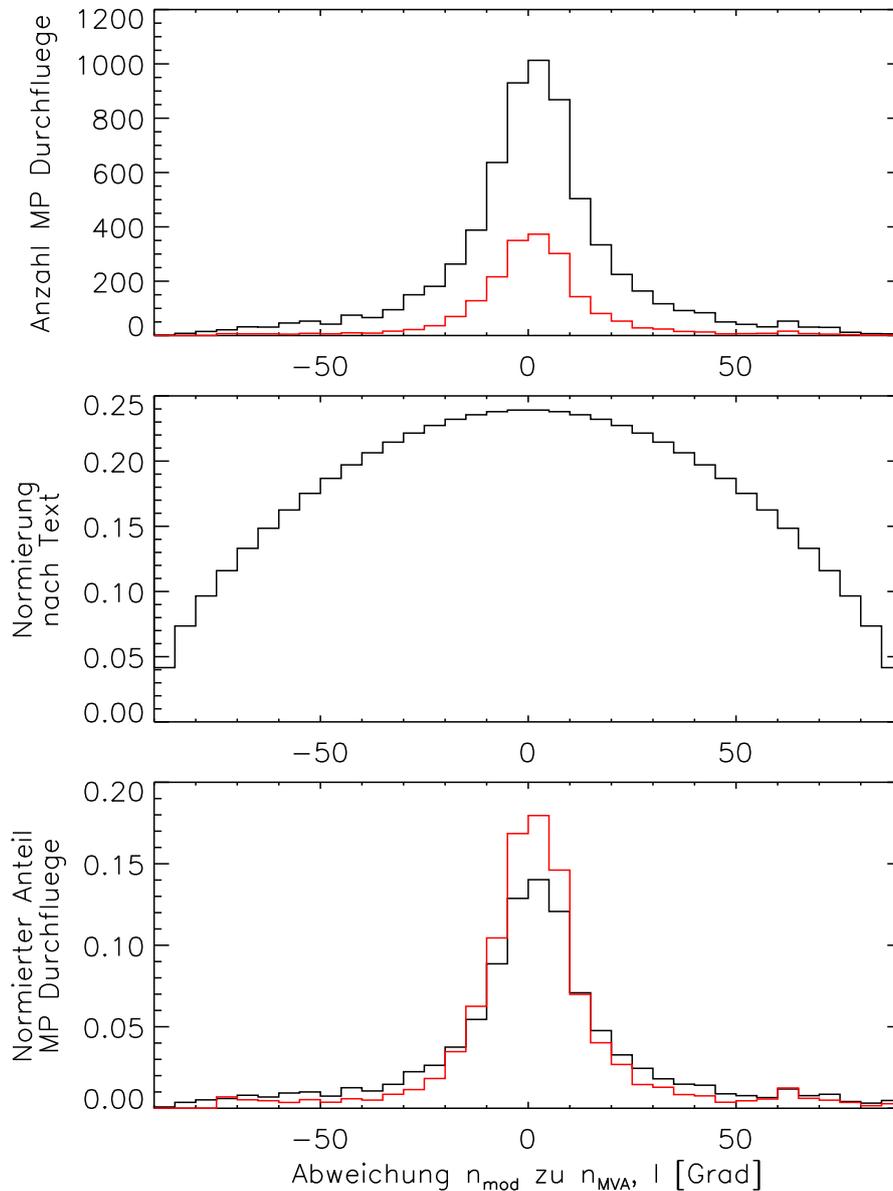


Abbildung 3.13: Histogramme über die in Abbildung 3.12 dargestellten l -Werte. Oben: Anzahl der MP-Beobachtungen mit Abweichungen zwischen n_{MVA} und n_{mod} im entsprechenden l -Intervall. Mitte: Normierungsfaktor (siehe Erläuterungen im Text). Unten: Normierter Anteil der Normalenvektoren, bei denen entsprechende Abweichungen in l festgestellt wurden. Schwarz: alle MP-Beobachtungen wurden berücksichtigt; rot: reduzierter Datensatz aus Vektoren n_{MVA} , bei deren Bestimmung durch MVA ein Eigenwertquotient größer als 10 festgestellt wurde (nach Plaschke et al. 2009a).

(Magnetosheath und Magnetosphäre) identifiziert. ρ ist die Massendichte, \underline{k} der Wellenvektor der KH-Welle, \underline{v}_1 die Plasmageschwindigkeit in der Magnetosheath und \underline{V}_A die Alfvéngeschwindigkeit. Der interessante Term ist der zweite auf der rechten Seite: $\underline{k} \cdot \underline{V}_{A,2} \sim \underline{k} \cdot \underline{B}_2$ bezeichnet das Skalarprodukt des Wellenvektors mit dem Magnetfeld in der Magnetosphäre, die direkt an die MP angrenzt. Der Basisvektor \underline{e}_l wurde so gewählt, dass er gerade in die Richtung von \underline{B}_2 zeigt. Ist der Term $\underline{k} \cdot \underline{B}_2$ klein, so ist das Instabilitätskriterium eher erfüllt. Der Wellenvektor der KH-Welle sollte dafür also möglichst senkrecht zum inner-magnetosphärischen Feld liegen. In diesem Fall wäre die MP-Oberfläche auch entlang der feldsenkrechten Achse (\underline{e}_m) verformt. Dies ist konsistent mit der stärkeren Lokalisierung der Abweichungen von n_{MVA} bezüglich n_{mod} in l -Richtung um 0° , da bei $\underline{k} \parallel \underline{B}_2$ ein stabilisierender Effekt aufgrund der zu überwindenden rücktreibenden Kraft aus der magnetischen Spannung auf die MP-Oberfläche ausgeübt wird.

Insgesamt bedeutet das Ergebnis aber nur, dass die MP-Oberfläche stabiler gegenüber Verformung in feldparalleler Richtung (l -Richtung) ist. Es bedeutet nicht, dass die höhere Streuung der Normalenabweichungen in m -Richtung insgesamt auf die KHI zurückzuführen ist. Dies ist in Abbildung 3.14 ebenfalls ersichtlich: Die Verteilungen über l und m sind für tagseitige MP-Beobachtungen (Azimutwinkel der Beobachtungsposition $|\Phi_{AGSM}| < 40^\circ$) und für Beobachtungen an den Flanken der MP sehr ähnlich. Vor allem im niedrigen Azimutwinkelbereich sollte die KHI keine große Rolle spielen, da hier die Plasmageschwindigkeit in der Magnetosheath und damit die Geschwindigkeitsdifferenz über die Grenzschicht hinweg, aus der die KHI gespeist wird, noch relativ gering sind. Trotzdem ist auch an der tagseitigen (subsolaren) MP die erhöhte Stabilität in feldparallele Richtung gegeben.

Es ist allerdings auch ersichtlich, dass die Verteilung der m -Werte für die MP-Flanken einen leicht erhöhten relativen Anteil für große m -Werte aufweist. Dies deutet darauf hin, dass starke Verformungen der MP in m -Richtung im Vergleich öfter an den Flanken auftreten: Dies stellt einen Hinweis auf Wellen an der MP-Flanke dar, die tatsächlich von der KHI generiert worden sein könnten. Die Verteilung über l ist dagegen für beide Azimutwinkelbereiche praktisch gleich. Qualitative Differenzen zwischen den Verteilungen die auf dem gesamten MP-Datensatz bzw. auf dem reduzierten Datensatz basieren, sind in Abbildung 3.14 nicht auszumachen. Die Interpretationen sind für beide Datensätze gleich.

3.3 Untersuchung von Gruppen von Magnetopausen-Beobachtungen

Bisher wurden die MP-Durchflüge nur als Einzelereignisse betrachtet und statistisch ausgewertet. Da MP-Durchflüge der THEMIS Satelliten in Serien stattgefunden haben, können auch die Eigenschaften zeitlich zusammenhängender Gruppen von MP-Beobachtungen untersucht werden. Dazu wird der gesamte MP-Datensatz in Untergruppen unterteilt, so dass der zeitliche Abstand zwischen je zwei aufeinander folgender Beobachtungen 10 Minuten nicht überschreitet. Da der Abstand der Satelliten in ihrer Coast Phase Konfiguration in der Region der MP-Bewegung von der Größenordnung 1 bis $2R_E$ war, bedeutet eine enge zeitliche Beziehung zwischen sukzessiven MP-Beobachtungen, dass diese auch in einem relativ begrenzten räumlichen Gebiet stattgefunden haben müssen. Um statistische Aussagen über Charakteristika dieser Untergruppen zu gewinnen, ist es von

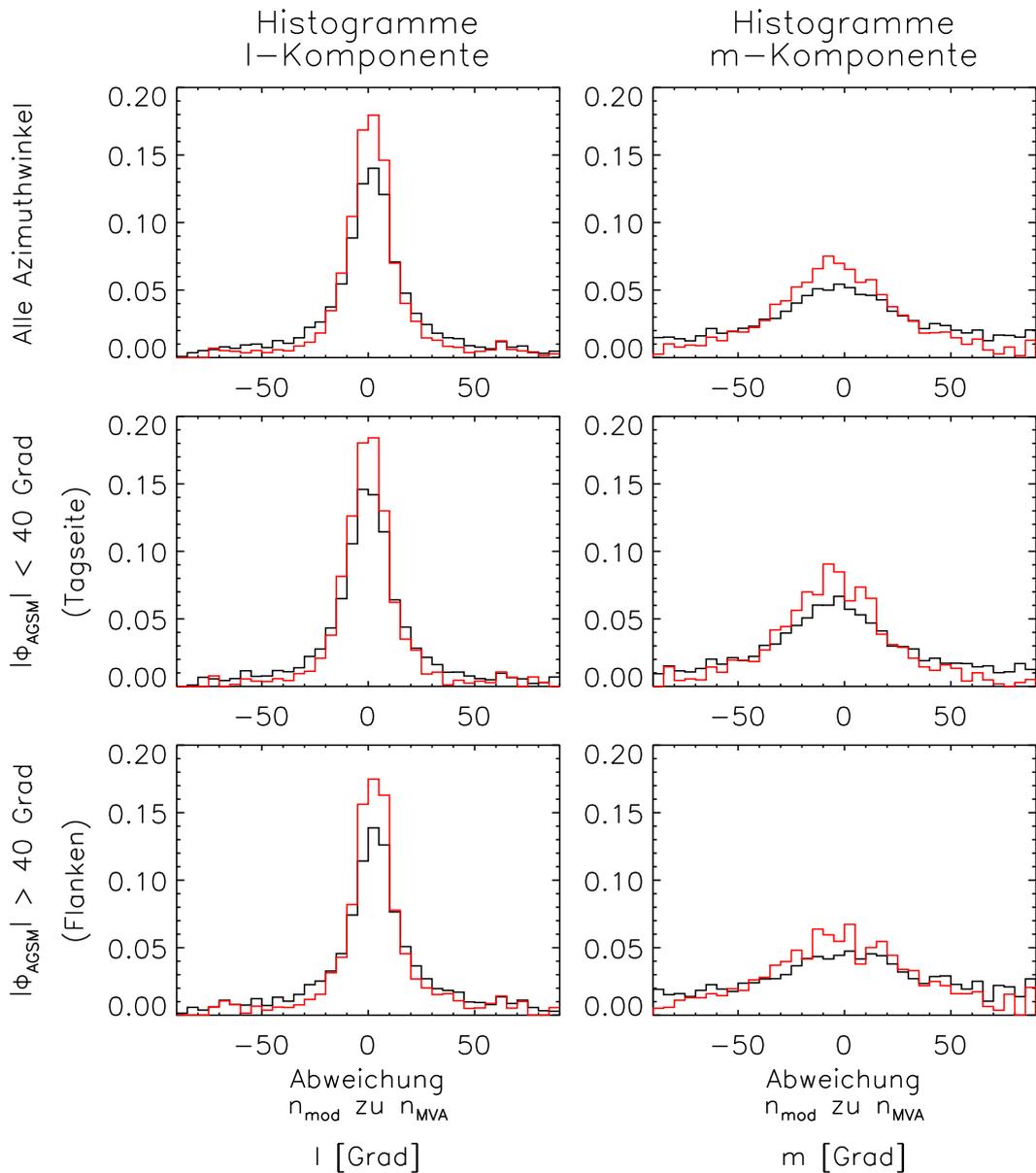


Abbildung 3.14: Histogramme der Abweichungen zwischen n_{MVA} und n_{mod} in l (links) und m (rechts) gemäß unterem Bild aus Abbildung 3.13. Schwarz: alle MP-Beobachtungen; rot: nur diejenigen, bei denen der Quotient der kleinsten Eigenwerte bei der MVA einen Wert von 10 übersteigt. Oben: alle Satellitenpositionen wurden berücksichtigt. Mitte und unten: nur Beobachtungen an Positionen, die einen AGSM Azimutwinkel $|\Phi_{AGSM}|$ kleiner bzw. größer als 40° aufweisen (MP-Beobachtungen an der Tagseite bzw. an den Flanken der Magnetosphäre).

Vorteil, wenn die Anzahl an Durchflügen, die den Untergruppen angehören, nicht allzu gering ist. Aus diesem Grund wird verlangt, dass mindestens sechs MP-Beobachtungen Teil einer Untergruppe sein sollen. Wendet man beide Kriterien auf den MP-Datensatz an, so erhält man 289 Untergruppen. Die größte Untergruppe besteht dabei aus 146 MP-Beobachtungen; der Mittelwert liegt bei 22.3.

Das in Abbildung 3.2 auf Seite 63 dargestellte Beispielintervall, in dem die MP von den fünf THEMIS-Satelliten durchquert wurde, wird durch die oben beschriebenen Kriterien in 7 Subintervalle unterteilt: Diese Subintervalle werden jeweils mit einem MP-Durchflug begonnen und abgeschlossen. Die Zeiten in UT (und die dazugehörigen Satelliten) dieser MP-Durchflüge am 16. Juni 2007 sind: [17:39:48 (THB), 18:00:35 (THB)], [18:16:59 (THB), 18:27:26 (THB)], [18:48:55 (THB), 19:32:16 (THE)], [19:55:50 (THE), 20:15:37 (THA)], [20:30:03 (THE), 20:49:55 (THB)], [21:00:43 (THD), 21:15:01 (THA)] und [21:25:09 (THA), 21:46:54 (THA)]. Wie man sieht, liegen zwischen den Anfangszeiten der Intervalle und den Endzeiten der jeweils vorhergehenden Intervalle mehr als 10 Minuten. Es soll nochmals daran erinnert werden, dass zeitlich aufeinander folgende MP-Beobachtungen nicht notwendigerweise durch denselben Satelliten erfolgt sind. Stattdessen wird durch die radiale oder wellenförmige Bewegung der MP üblicherweise ein Teil der THEMIS Konfiguration überstrichen, so dass aufeinander folgende Beobachtungen typischerweise von unterschiedlichen Satelliten durchgeführt wurden.

Zur weiteren Auswertung werden die l und m -Werte der Normalenvektoren n_{MVA} herangezogen, die nach Gleichung (3.22) berechnet wurden. Zu jeder Untergruppe gehört also eine Gruppe von Vektoren $\underline{s} = (l, m)^T$, die die Informationen bezüglich der Änderung des lokalen Normalenvektors innerhalb einer Gruppe beinhalten. Aus den Werten für l und m kann zunächst gruppenweise die Standardabweichung σ_l und σ_m berechnet werden. Eine hohe Standardabweichung in l -Richtung (beispielsweise) weist auf eine hohe Variabilität der MP-Oberfläche in diese Richtung hin. Desweiteren sind zu jeder MP-Beobachtung aus dem Datensatz die Beobachtungskordinaten (Position des betreffenden Satelliten zum Beobachtungszeitpunkt) im AGSM-KS verfügbar. Eine mittlere Position für die MP-Beobachtungen einer Gruppe erhält man durch Mittelung über diese Koordinaten, aus denen dann wieder beispielsweise der Azimutwinkel Φ_{AGSM} im AGSM-System gewonnen werden kann. Ebenso gemittelt werden die äquivalenten subsolaren MP-Distanzen r_0 .

Eine Auftragung der Standardabweichungen σ_l und σ_m über dem mittleren Azimutwinkel Φ_{AGSM} ist in Abbildung 3.15 zu sehen. Jedes Kreuz steht darin für die Variation des lokalen Normalenvektors innerhalb einer Gruppe. Somit ist jedes Kreuz in dieser Abbildung selbst ein statistisches Ergebnis aus einer Reihe von MP-Beobachtungen; die gesamte Abbildung ist dagegen ein Ausdruck der übergeordneten Statistik über die einzelnen Standardabweichungswerte.

Es ist erkennbar, dass die Werte für die Standardabweichungen in l und m stark streuen. Der Mittelwert ist aber jeweils verschieden: σ_l ist im Wesentlichen im Intervall $[5^\circ, 35^\circ]$ konzentriert, für σ_m liegt das Intervall bei $[20^\circ, 45^\circ]$. Dies zeigt, dass die MP-Oberfläche in m -Richtung (senkrecht zum magnetosphärischen Magnetfeld) deutlich stärker schwankt als in l -Richtung (feldparallel). Aus dem letzten Abschnitt konnte aus den einzelnen MP-Beobachtungen und Normalenvektoren nur auf eine momentane Neigung bzw. Verformung der MP geschlossen werden. Die Standardabweichung gibt aber nun Auskunft über die Variabilität der Oberfläche in einem räumlich und zeitlich be-

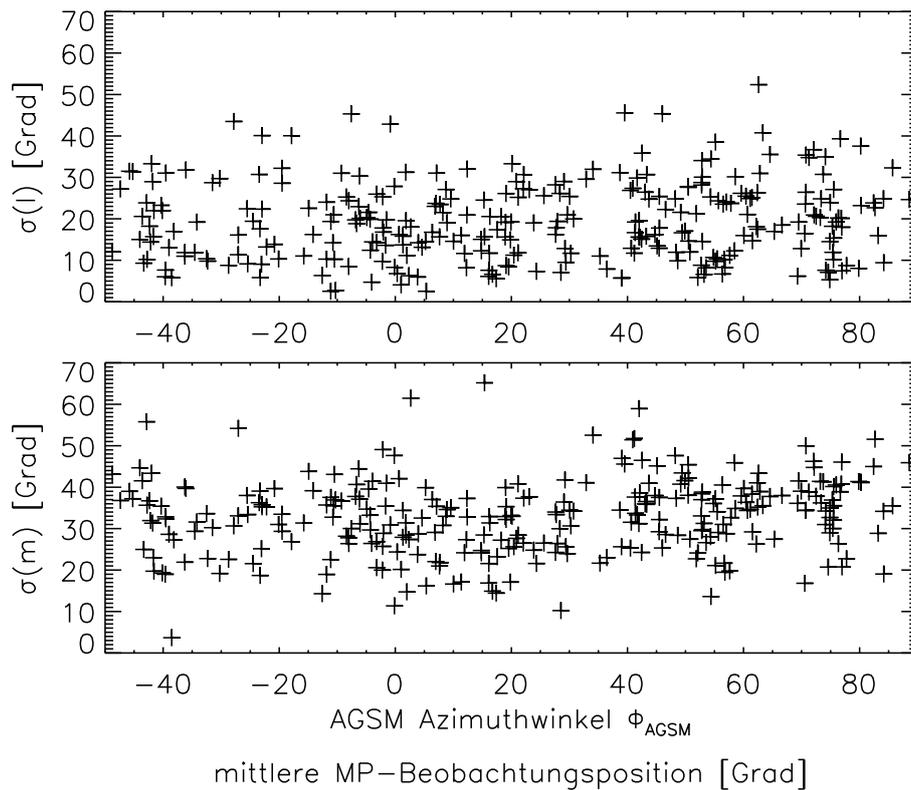


Abbildung 3.15: Standardabweichungen der l und m -Werte der MP-Normalenvektoren \underline{n}_{MVA} , die Teil einer Untergruppe des MP-Datensatzes sind. Auftragung über dem mittleren AGSM Azimutwinkel Φ_{AGSM} der Satellitenkonfiguration, gegeben durch Mittelung der Koordinaten der jeweiligen Satellitenpositionen zu den Zeitpunkten der beitragenden MP-Beobachtungen.

grenzten Bereich. Wie man sieht ist nicht nur die Neigung in Einzelfällen in m -Richtung stärker, für die Variabilität der Normalenrichtung trifft dies ebenfalls zu. Eine Tendenz bezüglich des Azimutwinkels Φ_{AGSM} ist dagegen kaum zu erkennen. Eine leichte Erhöhung der Standardabweichungswerte σ_l und σ_m bei höheren Azimutwerten ist allenfalls zu vermuten.

Aus den Gruppen von (l, m) -Tupeln lassen sich auch die Richtungen der größten und kleinsten Variabilität auf der MP-tangentialen l - m -Ebene bestimmen. Dazu kann wiederum eine MVA angewendet werden. Die Grundlage bilden in diesem Fall die Vektoren $\underline{s} = (l, m)^T$, die anstatt der Magnetfeldvektoren \underline{B} verwendet werden. Daraus kann die (2×2) Kovarianzmatrix \underline{M} nach (3.5) berechnet werden. Der Eigenvektor zum größten Eigenwert von \underline{M} gibt in der MP-tangentialen l - m -Ebene die Richtung größter Variabilität der MP-Normalenrichtung an, der zweite Eigenvektor (entsprechend zum kleinsten Eigenwert) gibt die dazu orthogonale Richtung der minimalen Variabilität an. Es sei daran erinnert, dass durch die Eigenvektoren nur eine Richtung gegeben ist, die Orientierung ist bedeutungslos. Entsprechend kann man sich bei den Azimutwinkel Φ zur Angabe dieser Richtungen auf den Bereich $[0^\circ, 180^\circ]$ beschränken. Der Azimutwinkel wird von der l -Achse positiv nach m gezählt; er ist in Abbildung 3.16 eingezeichnet (vgl. auch Abbildung 3.11).

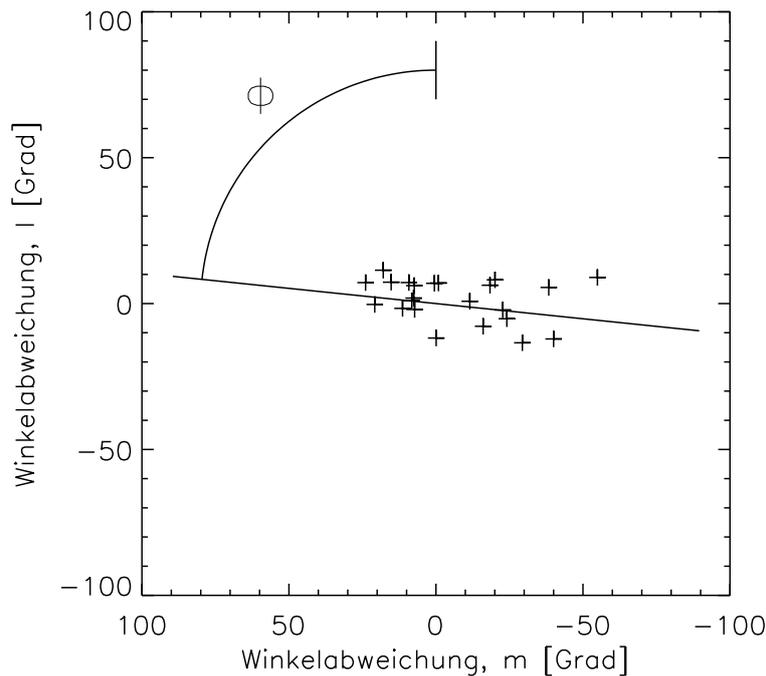


Abbildung 3.16: Werte für l und m , die sich aus den Abweichungen der Normalenvektoren \underline{n}_{MVA} von den Referenzvektoren \underline{n}_{mod} ergeben, bestimmt aus 23 MP-Durchflügen, die am 24. Juni 2007 zwischen 00:24:14 und 00:51:37 UT stattgefunden haben und zu Gruppe 199 zusammengefasst wurden. Linie: Richtung maximaler Variabilität gegeben durch den Azimuthwinkel Φ in der l - m -Ebene.

Abbildung 3.16 zeigt die l und m -Werte, die zu den Normalenvektoren \underline{n}_{MVA} von Gruppe 199 gehören. Die 23 MP-Beobachtungen dieser Gruppe fanden am 24. Juni 2007 zwischen 00:24:14 und 00:51:37 UT statt. Entsprechend markieren 23 Kreuze in der Abbildung die Abweichungen zwischen den Vektoren \underline{n}_{MVA} und den jeweiligen Referenzvektoren \underline{n}_{mod} . Die Richtung größter Variabilität (größter Eigenwert) ist durch eine Linie gekennzeichnet. Der Azimuthwinkel Φ dieser Richtung ist ebenfalls eingezeichnet; er beträgt $\Phi = 84^\circ$. Dass sie die Richtung maximaler Variabilität ist, ist in diesem Beispiel leicht erkennbar, da die Streuung der Kreuze entlang der eingezeichneten Linie erheblich größer ist als in die dazu senkrechte Richtung minimaler Variabilität. Wie aus der Herleitung der MVA und insbesondere aus den Gleichungen (3.2) und (3.5) auf Seite 54 zu erkennen ist, sind die Eigenwerte der Kovarianzmatrix die Quadrate der Standardabweichungen der zugrundeliegenden Daten in die Richtungen, die durch die Eigenvektoren gegeben sind. Man erhält damit automatisch aus der MVA nicht nur die Richtungen minimaler und maximaler Variabilität, sondern auch die Standardabweichungen von \underline{s} in diese Richtungen. Diese Standardabweichungen sollen im Folgenden mit σ_{max} und σ_{min} bezeichnet werden.

σ_{min} ist in Abbildung 3.17 über σ_{max} aufgetragen. Der Bereich der möglichen Wertepaare für die Standardabweichungen ist durch Linien eingefasst; die Winkelhalbierende drückt aus, dass der kleinere Eigenwert per Definition kleiner als der größere der beiden ist, und somit immer $\sigma_{max} \geq \sigma_{min}$ gilt. Jedes Kreuz in der Abbildung gehört zu einer Gruppe; eine Position näher an der Winkelhalbierenden bedeutet, dass die Standardab-

weichungen in die Richtungen maximaler und minimaler Variabilität sehr ähnlich sind. Infolgedessen kann geschlossen werden, dass es in der betreffenden Gruppe keine ausgezeichnete Richtung der MP-Oberflächenbewegung gibt. Eine Kreuz, das sich näher an der Grenze von $\sigma_{\min} = 0^\circ$ befindet, deutet an, dass die Bewegung der MP-Oberfläche vornehmlich in eine Richtung stattfand. Dies kann als Wellenbewegung interpretiert werden, die im Wesentlichen durch einen Wellenvektor (\underline{k} in die Richtung maximaler Variabilität) beschrieben werden kann. Eine solche Interpretation ist insbesondere dann angebracht, wenn die maximale Standardabweichung σ_{\max} sehr viel größer als σ_{\min} ist. Sind dagegen beide Werte (und damit beide Eigenwerte) klein, so ist insgesamt die Variation der Normalenrichtung gering. In diesem Fall bewegt sich die MP im Wesentlichen radial und ist nur geringfügig verformt.

Wie man an der Verteilung in Abbildung 3.17 erkennen kann, liegen die meisten Punkte in einem Bereich, der durch $\sigma_{\min} > 5^\circ$ und $\sigma_{\max} < 45^\circ$ abgegrenzt wird. Auffällig ist, dass eine Konzentration von σ -Tupeln im Zentrum des möglichen Bereiches auftritt. Eine besondere Ordnung ist nicht zu erkennen. Offensichtlich ist in den weitaus meisten Fällen zwar eine Richtung maximaler Variabilität durchaus gegeben; schließlich kommt der Fall $\sigma_{\max} \approx \sigma_{\min}$ seltener vor, was an der Ausdünnung der Verteilung zur Winkelhalbierenden hin zu erkennen ist. Gleichermaßen sind aber eindeutige Wellen auf der MP, die sich in einer Beziehung $\sigma_{\max} \gg \sigma_{\min}$ zeigen würden, ebenfalls nur in der Minderheit. Als typisch sind die Mittelwerte der Standardabweichungen von $(\sigma_{\max}, \sigma_{\min}) = (35^\circ, 16^\circ)$ anzusehen. Die Verformung der MP ist also in den meisten Fällen erheblich und durchaus stark schwankend. Eine einzige dominante Richtung der Verformung ist dagegen oft nicht vorhanden. Ebenso selten tritt nur eine geringfügige Verformung auf, so dass für die Standardabweichungen $\sigma_{\max} \approx \sigma_{\min} \approx 0^\circ$ gilt. Ein reines „Atmen“ der MP bzw. eine rein radiale Bewegung ohne zusätzliche Oberflächenverformungen ist demnach eher die Ausnahme. Dies bestätigt, dass die MP-Oberfläche ständigen Bewegungen unterliegt und eine statische, unverformte MP nur als grobe Näherung der hochdynamischen Grenzschicht zwischen Magnetosheath und Magnetosphäre anzusehen ist.

Obwohl die Verteilung von σ_{\min} über σ_{\max} strukturlos erscheint, so ist doch eine Ordnung bezüglich der Entfernung der MP von der Erde gegeben; dies ist in Abbildung 3.18 dargestellt. In dieser Abbildung ist die mittlere äquivalente subsolare Entfernung der MP $\langle r_0 \rangle$ von jeder Gruppe von MP-Beobachtungen über der gesamten Standardabweichung σ_t aufgetragen. Als Maß für die gesamte Standardabweichung wurde

$$\sigma_t = \sqrt{\sigma_{\max}^2 + \sigma_{\min}^2} \quad (3.31)$$

gewählt. Dies entspricht in Abbildung 3.17 dem Abstand zwischen dem Ursprung (linke untere Ecke) und jedem eingezeichneten Kreuz. Hohe Variabilität tritt bei eher niedrigeren Entfernungen $\langle r_0 \rangle$ auf, dagegen ist bei größeren Entfernungen der subsolaren MP die Variabilität tendenziell geringer. Dies zeigt sich auch im linearen Trend der Punktverteilung; es ergibt sich:

$$\langle r_0 \rangle = \left(13.488 - 0.045 \frac{\sigma_t}{1^\circ} \right) R_E \quad (3.32)$$

Die entsprechende Gerade ist ebenfalls in der Abbildung eingezeichnet. Für Gruppen mit $\sigma_t < 20^\circ$ wurde eine mittlere äquivalente subsolare MP-Distanz von mindestens $11 R_E$

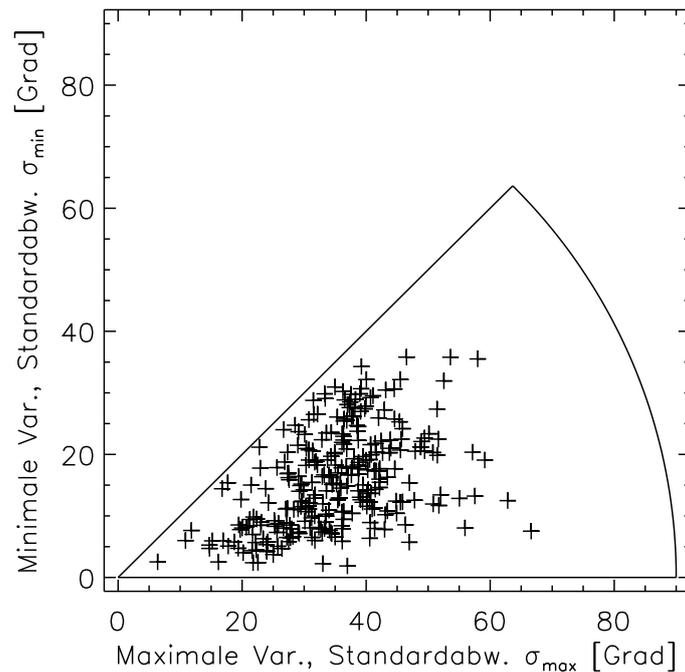


Abbildung 3.17: Standardabweichung der Winkelabweichung in die Richtung der minimalen Varianz σ_{\min} über diejenige der Richtung maximaler Varianz σ_{\max} . Die Linien umschließen den Bereich möglicher Werte (nach Plaschke et al. 2009a).

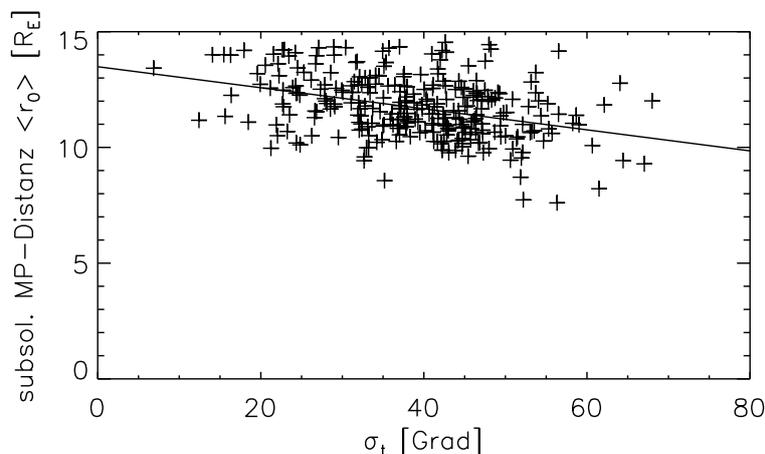


Abbildung 3.18: Mittlere äquivalente subsolare MP-Distanz $\langle r_0 \rangle$ (in AGSM x -Richtung) aufgetragen über der Gesamtvariabilität σ_t der MP-Oberfläche. Jedes Kreuz gehört zu einer Gruppe von MP-Beobachtungen. Die Gerade zeigt den linearen Trend der Verteilung (nach Plaschke et al. 2009a).

festgestellt. Lag $\langle r_0 \rangle$ dagegen unter $9 R_E$, so entsprach die Gesamtvariabilität bei den entsprechenden MP-Beobachtungsgruppen hohen Werten von über 50° (bis auf eine Ausnahme bei etwa $\sigma_t = 35^\circ$). Der Trend ist möglicherweise sogar noch etwas deutlicher ausgeprägt wenn man berücksichtigt, dass aufgrund der Apogäumshöhe des gemeinsamen Coast Phase Orbits der THEMIS-Satelliten die mittlere subsolare MP-Distanz $\langle r_0 \rangle$ auf Werte unter $15 R_E$ begrenzt ist.

Es stellt sich die Frage nach der Ursache für diesen Zusammenhang. Eine weiter außen liegende MP ist auf eher ruhige SW-Bedingungen mit niedrigem dynamischen Druck zurückzuführen. Möglicherweise ist in diesem Fall auch das Anregungsniveau herabgesetzt, so dass keine starken Verformungen der MP auftreten. Im umgekehrten Fall würde eine stark komprimierte MP auf einen entsprechenden SW-Druck mit möglicherweise größerer SW-Geschwindigkeit hinweisen. Durch die dadurch erhöhte Plasmageschwindigkeit in der Magnetosheath könnte möglicherweise eine stärkere Anregung der MP-Oberfläche erfolgen.

Von Interesse sind ebenfalls die Gruppen, die eine geringe Standardabweichung in die jeweilige Richtung minimaler Variabilität aufweisen. Diese sind in Abbildung 3.17 am unteren Rand konzentriert. Bei einer zusätzlich gegebenen geringen Variabilität σ_{\max} bewegt sich die MP im Wesentlichen radial. Ist σ_{\max} dagegen größer, so entspricht dies einer wellenförmigen Verformung der MP in eine dominante Richtung. Um diesen Übergang untersuchen zu können, werden die Gruppen ausgewählt, für die $\sigma_{\min} < 15^\circ$ gilt. Dies ist für 142 Gruppen der Fall. Eine Fragestellung in diesem Zusammenhang wäre, ob die vornehmlich radiale Bewegung eher an der subsolaren MP stattfindet, während klare wellenförmige Bewegungen (z. B. aufgrund der KHI) eher an der Flanke der MP auftreten. Zur Klärung dieser Frage ist in Abbildung 3.19 (oben) der mittlere AGSM Azimuthwinkel Φ_{AGSM} der MP-Beobachtungspositionen für die 142 ausgewählten Gruppen gegen die Standardabweichung σ_{\max} aufgetragen. Eine auffällige Struktur bezüglich Φ_{AGSM} ist hier allerdings nicht offensichtlich. Einzig eine Häufung von niedrigen σ_{\max} Werten (kleiner als 18°) bei niedrigen Azimuthwinkeln $|\Phi_{\text{AGSM}}|$ ist zu beobachten: Dies wäre mit einer öfter auftretenden rein radialen Bewegung der MP an der tagseitigen subsolaren MP zu vereinbaren, wo von der KHI aufgrund der niedrigen Plasmageschwindigkeit auf der Magnetosheath-Seite keine Wellen zu erwarten sind. Die Anzahl an Beobachtungen in diesem Bereich ist aber sehr gering und der Rest der Gruppen ist in etwa gleichförmig über die AGSM Azimuthwinkel verteilt, so dass sich ein möglicher Zusammenhang über die Art der MP-Bewegung und dem Ort der Beobachtung (Tagseite oder Flanke) aus diesen Daten nicht ableiten lässt. Stattdessen muss eher die Vermutung angestellt werden, dass es einen solchen Zusammenhang (statistisch) nicht gibt oder er nicht besonders ausgeprägt ist. Darauf weist auch die starke Streuung der Standardabweichungswerte in jedem Azimuthwinkelbereich hin.

Im unteren Bild von Abbildung 3.19 ist der Azimuthwinkel Φ der Richtung der maximalen Variabilität über der maximalen Standardabweichung σ_{\max} aufgetragen. Ein bekanntes Muster setzt sich auch hier fort: Die Richtung der maximalen Variabilität fällt statistisch mit der m -Richtung zusammen. Dies drückt sich in einer Konzentration der Azimuthwinkel auf der l - m -Ebene um $\Phi \approx 90^\circ$ aus; der Mittelwert beträgt $\Phi = 88^\circ$, die Standardabweichung dieses Winkels um den Mittelwert liegt bei 20.5° . Eine weitergehende Abhängigkeit von Φ bezüglich σ_{\max} (für kleine σ_{\min}) ist nicht zu erkennen.

In Abbildung 3.20 ist schlussendlich der Azimuthwinkel Φ der Richtung maximaler Variabilität in der l - m -Ebene über dem mittleren AGSM Azimuthwinkel Φ_{AGSM} der MP-Beobachtungen (oben) bzw. dem AGSM Elevationswinkel Θ_{AGSM} (unten) abgebildet. Hierbei wurden wieder alle Gruppen berücksichtigt ohne Einschränkung bezüglich σ_{\min} . Es fällt im Vergleich mit Abbildung 3.19 (unten) auf, dass die Streuung in Φ erheblich zunimmt, wenn alle Gruppen berücksichtigt werden. Dies kann damit zusammenhängen, dass bei größeren Werten der Standardabweichung in die Richtung minimaler MP-Ober-

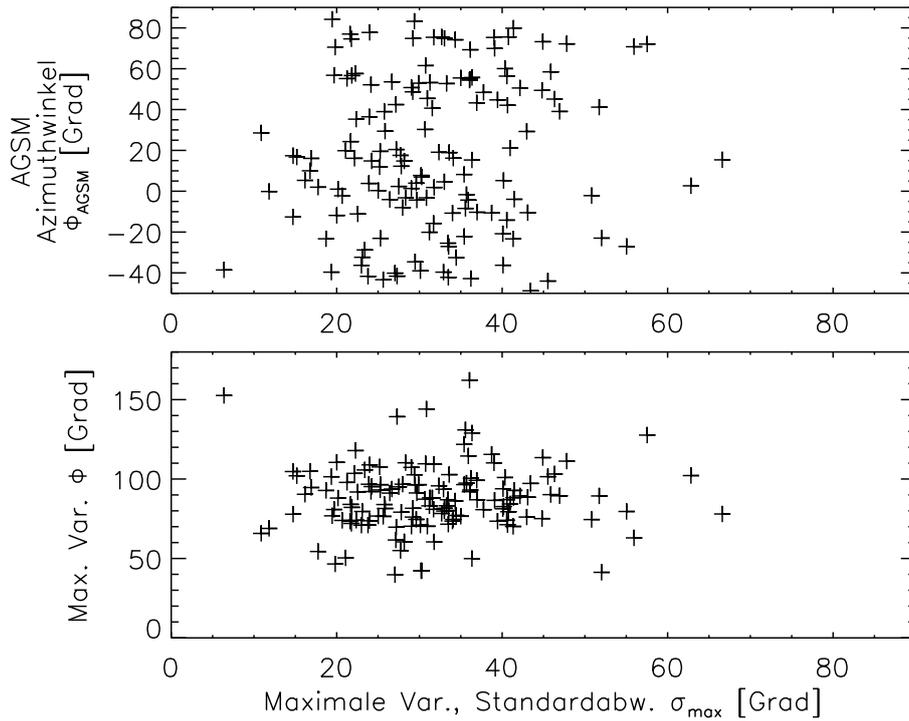


Abbildung 3.19: Auswahl der Gruppen von MP-Beobachtungen nach $\sigma_{\min} < 15^\circ$. Oben: Auftragung des mittleren AGSM Azimutwinkels der Beobachtungen Φ_{AGSM} über σ_{\max} . Unten: Auftragung der Richtungs-Azimutwinkel Φ der Richtungen maximaler MP-Oberflächenvariabilität (in der l - m -Ebene) über σ_{\max} ; $\Phi = 90^\circ$ weist auf maximale Variabilität in m -Richtung (senkrecht zum magnetosphärischen Magnetfeld) hin.

flächenvariabilität die Richtung der maximalen Variabilität nicht mehr so eindeutig definiert ist; folglich würde die Streuung zunehmen. Gleich bleibt jedoch die Tatsache, dass die Azimutwinkel Φ um den Mittelwert von $\langle \Phi \rangle \approx 90^\circ$ streuen, wie man anhand der Abbildungen 3.19 und 3.20 sieht. In der letzten Abbildung ist ebenfalls der Trend von Φ über den AGSM Positionswinkeln (Azimuth Φ_{AGSM} und Elevation Θ_{AGSM}) eingezeichnet. Dieser Trend weist in beiden Fällen praktisch keine Steigung auf; die Richtung maximaler Variabilität kann auf der ganzen durch die Coast Phase Orbits abgedeckten, äquatorialen MP im statistischen Mittel durch den Azimutwinkel $\Phi \approx 90^\circ$ in der l - m -Ebene beschrieben werden, unabhängig von der konkreten Position der MP-Beobachtungen. Wie bereits diskutiert, stimmt diese Richtung maximaler Variabilität mit der lokal senkrechten Richtung zum magnetosphärischen Magnetfeld überein. Dieses Ergebnis der Streuung um $\Phi = 90^\circ$ unabhängig von der MP-Beobachtungsposition wird nur erreicht, wenn für die l -Richtung ein guter Schätzer für die lokale magnetosphärische Magnetfeldrichtung verwendet wird. Wird l in GSM z -Richtung orientiert (parallel zur Dipolachse des Erdmagnetfeldes) so wird diese Unabhängigkeit nicht erzielt und die Streuung in Φ nimmt weiter zu (hier nicht gezeigt). Insofern ist das in Abbildung 3.20 dargestellte Ergebnis eine Bestätigung der Sinnhaftigkeit der Wahl des lmn-KS mit den lokal ausgezeichneten Richtungen n (im Mittel normal zur MP-Oberfläche) und l (parallel zum lokalen Magnetfeld auf der magnetosphärischen Seite).

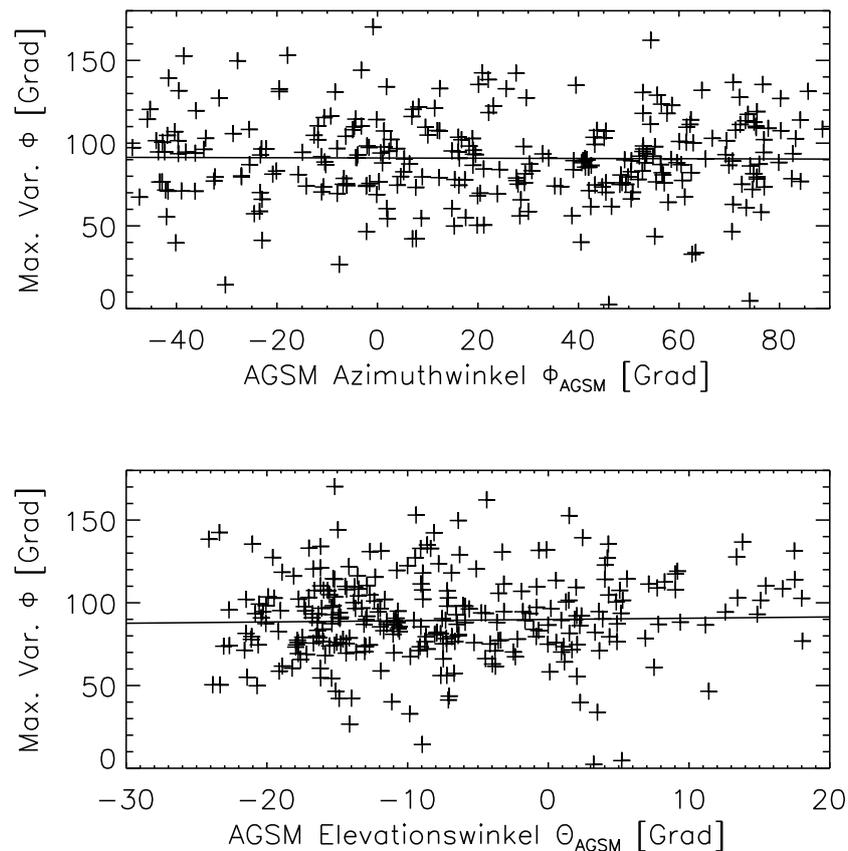


Abbildung 3.20: Azimuthwinkel Φ der Richtung maximaler Variabilität der MP-Oberfläche in der l - m -Ebene über dem mittleren AGSM Azimuthwinkel Φ_{AGSM} (oben) der entsprechenden MP-Beobachtungen bzw. über dem mittleren AGSM Elevationswinkel Θ_{AGSM} (unten).

3.4 Radiale Bewegung der Magnetopause

In den letzten beiden Abschnitten 3.2 und 3.3 wurde die Bewegung der MP-Oberfläche relativ zur Referenznormalen gegeben durch das Modell von Shue et al. (1997) untersucht. In diesem Abschnitt geht es um die radiale Bewegung der MP, die aus den Positionen und Zeiten der MP-Durchflüge rekonstruiert werden kann. Die grundsätzliche Idee dieser Rekonstruktion lässt sich anhand von Abbildung 3.21 erläutern. In dieser Abbildung sind Messungen der magnetischen Induktion durch die fünf THEMIS Satelliten zu sehen, die am 16. Juni 2007 zwischen 18:15 und 18:30 UT durchgeführt wurden. Die Reihenfolge der Unterabbildungen (THB, THD, THC, THE und THA) entspricht der Sortierung der Satelliten auf ihrem gemeinsamen Orbit: THB war der führende Satellit bei dieser Passage der MP-Region in auswärtige Richtung (aus der Magnetosphäre in die Magnetosheath). Die radiale Bewegung der MP über die Reihe der THEMIS-Satelliten hinweg ist direkt aus den Messdaten ersichtlich: Am Anfang des Intervalls befindet sich die MP jenseits der Position von THB. Dann überstreift die Grenzfläche die Satelliten THB, THD, THC und THE; sie wechseln in die Region der Magnetosheath über. THA bleibt dagegen während des gesamten Intervalls in der Magnetosphäre. In Abbildung 3.21 sind alle MP-Durchflüge zeitlich durch senkrechte Linien gekennzeichnet. Nach einer Bewegung

3 Eigenbewegungen der Magnetopause

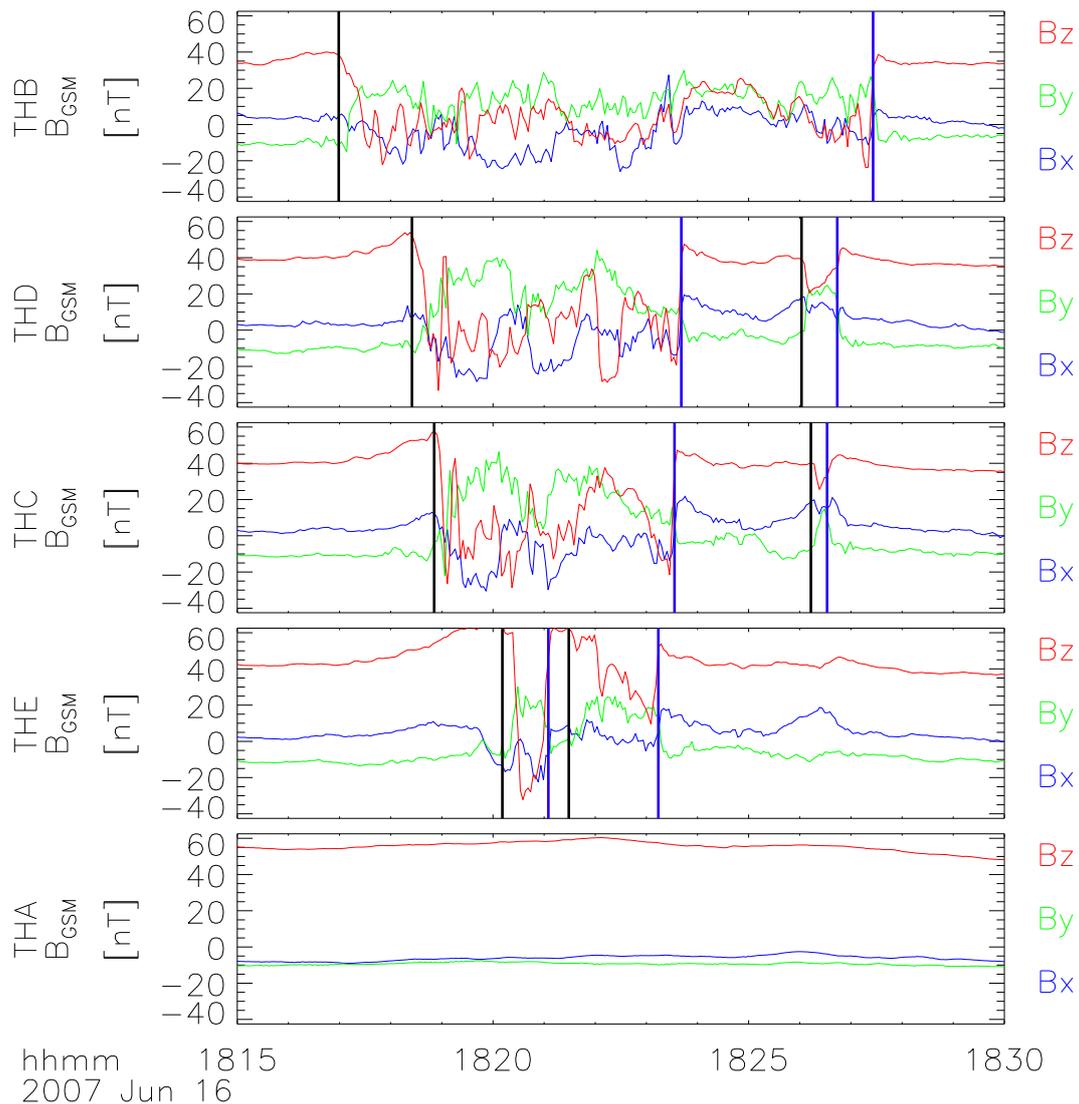


Abbildung 3.21: Magnetfelddaten im GSM-KS der fünf THEMIS Satelliten, aufgenommen am 16. Juni 2007 zwischen 18:15 und 18:30 UT. Die Unterabbildungen zeigen Daten der Satelliten THB, THD, THC, THE und THA; dies entspricht der Reihenfolge auf ihrem gemeinsamen Orbit bei der auswärtigen Passage durch die MP-Region (THB ist der führende Satellit). Senkrechte Linien kennzeichnen die detektierten MP-Durchflüge nach dem MP-Datensatz (nach Plaschke et al. 2009c).

um die Position von THE kehrt sich die Bewegungsrichtung um. Die MP überstreift wieder die Satelliten THE, THC und THD; THB bleibt in der Magnetosheath. Es folgt eine weitere einwärtige Bewegung bevor die MP sich schließlich wieder aus der Satellitenkonfiguration herausbewegt, und damit alle Satelliten am Ende des Intervalls wieder in der Magnetosphäre sind.

Anhand der Abbildung lässt sich also die radiale Bewegung der MP mühelos verfolgen. Tatsächlich sind die Satelliten aber nicht genau in einer Reihe radial zur Erde oder parallel zur mittleren Normalen der MP-Oberfläche angeordnet. Für eine quantitative Auswertung und Modellierung der Bewegung müssen die Positionen der Satelli-

ten also zunächst auf eine eindimensionale Größe transformiert werden. Die äquivalente subsolare MP-Distanz r_0 (Gleichung (3.14) auf Seite 70) aus dem MP-Modell von Shue et al. (1997) stellt eine solche Größe dar. Die Differenz der r_0 -Werte zweier aufeinander folgender MP-Beobachtungen entspricht auch in etwa der Distanz zwischen den betreffenden Modellgrenzflächen entlang der lokalen Normalenrichtung, so dass sich r_0 als Schätzer für die relative lokale Position der MP eignet. Dies gilt zumindest im AGSM-Azimuthwinkelbereich $\Phi_{\text{AGSM}} \in [-90^\circ, +90^\circ]$, in dem alle MP-Beobachtungspositionen liegen. Die Änderung von r_0 ist folglich ein Schätzer für die Bewegung der MP entlang der lokalen Normalenrichtung.

Zu jeder der 6697 MP-Beobachtungen liegen die äquivalenten subsolaren MP-Distanzen r_0 vor (siehe Abschnitt 3.2). Für das betrachtete Beispielintervall sind die r_0 -Werte der Satellitenpositionen in Abbildung 3.22 durch gepunktete Linien dargestellt. Während des fünfzehnminütigen Intervalls bewegen sich die Satelliten von der Erde weg: Dies ist an der positiven Steigung ihrer Kurven ($r_0(t)$) erkennbar, die Steigung gibt ihre Geschwindigkeit entlang der eindimensionalen r_0 -Koordinate an. Die Zeitpunkte der MP-Durchflüge sind in der Abbildung durch schwarze Punkte markiert; die korrespondierenden MP-Distanzen r_0 lassen sich an der Ordinate ablesen. Die MP-Bewegung, die durch die roten Kurven dargestellt wird, die die Punkte schneiden, ist qualitativ schon anhand der Datenabbildung 3.21 erkennbar; die r_0 - t -Darstellung ermöglicht die quantitative Auswertung. Die Schritte zur Ermittlung dieser $r_0(t)$ -Beziehung sollen im Folgenden dargelegt werden.

In den Zeiten zwischen den MP-Beobachtungen ist die Lage und Bewegung der MP zunächst unbekannt. Für eine Auswertung der Bewegung der MP müssen diese Zeiträume überbrückt werden; dies geschieht mithilfe von Spline-Funktionen, die eine Interpolation zwischen gegebenen Datenpunkten ohne starke Überschwinger ermöglichen, wie dies beispielsweise bei einer Interpolation durch Polynome hohen Grades oft der Fall ist. Für eine Interpolation ist es unerlässlich, Position und Bewegung der MP durch eine eindimensionale Größe auszudrücken; die Größe r_0 erfüllt diese Voraussetzung.

Vor der Berechnung von Interpolanten sind einige Vorarbeiten nötig: Beispielsweise ist es nicht sinnvoll, lange Zeiten zwischen zwei MP-Beobachtungen mit Spline-Funktionen zu überbrücken, da sich die Bewegung der MP von der vorausgesagten Bewegung mit zunehmender Zeit ohne zusätzliche Beobachtungen auch in zunehmendem Maße unterscheiden wird. Aus diesem Grund wird eine Zeit von 10 Minuten als Maximalzeit zwischen zwei MP-Durchflügen gewählt; dieses Zeitintervall wurde bereits zur Einteilung der MP-Beobachtungen in Gruppen angewandt (siehe Abschnitt 3.3). Diese Gruppen können also als Grundlage für die weiteren Betrachtungen verwendet werden und müssen nur noch ggf. in weitere Untergruppen unterteilt werden: Es ist nämlich ebenfalls nicht sinnvoll, wenn mehrere MP-Beobachtungen von demselben Satelliten durch Spline-Interpolation verbunden werden, da dann die Spline-Funktion nur die Trajektorie des Satelliten im r_0 - t -Raum wiedergibt. Deshalb dürfen zu einer Gruppe von MP-Beobachtungen, aus denen eine Spline-Interpolante berechnet wird, nur je zwei konsekutive Durchflüge durch einen Satelliten eingehen. Wird die MP von einem einzigen Satelliten 3 oder mehr Male hintereinander beobachtet, so werden die entsprechenden MP-Beobachtungen in zwei unterschiedliche Gruppen einsortiert, so dass in jeder einzelnen Gruppe das obige Kriterium erfüllt ist.

Zu jedem MP-Durchflug ist auch die MP-Bewegungsrichtung bei der Detektion aus den Energieflussdichte-Daten extrahiert worden, sie ist somit Teil des MP-Datensatzes

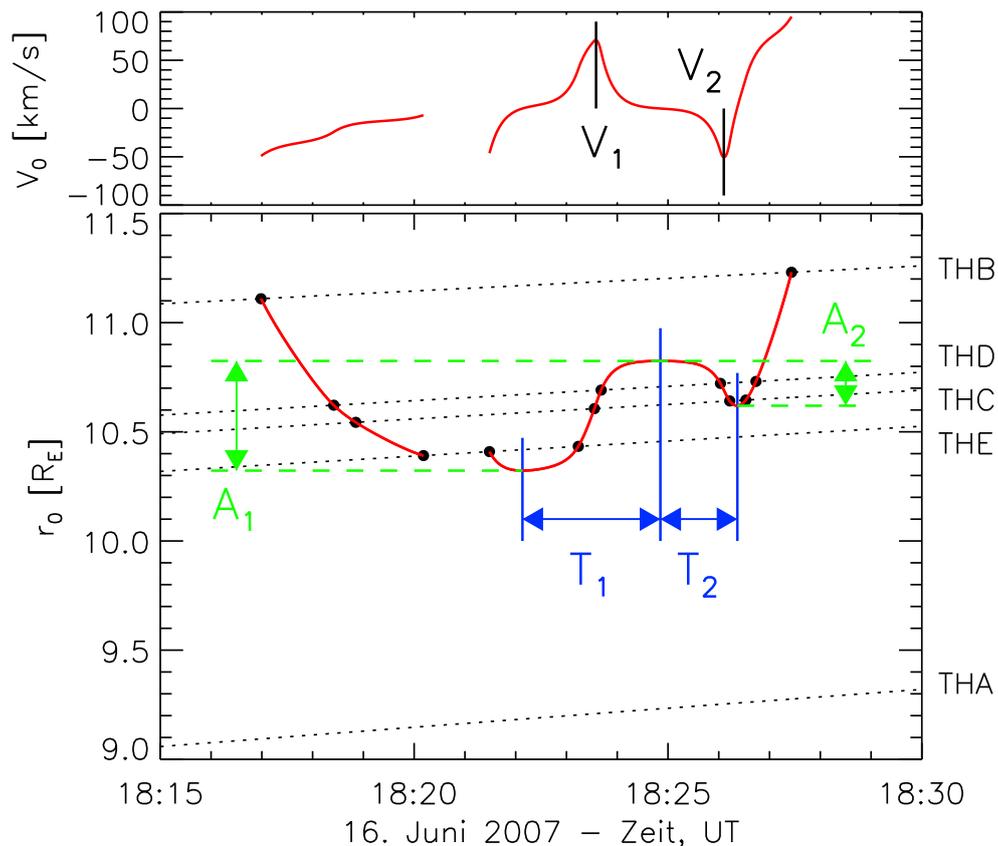


Abbildung 3.22: Unten: Äquivalente subsolare MP-Distanz r_0 nach dem Modell von Shue et al. (1997) über der Zeit im Intervall 18:15 bis 18:30 UT am 16. Juni 2007. Eingetragen sind die Positionen der THEMIS-Satelliten (gepunktete Kurven), die MP-Beobachtungen (schwarze Punkte), und die Spline-Interpolanten derselben (rote Kurven) als Schätzer für die zeitaufgelöste MP-Position. In grün sind die Amplituden zweier Halbschwingungen der MP dargestellt, in blau sind die entsprechenden Halbperioden zwischen den lokalen Extrema der Spline-Interpolante eingezeichnet. Oben: Zeitliche Ableitung der MP-Bewegung dr_0/dt gegeben durch die Spline-Interpolante aus dem unteren Bild. Markiert sind die extremalen Geschwindigkeiten (nach Plaschke et al. 2009c).

(Satellit geht aus der Magnetosheath in die Magnetosphäre: auswärtige Bewegung der MP; im umgekehrten Fall: einwärtige Bewegung der MP). Anhand dieser Daten kann die Sequenz der MP-Beobachtungen auf Konsistenz überprüft werden. Wenn zwei MP-Durchflüge direkt nacheinander durch denselben Satelliten beobachtet wurden, so können diese nur Teil derselben Gruppe sein, wenn die MP-Bewegungsrichtung in beiden Beobachtungen unterschiedlich ist. Die Sequenz aus einwärtiger und auswärtiger Bewegung deutet dann beispielsweise auf eine Umkehr der Bewegung der MP hin, während sie sich näher an der Erde als der beobachtende Satellit befand.

Sind zwei konsekutive MP-Beobachtungen von verschiedenen Satelliten durchgeführt worden, so müssen die entsprechenden MP-Distanzen r_0 und die beobachteten Bewegungsrichtungen im Einklang stehen: Fand also der zweite Durchflug weiter außerhalb statt ($r_0(t_2) > r_0(t_1)$ mit $t_2 > t_1$), so muss die beobachtete MP-Bewegungsrichtung für beide Durchflüge auswärtig sein; im gegensätzlichen Fall ist eine einwärtige MP-Be-

wegungsrichtung für beide Durchflüge gefordert. Nur wenn dies der Fall ist, gehören beide MP-Beobachtungen zu derselben Gruppe, andernfalls wird die Untergruppe an dieser Stelle in zwei kleinere Subgruppen von MP-Beobachtungen aufgeteilt. Dies geschieht auch, wenn zwei MP-Beobachtungen zum selben Zeitpunkt stattfanden; dieser Fall kann aufgrund der lokalen Verformung der MP und der nicht perfekt radial aufgereihten THEMIS-Satellitenkonfiguration durchaus vorkommen: Würde die MP nicht verformt sein (dem Modell nachempfunden sein) und nur eine radiale Bewegung aufweisen, so wäre die Konsistenz der Beobachtungen immer gegeben. Durch lokale Verformungen und Strukturen ist es aber durchaus möglich, dass ein weiter außen liegender Satellit eine sich nach außen bewegende MP früher als ein weiter innen liegender Satellit beobachtet, weil dieser beispielsweise in einer Einbuchtung der Magnetosheath liegt. Eine Konsistenzprüfung (wie oben beschrieben) ist daher vor der Durchführung der Interpolation erforderlich.

Schließlich muss noch eine minimale Anzahl von 4 MP-Beobachtungen pro Subgruppe gefordert werden, da bei weniger Stützstellen eine Interpolation mit kubischen Spline-Funktionen ohne weitere zusätzliche Informationen nicht durchgeführt werden kann. Unter Berücksichtigung aller oben genannten Kriterien erhält man aus den 289 Gruppen, die im vorigen Abschnitt 3.3 untersucht wurden, 452 Subgruppen mit jeweils 4 oder mehr MP-Beobachtungen, über die jeweils eine Spline-Interpolation durchgeführt wird. Die größere Anzahl an Subgruppen ergibt sich durch die Teilung von Gruppen mit vielen MP-Beobachtungen in kleinere Subgruppen, in denen dann jeweils alle Kriterien erfüllt sind.

Die Vorgehensweise kann anhand der Abbildungen 3.21 und 3.22 noch einmal am Beispiel erläutert werden. Im gegebenen Intervall wurden 14 MP-Durchflüge beobachtet, sie gehören zu einer Gruppe, die zunächst einmal nur dadurch gegeben ist, dass die darin enthaltenen sukzessiven Beobachtungen jeweils weniger als 10 Minuten auseinanderliegen. Die ersten vier MP-Durchflüge erfüllen die Kriterien: Sie wurden durch unterschiedliche Satelliten durchgeführt; die einwärtige Bewegung korrespondiert mit der monotonen Verringerung der r_0 -Werte der MP-Beobachtungen. Es folgen vier MP-Durchflüge durch denselben Satelliten (THE) zwischen 18:20 und 18:24 UT. Schon durch die ersten drei Durchflüge dieses Subintervalls ist das entsprechende Kriterium verletzt, das besagt, dass maximal zwei konsekutive Beobachtungen durch denselben Satelliten in einer Gruppe enthalten sein dürfen. Deshalb wird der erste Durchflug noch zur ersten Subgruppe gezählt; mit dem dritten der vier Durchflüge beginnt eine zweite Subgruppe von MP-Beobachtungen, in der dann nur noch die letzten zwei Durchflüge von THE enthalten sind, so dass das Kriterium erfüllt ist. Bei den restlichen MP-Beobachtungen ist wie bei den ersten vier die Konsistenz zwischen MP-Bewegungsrichtung und Veränderung in r_0 gegeben.

Es ergeben sich also aus den 14 MP-Beobachtungen im Intervall zwei Subgruppen mit 4 Beobachtungen (Reihenfolge: THB, THD, THC und THE) und 9 Beobachtungen (Reihenfolge THE, THE, THC, THD, THD, THC, THC, THD und THB). Eine Spline-Interpolation der (r_0, t) -Tupel wird für beide Subgruppen getrennt durchgeführt. Es ist a priori nicht festgelegt, mit welcher Art von Funktionen die Zeiten zwischen den einzelnen MP-Beobachtungen überbrückt werden sollen. Wenig sinnvoll ist allerdings die Wahl von Funktionen, die zu starken Überschwingern führen; man beachte, dass dies bei einer Interpolation nicht unüblich ist, da hier die gewählten Funktionen die gegebenen

Punkte treffen müssen. Aus diesem Grund werden nicht herkömmliche kubische Spline-Funktionen für die Interpolation verwendet, sondern sogenannte gespannte Splines (engl.: splines under tension). Hierbei wird die Interpolante ähnlich einem Gummiband zusammengezogen, um ein Überspringen zu minimieren. Eine Art der Realisierung solcher gespannter Splines ist in Cline (1974a) beschrieben und in Cline (1974b) implementiert. Die Spline-Interpolation wird hier mit den Funktionen CURV1 und CURV2 aus der letztgenannten Arbeit durchgeführt. Als Spannungsparameter für CURV2 wurde $\sigma = 3$ gewählt. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.22 (unten) für das Beispielintervall durch rote Kurven darstellt. Die beiden Kurven verbinden jeweils die MP-Beobachtungen der zwei Subgruppen im r_0 - t -Raum. Folglich sind sie für die zwei Subintervalle Schätzer für die zeitlich aufgelöste radiale Position der MP am Ort der Beobachtungen ausgedrückt als zeitabhängige äquivalente subsolare MP-Distanz r_0 in AGSM x -Richtung.

Diese Form der Rekonstruktion der MP-Bewegung, basierend auf Zeitpunkten und Orten von MP-Beobachtungen, wurde zum ersten Mal in Glassmeier et al. (2008) angewandt. Teile dieser Arbeit sind ebenfalls in Auster et al. (2008) veröffentlicht. Eine automatische Anwendung nach Überprüfung der Konsistenz zwischen MP-Bewegungsrichtungen und Orten der Beobachtung ist zum ersten Mal in Plaschke et al. (2009a) durchgeführt worden. Hierbei fand auch der MP-Datensatz zum ersten Mal Verwendung.

Aus den Spline-Interpolanten lassen sich nun weitere Informationen zur MP-Bewegung gewinnen. Dafür sind insbesondere die Extrema von Bedeutung: Der Unterschied in r_0 zwischen jeweils zwei aufeinander folgender Extrema (Minimum bzw. Maximum) ist ein Schätzer für die Spitze-Spitze-Amplitude $A = |r_{0,\min} - r_{0,\max}|$ der MP-Bewegung. Die zwei möglichen Amplitudenbestimmungen im Beispielintervall sind in Abbildung 3.22 in grün eingezeichnet (A_1 bzw. A_2). Aus der zeitlichen Differenz zwischen zwei Extrema erhält man eine Schätzung für die Halbperiodendauer der radialen MP-Schwingung; sie sind in Abbildung 3.22 in blau dargestellt. Diese zeitlichen Differenzen (Halbperioden) werden im Folgenden von der Norm abweichend mit T bezeichnet; es handelt sich hierbei nicht um volle Periodendauern!

Desweiteren kann die Ableitung der Spline-Interpolanten nach der Zeit berechnet werden: dr_0/dt . Sie ist ein Maß für die Geschwindigkeit der MP entlang ihrer mittleren Normalenrichtung. Für das Beispielintervall ist diese Geschwindigkeit im oberen Bild der Abbildung 3.22 dargestellt. Auch in der Geschwindigkeit sind Extrema vorhanden, die in der Abbildung mit V_1 und V_2 bezeichnet werden. Das Vorzeichen dieser Extremwerte gibt Auskunft über die Bewegungsrichtung der MP zu den Zeitpunkten der betragsmäßig schnellsten Bewegung.

Die 452 Spline-Interpolanten weisen insgesamt 1288 Extrema der MP-Geschwindigkeit V auf. Abbildung 3.23 zeigt die Anzahl der Geschwindigkeitsextrema in den jeweiligen Geschwindigkeitsintervallen. Wie man leicht sieht, nimmt die Anzahl der Geschwindigkeits-Bestimmungen mit der Geschwindigkeit ab. Die maximale Anzahl wird im untersten Geschwindigkeitsintervall zwischen 0 und 10 km/s beobachtet; zum Bereich zwischen 30 und 40 km/s gehören nur etwa halb so viele Geschwindigkeitsbestimmungen. In Einzelfällen werden auch Geschwindigkeiten von einigen hundert km/s beobachtet. Nichtsdestotrotz liegen mehr als 82% der bestimmten Werte für V im Bereich unter 100 km/s. Der Median der Verteilung liegt bei 32.9 km/s; das arithmetische Mittel berechnet sich zu 82.7 km/s und ist damit deutlich höher als der Median. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Verteilung eine starke Asymmetrie zu niedrigen Geschwindig-

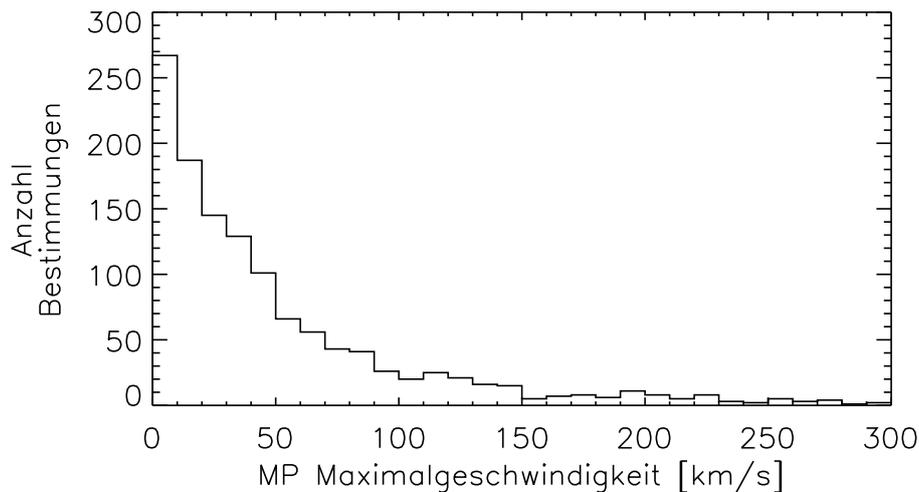


Abbildung 3.23: Histogramm der Beträge der extremalen Geschwindigkeiten $|dr_0/dt|$ bestimmt aus den Spline-Interpolanten der subsolaren MP-Distanzen r_0 . Die Intervallgröße beträgt 10 km/s (nach Plaschke et al. 2009a).

keiten aufweist: Die hohen V -Werte führen dann zu einem wesentlich höheren Mittelwert im Vergleich zum Median.

Die mehrheitlich geringen Maximalgeschwindigkeiten der MP von unter 100 km/s können beispielsweise zur Alfvéngeschwindigkeit in der Magnetosphäre in Beziehung gesetzt werden. Geht man von einem magnetosphärischen Magnetfeld von 50 nT und einer Protonenanzahldichte von 1 cm^{-3} aus, so ergibt sich eine Alfvéngeschwindigkeit V_A von über 1000 km/s; die magnetosonische Geschwindigkeit V_{ms} , mit der sich die Fast-Mode senkrecht zum Magnetfeld ausbreitet, nimmt noch höhere Werte an. Aus einem Vergleich mit den deutlich geringeren, typischen MP-Geschwindigkeiten ergibt sich also, dass die MP-Bewegung in radialer Richtung bezüglich der Ausbreitung von Fast-Moden von der MP aus in die Magnetosphäre hinein mehrheitlich als quasi-statisch angesehen werden muss: Die durch die MP-Bewegung verursachten kompressiblen Störungen in der Magnetosphäre werden mit viel höherer Geschwindigkeit von der MP wegtransportiert, so dass sich nahezu instantan ein neues Druck-Gleichgewicht einstellen sollte.

Glassmeier et al. (2008) haben in einer Einzelfalluntersuchung festgestellt, dass die MP-Bewegung entlang der Staupunktstromlinie im Wesentlichen auf Druckvariationen in der Magnetosheath zurückzuführen ist. Dabei ändert sich der Druck so langsam, dass sich die Lage der MP und der entsprechende magnetische Gegendruck in der Magnetosphäre instantan anpassen können, so dass das Druckgleichgewicht während der Bewegung gewahrt bleibt (quasi-statische Bewegung). Ihr erfolgreicher Vergleich (hohe Korrelation) zwischen der beobachteten MP-Bewegung und den Voraussagen eines rein quasi-statischen Modells nach den Gleichungen (1.26) und (1.29) auf Seite 24 beruhend auf Messungen des Gesamt-Drucks in der Magnetosheath lassen diesen Schluss zu. Das hier gefundene Ergebnis der geringen typischen MP-Geschwindigkeit im Vergleich zur magnetosphärischen Alfvéngeschwindigkeit bestätigt statistisch den mehrheitlich quasi-statischen Charakter der Bewegung. Es sei angemerkt, dass dieses Ergebnis nicht im Widerspruch zu einer Erklärung der MP-Bewegungen durch Oberflächenwellen steht. In diesem Fall wäre die langsame radiale Bewegung als Schnelle zu bewerten, also als erste

Ableitung der Auslenkung eines Mediums beim Durchlaufen einer Transversalwelle.

Abbildung 3.24 zeigt die aus dem MP-Datensatz erhaltene Geschwindigkeitsverteilung (V -Werte) im Vergleich zu denjenigen, die von Panov et al. (2008) (obere Unterabbildung) und Berchem und Russell (1982) (untere Unterabbildung) gefunden wurden. In beiden Unterabbildungen wird eine normalisierte Anzahl der Geschwindigkeits-Bestimmungen gezeigt, um einen Vergleich überhaupt zu ermöglichen. Im ersten Fall werden die Anzahlen bezüglich des Wertes im zweiten Intervall des Histogramms (20 - 40 km/s) auf 1 normiert. Man kann dann sehen, dass die Verteilungen sehr gut übereinstimmen, wenn man vom Intervall niedrigster Geschwindigkeit absieht: Aus den Spline-Interpolanten der MP-Distanzen r_0 geht hervor, dass sich die MP oft nur mit geringer Geschwindigkeit von einigen km/s bewegt; dieser Anteil fehlt in der von Panov et al. (2008) erhaltenen Verteilung gänzlich. Dass die Verteilungen ansonsten so außerordentlich gut übereinstimmen, ist umso erstaunlicher, als dass die Verteilung von Panov et al. auf MP-Beobachtungen in hohen Breiten (nicht in der magnetischen Äquatorialebene) basiert. Es wurden allerdings nur Messungen berücksichtigt als die Grenzschicht den Charakter der LLBL (aus niedrigen Breiten) aufwies. Die markantesten Unterschiede zwischen den Verteilungen sind durch die relativen Häufigkeiten der Geschwindigkeiten zwischen 60 und 80 km/s sowie zwischen 140 und 160 km/s gegeben. Eine mögliche Erklärung dafür ergibt sich aus der sehr viel kleineren Stichprobe der Beobachtungen von Panov et al. und der damit verbundenen größeren statistischen Unsicherheit ihres Ergebnisses: Es gingen nur 38 Geschwindigkeitswerte ein; dies steht 1288 Geschwindigkeits-Bestimmungen in der hier vorgestellten Untersuchung gegenüber.

Im unteren Bild der Abbildung 3.24 wird die Geschwindigkeitsverteilung mit derjenigen von Berchem und Russell (1982) (rote gestrichelte Linie) verglichen. In dieser Arbeit wurden die MP-Geschwindigkeiten durch Untersuchung der MP-Laufzeit zwischen den beiden Satelliten ISEE 1 und 2 bestimmt. Der Stichprobenumfang ist mit 30 Werten noch etwas geringer als in Panov et al. (2008). Die Histogramme wurden in diesem Fall auf den höchsten Wert der relativen Häufigkeit in einem Intervall normiert; es ist dabei zu beachten, dass die Intervallbreiten im Geschwindigkeitsbereich von Berchem und Russell nicht konstant gewählt wurden; ihre Einteilung wurde hier beibehalten.

Wie man leicht sieht, stimmen auch in diesem Fall die Verteilungen gut überein; die Verteilung, die von Berchem und Russell (1982) gefunden wurde, kann hier mit erheblich größerem Stichprobenumfang bestätigt werden. Die einzige auffällige Differenz ist wiederum im niedrigen Geschwindigkeitsbereich zwischen 0 und 10 km/s gegeben. Folglich stellt sich die Frage, worauf diese systematische Abweichung zurückzuführen ist. Es ist festzustellen, dass zwischen zwei Intervallen schneller MP-Bewegung in eine Richtung gemäß der Spline-Interpolanten häufig auch eine Phase langsamerer MP-Bewegung liegt. Wenn sich die MP nur sehr langsam bewegt, so sinkt auch die Wahrscheinlichkeit für eine MP-Beobachtung im betreffenden Zeitintervall. Es sei dabei erinnert, dass typische Satellitengeschwindigkeiten von wenigen Kilometern pro Sekunde gering im Vergleich zu typischen MP-Geschwindigkeiten sind. In der großen Mehrzahl der Fälle ist eine MP-Beobachtung deshalb auf das Überstreichen der Satellitenposition durch die MP zurückzuführen und nicht umgekehrt. In den Spline-Interpolanten können auch kleine Extrema der Geschwindigkeit im Bereich der Satellitengeschwindigkeit identifiziert werden, obwohl während dieser Zeiten die MP üblicherweise nicht beobachtet wird. In den Arbeiten von Panov et al. (2008) und Berchem und Russell (1982) dagegen wird die Laufzeit der

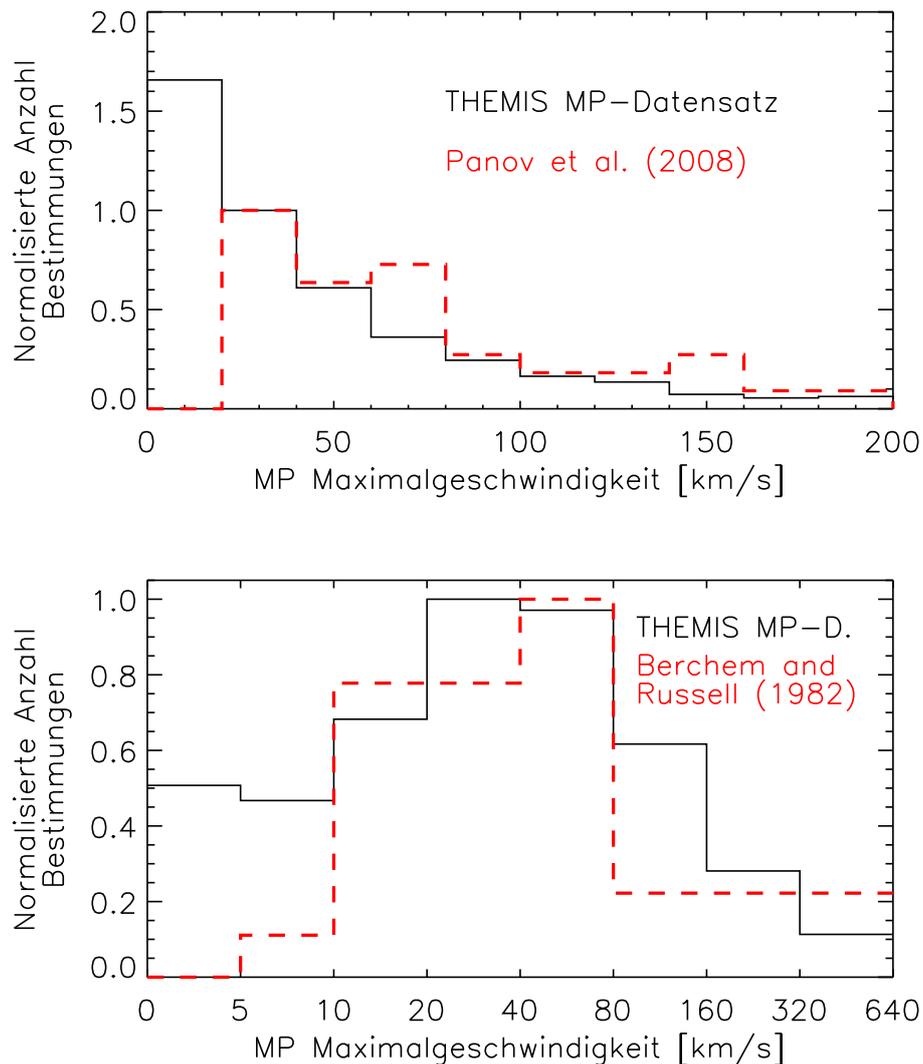


Abbildung 3.24: Histogramme der relativen Häufigkeiten der extremalen MP-Geschwindigkeiten in den angegebenen Geschwindigkeitsintervallen. Oben: Vergleich von V aus dem MP-Datensatz (schwarze durchgezogene Linie) mit den Ergebnissen von Panov et al. (2008) für die MP in hohen Breiten, wenn die Grenzsicht den Charakter einer LLBL (aus niedrigen Breiten) aufwies (rote gestrichelte Linie). Die Normierung der Histogramme erfolgte anhand der Anzahlen im zweiten Geschwindigkeitsintervall (20 bis 40 km/s). Unten: Vergleich mit den Ergebnissen aus Berchem und Russell (1982) (rote gestrichelte Linie). Die Histogrammintervalle unterscheiden sich in der Länge. Normierung beider Verteilungen auf den jeweiligen höchsten Häufigkeitswert (nach Plaschke et al. 2009a).

MP zwischen vier (CLUSTER) bzw. zwei (ISEE) Satelliten ausgewertet, um eine mittlere MP-Geschwindigkeit abzuschätzen. Falls die MP zwischen den Satelliten kurz anhält, so geht das entsprechende Minimum der Geschwindigkeit in einen kleineren Mittelwert derselben ein; dieser Mittelwert wird aber auf jeden Fall größer als der minimale Geschwindigkeitswert sein. Befindet sich die MP außerhalb der jeweiligen Satelliten-Konfiguration, so ist die Wahrscheinlichkeit ihrer Beobachtung bei kleiner MP-Geschwindigkeit gering. Folglich weist in beiden Arbeiten der jeweils unterste Bereich der Geschwindigkeitsver-

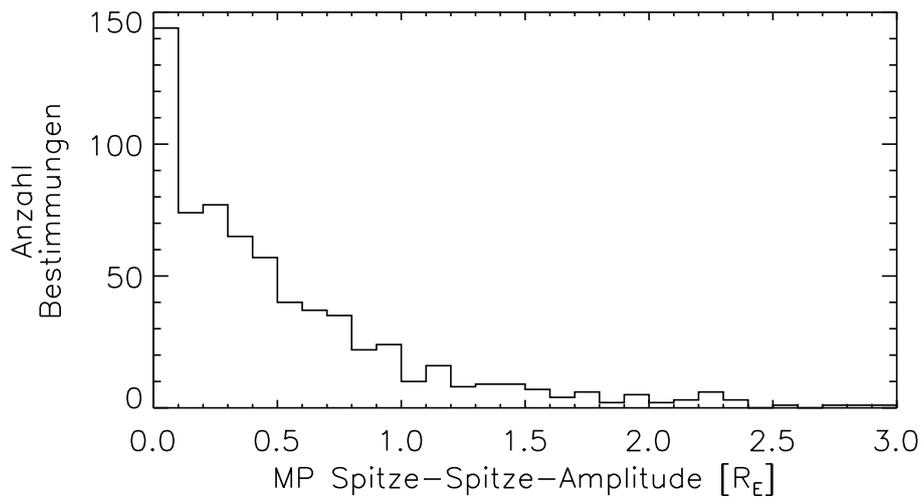


Abbildung 3.25: Histogramm der Spitze-Spitze-Amplituden der MP-Bewegung abgeleitet aus den Zeitreihen der Spline-Interpolanten der äquivalenten subsolaren MP-Distanzen r_0 : Die absolute Anzahl der Amplituden-Bestimmungen ist über den jeweiligen Amplitudenintervallen aufgetragen (nach Plaschke et al. 2009a).

teilungen eine zu geringe relative Häufigkeit auf. Dasselbe Phänomen tritt im Übrigen auch auf, wenn die Geschwindigkeit mithilfe von Einzelsatelliten-Messungen bestimmt wird. Da die MP bei hoher radialer Eigengeschwindigkeit große Volumina pro Zeit im Vergleich zum Fall niedriger Geschwindigkeit überstreicht, ist es viel wahrscheinlicher, eine sich schnell bewegende MP mit einem Satelliten zu durchqueren und zu beobachten. Auch bei einer Statistik, die auf solchen Messungen beruhte, wären also die niedrigen Geschwindigkeiten unterrepräsentiert. Eine Statistik der MP-Geschwindigkeiten weist dieses Problem nur dann nicht auf, wenn sie auf einer Rekonstruktion der MP-Bewegung beruht; diese kann nur durch Spline-Interpolation beobachteter MP-Positionen (wie gezeigt) oder, für wenige Intervalle, durch die Methode der empirischen Rekonstruktion nach De Keyser et al. (2005) erhalten werden.

Die Verteilung der Spitze-Spitze-Amplituden A der MP-Bewegung sind in Abbildung 3.25 dargestellt. Die Anzahl der Amplituden-Bestimmungen ist im Intervall zwischen 0 und $0.1 R_E$ am größten im Vergleich zu den anderen Intervallen des Histogramms; dies korrespondiert mit der erhöhten Anzahl an niedrigen MP-Geschwindigkeiten. Mit zunehmender Amplitude nimmt auch hier die relative Häufigkeit ab; Amplituden von über $2.5 R_E$ kommen sehr selten vor (insgesamt unter 2.5%). Die Stichprobe umfasst 682 Amplituden-Bestimmungen. Auch bei dieser Größe ist aufgrund der Schiefe der Verteilung der Median mit $0.37 R_E$ nur etwa halb so groß wie der Mittelwert von $0.78 R_E$. Die Spitze-Spitze-Amplitude der MP-Bewegung liegt bei über 61% der Bestimmungen unter $0.5 R_E$; diese Werte sind durchaus als typisch anzusehen (vgl. Song et al. 1988).

Diese Verteilung kann auch mit Ergebnissen anderer Arbeiten zu Variationen im SW verglichen werden; dazu sind einige Vorarbeiten nötig: Grundlage soll die Relation der subsolaren MP-Distanz r_0 zur Impulsstromdichte des SW (p_{sw}) sein (Beziehung (1.26)

auf Seite 24):

$$r_0 = \left(\frac{2B_E^2}{\mu_0 p_{sw}} \right)^{1/6} R_E \quad (3.33)$$

B_E bezeichnet hierbei die Feldstärke der magnetischen Induktion am Erdboden (magnetischer Äquator). Ableitung von r_0 nach p_{sw} ergibt eine Beziehung der Änderungen beider Werte relativ zu ihren Hintergrundwerten (siehe auch Glassmeier et al. 2008):

$$\frac{dr_0}{dp_{sw}} = -\frac{r_0}{6p_{sw}} \quad \Rightarrow \quad \left| \frac{\Delta p_{sw}}{p_{sw}} \right| = 6 \left| \frac{\Delta r_0}{r_0} \right| \quad (3.34)$$

Nimmt man die Mittelwerte der Amplitude $\langle A \rangle = 0.78 R_E$ und der subsolaren äquivalenten MP-Distanz $\langle r_0 \rangle = 11.66 R_E$ als Grundlage für Δr_0 und r_0 , so erhält man eine relative Variation der SW-Impulsstromdichte von:

$$\frac{\Delta p_{sw}}{p_{sw}} \approx 0.4 \quad (3.35)$$

Dieser Wert kann nun durch Beobachtungen überprüft werden. Bowe et al. (1990) ermittelten für das mittlere Verhältnis der Standardabweichung der SW-Protonendichte σ_n zum Hintergrundwert $\langle \sigma_n/n \rangle = 0.12$ und für dieselbe Größe bezogen auf die SW-Geschwindigkeit $\langle \sigma_v/v \rangle = 0.02$.

Wenn Δr die Spitze-Spitze-Amplitude einer sinusoidalen Variation darstellt, so lässt sich daraus die Standardabweichung folgendermaßen berechnen:

$$\sigma_r = \sqrt{\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left(\frac{\Delta r}{2} \sin \tau \right)^2 d\tau} = \Delta r \sqrt{\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left(\frac{1}{2} \sin \tau \right)^2 d\tau} = \frac{\Delta r}{\sqrt{8}} \quad (3.36)$$

Unter Annahme einer solchen Variation lassen sich die Größen aus Bowe et al. (1990) umschreiben:

$$\frac{\Delta n}{n} \approx \sqrt{8} \left\langle \frac{\sigma_n}{n} \right\rangle \quad \frac{\Delta v}{v} \approx \sqrt{8} \left\langle \frac{\sigma_v}{v} \right\rangle \quad (3.37)$$

Damit ergibt sich für den Vergleichswert zu (3.35):

$$\frac{\Delta p_{sw}}{p_{sw}} = \frac{\Delta(nv^2)}{nv^2} \approx \frac{\Delta n}{n} + 2 \frac{\Delta v}{v} \approx 0.45 \quad (3.38)$$

Wie man sieht, stimmen die Werte gut überein, die zum einen auf der SW-Untersuchung von Bowe et al. (1990) und zum anderen auf den charakteristischen Werten der hier ermittelten Verteilungen beruhen.

Schlussendlich kann noch überprüft werden, ob die Beobachtungsposition auf der äquatorialen MP ausschlaggebend für die Form der Verteilung der Amplituden und Geschwindigkeiten ist. Dazu sind zu den Gesamtverteilungen aus den Abbildungen 3.23 und 3.25 in Abbildung 3.26 zusätzlich noch die Verteilungen dargestellt, bei denen nur Werte berücksichtigt wurden, die auf MP-Beobachtungen basieren, die entweder an der Flanke der MP (AGSM Azimutwinkel $|\Phi_{AGSM}| > 40^\circ$, rote Linie) oder an der tagseitigen

äquatorialen MP ($|\Phi_{\text{AGSM}}| < 40^\circ$, grüne Linie) durchgeführt wurden. Eine eindeutige Abhängigkeit der Verteilungen von Φ_{AGSM} scheint jedoch nicht vorzuliegen: Bezüglich der Geschwindigkeiten ist die Verteilung der Beobachtungen an den Flanken in den Bereichen zwischen 0 und 20 km/s sowie zwischen 40 und 60 km/s erhöht. Da in den umgebenden Bereichen diese Verteilung aber erniedrigt ist, kann man hier nicht feststellen, dass niedrige Geschwindigkeiten der MP häufiger an den Flanken als an der Tagseite beobachtet würden. Ähnlich verhält es sich bezüglich der Amplituden der MP-Bewegung. Die Verteilung der Amplituden der MP-Flanken ist im Bereich zwischen 0.2 und 0.6 R_E erhöht. Dies wäre ein Indiz dafür, dass niedrige Amplituden der radialen MP-Bewegung an den Flanken häufiger vorkommen als auf der Tagseite. Durch erniedrigte Werte in den ersten Intervallen dieser Verteilung (in Bereich zwischen 0 und 0.2 R_E) wird diese Aussage aber wieder relativiert. Insgesamt kann man also bei den Verteilungen der Geschwindigkeiten und der Amplituden von keiner klaren Abhängigkeit bezüglich der MP-Beobachtungsposition (Azimutwinkel Φ_{AGSM}) ausgehen.

Die Verteilung der Periodendauern ist die Grundlage der weiteren Betrachtungen in dieser Arbeit. In Abbildung 3.27 ist ein Histogramm der Halb-Periodendauern T dargestellt. Für die Intervallgröße wurde ein Wert von 25 Sekunden gewählt, um einen Vergleich mit den Ergebnissen von Ivchenko et al. (2000) (dargestellt durch die rote gestrichelte Linie) zu ermöglichen. Die Verteilung der Halb-Periodendauern T weist ein Maximum der Häufigkeit im Bereich um 50 s auf. Zu kleineren Halb-Periodenwerten nimmt die Verteilung stark ab, dabei sei allerdings zu bedenken, dass das erste Intervall nur die halbe Breite aufweist und damit die aufgeführte Anzahl nicht die Anzahldichte (im Vergleich zu den anderen Werten des Histogramms) widerspiegelt. Zu höheren Werten von T fällt die Verteilung langsamer ab; auch lange Halb-Periodendauern von über 800 Sekunden wurden aus den Spline-Interpolanten ermittelt. Dies scheint zunächst dem Kriterium zu widersprechen, dass der maximale zeitliche Abstand zwischen zwei MP-Beobachtungen 10 Minuten (600 Sekunden) betragen soll. Dieses Kriterium wurde bei der Zusammenstellung der Gruppen aus MP-Beobachtungen angewandt, deren Distanzwerte r_0 dann mithilfe der beschriebenen Spline-Funktionen interpoliert wurden. Tatsächlich ergibt sich daraus aber kein Widerspruch: Obwohl die Zeit zwischen einzelnen MP-Durchflügen die Grenze von 10 Minuten nicht überschreitet, können diese dennoch zu Halb-Perioden der MP-Bewegung von über 10 Minuten Dauer gehören; das Kriterium bezieht sich ja nur auf die Stützstellen der Interpolation. Trotzdem ist davon auszugehen, dass die Häufigkeit des Auftretens von MP-Schwingungen mit Halb-Periodendauern von (weit) über 10 Minuten aufgrund des gewählten Kriteriums unterschätzt wird. Andererseits ist zu beachten, dass bei zu großen Abständen zwischen zwei MP-Beobachtungen die MP-Bewegung durch Spline-Interpolation möglicherweise nicht mehr hinreichend gut approximiert werden kann. Insofern spiegelt das Kriterium einen Ausgleich zwischen der Güte der Interpolation und der Rekonstruktionsfähigkeit langperiodischer MP-Schwingungen wider.

Der Abfall vom Maximum der Verteilung zu geringeren und höheren Halb-Periodendauern T ist auch in der Verteilung aus Ivchenko et al. (2000) zu sehen. Allerdings scheint die Verteilung aus Ivchenko et al. (2000) im Vergleich zu derjenigen aus dieser Arbeit zu höheren T (um etwa 50 s) verschoben zu sein. Der Grund dafür liegt in der Methode, mit der in besagter Arbeit die dargestellte Stichprobe erhalten wurde: Das rote Histogramm in Abbildung 3.27 zeigt die Verteilung der Zeiten zwischen je zwei auf-

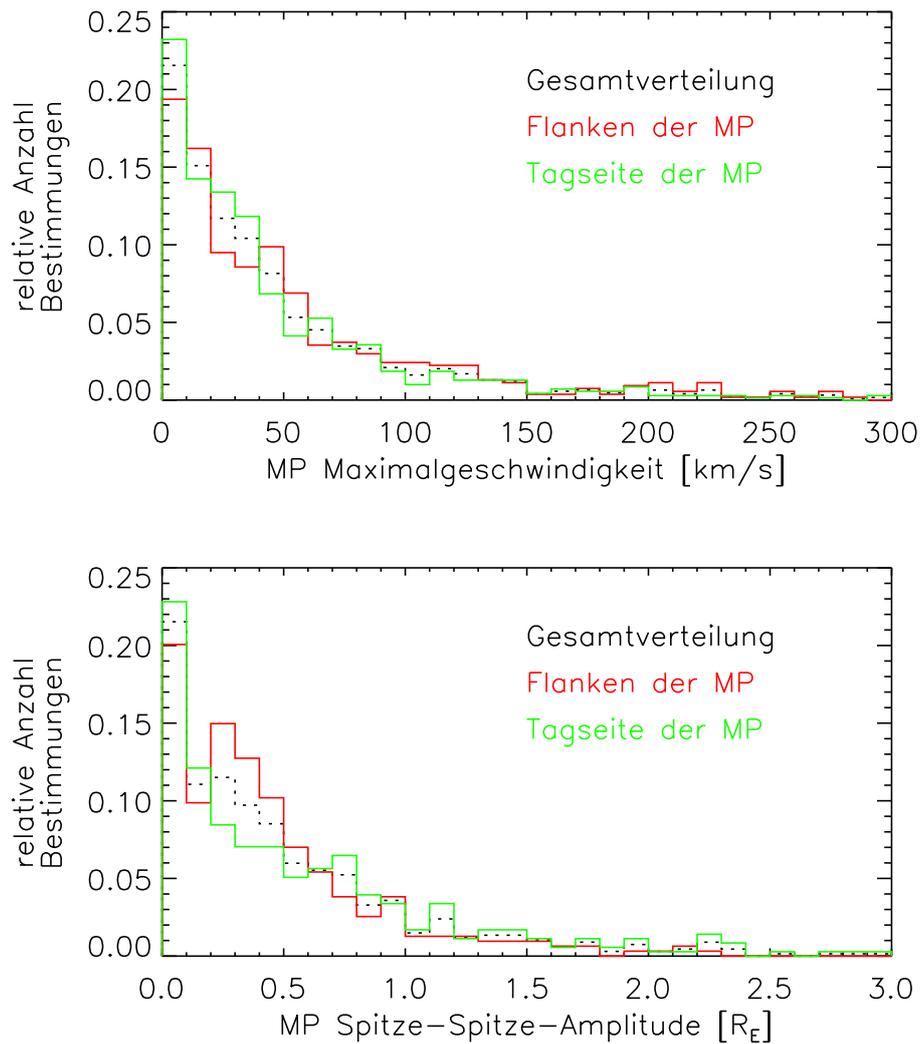


Abbildung 3.26: Histogramme der extremalen Geschwindigkeiten V (oben) und der Spitze-Spitze-Amplituden A ermittelt aus den Spline-Interpolanten der äquivalenten sub-solaren MP-Distanzen r_0 . Aufgetragen sind relative Häufigkeiten normiert auf die Gesamtanzahl der jeweiligen Werte (schwarz gepunktet). Verteilungen der Amplituden und Geschwindigkeitswerte, die auf MP-Beobachtungen bei $|\Phi_{\text{AGSM}}| > 40^\circ$ basieren, sind in rot dargestellt (MP-Flanke). Die Verteilungen zu $|\Phi_{\text{AGSM}}| < 40^\circ$ (tagseitige MP-Beobachtungen) sind in grün dargestellt.

einander folgender MP-Durchflüge durch den Satelliten Geotail. Da bei jeder Periode der MP-Bewegung über einen Satelliten hinweg dieser zweimal die MP passiert, kann die Verteilung mit derjenigen der Halb-Periodendauern verglichen werden; obwohl die Datengrundlagen prinzipiell verschieden sind. Ivchenko et al. (2000) haben keine Rekonstruktion der MP-Bewegung durchgeführt, aus denen Halb-Periodendauern extrahiert werden können. Die Zeiten zwischen einzelnen MP-Durchflügen dienen nur als (ungebauer) Schätzer der Halb-Periodendauern. Unter der Annahme einer sinusförmigen MP-Bewegung stimmen die Zeiten zwischen einzelnen MP-Beobachtungen nur dann mit den MP-Halbperioden überein, wenn sich der Satellit genau zwischen den extremalen Punk-

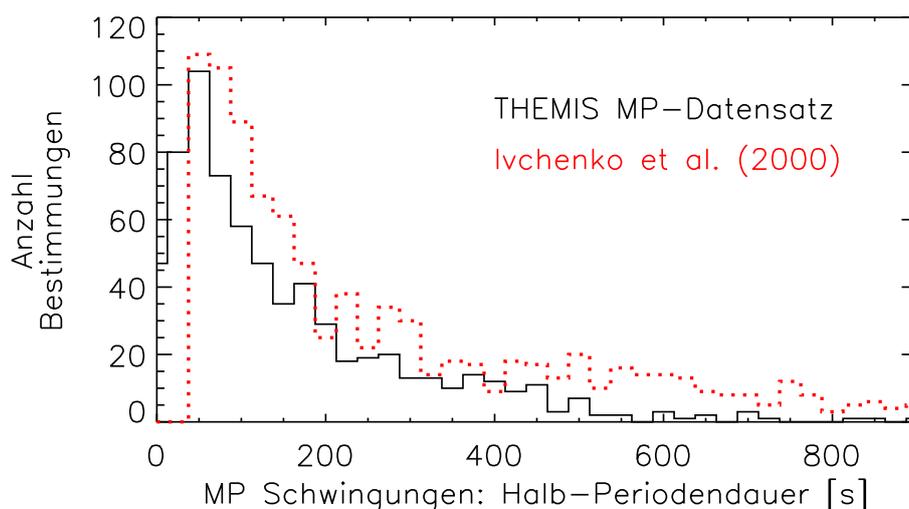


Abbildung 3.27: Histogramm der Halb-Periodendauern T zwischen zwei Extrema der Spline-Interpolanten von r_0 . In rot ist zum Vergleich die Verteilung der Zeiten zwischen je zwei MP-Durchflügen des Geotail-Satelliten nach Ivchenko et al. (2000) dargestellt. Die Intervallbreite beträgt 25 Sekunden (nach Plaschke et al. 2009a).

ten der MP-Bewegung befindet. Ist der Satellit allerdings einem Extremum näher, so wird eine Sequenz von langen und kurzen Zwischenzeiten zwischen MP-Durchflügen beobachtet. Erst die Addition von einer langen und einer kurzen Zeit entspricht der tatsächlichen Periodendauer. Üblicherweise werden also mit dieser Methode nicht die wahren Halb-Perioden beobachtet, sondern Werte unter und über den tatsächlichen Werten von T . Dies führt bei einer ansonsten zu höheren Werten langsam abfallenden Verteilung von T starker Schiefe (Skewness) dazu, dass die erhaltene Verteilung der Zwischenzeiten der MP-Beobachtungen gegenüber der Verteilung der tatsächlichen Halb-Perioden zu höheren Werten verschoben erscheint, so wie es in Abbildung 3.27 ersichtlich ist. Insofern kann man davon ausgehen, dass die beiden Ergebnisse auch quantitativ gut übereinstimmen.

Aus den Halb-Periodendauern T (basierend auf den Spline-Interpolanten) kann eine Verteilung der MP-Oszillationsfrequenzen $f = 1/(2T)$ erstellt werden; diese ist in Abbildung 3.28 dargestellt. Es ist zu sehen, dass auch bei dieser Verteilung eine deutliche Schiefe festzustellen ist: Im Wesentlichen fällt sie zu höheren Frequenzen hin ab. Wenn man von den Strukturen der Verteilung absieht, so kann der Abfall gut durch eine Exponentialfunktion beschreiben werden (siehe auch Abbildung 5.3 auf Seite 164). Das Maximum wird im Bereich zwischen 1.2 und 1.4 mHz erreicht. Ein noch deutlicherer Abfall der Häufigkeit ist auch zu niedrigeren Frequenzen (Bereich zwischen 0 und 1 mHz) zu verzeichnen. Dies ist im Hinblick auf die obige Diskussion um das Kriterium bezüglich der maximalen zeitlichen Abstände zwischen konsekutiven MP-Beobachtungen nicht verwunderlich: Eine Halb-Periode von 600 s entspricht einer Frequenz von $f = 0.83$ mHz; eine niedrigere Häufigkeit um und unterhalb dieser Frequenz ist also schon durch die Methode der Gruppierung der MP-Beobachtungen bedingt.

Der weitaus interessantere Teil der Verteilung ist ihre Struktur im niedrigen Frequenzbereich (zwischen 1 und 4 mHz): Die ersten vier lokalen Maxima bei 1.3, 1.9, 2.7 und

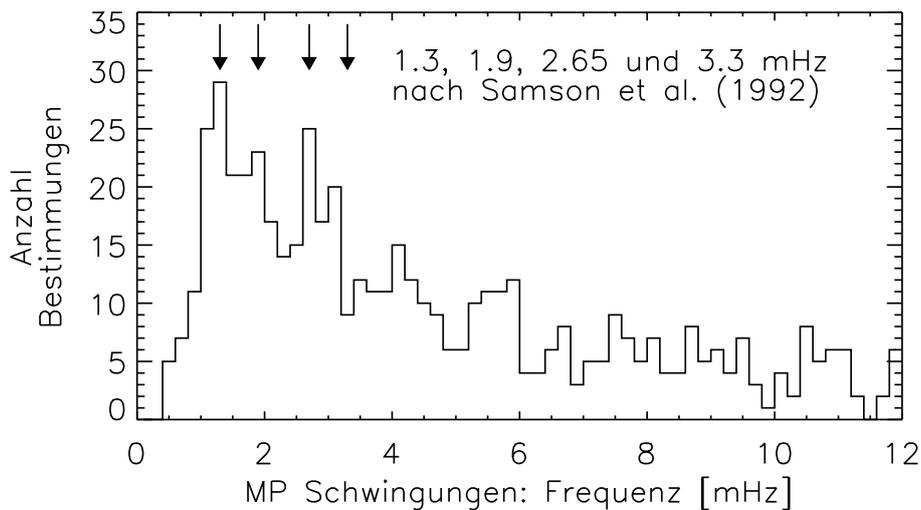


Abbildung 3.28: Histogramm der MP-Oszillationsfrequenzen $f = 1/(2T)$, berechnet aus den Halb-Periodendauern T , deren Verteilung in Abbildung 3.27 zu sehen ist (nach Plaschke et al. 2009b). Mit Pfeilen markiert sind die Frequenzen 1.3, 1.9, 2.65 und 3.3 mHz, die beispielsweise in Radarmessungen der Ionosphäre in hohen geomagnetischen Breiten prominent hervortraten (siehe z. B. Samson et al. 1992).

3.1 mHz stimmen gut mit den Frequenzen überein, die von Ruohoniemi et al. (1991) und Samson et al. (1991) in Radarmessungen der Ionosphäre in hohen geomagnetischen Breiten als prominente, stabile und wiederkehrende Frequenzen identifiziert wurden (1.3, 1.9, 2.6 bis 2.7 sowie 3.2 bis 3.4 mHz). Später wurden diese Frequenzen auch in Magnetfeldmessungen am Boden in unterschiedlichen geomagnetischen Breiten nachgewiesen (z. B. Francia und Villante 1997). Eine mögliche Erklärung für die Existenz dieses prominenten Frequenzsatzes wird in Samson et al. (1992) beschrieben: Sie postulierten die Existenz eines Wellenleiters innerhalb der Magnetosphäre, der als Volumenoszillator eine Frequenzauswahl ermöglichen kann. Aus diesem Grund wurden die Frequenzen auch als CMS-Frequenzen bezeichnet, nach dem englischen Ausdruck cavity mode model of Samson. Desweiteren wurden diese Frequenzen aufgrund ihres Auftretens in unterschiedlichen Messdaten (beobachtet an unterschiedlichen Orten) und aufgrund ihrer nie abschließend geklärten Ursache auch als „magische“ Frequenzen (engl.: magic frequencies) bezeichnet. Abbildung 3.28 stellt die erste Beobachtung der „magischen“ Frequenzen bei der Bewegung der MP dar. Die Entdeckung dieser Eigenbewegungen lässt vermuten, dass die MP selbst Ursache für das Auftreten der „magischen“ Frequenzen sein könnte.

4 Kruskal-Schwarzschild-Moden und die „magischen“ Frequenzen

Der Terminus „magische“ Frequenzen (MF) bezeichnet den Satz der Frequenzen 1.3, 1.9, 2.65 und 3.3 mHz. Diese Frequenzen zeichnen sich dadurch aus, dass sie auf der Grundlage verschiedener Messungen in der Magnetosphäre, der Ionosphäre, am Boden sowie im Sonnenwind (SW) festgestellt wurden. Wie bereits erwähnt, konnten ihre Ursache und Herkunft noch nicht abschließend geklärt werden. Der Terminus selbst geht historisch auf John C. Samson zurück, der sich in zahlreichen Arbeiten der Analyse und Erklärung derselben gewidmet hat.

Zum ersten Mal wurden geomagnetische Pulsationen mit Frequenzen aus dem Satz der „magischen“ Frequenzen (MF) von Ruohoniemi et al. (1991) beobachtet und ausgewertet. Die Grundlage ihrer Untersuchung bildeten Messungen der ionosphärischen Plasmageschwindigkeit in der F-Region (Höhe um 400 km) durch ein Hochfrequenz-Radar, das vom Applied Physics Laboratory der Johns Hopkins Universität in Goose Bay (Labrador, Kanada) betrieben wird. Das Messprinzip ist sehr einfach: Ein hochfrequentes elektromagnetisches Signal (Radiowellen, mit einer Frequenz von ~ 11 Mhz) wird schräg von der Position des Radars aus zur Ionosphäre gesendet. In der Ionosphäre wird dieses Signal an kleinskaligen Dichteveriationen zurückgestreut (Größenskalen von 10 bis 20 Metern). Das empfangene Signal weist aufgrund der Bewegung der Dichteveriationen mit dem ionosphärischen Plasma in Blickrichtung des Radars eine Frequenzverschiebung zum ausgesandten Signal auf (Dopplereffekt). Mithilfe eines zweiten Radars, das aus einem anderen Blickwinkel dieselbe ionosphärische Region beobachtet, ist eine zweite Komponente und damit der Vektor der Geschwindigkeit des Plasmas in einer Ebene parallel zur Erdoberfläche bestimmbar; ein solches Zweitinstrument stand Ruohoniemi et al. allerdings nicht zur Verfügung. Aus der Messung der Plasmageschwindigkeit kann unter der Annahme, dass die entsprechende Plasma-Drift durch ein elektrisches Feld (\underline{E}) unter dem Einfluss eines magnetischen Feldes verursacht wird ($\underline{v} = \underline{E} \times \underline{B} / B^2$, $E \times B$ -Drift), auf dieses elektrische Feld geschlossen werden, wenn das Magnetfeld bekannt ist.

Die von Ruohoniemi et al. (1991) untersuchten Radar-Daten wurden am Morgen des 11. Januar 1989 zwischen 03:00 und 09:00 UT mit besagtem HF Radar in Goose Bay aufgenommen; der untersuchte Bereich der Ionosphäre lag während dieser Zeit im frühen morgendlichen magnetischen Lokalzeit-Sektor. Die Zeitreihen der Plasmageschwindigkeit in Ost-West Richtung weisen Oszillationen im niedrigen Millihertz-Bereich auf. Durch ihre Amplitude herausragende Oszillationen wurden in den Zeitreihen durch Fouriertransformation einstündiger Teilintervalle bei den Frequenzen 1.3, 1.95 und 2.6 mHz festgestellt. Die Oszillationen sind in Wellenpaketen etwa einstündiger Länge gruppiert.

Innerhalb einzelner Wellenpakete bleibt die Phase konstant. Die Wellenpakete mit den einzelnen Frequenzen traten unabhängig voneinander auf.

Die Pulsationen sind in unterschiedlichen geomagnetischen Breiten beobachtet worden. Diejenigen bei einer Frequenz von 1.95 mHz weisen die höchste Amplitude in einer Breite von 70.7° auf. Pulsationen bei einer Frequenz von 2.6 mHz treten mit höchster Amplitude bei einer niedrigeren Breite von 70.0° auf. In dieses Schema passt auch, dass Pulsationen mit der niedrigsten Frequenz von 1.3 mHz bei einer Breite von 71.6° beobachtet wurden.

Die Phase dieser Pulsationen ändert sich über die jeweilige Position maximaler Amplitude hinweg in meridionaler Richtung (entlang der Längengrade) um etwa 180° . Gerade die Lokalisierung der Amplitude in meridionaler Richtung, der Phasensprung über diese Stelle hinweg und der Zusammenhang zwischen Frequenz und geomagnetischer Breite der Region maximaler Amplitude lassen darauf schließen, dass es sich bei den beobachteten Pulsationen um multiple stehende Alfvénwellen handelt, die mit dem Prozess der Feldlinienresonanz assoziiert werden.

4.1 Die Feldlinienresonanz

Die Feldlinienresonanz (FLR) ist ein Prozess, bei dem eine kompressible Störung, die in die Magnetosphäre hineinpropagiert, lokal an eine Alfvénwelle ankoppelt und Energie auf diese überträgt. Dabei kann sich bei geeigneten Bedingungen eine stehende Alfvénwelle auf einer Schar von Feldlinien ausbilden. Die Theorie der Feldlinienresonanz beruht auf der Arbeit von Tamao (1965). Die Beobachtung der Charakteristika bezüglich der bereits angesprochenen Breitenabhängigkeit der Amplitude und Phase stehender Alfvénwellen gelang erstmals Samson et al. (1971). Southwood (1974) griff die theoretischen Vorarbeiten von Tamao (1965) auf, und war damit in der Lage, die von Samson et al. (1971) gefundenen experimentellen Ergebnisse zu erklären.

Die Beschreibung des Prozesses der Feldlinienresonanz (FLR) geschieht in der Arbeit von Southwood (1974) in einer besonders einfachen Geometrie, der sogenannten Box-Magnetosphäre: Die Feldlinien der inneren Magnetosphäre fußen auf der nördlichen und südlichen Ionosphäre. Die durch die magnetischen Feldlinien gegebene Geometrie wird im Box-Magnetosphärenmodell nach Southwood (1974) rektifiziert. In diesem Modell ist das Magnetfeld homogen. Es zeige in z -Richtung: $\underline{B}_0 = (0, 0, B_0)^T$. Die Begrenzungen der Feldlinien durch die Ionosphären entsprechen in diesem Bild Begrenzungen in z -Richtung, zwischen denen das Magnetfeld bestehe. Die radiale Richtung (zum Erdmittelpunkt) sei in der Box-Magnetosphäre die x -Richtung, Begrenzungen in dieser Richtung sind durch die Magnetopause (MP) und die Plasmapause gegeben. Die y -Richtung entspricht dann der azimuthalen Richtung in der realen Magnetosphäre. Eine Skizze der Box-Magnetosphäre ist Abbildung 4.1 dargestellt.

Eine wesentliche Bedingung für das Ankoppeln kompressibler Störungen an Alfvénwellen ist die Existenz eines Gradienten in der Alfvéngeschwindigkeit $V_A = B / \sqrt{\mu_0 \rho}$. Unter der Annahme eines konstanten homogenen Magnetfeldes kann diese Bedingung nur durch einen Gradienten in der Dichte ρ realisiert werden. Desweiteren werde das Plasma in der Box-Magnetosphäre in der Näherung der Einflüssigkeits-Magnetohydrodynamik (MHD) beschrieben; das Plasma werde als kalt angenommen ($T = 0$), wodurch

elektrische Feld umgeformt werden:

$$\rho_0 \frac{\partial(\underline{v} \times \underline{B}_0)}{\partial t} = -\rho_0 \frac{\partial \underline{E}}{\partial t} = (\underline{j} \times \underline{B}_0) \times \underline{B}_0 = \underline{B}_0 \times (\underline{B}_0 \times \underline{j}) \quad (4.5)$$

Nach partieller Ableitung der letzten Gleichung (4.5) nach der Zeit t ist die strukturelle Gleichheit ihrer rechten Seite zu derjenigen der vorletzten Gleichung (4.4) erkennbar. Gleichsetzen ergibt dann eine Wellengleichung für das elektrische Feld:

$$\mu_0 \rho_0 \frac{\partial^2 \underline{E}}{\partial t^2} = \underline{B}_0 \times (\underline{B}_0 \times (\nabla \times (\nabla \times \underline{E}))) \quad (4.6)$$

Nach Vereinfachung durch die Alfvéngeschwindigkeit $\underline{V}_A = \underline{B}_0 / \sqrt{\mu_0 \rho_0}$ ergibt sich:

$$\frac{\partial^2 \underline{E}}{\partial t^2} = \underline{V}_A \times (\underline{V}_A \times (\nabla \times (\nabla \times \underline{E}))) \quad (4.7)$$

Es werde nun eine allgemeine Störung des elektrischen Feldes \underline{E} angenommen, die auf jeder y - z -Ebene durch eine ebene Welle gegeben sei, und dessen Struktur in x -Richtung a priori nicht festgelegt sei:

$$\underline{E} = \begin{pmatrix} E_x(x) \\ E_y(x) \\ 0 \end{pmatrix} e^{ik_y y + ik_z z - i\omega t} \quad (4.8)$$

Eine Komponente von \underline{E} in z -Richtung (parallel zu \underline{B}_0) wird durch das hydromagnetische Theorem ausgeschlossen. Setzt man diesen Ansatz in die Wellengleichung (4.7) ein, so ergibt sich nach einigen Vereinfachungsschritten:

$$-\omega^2 \begin{pmatrix} E_x(x) \\ E_y(x) \\ 0 \end{pmatrix} = V_A^2(x) \begin{pmatrix} -ik_y \frac{\partial E_y(x)}{\partial x} - k_y^2 E_x(x) - k_z^2 E_x(x) \\ -k_z^2 E_y(x) + \frac{\partial^2 E_y(x)}{\partial x^2} - ik_y \frac{\partial E_x(x)}{\partial x} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.9)$$

Dividiert man diesen Ausdruck durch die Alfvéngeschwindigkeit, so ergibt sich ein Vorfaktor der Form:

$$K^2(x) = \frac{\omega^2}{V_A^2(x)} = \frac{\omega^2 \mu_0 \rho_0(x)}{B_0^2} \quad (4.10)$$

Es sei daran erinnert, dass die x -Abhängigkeit der Alfvéngeschwindigkeit in diesem Modell auf eine langsame Änderung der Hintergrunddichte des Plasmas zurückzuführen ist. In der realen Magnetosphäre ist bei radialer Bewegung von der Magnetopause (MP) zur Plasmopause ein Anstieg in der Alfvéngeschwindigkeit festzustellen. Dieser wird allerdings im Wesentlichen durch einen Anstieg in der Stärke der magnetischen Induktion bei Annäherung an die Erde getragen; die Änderung wird im betrachteten Modell durch eine monotone Reduktion der Hintergrunddichte $\rho_0(x)$ in x -Richtung nachgestellt. Diese Vorgehensweise ist für die Einfachheit der Betrachtung von enormem Vorteil, da bei Änderung der Alfvéngeschwindigkeit mithilfe der Magnetfeldstärke auch Ströme im Grundzustand betrachtet werden müssen ($\underline{j}_0 \neq 0$), die die Situation erheblich verkomplizieren (siehe nachfolgende Abschnitte dieses Kapitels sowie A.2 ab Seite 201).

Die x -Komponente der vektorwertigen Gleichung 4.9 ist nach E_x auflösbar. Einsetzen in die y -Komponente derselben Gleichung ergibt dann:

$$(K^2(x) - k_z^2)E_y(x) + \frac{\partial^2 E_y(x)}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{k_y^2}{K^2(x) - k_y^2 - k_z^2} \frac{\partial E_y(x)}{\partial x} \right) = 0 \quad (4.11)$$

Durch Anwendung der Quotientenregel und nach einigen Umformungen folgt aus dieser Gleichung die bekannte und in Southwood (1974) hergeleitete Differentialgleichung für die y -Komponente des elektrischen Feldes (azimuthale Komponente in der Magnetosphäre):

$$E_y(x)(K^2(x) - k_y^2 - k_z^2) + \frac{\partial^2 E_y(x)}{\partial x^2} = \frac{k_y^2}{(K^2(x) - k_z^2)(K^2(x) - k_y^2 - k_z^2)} \frac{\partial K^2(x)}{\partial x} \frac{\partial E_y(x)}{\partial x} \quad (4.12)$$

Der Vorfaktor des Terms auf der rechten Seite wird singular, wenn entweder $K^2(x) - k_z^2 = 0$ (am Punkt $x = x_R$) oder $K^2(x) - k_y^2 - k_z^2 = 0$ (am Punkt $x = x_T$) eintritt. $K^2(x)$ fällt nach Voraussetzung monoton in x -Richtung. Startet man also mit einem Wert $K^2(x) > k_y^2 + k_z^2$, so durchläuft man in fortschreitender x -Richtung zunächst den Punkt x_T und dann den Punkt x_R .

Im Bereich $x < x_T$ gilt

$$K^2(x) = \frac{\omega^2 \mu_0 \rho_0(x)}{B_0^2} = \frac{\omega^2}{V_A^2(x)} > k_y^2 + k_z^2 \quad (4.13)$$

Für eine kompressible MHD-Welle (Fast-Mode) im kalten Plasma gilt lokal die Dispersionsrelation: $\omega^2/V_A^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$. Aus obiger Relation ergibt sich dann, dass für eine Fast-Mode die Ausbreitung im Bereich $x < x_T$ möglich ist, da dort $k_x^2 > 0$ gilt. Die Fast-Mode ist also in diesem Bereich ausbreitungsfähig; die Lösung der Differentialgleichung (4.12) ist eine Welle. Am Punkt $x = x_T$ gilt $K^2(x_T) - k_y^2 - k_z^2 = 0$. Dieselbe Fast-Mode würde an diesem Punkt eine verschwindende x -Komponente des Wellenvektors $k_x^2(x_T) = 0$ aufweisen; jenseits dieses Punktes gilt dann entsprechend $k_x^2 < 0$, damit ist k_x imaginär: Die Fast-Mode ist im Bereich $x > x_T$ also nicht mehr ausbreitungsfähig, stattdessen bildet sich hier eine Oberflächenwelle aus, deren Amplitude in x -Richtung exponentiell abnimmt. Da die Fast-Mode am Punkt x_T total reflektiert wird, wird dieser Punkt im Englischen auch als Turning Point (Reflexionspunkt) bezeichnet. In der Nähe dieses Punktes wird die Lösung $E_y(x)$ der Differentialgleichung (4.12) lokal durch die Airy-Funktion beschrieben.

Jenseits dieses Punktes gibt es noch einen weiteren Punkt x_R , bei dem der Vorfaktor auf der rechten Seite der Differentialgleichung (4.12) singular wird. Hier gilt:

$$K^2(x_R) = \frac{\omega^2}{V_A^2(x)} = k_z^2 \quad (4.14)$$

Diese Relation ist die lokale Dispersionsrelation für Alfvénwellen, da die z -Richtung mit derjenigen des Hintergrundmagnetfeldes zusammenfällt. Folglich stimmt an diesem Punkt (x_R) die Ausbreitungsgeschwindigkeit der exponentiell nach x abklingenden Oberflächenwelle (der ursprünglichen Fast-Mode) in der z -Richtung mit derjenigen einer Alfvénwellen überein. Die Gleichung (4.14) wird deshalb auch als Resonanzbedingung zwischen der kompressiblen Störung und der Alfvénwelle bezeichnet; der Punkt x_R wird

Resonanzpunkt genannt. Energie wird hierbei von der Fast-Mode durch die Oberflächenwelle auf die Alfvénwelle übertragen. Die Lösung für $E_y(x)$ ist an dieser Stelle singulär, was darauf zurückzuführen ist, dass hier kein Einschaltvorgang, sondern ein stationärer Zustand laufender, resonanter Energieeinkopplung auf eine ungedämpfte Alfvénwelle beschrieben wird. In der realen Magnetosphäre verliert die Alfvénwelle vor allem durch Joulesche Wärmeverluste in der Ionosphäre Energie (Dämpfung), so dass die Amplitude in $E_y(x)$ zwar bei Einstrahlung durch eine entsprechenden Fast-Mode rasch ansteigt, aber endlich bleibt.

Die Kopplung der Oberflächenwelle an die Alfvénwelle kann auch mithilfe des Polarisationsstromes

$$\underline{j}_{\rightarrow p} = \frac{1}{\mu_0 V_A^2} \frac{\partial \underline{E}}{\partial t}, \quad (4.15)$$

der sich aus Gleichung (4.5) ergibt, veranschaulicht werden (siehe Glassmeier 1995). Die kompressiblen Störungen im kalten Plasma sind Störungen im Betrag des Magnetfeldes, die rücktreibende Kraft erfolgt durch Gradienten im magnetischen Druck. Die Polarisationsströme, die mit diesen Magnetfeldstörungen einhergehen, sind auf die Ebene senkrecht zum Magnetfeld (x - y -Ebene) beschränkt und fließen in darin quellenfrei. Tritt eine kompressible Störung in eine Region ansteigender Alfvéngeschwindigkeit ein, so ist ersichtlich, dass der Polarisationsstrom bei gleichbleibender zeitlicher Änderung im elektrischen Feld geringer wird. Die Stromschleifen lassen sich folglich nicht mehr in der Ebene schließen; dies geschieht über feldparallele Ströme, die ein Charakteristikum der Alfvénwellen sind: Die dadurch verursachten Magnetfeldstörungen liegen senkrecht zur Hintergrundmagnetfeldrichtung. Folglich kann überall dort, wo ein Gradient in der Alfvéngeschwindigkeit vorliegt, Energie aus einer kompressiblen Störung in Alfvénwellen eingekoppelt werden; dies ist nicht nur am Resonanzpunkt der Fall. An diesem Punkt jedoch fallen die feldsenkrechten Polarisationsströme beider Moden aufgrund der gleichen Ausbreitungsgeschwindigkeit in z -Richtung zusammen: Sie sind Teil eines gemeinsamen Stromsystems, die Kopplung ist hier resonant.

Unabhängig von der Kopplung werde nun eine Alfvénwelle betrachtet, deren Störung des elektrischen Feldvektors in x -Richtung liege. Der Gradient in der Alfvéngeschwindigkeit werde dafür vernachlässigt, der Wellenvektor wird auf die z -Komponente $k_x = k_y = 0$ reduziert. Durch Wahl eines Ebene-Welle-Ansatzes für $\underline{E} = E_{x0} \underline{e}_x e^{ik_z z - i\omega t}$ können die Amplituden anderer Größen berechnet werden. Aus dem Induktionsgesetz ergibt sich bei Verwendung eines allgemeinen ebene Welle Ansatzes für die Störung des Magnetfeldes $\underline{b} = \underline{b}_0 e^{ik_z z - i\omega t}$:

$$-\nabla \times \underline{E} = -ik_z E_{x0} (\underline{e}_z \times \underline{e}_x) e^{ik_z z - i\omega t} = -i\omega \underline{b}_0 e^{ik_z z - i\omega t} = \frac{\partial \underline{b}}{\partial t} \quad (4.16)$$

Daraus ergibt sich für die Störungsamplitude des Magnetfeldes:

$$b_{0y} = \frac{k_z E_{x0}}{\omega} \quad b_{0x} = b_{0z} = 0 \quad (4.17)$$

Die periodische Störung des elektrischen Feldes in x -Richtung ist also mit einer Störung des Magnetfeldes in y -Richtung verbunden; diese liegt senkrecht zur Hauptmagnetfeldrichtung und ist eine Alfvénische Störung. In der realen Magnetosphäre entspricht dies

einer Magnetfeldstörung in azimuthaler Richtung; eine solche Alfvénwelle wird auch als toroidale Alfvénwelle bezeichnet. Demgegenüber wird einer Alfvénwelle mit radialer Magnetfeldstörung (hier in x -Richtung) als poloidale Welle bezeichnet.

Die Geschwindigkeitsstörung der betrachteten toroidalen Alfvénwelle kann aus der Bewegungsgleichung für das Plasma gewonnen werden, wenn auch hierfür ein Ebene-Welle-Ansatz $\underline{v} = v_0 e^{ik_z z - i\omega t}$ verwendet wird:

$$\begin{aligned} \rho_0 \frac{\partial \underline{v}}{\partial t} &= -i\omega \rho_0 v_0 e^{ik_z z - i\omega t} = \underline{j} \times \underline{B}_0 = \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \underline{b}) \times \underline{B}_0 \\ &= \frac{ik_z b_{0y} B_0}{\mu_0} (\underline{e}_z \times \underline{e}_y) \times \underline{e}_z e^{ik_z z - i\omega t} = \frac{ik_z b_{0y} B_0}{\mu_0} \underline{e}_y e^{ik_z z - i\omega t} \end{aligned} \quad (4.18)$$

Daraus folgt, dass die Störung der Geschwindigkeit wie die des Magnetfeldes in y -Richtung liegt:

$$v_{0y} = -\frac{k_z b_{0y} B_0}{\mu_0 \omega \rho_0} \quad v_{0x} = v_{0z} = 0 \quad (4.19)$$

Die meridionalen Charakteristika bezüglich der Phasenänderung der Pulsationen (180° Phasensprung) und bezüglich der Lokalisierung in der Amplitudenverteilung, die von Ruohoniemi et al. (1991) beobachtet wurden, können jedoch erst verstanden werden, wenn auch die Reflexion der Alfvénwellen an der Ionosphäre und nicht nur die Generierung berücksichtigt wird:

In der Ionosphäre sind genug Ladungsträger (Elektronen und Ionen) vorhanden, um Ströme tragen zu können. Desweiteren ist die Stoßfrequenz dieser Teilchen untereinander und mit Neutralgasatomen genügend hoch, um auch einen signifikanten Strom senkrecht zur Richtung des Magnetfeldes und in Richtung des elektrischen Feldes (Pedersen-Strom) zu ermöglichen. Idealerweise kann die Ionosphäre als unendlich dünne Schicht unendlich hoher Leitfähigkeit betrachtet werden. In dieser Näherung ist das tangentielle elektrische Feld innerhalb der Schicht Null. Eine zur Ionosphäre entlang des Magnetfeldes propagierende Alfvénwelle würde aufgrund dieser Bedingung an der Ionosphäre total reflektiert werden. Tatsächlich wird allerdings ein Teil der Energie der Welle in thermische Energie der Ionosphärenpartikel umgewandelt und damit der Welle entzogen; folglich ist die reflektierte Alfvénwelle gedämpft. Da die Reflexion an der nördlichen und südlichen Ionosphäre stattfindet, kann sich im Raum dazwischen entlang der Magnetfeldlinien eine stehende Alfvénwelle ausbilden. Dies ist möglich, da die Alfvénwelle entlang des Magnetfeldes geführt wird.

Die Bedingungen an das elektrische Feld in der Ionosphäre können auf die Situation der Box-Magnetosphäre übertragen werden: Die ionosphärischen Grenzen des Magnetosphärengebietes sollen in der rektifizierten Geometrie des Modells bei $z = 0$ und $z = z_0 > 0$ liegen (siehe Abbildung 4.1). Die Entfernung eines ionosphärischen Fußpunktes vom anderen entlang der Magnetfeldlinien sei also z_0 . Eine stehende Alfvénwelle besteht aus zwei gegenläufigen Wellen, die dieselbe Amplitude aufweisen. Die resultierende Amplitude entlang des Magnetfeldes in Abhängigkeit der Zeit ist dann im elektrischen Feld gegeben durch (z. B. Walker 2005):

$$E_x(z, t) = E_{x0} \left(e^{ik_z z - i\omega t} - e^{-ik_z z - i\omega t} \right) \quad (4.20)$$

Der linke Summand in der Klammer beschreibt dabei die in positive z -Richtung laufende Welle, der rechte Summand entsprechend die gegenläufige Welle. Das Minuszeichen zeigt, dass beide Wellen einen Phasenversatz von 180° aufweisen; die Amplitude ist vom Betrag her gleich (E_{x0}). Dieser Ansatz garantiert, dass das elektrische Feld an der Grenze $z = 0$ selbst Null ist. Der Ausdruck wird um $2i$ erweitert, wodurch sich ein anderer Amplitudenvorfaktor ergibt:

$$E_x(z, t) = 2iE_{x0} \frac{e^{ik_z z} - e^{-ik_z z}}{2i} e^{-i\omega t} = 2iE_{x0} \sin(k_z z) e^{-i\omega t} = \tilde{E}_{x0} \sin(k_z z) e^{-i\omega t} \quad (4.21)$$

Die Bedingung, dass das elektrische Feld bei $z = z_0$ verschwinden soll, ist dann erfüllt, wenn für das Argument des Sinus $k_z z_0 = n\pi$ mit $n \in \mathbb{N}$ gilt. Es folgt, dass die Distanz z_0 zwischen den Ionosphären (entlang des Magnetfeldes) ganzzahligen Vielfachen der halben Wellenlänge der stehenden Alfvénwellen entsprechen muss: $z_0 = n\lambda/2$.

Die Verteilung der Geschwindigkeitsstörung \underline{v} und der Störung des Magnetfeldes \underline{b} können in gleicher Weise zu (4.16) und (4.18) bestimmt werden:

$$-\nabla \times \underline{E} = -k_z \tilde{E}_{x0} \cos(k_z z) e^{-i\omega t} \underline{e}_y = \frac{\partial \underline{b}}{\partial t} \quad (4.22)$$

$$\underline{b} = -\frac{ik_z \tilde{E}_{x0}}{\omega} \cos(k_z z) e^{-i\omega t} \underline{e}_y \quad (4.23)$$

Für \underline{v} ergibt sich:

$$\rho_0 \frac{\partial \underline{v}}{\partial t} = \underline{j} \times \underline{B}_0 = \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \underline{b}) \times \underline{B}_0 = \frac{-k_z b_{0y} B_0}{\mu_0} \underline{e}_y \sin(k_z z) e^{-i\omega t} = \frac{ik_z^2 \tilde{E}_{x0} B_0}{\mu_0 \omega} \underline{e}_y \sin(k_z z) e^{-i\omega t} \quad (4.24)$$

$$\underline{v} = \frac{-k_z^2 \tilde{E}_{x0} B_0}{\mu_0 \rho_0 \omega^2} \underline{e}_y \sin(k_z z) e^{-i\omega t} \quad (4.25)$$

Man kann leicht erkennen, dass nicht nur die Verteilung des elektrischen Feldes einen Knoten an der Position der Ionosphären bei $z = 0$ und $z = z_0$ aufweist, sondern auch das Geschwindigkeitsfeld des magnetosphärischen Plasmas. Die Magnetfeldstörung weist dagegen an diesen Positionen einen Bauch auf, ihre Amplitude maximiert dort.

Der gesamte Feldlinienresonanz-Prozess stellt sich folgendermaßen dar: Eine externe kompressible Störung läuft in die Magnetosphäre ein. Aufgrund des Gradienten in der Alfvéngeschwindigkeit gibt es einen Reflexionspunkt, an dem die kompressible Störung reflektiert wird. Jenseits dieses Punktes existiert eine exponentiell abfallende Oberflächenwelle; diese koppelt überall am Alfvéngeschwindigkeits-Gradienten, insbesondere aber am Resonanzpunkt an Alfvénwellen an (erste Resonanzbedingung). Die Alfvénwellen breiten sich entlang des magnetosphärischen Magnetfeldes zu den Ionosphären aus. Ist die Frequenz der Alfvénwellen so, dass ein ganzzahliges Vielfaches der halben Wellenlänge gerade in den Zwischenraum zwischen die ionosphärischen Fußpunkte entlang der Feldlinien passt, so wird sich dort, wo dies der Fall, eine stehende Alfvénwelle als Eigenschwingung der betreffenden magnetischen Feldlinien (Flussröhren) einstellen (zweite Resonanzbedingung). Bezüglich stehender Alfvénwellen können die Flussröhren zwischen den Ionosphären als Oszillatoren mit ihren Eigenfrequenzen betrachtet werden. Die Eigenfrequenzen sinken mit zunehmendem radialen Abstand zur Erde, weil die

Alfvégeschwindigkeit geringer wird und sich die Entfernung der ionosphärischen Fußpunkte entlang der Feldlinien erhöht. In der Magnetosphäre gibt es also auch bezüglich der Eigenfrequenzen von stehenden Alfvénwellen einen Gradienten in radialer Richtung; Feldlinienschalen des Erdmagnetfeldes bilden Isoflächen der Eigenfrequenz.

Der Feldlinienresonanz-Prozess ist am effektivsten, wenn die erste und zweite Resonanzbedingung auf derselben Feldlinienschale erfüllt sind. Umliegende Feldlinienschalen anderer Eigenfrequenzen werden zu erzwungenen Schwingungen angeregt. Dabei ist ein Unterschied in der relativen Phase festzustellen, der mit der Theorie der Anregung harmonischer Oszillatoren erklärt werden kann: Ein Oszillator, der mit einer deutlich geringeren Frequenz in Bezug auf seine Eigenfrequenz angeregt wird, wird dieser Schwingung instantan folgen können (keine Phasenverschiebung). Im umgekehrten Fall liegt eine Phasenverschiebung von 180° vor. Sind Anregung und Oszillator in Resonanz, so ist die Schwingung um 90° Phasenverschoben. Da der Gradient der Eigenfrequenzen in radialer Richtung verläuft, ist in dieser Richtung über die Resonanzstelle hinweg auch eine Phasenverschiebung der Schwingung um 180° gegeben. Diese Phasenverschiebung kann am Boden in meridionaler Richtung beobachtet werden. Entsprechend verhält es sich mit der Lokalisierung der Amplitude in meridionaler bzw. radialer Richtung: Jenseits der Feldlinienschale, bei der Anregungsfrequenz und Eigenfrequenz übereinstimmen, sind die Schwingungen nicht in Resonanz und die Amplituden geringer. Entsprechend ist auch eine Lokalisierung der Amplitude in meridionaler Richtung am Boden gegeben. Die beschriebenen meridionalen Profile in Amplitude und Phase wurden von Ruohoniemi et al. (1991) beobachtet.

Das Besondere an der Entdeckung von Ruohoniemi et al. (1991) ist die Tatsache, dass es keinen kontinuierlichen Übergang zwischen den einzelnen Pulsations-Frequenzen gibt. Bei einer breitbandigen Anregung würden sich stehende Alfvénwellen auf einer Schar von Feldlinienschalen mit den entsprechenden Eigenfrequenzen ausbilden. Am Boden wäre ein fließender Übergang in den Frequenzen der Pulsationen in meridionaler Richtung zu sehen. Genau dies wurde beim Ereignis vom 11. Januar 1989 aber nicht beobachtet. Stattdessen wurden Pulsationen vornehmlich bei den diskreten, „magischen“ Frequenzen (MF) von 1.3, 1.95 und 2.6 mHz beobachtet; Pulsationen bei den Zwischenfrequenzen fehlen.

In Bezug auf mögliche Ursachen für die Beobachtung einzelner (diskreter) Frequenzen mutmaßen Ruohoniemi et al. (1991), dass es sich hierbei um die messbaren Auswirkungen von Hohlraummoden (engl.: cavity modes) handeln könnte. Die Theorie des magnetosphärischen Hohlraumresonators wird in der Arbeit von Kivelson und Southwood (1986) begründet. Globale Eigenmoden des magnetosphärischen Hohlraums würden demnach an Alfvén-Wellen ankoppeln und stehende Alfvénwellen mit Frequenzen hervorrufen, die durch die diskreten Eigenfrequenzen des Hohlraumresonators vorgegeben werden. Breitbandige Störungen der Magnetosphäre von außen würden erst die Eigenmoden des Hohlraumresonators anregen; die Einkopplung der Energie in stehende Alfvénwellen würde nachrangig geschehen.

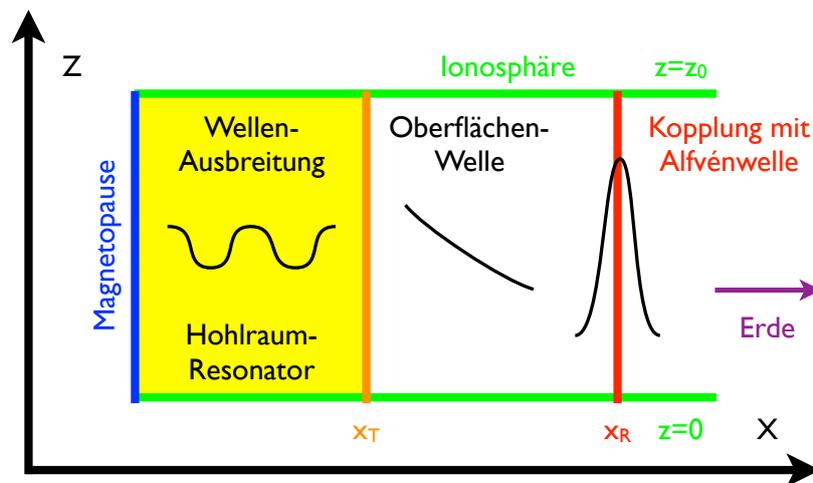


Abbildung 4.2: Skizze der verschiedenen Wellentypen beim Feldlinienresonanz-Prozess: Wellenausbreitung einer Fast-Mode bis zum Reflexionspunkt x_T , an dem sie reflektiert wird; dahinter Oberflächenwelle, deren Amplitude exponentiell in x -Richtung abfällt. Am Resonanzpunkt x_R : Lokale Kopplung der Oberflächenwelle mit einer Alfvénwelle. Da eine Fast-Mode auch an der MP reflektiert wird, kann sich zwischen derselben und dem Reflexionspunkt eine stehende kompressible Welle einstellen: Der gelbe Bereich kennzeichnet den magnetosphärischen Hohlraumresonator.

4.2 Der magnetosphärische Hohlraumresonator

Die Theorie des magnetosphärischen Hohlraumresonators basiert auf derjenigen der Feldlinienresonanz, weshalb hier direkt an die Ergebnisse des letzten Abschnittes angeknüpft werden kann. Wie dort bereits erwähnt sind kompressible Wellen über den Reflexionspunkt x_T hinaus nicht ausbreitungsfähig. Die Magnetopause (MP) stellt eine weitere reflektierende Fläche für kompressible Wellen dar: In der Magnetosheath ist das Magnetfeld vom Betrag her geringer als in der Magnetosphäre; die Plasmadichte ist üblicherweise um eine oder zwei Größenordnungen höher. Dementsprechend ist die Alfvéngeschwindigkeit V_A in der Magnetosheath deutlich geringer als in der Magnetosphäre; über die MP hinweg besteht ein erheblicher Gradient in V_A , an dem kompressible Wellen, die aus dem Inneren der Magnetosphäre zur MP propagieren, reflektiert werden. Folglich gibt es einen Raum, der in radialer Richtung durch die MP bei x_M und den Reflexionspunkt bei x_T begrenzt wird, in dem kompressible Wellen eingefangen werden können. In diesem Raum können sich folglich stehende kompressible Wellen einstellen, deren Eigenfrequenzen durch die Geometrie des Raumes und durch das Profil der Alfvéngeschwindigkeit (bzw. der magnetosonischen Geschwindigkeit) gegeben sind. In feldparalleler Richtung ist der Raum durch die Ionosphären begrenzt ($z = 0$ und $z = z_0$); er ist schematisch in Abbildung 4.2 dargestellt (gelbe Fläche). In der azimuthalen Richtung wird in der Theorie des magnetosphärischen Hohlraumresonators von einer axialsymmetrischen Magnetosphäre ausgegangen, so dass sich der Hohlraum als Torus um die Erde erstreckt.

Ausgangspunkt für die Herleitung der darin gültigen Beziehungen sei Differentialgleichung (4.12) für die azimuthale Komponente des elektrischen Feldes (y -Komponente in der Box-Magnetosphäre). Gesucht ist eine approximative Lösung für den Bereich zwi-

schen x_M und x_T . Zunächst kann die Differentialgleichung stark vereinfacht werden, indem man annimmt, dass sich die Alfvégeschwindigkeit und damit $K^2(x)$ nur langsam mit x ändern. Damit ergibt sich $\partial K^2(x)/\partial x \approx 0$, sowie:

$$E_y(x)(K^2(x) - k_y^2 - k_z^2) + \frac{\partial^2 E_y(x)}{\partial x^2} = E_y(x)\kappa^2(x) + \frac{\partial^2 E_y(x)}{\partial x^2} = 0 \quad (4.26)$$

mit $\kappa^2(x) = K^2(x) - k_y^2 - k_z^2$. Entsprechend obiger Annahme gälte dann auch $\partial\kappa(x)/\partial x \approx 0$; damit folgt die Lösung von (4.26) zu:

$$E_y(x) = A \exp\left(i \int^x \kappa(\zeta) d\zeta\right) + B \exp\left(-i \int^x \kappa(\zeta) d\zeta\right) \quad (4.27)$$

Die erste Lösung (erster Summand auf der rechten Seite) steht dabei für die in positive x -Richtung propagierende kompressible Welle, die zweite Lösung beschreibt die gegenläufige Welle. Gesucht ist nun die Bedingung für die möglichen Wellenlängen und Frequenzen stehender kompressibler Wellen zwischen den beschriebenen Grenzen. Dabei ist zu berücksichtigen, wie kompressible Wellen an beiden Grenzen reflektiert werden. An der MP findet die Reflexion aufgrund des abrupten Abfalls der Alfvégeschwindigkeit statt. Das tangential elektrische Feld wird, wie aus der Elektrodynamik bekannt, über die Grenzfläche hinweg stetig übergehen. Ein elektrisches Feld in paralleler Richtung zum Hintergrundmagnetfeld ist aber nicht zu erwarten, da die Leitfähigkeit des Plasmas in dieser Richtung als unendlich hoch angenommen werden kann. Da die Richtungen des Hintergrundmagnetfeldes in Magnetosheath und Magnetosphäre üblicherweise nicht übereinstimmen, wird entsprechend an der MP das tangential elektrische Feld Null sein (wie an der Ionosphäre): Daraus resultiert ein Phasensprung der reflektierten Welle in Bezug auf die hinlaufende Welle von 180° (siehe auch Abschnitt 4.1). Am anderen Ende des Resonators findet die Reflexion am Reflexionspunkt x_T statt. An dieser Stelle ist die Lösung der Differentialgleichung (4.12) lokal durch die Airy-Funktion gegeben; an dieser findet Reflexion mit einem Phasensprung von 90° statt (siehe Walker et al. 1992). Da sich bei einer stehenden Welle die Phase bei einem Umlauf (in x -Richtung) nur um ein ganzzahliges Vielfaches von 360° bzw. 2π ändern darf, ist die gesuchte Bedingung für die Frequenz dieser stehenden Wellen und damit der Eigenmoden des Hohlraumresonators gegeben durch (Walker et al. 1992):

$$\phi(\omega) = \int_{x_M}^{x_T} \kappa(x) dx = \int_{x_M}^{x_T} \sqrt{\frac{\omega^2}{V_A^2(x)} - k_y^2 - k_z^2} dx = \left(n - \frac{1}{4}\right)\pi \quad (4.28)$$

mit $n \in \mathbb{N}$. Die Eigenfrequenzen des Resonators sind durch die Werte von ω gegeben, für die die obige Gleichung erfüllt ist. Jenseits des Reflexionspunktes gehen auch die stehenden Wellen in Oberflächenwellen über, die dann wieder an entsprechenden Resonanzpunkten an Alfvénwellen ankoppeln können (Feldlinienresonanz, siehe oben). Die durch Gleichung (4.28) gegebene Frequenzselektion würde die Beobachtungen von Ruohoniemi et al. (1991) bezüglich der Auswahl von Frequenzen erklären können. Im Modell des magnetosphärischen Hohlraumresonators ist aufgrund der angenommenen Axialsymmetrie der Magnetosphäre die Wahl von k_y (bzw. m : übliche Bezeichnung der azimuthalen Wellenzahl) nicht frei, sondern auch quantisiert. In der Box-Magnetosphäre kann dies

durch periodische Randbedingungen an Grenzen in y -Richtung erzwungen werden. Ist die Länge zwischen diesen Grenzen L_y , so ist für k_y zu fordern: $Lk_y = 2\pi n$ mit $n \in \mathbb{N}$.

Basierend auf den Untersuchungen von Ruohoniemi et al. (1991) haben Samson et al. (1991) Daten des HF-Radars von Goose Bay und des kanadischen Bodenmagnetometer-Netzwerkes CANOPUS von 6 verschiedenen Tagen ausgewertet. Leistungsdichtespektren wurden aus den Plasmageschwindigkeitsmessungen (Dopplerverschiebung) des Radars und aus den Magnetfeldbeobachtungen am Boden berechnet. Die berechneten Spektren beider Datenquellen weisen Maxima bei den Frequenzen auf, die bereits Ruohoniemi et al. aufgefallen sind: 1.3, 1.9 und 2.6 mHz. Die Stabilität dieser drei Frequenzen war mit $\pm 5\%$ in hohem Maße gegeben. Samson et al. (1991) schlossen daraus, dass es sich hierbei um ausgewählte, wiederkehrende und stabile Frequenzen handelt, die nicht nur bei einem Ereignis festzustellen sind. Zusätzlich zeigten sie, dass nicht nur die Frequenzselektion, sondern auch die drei beobachteten Frequenzen durch Eigenmoden eines magnetosphärischen Hohlraumresonators erklärt werden können: Dazu benutzten sie das oben beschriebene Modell des Resonators in der Box-Magnetosphäre. Nötig ist eine Annahme über die azimuthale Wellenzahl ($k_y \ll k_z$), wodurch der Resonanzpunkt an den Reflexionspunkt heranrückt. Die Kopplung der Hohlraumeigenmoden findet folglich in diesem Modell in der Nähe der inneren Grenze des Resonators statt. Die radiale Position des Resonanzpunktes (und damit des Reflexionspunktes) erhielten Samson et al. (1991) aus einer Beziehung von Samson und Rostoker (1972); das Alfvéngeschwindigkeitsprofil wurde ebenfalls a priori festgelegt. k_z ergibt sich damit aus $\omega^2/V_A^2(x_R \approx x_T) - k_z^2 = 0$, wobei $\omega = 2\pi f_n$ durch eine der beobachteten Frequenzen f_n gegeben ist. Der Parameter x_M , die MP-Position, wurde durch Minimierung der Kostenfunktion:

$$\sum_{n=1}^3 \left(\phi(2\pi f_n) - \left(n - \frac{1}{4} \right) \pi \right)^2 \quad (4.29)$$

erhalten, wobei $\phi(\omega)$ durch das Phasenintegral (4.28) gegeben ist. Auf diese Weise ergab sich eine MP-Distanz vom Erdmittelpunkt von $14.5 R_E$. Berücksichtigt man, dass ihre Beobachtungen im morgendlichen magnetischen Lokalzeitsektor stattfanden, so ist dies als realistischer Wert für die MP-Distanz an der Flanke der Magnetosphäre einzuschätzen. Damit folgten für die ersten vier Eigenmoden des Hohlraumresonators die Werte: 1.30, 1.88, 2.63 und 3.41 mHz. Wie man leicht sieht, passt dieses Ergebnis sehr gut zu den Beobachtungen. Die vierte Frequenz gehört, wie anfangs erwähnt, auch zum Satz der „magischen“ Frequenzen (MF); Pulsationen mit dieser Frequenz wurden an 2 der 6 Beobachtungstage in Samson et al. (1991) festgestellt. Aufgrund dieser Arbeit werden die ermittelten Eigenfrequenzen im Englischen nach dem cavity mode model of Samson auch als CMS-Frequenzen bezeichnet.

Eine Modifikation des Konzeptes des Hohlraumresonators wurde in einer Anschlussarbeit (Samson et al. 1992) vorgeschlagen: Die berechneten Eigenmoden wären demnach eher diejenigen eines Wellenleiters denn eines Hohlraumresonators. Der Unterschied ist sehr subtil: Beim Hohlraumresonator wird von einer axialsymmetrischen Magnetosphäre ausgegangen, was zu einer Quantisierung der azimuthalen Wellenzahl k_y führt. Diese Annahme ist aufgrund der Struktur der Magnetosphäre (Schweif) schwer zu rechtfertigen. In Samson et al. (1992) wird deshalb eher von einem magnetosphärischen Wellenleiter ausgegangen, der an den Flanken zur Nachtseite hin offen ist. Diese Modifikation des zugrundeliegenden Konzeptes ändert an der obigen Rechnung allerdings nichts.

Die Erklärung der beobachteten MF mithilfe des magnetosphärischen Wellenleiters wurde bereits von Samson et al. (1992) kritisch hinterfragt: Beispielsweise wird die azimuthale Wellenzahl $k_y \ll k_z$ gesetzt; eine Variation in dieser Wellenzahl hat aber Einfluss auf die Eigenfrequenzen des Wellenleiters. Ein Merkmal der beobachteten Pulsationen ist die Stabilität der MF, sie wurden als wiederkehrende, in Spektren hervorgehobene Frequenzen identifiziert. Walker et al. (1992) weisen darauf hin, dass diese Eigenschaft mit Eigenmoden eines Wellenleiters, dessen äußerer Rand durch die MP an den Flanken gegeben ist, schwerlich vereinbar ist, da unterschiedliche SW-Bedingungen auch notwendigerweise andere Positionen für die MP (x_M) zur Folge hätten: Eine veränderte Breite des Wellenleiters würde zweifelsohne zu einem anderen Satz von Eigenfrequenzen führen. Die Stabilität der beobachteten Frequenzen suggeriert dagegen den unrealistischen Fall einer nahezu unveränderlichen Geometrie des Wellenleiters zu unterschiedlichen Zeiten und an unterschiedlichen Tagen. Desweiteren weisen sowohl Walker et al. (1992) als auch Samson et al. (1992) darauf hin, dass auch im Frequenzbereich unter 1 mHz Wellenaktivität in den Radar- und Magnetometer-Daten festzustellen ist. Ein weiteres Maximum im Bereich um 0.6 bis 0.8 mHz (siehe Samson et al. 1992) wäre allerdings nicht mit dem Wellenleitermodell vereinbar, da sich für eine solche Frequenz der Grundmode (Eigenmode unterster Frequenz) eine MP-Entfernung von über $30 R_E$ ergäbe; dieser Wert wurde als unrealistisch eingeschätzt. Wäre diese Frequenz also Teil der stabilen und wiederkehrenden MF, so wäre das Wellenleitermodell zur Erklärung ungeeignet; im Modell von Samson et al. wird die Frequenz von 1.3 mHz als Frequenz der Grundmode betrachtet.

Es gibt eine ganze Reihe von Untersuchungen, die für die Existenz der MF bzw. CMS-Frequenzen sprechen. Beispielsweise finden Francia und Villante (1997) die MF in Magnetfeldmessungen geomagnetischer Pulsationen, die am Boden in niedrigeren Breiten (im italienischen L'Aquila) durchgeführt wurden. Ihr Ergebnis wird in einer statistischen Nachfolgeuntersuchung (Villante et al. 2001) mit Daten derselben Station bestätigt. Die MF werden auch in weiteren Radar-Messdaten als Satz hervorgehobener Frequenzen identifiziert: Fenrich et al. (1995) analysierten die Signaturen von Feldlinienresonanzen (stehenden Alfvénwellen) gemessen in allen Lokalzeitsektoren mithilfe dreier Hochfrequenz-Radare des SuperDARN Netzwerkes und fanden in beeindruckender Weise ein deutliches Übergewicht der diskreten Frequenzen 0.7, 1.3, 1.9, 2.5, 3.3 mHz. Es sei nochmals darauf hingewiesen, dass die niedrigste Frequenz von 0.7 mHz durch das Wellenleitermodell nicht erklärbar ist (siehe oben). Mathie et al. (1999) untersuchten 137 niederfrequente Pulsationen in Bodenmagnetometerdaten des IMAGE-Netzwerkes und fanden, dass die MF vornehmlich, aber nicht exklusiv auftreten.

Im Gegensatz dazu fanden Ziesolleck und McDiarmid (1995) in ihrer statistischen Untersuchung, die auf Bodenmagnetometerdaten (CANOPUS Netzwerk) eines Jahres basiert, keinen Hinweis dafür, dass Feldlinienresonanzen oder stehende Alfvénwellen besonders oft mit den MF auftreten, wenn man von der Frequenz 1.9 mHz absieht. Sarafopoulos (2005) testete das Hohlraumresonator- bzw. Wellenleiter-Modell mit Multipunktmessungen: Er analysierte Bodenmagnetometerdaten sowie Messungen unterschiedlicher Satelliten in der Magnetosphäre und im SW hinsichtlich der MF nach Samson et al. (1991). In seiner Einzelfallstudie konnte er aber weder die Eigenmoden des Hohlraumresonators bzw. des Wellenleiters in der Magnetosphäre noch Pulsationen bei den MF beobachten.

Zusammenfassend ist festzustellen, dass das Modell des magnetosphärischen Wellen-

leiters Erfolge bei der Erklärung der MF vorweisen kann. Schwierigkeiten bereiten insbesondere die Erklärung der beobachteten spektralen Maxima bei Frequenzen unter 1 mHz sowie die umstrittene Stabilität und Wiederkehr der Frequenzen bei geomagnetischen Pulsationen. Der Wellenleiter sollte ja permanent vorhanden sein; somit stellt sich die Frage, warum in einigen Studien die MF prominent hervortreten, in anderen dagegen Feldlinienresonanzen bei verschiedenen Frequenzen beobachtet werden, ohne dass bestimmte Frequenzen herausragen. Es erscheint folglich sinnvoll, nach alternativen Erklärungsmöglichkeiten für das Auftreten der diskreten MF zu suchen; eine dieser Möglichkeiten wird im folgenden Abschnitt vorgestellt.

4.3 Diskrete Frequenzen aus dem Sonnenwind

Kepko et al. (2002) stellten fest, dass zwar der magnetosphärische Wellenleiter, so wie er von Samson et al. (1992) postuliert wurde, das Erscheinen der diskreten MF erklären kann; Variationen der Dichte oder des dynamischen Druckes des SW könnten allerdings auch zu solchen Maxima in der Spektren der verschiedenen genannten Beobachtungen führen. Im SW müssten die periodischen Variationen dafür mit nahezu gleichbleibenden, diskreten Wellenlängen vorhanden sein. Unter der Annahme einer konstanten SW-Fließgeschwindigkeit werden diese eingebetteten räumlichen Variationen beim Erreichen des Hindernisses Magnetosphäre zu zeitlichen Variationen des dynamischen SW-Druckes im Ruhesystem der Erde. Diese werden zunächst kompressible Störungen (Fast-Moden) in der Magnetosheath verursachen, die dann zur Magnetopause und darüber hinweg in die Magnetosphäre propagieren können. Die Störungen könnten dort durch den Prozess der Feldlinienresonanz an Alfvénwellen ankoppeln, so dass die Frequenzen, die sich aus den Längenskalen der SW-Variationen ergeben, letztendlich in Radar- und Bodenmagnetometer-Messungen nachweisbar wären. In einem davon leicht abweichenden Szenario würden Dichte bzw. Druckvariationen in der Magnetosheath eine radiale, quasi-statische Bewegung der MP verursachen. Innerhalb der Magnetosphäre ergäbe sich daraus eine kompressible Störung mit entsprechender Frequenz durch Kompression der gesamten Magnetosphäre (siehe z. B. Korotova und Sibeck 1995). Es ist keine neue Erkenntnis, dass Fluktuationen im ungestörten SW direkt geomagnetische Pulsationen innerhalb der Magnetosphäre bewirken können. Das neue an der Betrachtung von Kepko et al. (2002) ist der Umstand, dass sie zum ersten Mal eine Verbindung herstellen zwischen den diskreten Frequenzen, die von Ruohoniemi et al. (1991) erstmalig in prominenter Weise beobachtet wurden, und den Variationen des SW in Dichte bzw. dynamischem Druck.

In ihrer Arbeit benutzen Kepko et al. (2002) SW-Messungen des Satelliten Wind (Magnetfeld, Dichte und Geschwindigkeit), der sich jenseits der Bugstoßwelle im ungestörten SW befand. Zwei Zeitintervalle (5.2.2000, 17:00 bis 20:00 UT, sowie 27.4.2000, 00:00 bis 05:00 UT) werden beispielhaft untersucht. Sie zeigen, dass in beiden Zeitintervallen die Dichte und der dynamische SW-Druck Variationen mit diskreten Frequenzen aufweisen. Pulsationen mit denselben Frequenzen wurden einige Zeit später innerhalb der Magnetosphäre durch den GOES-10 Satelliten (Magnetfeldmessungen) beobachtet. Die Zeitreihen von Wind und GOES-10 sind außergewöhnlich stark korreliert (Korrelationskoeffizient: $R = 0.9$), wenn man den erwähnten Zeitversatz berücksichtigt. Die Störungen, die von GOES-10 im Betrag des Magnetfeldes beobachtet wurden, weisen folglich auf ei-

ne kompressible Störung in der Magnetosphäre verursacht durch die Variationen der SW-Parameter hin.

Durch Fouriertransformation erhalten Kepko et al. (2002) die Spektren der Messgrößen von WIND und GOES-10 für die zwei analysierten Intervalle. Im ersten Fall finden sich Maxima in allen Spektren (SW und Magnetosphäre) bei 0.7, 1.4, 2.0 und 2.7 mHz: Diese Frequenzen liegen bemerkenswert nah an den MF. Die entsprechenden geomagnetischen Pulsationen in der Magnetosphäre werden folglich durch die beobachteten SW-Variationen erklärt; ein Wellenleiter wird zur Erklärung nicht benötigt. Die Transformation der Messdaten des zweiten Intervalls ergibt ein ähnliches Bild: Variationen diskreter Frequenzen werden im SW und in der Magnetosphäre beobachtet; die Maxima der Spektren liegen bei 0.4, 0.7, 1.0 und 1.3 mHz. Sie stimmen also nicht ganz so gut mit den MF überein wie im ersten Fall.

Es bleibt festzustellen, dass Pulsationen mit den MF in der Magnetosphäre auch durch entsprechende Variationen im SW verursacht werden können. Dadurch wird zwar das Wellenleitermodell nicht grundsätzlich in Frage gestellt; trotzdem stellt sich damit die Frage, ob nicht zumindest ein Teil der magnetosphärischen Beobachtungen, in deren Spektren die MF hervortreten, auch durch SW-Variationen erklärt werden kann. Die MF wurden von Samson et al. (1991) als stabil und wiederkehrend beschrieben. Wollte man das Auftreten der MF unter der Annahme der Gültigkeit dieser Aussage allein durch SW-Variationen erklären, so wäre zu fordern, dass auch im SW die MF öfter auftreten als andere Frequenzen im unteren Millihertz-Bereich. In diesem Fall müsste es auch einen physikalischen Prozess geben, der für eine solche Frequenzauswahl in den SW-Variationen verantwortlich ist.

Die Wiederkehr bestimmter Frequenzen sowohl bei Fluktuationen im SW (Dichte) als auch in der Magnetosphäre (Betrag des Magnetfeldes) wurde in Viall et al. (2008) und Viall et al. (2009a) untersucht. Diese Arbeiten basieren auf einem Datensatz des Satelliten Wind von 11 Jahren Länge (SW-Messdaten von 1995 bis 2005) sowie auf einem zehnjährigen Datensatz der GOES Satelliten (1996 bis 2005; geostationäre Satelliten). Bezüglich der SW-Dichte erhalten Viall et al. das Ergebnis, dass Variationen bei den Frequenzen 0.7, 1.4, 2.0 und 4.8 mHz mit statistisch signifikant höherer Wahrscheinlichkeit im untersuchten Intervall auftreten als bei anderen Frequenzen. Bei Variationen im Betrag des Magnetfeldes in der Magnetosphäre seien die Frequenzen 1.0, 1.5, 1.9, 2.8, 3.3 und 4.4 mHz ausgezeichnet. Sie argumentieren, dass die prominenten Frequenzen der Variationen im SW mit denen in der Magnetosphäre zum Teil gut übereinstimmen würden. In vielen Fällen, in denen eine Frequenz in SW-Spektren prominent hervortreten würde, wäre auch ein entsprechendes Maximum im Spektrum des Magnetfeldbetrages der tagseitigen Magnetosphäre vorhanden. Insgesamt würde dies dafür sprechen, dass es ausgezeichnete Frequenzen bei SW-Dichteveränderungen gebe, die sich auf geomagnetische Pulsationen in der Magnetosphäre übertragen würden.

Im Detail ergibt sich aus Viall et al. (2009a) allerdings ein differenzierteres Bild: Die spektralen Maxima sind nicht unbedingt stabil über die 10 bzw. 11 untersuchten Jahre. Teilt man diese Intervalle in Subintervalle von je drei Jahren Länge auf, so sind Verschiebungen in den Frequenzen der Maxima der mittleren Spektren zwischen diesen Subintervallen ersichtlich. Vergleicht man die Maxima der SW-Spektren der Subintervalle mit den korrespondierenden Maxima der magnetosphärischen Spektren, so ist oft keine Übereinstimmung festzustellen. Beispielsweise sind in den SW-Spektren der Jahre 1996 bis 1998

die Frequenzen 0.7 und 2.3 mHz ausgezeichnet. In den entsprechenden Spektren der Magnetosphären Daten sind dies die Frequenzen 1.1, 1.9 und 2.8 mHz. Die Untersuchung von Einzelintervallen ergibt, dass in nur 54% der Fälle (mindestens) ein Maximum des untersuchten SW-Spektrums mit einem Maximum des entsprechenden magnetosphärischen Spektrums zusammenfällt. Dies weist darauf hin, dass zwar SW-Variationen durchaus Pulsationen in der Magnetosphäre verursachen, dass aber die Spektren der Magnetosphäre bei weitem nicht aus den SW-Spektren ableitbar sind.

Mögliche Gründe für eine erhöhte Wahrscheinlichkeit bestimmter Frequenzen bei Variationen der SW-Dichte werden in Kepko und Spence (2003) und Viall et al. (2009b) angeführt. Es ist zunächst festzustellen, dass die Ursache nur im interplanetaren Medium bzw. in der Sonne selbst zu verorten ist: Der SW-Fluss ist supermagnetosonisch; somit ist es schwer vorstellbar, dass die Erde auf die Frequenzen der Variationen im SW weit vor der Bugstoßwelle Einfluss nehmen kann. Kepko und Spence (2003) skizzieren mehrere Mechanismen, über die sich Pulsationen der Sonne auf den SW aufprägen könnten: Zum einen liegen die Frequenzen von p-Wellen der Sonne (Druckwellen) mit 1 bis 5 mHz im Bereich der betrachteten diskreten Frequenzen. Es wäre also denkbar, dass sich diese Eigenmoden der Sonne auf eine Strukturierung des abströmenden SW auswirken könnten. Desweiteren führen Kepko und Spence (2003) an, dass die beobachteten Variationen in der SW-Dichte mit dem magnetischen Druck des IMF (SW-Magnetfeld) antikorreliert sind, so dass der Gesamtdruck erhalten bleibt; diese Strukturen werden mit der Abkürzung PBS (engl.: pressure balance structure) bezeichnet. Das Verhältnis von Helium zu Protonen in diesen PBS lasse gemäß Reisenfeld et al. (1999) darauf schließen, dass sie solaren Plumes entstammten. In diesen haben Ofman et al. (2000) periodische Dichtevvariationen mit Frequenzen von 0.7, 1.3 und 2.4 mHz festgestellt. Kepko und Spence (2003) bewerten es zwar als gewagte aber dennoch denkbare Hypothese, dass Prozesse in der Sonne oder in der Sonnenkorona letztendlich für Dichte-Variationen im SW und damit möglicherweise auch für die MF der geomagnetischen Pulsationen in der Magnetosphäre verantwortlich sein könnten.

Gegen SW-Variationen als (primäre) Ursache für das Auftreten der MF spricht die Tatsache, dass geomagnetische Pulsationen mit diesen Frequenzen auch festgestellt wurden, ohne dass entsprechende SW-Variationen beobachtet wurden: Baddeley et al. (2007) untersuchten Radar- und Bodenmagnetometer-Messdaten sowie Daten des Satelliten ACE (SW-Messungen) eines Intervalls am 2 März 2002. Am Boden wurden hierbei Pulsationen mit den Frequenzen 1.7, 2.6, 3.3, 4.2 und 5.4 mHz (Morgenseite) sowie mit 1.7 und 2.3 mHz (Abendseite) beobachtet. Baddeley et al. (2007) führten die Pulsationen auf eine mögliche Kelvin-Helmholtz-Instabilität (KHI) an den Flanken der Magnetosphäre sowie auf Eigenmoden des magnetosphärischen Wellenleiters zurück. Ihre Datengrundlage erlaubt die Beobachtung der KHI oder der Wellenleiter-Eigenmoden nicht. SW-Variationen als direkte Taktgeber für die geomagnetischen Pulsationen konnten mithilfe der ACE-Daten allerdings ausgeschlossen werden. Von besonderem Interesse ist, dass das Untersuchungsintervall Teil eines längeren Zeitintervalls ist, das sich durch eine andauernde nordwärtige z -Komponente (GSM-KS) des SW-Magnetfeldes (IMF) auszeichnet ($B_z > 0$). Es stellt sich folglich die Frage, ob die Generierung von geomagnetischen Pulsationen mit den MF nicht von den vorherrschenden SW-Bedingungen abhängen könnte, auch wenn die beobachteten Variationen nicht direkt im SW auftreten. Dafür müsste dann ein physikalischer Prozess verantwortlich sein, der Störungen vornehmlich mit den MF

erzeugen kann, und (anders als der magnetosphärische Wellenleiter) in der prinzipiellen Funktionsfähigkeit von den Bedingungen des SW abhängig ist. Ein solcher Prozess soll im nächsten Abschnitt beschrieben werden.

4.4 Kruskal-Schwarzschild-Moden

Anknüpfungspunkt dieses Abschnittes sind die Ergebnisse aus dem vorigen Kapitel 3. Aus den Spline-Interpolanten der äquivalenten MP-Distanzen r_0 (zu den Beobachtungszeiten der MP durch die THEMIS-Satelliten) konnten Halb-Periodendauern der MP-Bewegung bestimmt werden. Abbildung 3.28 zeigt die Häufigkeit der entsprechenden Frequenzen, mit denen die MP in radialer Richtung oszilliert. Die Maxima der Häufigkeitsverteilung liegen bei 1.3, 1.9, 2.7, 3.1 und 4.1 mHz und damit in Nähe der MF. Das Auftreten dieser Frequenzen in Beobachtungen der MP-Bewegung suggeriert, dass die MP selbst Ursache dieser Frequenzen sein könnte. In diesem Fall müsste es Eigenmoden der MP-Bewegung geben, deren Frequenzen mit den MF übereinstimmen. Die Häufigkeitsverteilung aus Abbildung 3.28 würde hierbei als Spektrum der MP-Oszillationen mit entsprechenden Maxima bei den Frequenzen der Eigenmoden interpretiert werden.

Eigenmoden der MP-Bewegung müssen Eigenmoden von Oberflächenwellen auf der MP sein. Nun gibt es, wie bereits erwähnt, zwei ausgezeichnete Richtungen auf der MP-Oberfläche: die l -Richtung parallel zum inner-magnetosphärischen Magnetfeld und die m -Richtung senkrecht dazu. Oberflächenwellen in m -Richtung werden beispielsweise durch die KHI an der Flanken der Magnetosphäre erzeugt; deren Ausbreitung wird maßgeblich durch den Plasmafluss in der Magnetosheath bestimmt. Eigenmoden diesen Typs sind schon deshalb nicht möglich, da es keinen Reflexionspunkt für Oberflächenwellen in m -Richtung (azimuthale Richtung) gibt, so dass sich stehende Wellen einstellen könnten. Die einzige Möglichkeit dafür bieten Oberflächenwellen in l -Richtung (feldparallel), da sie an den ionosphärischen Fußpunkten der geschlossenen MP-Feldlinien (Cusp-Region) reflektiert werden könnten.

Die Ausbreitung von Wellen ist im homogenen Plasma in der Näherung der Magneto-hydrodynamik (MHD) hinlänglich bekannt. Bei einer Oberflächenwelle auf der MP muss aber zusätzlich zu einer einfachen Betrachtung im homogenen Plasma berücksichtigt werden, dass eine Lösung auf beiden Seiten der Grenzfläche gültig sein und bestimmte Übergangsbedingungen am Ort der Grenzfläche selbst erfüllen muss. Im Folgenden werden zunächst die Gleichungen der MHD im Falle eines inhomogenen Plasmas betrachtet, da diese Verallgemeinerung im weiteren Verlauf dieser Arbeit noch benötigt wird. Erst in einem zweiten Schritt werden dann die Übergangsbedingung an der MP eingearbeitet.

Die Wellenausbreitung von MHD-Wellen im homogenen Plasma kann ausgehend von den linearisierten MHD-Gleichungen mithilfe eines Ebene-Welle-Ansatzes leicht berechnet werden. Alfvénwellen sowie die beiden magnetosonischen Wellen (Fast- und Slow-Mode im warmen Plasma) stellen die Eigenlösungen eines solchen Systems dar. Die Beschreibung der Ausbreitung derselben Wellenmoden im inhomogenen Medium ist dagegen weitaus komplexer. Entsprechende Berechnungen wurden z. B. von Southwood (1974) durchgeführt und sind in Abschnitt 4.1 dargelegt. Die dabei betrachtete Inhomogenität des ungestörten System ist durch einen Gradienten in der Dichte gegeben. Das Magnetfeld wird in Richtung und Betrag als konstant angenommen. Der thermische Druck

muss somit nicht betrachtet werden (kaltes Plasma); in der Impulsbilanzgleichung fehlt der Gradient des thermischen Druckes.

Jahre später haben Belmont et al. (1995) und De Keyser et al. (1999) dieselbe Idee noch einmal nachvollzogen. Sie gehen in ihren Rechnungen von derselben Geometrie wie Southwood (1974) aus, allerdings lassen sie explizit Variationen der Grundparameter des plasmaphysikalischen Systems in Dichte, Magnetfeld und Druck zu. Ihre Berechnungen, die auf früheren Arbeiten von Walker (1981) basieren, sind damit nicht auf die unrealistischen Systeme beschränkt, in denen nur der Dichtegradient zum Gradienten der Alfvéngeschwindigkeit beiträgt. Es können auch Systeme beschrieben werden, in denen vor allem der Betrag des Magnetfeldes den größten Teil dieses Gradienten ausmacht, so wie es in der Magnetosphäre der Erde bzw. an der MP der Fall ist. Der Nachteil dieser Betrachtung ist allerdings, dass die Komplexitätssteigerung die analytische Lösung des Systems unmöglich macht. Es können also nur prinzipielle Lösungsklassen angegeben werden; für gegebene Parameterkonfigurationen können Lösungen nur numerisch berechnet werden (siehe auch Abschnitt 4.4.4.1 ab Seite 145). In der nachfolgenden Rechnung, die auf den obig genannten Arbeiten sowie insbesondere auf Walker (2005) basiert, werden die zugrundeliegenden Differentialgleichungen hergeleitet, die die Wellenausbreitung in einem plasmaphysikalischen System beschreiben, das sich durch Inhomogenität in den Parametern des Grundzustandes bezüglich einer Raumrichtung auszeichnet. Es wird mit der Bearbeitung der Grundgleichungen begonnen, die durch MHD- und Maxwell-Gleichungen gegeben sind.

Die Impulsbilanzgleichung lautet in der Näherung der Einflüssigkeits-MHD für das warme Plasma ($\nabla p \neq 0$):

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla p + \mathbf{j} \times \mathbf{B} \quad (4.30)$$

Hierbei wird mit ρ die Massendichte des Plasmas bezeichnet. Mit \mathbf{v} wird die Geschwindigkeit des Plasmas, mit p dessen thermischer Druck beschrieben. \mathbf{B} steht für das Magnetfeld; \mathbf{j} bezeichnet das Feld der elektrischen Stromdichte. Wie bereits erwähnt, lässt sich die Stromdichte durch die Rotation des Magnetfeldes ausdrücken, wenn der Verschiebungsstrom vernachlässigt werden kann:

$$\mathbf{j} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B} \quad (4.31)$$

μ_0 steht hierbei für die magnetische Vakuumpermeabilität. Damit kann der Lorentzkraft-Term ($\mathbf{j} \times \mathbf{B}$) durch zwei Terme, die den magnetischen Druck und die magnetische Spannung beschreiben, ersetzt werden:

$$\mathbf{j} \times \mathbf{B} = -\nabla \frac{B^2}{2\mu_0} + \frac{1}{\mu_0} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} \quad (4.32)$$

Die Impulsbilanzgleichung lautet damit:

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla p - \nabla \frac{B^2}{2\mu_0} + \frac{1}{\mu_0} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} \quad (4.33)$$

Die Kontinuitätsgleichung für die Plasma-Massendichte kann folgendermaßen dargestellt werden:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho \underline{v}) \quad (4.34)$$

Für adiabatische Zustandsänderungen kann ein Zusammenhang zwischen der Massendichte ρ und dem thermischen Druck p durch folgende Beziehung hergestellt werden:

$$\frac{\partial p}{\partial \rho} = \frac{\gamma p}{\rho} = V_S^2 \quad (4.35)$$

Dieser Zusammenhang lässt sich z. B. direkt aus der polytropen Zustandsgleichung $p \sim \rho^\gamma$ erhalten; V_S steht dabei für die Schallgeschwindigkeit. Damit kann man aus der Kontinuitätsgleichung (4.34) eine Gleichung für die zeitliche Entwicklung des Druckes gewinnen:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{\gamma p}{\rho} \nabla \cdot (\rho \underline{v}) = -V_S^2 \nabla \cdot (\rho \underline{v}) \quad (4.36)$$

Die Induktionsgleichung (4.37) stellt das magnetische und elektrische Feld in Beziehung. Mithilfe des Ohmschen Gesetzes (4.38) für den Fall unendlicher Leitfähigkeit (ideale MHD) lässt sich das elektrische Feld \underline{E} wieder eliminieren:

$$\frac{\partial \underline{B}}{\partial t} = -\nabla \times \underline{E} \quad (4.37)$$

$$\underline{E} = -\underline{v} \times \underline{B} \quad (4.38)$$

Unter Berücksichtigung von $\nabla \cdot \underline{B} = 0$ folgt:

$$\frac{\partial \underline{B}}{\partial t} = \nabla \times (\underline{v} \times \underline{B}) = (\underline{B} \cdot \nabla) \underline{v} - (\underline{v} \cdot \nabla) \underline{B} - \underline{B}(\nabla \cdot \underline{v}) \quad (4.39)$$

Bisher sind noch keine Einschränkungen bezüglich der betrachteten Geometrie eingegangen; diese wird in Anlehnung an die Box-Magnetosphäre nach Southwood (1974) folgendermaßen definiert: Der radialen Richtung in der realen Magnetosphäre entspreche die x -Richtung in der Box-Magnetosphäre. Die Parameter Druck, Dichte und Magnetfeld, die den Grundzustand des Systems beschreiben, seien nur in dieser Richtung variabel. Die Vektoren des Magnetfeldes seien desweiteren auf Ebenen senkrecht zu dieser Variationsrichtung beschränkt. Im folgenden werden mit dem Index 0 die Grundzustandsgrößen gekennzeichnet:

$$p_0 = p_0(x) \quad (4.40)$$

$$\rho_0 = \rho_0(x) \quad (4.41)$$

$$\underline{B}_0 = (0, B_{0y}(x), B_{0z}(x))^T \quad (4.42)$$

Im Grundzustand sei das Plasma in Ruhe ($\underline{v}_0 = 0$). Daraus ergibt sich, dass das elektrische Feld ebenfalls im Grundzustand verschwindet ($\underline{E}_0 = 0$, ideale MHD). Die gestörten Größen (Variationen der Grundzustandsgrößen) werden im Folgenden nicht indiziert, sondern

mit einem δ gekennzeichnet. Für diese Variationen wird ein Ebene-Welle-Ansatz gewählt, um die oben eingeführten Differentialgleichungen zu algebraisieren:

$$\delta p = p(x) e^{ik_y y + ik_z z - i\omega t} \quad (4.43)$$

$$\delta \rho = \rho(x) e^{ik_y y + ik_z z - i\omega t} \quad (4.44)$$

$$\delta \underline{b} = \underline{b}(x) e^{ik_y y + ik_z z - i\omega t} \quad (4.45)$$

$$\delta \underline{v} = \underline{v}(x) e^{ik_y y + ik_z z - i\omega t} \quad (4.46)$$

Mit k_y und k_z werden dabei die Wellenzahlen in y und z -Richtung (senkrecht zu x) bezeichnet. Sie werden im Wellenvektor \underline{k}_t (tangential zur y - z -Ebene, später MP) zusammengefasst:

$$\underline{k}_t = (0, k_y, k_z)^T \quad (4.47)$$

Der Gesamtwert einer Größe ergibt sich durch Superposition der Grundzustandsgröße mit der entsprechenden Variation, beispielsweise:

$$\underline{B}(x, y, z, t) = \underline{B}_0(x) + \delta \underline{b}(x, y, z, t) = \underline{B}_0(x) + \underline{b}(x) e^{ik_y y + ik_z z - i\omega t} \quad (4.48)$$

Wird dieser Ansatz in obige Differentialgleichungen eingesetzt, so können partielle Ableitungen nach y , z und t durch die entsprechenden Ausdrücke ik_y , ik_z und $-i\omega$ ersetzt werden. Desweiteren kann z. B. die totale Ableitung nach der Zeit in der Impulsbilanzgleichung (4.30) durch die partielle ersetzt werden, da das Plasma im Grundzustand ruht:

$$\begin{aligned} \rho \frac{d\underline{v}}{dt} &= \frac{d}{dt}(\rho_0 \delta \underline{v} + \delta \rho \underline{v}_0) = \left[\frac{\partial}{\partial t} + (\underline{v}_0 \cdot \nabla) \right] (\rho_0 \delta \underline{v}) = \rho_0 \frac{\partial}{\partial t} \delta \underline{v} \\ &= -i\omega \rho_0 \underline{v} \end{aligned} \quad (4.49)$$

Hierbei wurde ausgenutzt, dass Produkte zweier gestörter Größen ($\delta \rho \delta \underline{v}$, Linearisierung) nicht berücksichtigt werden, und dass das Plasma ruht, d. h. $\underline{v}_0 = 0$ ist. Damit folgt die linearisierte Form der Impulsbilanzgleichung zu:

$$-i\omega \rho_0 \underline{v} = -\underline{e}_x \frac{\partial \psi}{\partial x} - ik_t \psi + i(\underline{k}_t \cdot \underline{B}_0) \frac{\underline{b}}{\mu_0} + \frac{b_x}{\mu_0} \frac{\partial \underline{B}_0}{\partial x} \quad (4.50)$$

\underline{e}_x ist hier der Einheitsvektor in x -Richtung und b_x die x -Komponente von \underline{b} . Die Variable ψ bezeichnet die Gesamtdruckstörung, die in der linearisierten Form gegeben ist durch:

$$\psi = p + \frac{\underline{B}_0 \cdot \underline{b}}{\mu_0} \quad (4.51)$$

Diese Größe ist entsprechend auch in x -Richtung veränderlich. Es sei angemerkt, dass der Anteil der magnetischen Druckstörung (linearisiert: $\underline{B}_0 \cdot \underline{b}/\mu_0$) aus der Lorentzkraft (4.32) vollständig in ψ eingeht, wohingegen der Anteil der magnetischen Spannung

$$\begin{aligned} \frac{1}{\mu_0} (\underline{B} \cdot \nabla) \underline{B} &= \frac{1}{\mu_0} (\underline{B}_0 \cdot \nabla) \delta \underline{b} + (\delta \underline{b} \cdot \nabla) \underline{B}_0 \\ &= \frac{1}{\mu_0} \left[(B_{0y} ik_y + B_{0z} ik_z) \delta \underline{b} + \delta b_x \partial \underline{B}_0 / \partial x \right] \end{aligned} \quad (4.52)$$

durch die letzten beiden Summanden in der linearisierten Impulsbilanzgleichung (4.50) beschrieben wird. Es wurde hierbei ausgenutzt, dass das ungestörte Magnetfeld \underline{B}_0 keine x Komponente habe und nur bezüglich x veränderlich sei.

Da also das Magnetfeld im Grundzustand einen Gradienten aufweist, muss diese räumliche Veränderung des magnetischen Druckes durch eine entsprechende Veränderung des thermischen Druckes kompensiert werden. In der Magnetosphäre kann eine Kompensation auch durch die magnetische Spannung erfolgen. Dies ist hier aufgrund der rektifizierten Geometrie nicht möglich. Für die Grundzustandsgrößen $p_0(x)$ und $\underline{B}_0(x)$ gilt folglich:

$$\frac{\partial p_0}{\partial x} = -\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{B_0^2}{2\mu_0} \right) = -\frac{B_0}{\mu_0} \frac{\partial B_0}{\partial x} \quad (4.53)$$

Aus der Kontinuitätsgleichung (4.36) wird durch Linearisierung:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\delta p)}{\partial t} &= -V_S^2 \nabla \cdot (\rho_0 \delta \underline{v}) = -V_S^2 \left[(\nabla \rho_0) \cdot \delta \underline{v} + \rho_0 (\nabla \cdot \delta \underline{v}) \right] \\ \Rightarrow -i\omega p &= -V_S^2 \left[(\underline{v} \cdot \underline{e}_x) \frac{\partial \rho_0}{\partial x} + \rho_0 \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + i \underline{k}_t \cdot \underline{v} \right) \right] \\ &= -V_S^2 \left[\frac{v_x}{V_S^2} \frac{\partial p_0}{\partial x} + \rho_0 \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + i \underline{k}_t \cdot \underline{v} \right) \right] \end{aligned} \quad (4.54)$$

denn es gilt:

$$\frac{\partial p_0}{\partial x} = \frac{dp_0}{d\rho_0} \frac{\partial \rho_0}{\partial x} = V_S^2 \frac{\partial \rho_0}{\partial x} \quad (4.55)$$

Aus der Induktionsgleichung (4.39) ergibt sich auf ähnliche Weise:

$$-i\omega \underline{b} = i(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t) \underline{v} - v_x \frac{\partial \underline{B}_0}{\partial x} - \underline{B}_0 \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + i \underline{k}_t \cdot \underline{v} \right) \quad (4.56)$$

Der Übersicht halber seien die drei linearisierten MHD-Gleichungen (Impulsbilanzgleichung, Kontinuitätsgleichung und Induktionsgleichung) hier noch einmal zusammengefasst (Walker 2005):

$$-i\omega \rho_0 \underline{v} = -\underline{e}_x \frac{\partial \psi}{\partial x} - i \underline{k}_t \psi + i(\underline{k}_t \cdot \underline{B}_0) \frac{\underline{b}}{\mu_0} + \frac{b_x}{\mu_0} \frac{\partial \underline{B}_0}{\partial x} \quad (4.57)$$

$$-i\omega p = -V_S^2 \left[\frac{v_x}{V_S^2} \frac{\partial p_0}{\partial x} + \rho_0 \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + i \underline{k}_t \cdot \underline{v} \right) \right] \quad (4.58)$$

$$-i\omega \underline{b} = i(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t) \underline{v} - v_x \frac{\partial \underline{B}_0}{\partial x} - \underline{B}_0 \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + i \underline{k}_t \cdot \underline{v} \right) \quad (4.59)$$

Im Folgenden müssen nun sukzessive Variablen aus diesen drei Gleichungen eliminiert werden. Die x -Abhängigkeit kann vollständig durch eine Differentialgleichung 2. Ordnung beschrieben werden, wie sich noch herausstellen wird. Diese kann aus zwei gekoppelten Differentialgleichungen 1. Ordnung für 2 der obig benutzten Variablen gewonnen werden. Dafür werden die Variablen v_x und ψ ausgewählt (siehe Walker 1981).

Die Geschwindigkeit kann durch den Verschiebungsvektor $\underline{\xi}$ ersetzt werden. Als Umrechnungsvorschrift wird:

$$\underline{v} = -i\omega\underline{\xi} \quad (4.60)$$

verwendet.

Eine Gleichung, die die x -Komponente des Geschwindigkeitsfeldes mit der entsprechenden Komponente der Magnetfeldstörung in Beziehung setzt, kann aus der x -Komponente von Gleichung (4.59) gewonnen werden:

$$-i\omega b_x = i(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t)v_x \quad (4.61)$$

Mit (4.60) ergibt sich daraus:

$$b_x = i(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t)\xi_x \quad (4.62)$$

Als nächstes wird die x -Komponente von Gleichung (4.57) bearbeitet:

$$-i\omega\rho_0 v_x = -\frac{\partial\psi}{\partial x} + \frac{i}{\mu_0}(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t)b_x \quad (4.63)$$

Einsetzen der Gleichung (4.62) für b_x und Substitution von v_x durch $-i\omega\xi_x$ ergibt dann:

$$\begin{aligned} -\omega^2\rho_0\xi_x &= -\frac{\partial\psi}{\partial x} - \frac{1}{\mu_0}(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t)^2\xi_x \\ \Rightarrow \frac{\partial\psi}{\partial x} &= \xi_x\left(\omega^2\rho_0 - \frac{1}{\mu_0}(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t)^2\right) \\ \Rightarrow \frac{\partial\psi}{\partial x} &= \rho_0\xi_x\left(\omega^2 - (\underline{V}_A \cdot \underline{k}_t)^2\right) \end{aligned} \quad (4.64)$$

Hierbei steht $\underline{V}_A = \underline{B}_0/\sqrt{\mu_0\rho_0}$ für die lokale Alfvéngeschwindigkeit; dieser Parameter ist wie das Magnetfeld in x -Richtung veränderlich: $\underline{V}_A = \underline{V}_A(x)$.

Der Vektor der Wellenzahl \underline{k}_t liegt gemäß Definition senkrecht zur Variationsrichtung x aller Grundgrößen. Der Anteil der Gleichungen (4.57) und (4.59) in dessen Richtung lässt sich durch skalare Multiplikation bestimmen. Das Produkt von (4.59) mit \underline{k}_t ergibt:

$$\begin{aligned} -i\omega(\underline{b} \cdot \underline{k}_t) &= i(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t)(\underline{v} \cdot \underline{k}_t) - v_x\left(\frac{\partial\underline{B}_0}{\partial x} \cdot \underline{k}_t\right) - (\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t)\left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + i(\underline{v} \cdot \underline{k}_t)\right) \\ \Rightarrow i\omega(\underline{b} \cdot \underline{k}_t) &= v_x\frac{\partial(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t)}{\partial x} + (\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t)\frac{\partial v_x}{\partial x} \end{aligned} \quad (4.65)$$

Hierbei wurde ausgenutzt, dass der Wellenzahlvektor \underline{k}_t selbst nicht von x abhängt. Unter Berücksichtigung von (4.60) folgt somit eine Beziehung für $\underline{b} \cdot \underline{k}_t$:

$$\underline{b} \cdot \underline{k}_t = -\xi_x\frac{\partial(\underline{b}_0 \cdot \underline{k}_t)}{\partial x} - (\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t)\frac{\partial\xi_x}{\partial x} \quad (4.66)$$

Aus Skalarproduktbildung von \underline{k}_t mit Gleichung (4.57) folgt:

$$-i\omega\rho_0(\underline{v} \cdot \underline{k}_t) = -ik_t^2\psi + \frac{i}{\mu_0}(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t)(\underline{b} \cdot \underline{k}_t) + \frac{b_x}{\mu_0}\frac{\partial(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t)}{\partial x} \quad (4.67)$$

Division durch $-i\omega\rho_0$ und Einsetzen von Gleichung (4.66) um $\underline{b} \cdot \underline{k}_t$ zu eliminieren, ergibt dann:

$$\underline{v} \cdot \underline{k}_t = \frac{k_t^2 \psi}{\omega\rho_0} - \frac{(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t)}{\omega\mu_0\rho_0} \left(-\xi_x \frac{\partial(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t)}{\partial x} - (\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t) \frac{\partial \xi_x}{\partial x} \right) + \frac{ib_x}{\omega\mu_0\rho_0} \frac{\partial(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t)}{\partial x} \quad (4.68)$$

Die x -Komponente des gestörten Magnetfeldes \underline{b} lässt sich mithilfe der Beziehung (4.62) durch die Geschwindigkeit bzw. Verschiebung ersetzen ($ib_x = -(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t)\xi_x$). Damit ergibt sich unter Berücksichtigung der Definition der Alfvéngeschwindigkeit:

$$\underline{v} \cdot \underline{k}_t = \frac{k_t^2 \psi}{\omega\rho_0} + \frac{(\underline{V}_A \cdot \underline{k}_t)^2}{\omega} \frac{\partial \xi_x}{\partial x} \quad (4.69)$$

Bisher wurden nur die Komponenten der linearisierten MHD Gleichungen (4.57) und (4.59) in \underline{e}_x und \underline{k}_t Richtung berücksichtigt. Nun soll auch die Kontinuitätsgleichung (4.58) weiter betrachtet werden. Unter Berücksichtigung der Erhaltung des Gesamtdrucks $p_0 + B_0^2/(2\mu_0)$ im ungestörten Zustand wurde mit (4.53) bereits eine Beziehung zwischen dem Gradienten des Druckes und des Magnetfeldbetrages gefunden. Mithilfe dieser Beziehung lässt sich (4.58) folgendermaßen aufschreiben:

$$-i\omega p + \rho_0 V_S^2 \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + i(\underline{v} \cdot \underline{k}_t) \right) = v_x \frac{B_0}{\mu_0} \frac{\partial B_0}{\partial x} \quad (4.70)$$

Der mittlere Term $(\underline{v} \cdot \underline{k}_t)$ kann durch die eben berechnete Beziehung (4.69) eliminiert werden. Außerdem kann wieder v_x durch $-i\omega\xi_x$ ersetzt werden. Es ergibt sich:

$$-i\omega p + \rho_0 V_S^2 \left(-i\omega \frac{\partial \xi_x}{\partial x} + \frac{ik_t^2 \psi}{\omega\rho_0} + \frac{i(\underline{V}_A \cdot \underline{k}_t)^2}{\omega} \frac{\partial \xi_x}{\partial x} \right) = v_x \frac{B_0}{\mu_0} \frac{\partial B_0}{\partial x} \quad (4.71)$$

Auflösen nach p ergibt dann:

$$p = -\rho_0 V_S^2 \left(1 - \frac{(\underline{V}_A \cdot \underline{k}_t)^2}{\omega^2} \right) \frac{\partial \xi_x}{\partial x} + \frac{k_t^2 V_S^2 \psi}{\omega^2} + \frac{\xi_x}{2\mu_0} \frac{\partial(B_0^2)}{\partial x} \quad (4.72)$$

Die Komponenten in die Richtungen von \underline{e}_x und \underline{k}_t sind von den Gleichungen (4.57) und (4.59) bereits verarbeitet worden. Eine weitere ausgezeichnete Richtung senkrecht zu \underline{e}_x ist die lokale Magnetfeldrichtung des ungestörten Feldes \underline{B}_0 . Das Skalarprodukt von (4.57) mit \underline{B}_0 ergibt:

$$-i\omega\rho_0(\underline{v} \cdot \underline{B}_0) = -i\psi(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t) + i(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t) \frac{(\underline{b} \cdot \underline{B}_0)}{\mu_0} + \frac{b_x}{\mu_0} \left(\frac{\partial \underline{B}_0}{\partial x} \cdot \underline{B}_0 \right) \quad (4.73)$$

Der letzte Summand lässt sich umschreiben zu:

$$\frac{b_x}{\mu_0} \left(\frac{\partial \underline{B}_0}{\partial x} \cdot \underline{B}_0 \right) = \frac{b_x}{2\mu_0} \frac{\partial(B_0^2)}{\partial x} \quad (4.74)$$

so dass nach Division mit dem Vorfaktor $-i\omega\rho_0$ folgt:

$$(\underline{v} \cdot \underline{B}_0) = \frac{\psi}{\omega\rho_0} (\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t) - \frac{(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t)(\underline{b} \cdot \underline{B}_0)}{\omega\rho_0\mu_0} + \frac{ib_x}{2\omega\rho_0\mu_0} \frac{\partial(B_0^2)}{\partial x} \quad (4.75)$$

Analog verfährt man mit Gleichung (4.59). Skalare Multiplikation dieser Gleichung mit \underline{B}_0 und Umstellung nach $(\underline{v} \cdot \underline{B}_0)$ ergibt:

$$(\underline{v} \cdot \underline{B}_0) = -\omega \frac{(\underline{b} \cdot \underline{B}_0)}{(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t)} - \frac{iv_x}{2(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t)} \frac{\partial(B_0^2)}{\partial x} - \frac{iB_0^2}{(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t)} \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + i(\underline{v} \cdot \underline{k}_t) \right) \quad (4.76)$$

Durch Elimination von $(\underline{v} \cdot \underline{B}_0)$ von den vorherigen zwei Gleichungen erhält man eine dritte Gleichung zur Bestimmung von $(\underline{b} \cdot \underline{B}_0)$:

$$\begin{aligned} & \frac{(\underline{b} \cdot \underline{B}_0)}{\mu_0} \left(-\frac{(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t)}{\omega\rho_0} + \frac{\omega\mu_0}{(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t)} \right) \\ &= -\frac{\psi}{\omega\rho_0} (\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t) - \frac{ib_x}{2\omega\rho_0\mu_0} \frac{\partial(B_0^2)}{\partial x} - \frac{iv_x}{2(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t)} \frac{\partial(B_0^2)}{\partial x} \\ & \quad - \frac{iB_0^2}{(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t)} \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + i(\underline{v} \cdot \underline{k}_t) \right) \end{aligned} \quad (4.77)$$

In der letzten Klammer kann $(\underline{v} \cdot \underline{k}_t)$ durch die rechte Seite von (4.69) ersetzt werden. Unter Berücksichtigung der schon bekannten Beziehungen $b_x = i(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t)\xi_x$, sowie $v_x = -i\omega\xi_x$ und deren Ableitung $\partial v_x/\partial x = -i\omega\partial\xi_x/\partial x$ ergibt sich dann:

$$\begin{aligned} & \frac{(\underline{b} \cdot \underline{B}_0)}{\mu_0} \left(\frac{(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t)}{\omega\rho_0} - \frac{\omega\mu_0}{(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t)} \right) \\ &= \frac{\psi(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t)}{\omega\rho_0} - \frac{\xi_x}{2\mu_0} \frac{\partial(B_0^2)}{\partial x} \left(\frac{(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t)}{\omega\rho_0} - \frac{\omega\mu_0}{(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t)} \right) \\ & \quad + \frac{\omega B_0^2}{(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t)} \frac{\partial\xi_x}{\partial x} - \frac{B_0^2}{(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t)} \left(\frac{k_t^2\psi}{\omega\rho_0} + \frac{(\underline{V}_A \cdot \underline{k}_t)^2}{\omega} \frac{\partial\xi_x}{\partial x} \right) \end{aligned} \quad (4.78)$$

Wie man sieht, ist im Term mit die Ableitung $\partial(B_0^2)/\partial x$ bereits der Faktor enthalten, der auch auf der linken Seite der Gleichung zu finden ist. Durch Ausklammern von $\partial\xi_x/\partial x$ in der letzten Zeile kann dieser Faktor nochmals erhalten werden:

$$\begin{aligned} & \frac{\omega B_0^2}{(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t)} \frac{\partial\xi_x}{\partial x} - \frac{B_0^2}{(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t)} \frac{(\underline{V}_A \cdot \underline{k}_t)^2}{\omega} \frac{\partial\xi_x}{\partial x} \\ &= B_0^2 \frac{\partial\xi_x}{\partial x} \left(\frac{\omega}{(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t)} - \frac{(\underline{V}_A \cdot \underline{k}_t)^2}{\omega(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t)} \right) \end{aligned} \quad (4.79)$$

$$= \rho_0 V_A^2 \frac{\partial\xi_x}{\partial x} \left(\frac{\omega\mu_0}{(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t)} - \frac{\mu_0(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t)^2}{\omega\rho_0\mu_0(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t)} \right) \quad (4.80)$$

Insgesamt ergibt sich also nach Division mit besagtem Faktor:

$$\begin{aligned} & \frac{(\underline{b} \cdot \underline{B}_0)}{\mu_0} = -\frac{\xi_x}{2\mu_0} \frac{\partial(B_0^2)}{\partial x} - \rho_0 V_A^2 \frac{\partial\xi_x}{\partial x} \\ & \quad + \psi \left(\frac{(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t)}{\omega\rho_0} - \frac{B_0^2 k_t^2}{\omega\rho_0(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t)} \right) \left(\frac{(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t)}{\omega\rho_0} - \frac{\omega\mu_0}{(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t)} \right)^{-1} \end{aligned} \quad (4.81)$$

Die beiden Klammern lassen sich mühelos zu einem Bruch zusammenfassen, so dass sich letztendlich folgendes ergibt:

$$\frac{(\underline{b} \cdot \underline{B}_0)}{\mu_0} = -\frac{\xi_x}{2\mu_0} \frac{\partial B_0^2}{\partial x} - \rho_0 V_A^2 \frac{\partial \xi_x}{\partial x} - \psi \frac{(\underline{V}_A \cdot \underline{k}_t)^2 - V_A^2 k_t^2}{\omega^2 - (\underline{V}_A \cdot \underline{k}_t)^2} \quad (4.82)$$

Mit (4.72) und (4.82) wurden zwei Ausdrücke für die Störungen des thermischen Druckes p und des magnetischen Druckes $(\underline{b} \cdot \underline{B}_0)/\mu_0$ gefunden. Die Addition beider Gleichungen ergibt eine Beziehung für die Störung des Gesamtdruckes ψ :

$$\begin{aligned} \psi &= p + \frac{(\underline{b} \cdot \underline{B}_0)}{\mu_0} \\ &= -\rho_0 V_S^2 \left(1 - \frac{(\underline{V}_A \cdot \underline{k}_t)^2}{\omega^2} \right) \frac{\partial \xi_x}{\partial x} + \frac{k_t^2 V_S^2 \psi}{\omega^2} - \rho_0 V_A^2 \frac{\partial \xi_x}{\partial x} - \psi \frac{(\underline{V}_A \cdot \underline{k}_t)^2 - V_A^2 k_t^2}{\omega^2 - (\underline{V}_A \cdot \underline{k}_t)^2} \end{aligned} \quad (4.83)$$

Weiteres Auflösen nach ψ bzw. nach der Ableitung $\partial \xi_x / \partial x$ ergibt dann eine übersichtliche Differentialgleichung, die ebendiese Größen miteinander in Beziehung setzt:

$$\psi \left(1 - \frac{k_t^2 V_S^2}{\omega^2} + \frac{(\underline{V}_A \cdot \underline{k}_t)^2 - V_A^2 k_t^2}{\omega^2 - (\underline{V}_A \cdot \underline{k}_t)^2} \right) = -\frac{\partial \xi_x}{\partial x} \rho_0 \left(V_S^2 - \frac{V_S^2 (\underline{V}_A \cdot \underline{k}_t)^2}{\omega^2} + V_A^2 \right) \quad (4.84)$$

$$\Rightarrow \frac{\partial \xi_x}{\partial x} = -\psi \frac{1 - \frac{k_t^2 V_S^2}{\omega^2} + \frac{(\underline{V}_A \cdot \underline{k}_t)^2 - V_A^2 k_t^2}{\omega^2 - (\underline{V}_A \cdot \underline{k}_t)^2}}{\rho_0 \left(V_S^2 - \frac{V_S^2 (\underline{V}_A \cdot \underline{k}_t)^2}{\omega^2} + V_A^2 \right)} = -\psi \frac{\frac{\omega^4}{\omega^2 (V_S^2 + V_A^2) - (\underline{V}_A \cdot \underline{k}_t)^2 V_S^2} - k_t^2}{\rho_0 (\omega^2 - (\underline{V}_A \cdot \underline{k}_t)^2)} \quad (4.85)$$

Die Einführung der hilfreichen Abkürzungen $G(x)$ und $F(x)$ für Zähler und Nenner des Bruchs auf der rechten Seite von (4.85) ermöglicht die kompaktere Schreibweise der Differentialgleichung.

$$G(x) = \frac{\omega^4}{\omega^2 (V_S^2 + V_A^2) - (\underline{V}_A \cdot \underline{k}_t)^2 V_S^2} - k_t^2 \quad (4.86)$$

$$F(x) = \rho_0 (\omega^2 - (\underline{V}_A \cdot \underline{k}_t)^2) \quad (4.87)$$

Aus den Gleichungen (4.85) und (4.64) wird damit (Belmont et al. 1995, Walker 2005):

$$\frac{\partial \xi_x}{\partial x} = -\psi \frac{G(x)}{F(x)} \quad (4.88)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} = \xi_x F(x) \quad (4.89)$$

Durch dieses System von zwei Differentialgleichungen 1. Ordnung wird die Variation der gestörten Größen in x -Richtung vollständig beschrieben.

4.4.1 Reflexion und Transmission an der Magnetopause

Aus den allgemeineren Differentialgleichungen (4.88) und (4.89) lassen sich natürlich auch wieder die Lösungen der MHD-Gleichungen (ideale MHD, Einflüssigkeitsmodell)

des homogenen Plasmas bestimmen. Dazu dürfen die Grundgrößen keine Variation mehr in x -Richtung aufweisen. Diese Variation wird für die gestörten Größen proportional zu $e^{ik_x x}$ gesetzt. Für das Magnetfeld gilt dann:

$$\underline{B}_0 = (0, B_{0y}, B_{0z})^T \neq (0, B_{0y}(x), B_{0z}(x))^T \quad (4.90)$$

$$\delta \underline{b} = \underline{b} e^{ik_x x + ik_y y + ik_z z - i\omega t} \quad (4.91)$$

wobei \underline{b} ein konstanter Vektor der Störungsamplitude ist. Obige Abhängigkeiten gelten für die anderen Grund- und Störungsgrößen in analoger Weise. Damit folgt aus den Gleichungen (4.88) und (4.89):

$$\frac{\partial \xi_x}{\partial x} = ik_x \xi_x = -\frac{k_x v_x}{\omega} = -\psi \frac{G}{F} \quad (4.92)$$

$$ik_x \psi = \xi_x F = \frac{iv_x}{\omega} F \quad (4.93)$$

Man erhält nach wenigen Schritten:

$$F v_x = \omega k_x \psi \quad (4.94)$$

aus (4.93), sowie unter der Annahme, dass $F \neq 0$ ist, aus (4.92) und (4.94):

$$k_x^2 \psi = \psi G \quad (4.95)$$

Absichtlich wurde ψ nicht gekürzt, da ansonsten hätte angenommen werden müssen, dass $\psi \neq 0$ ist. Die Gleichungen (4.94) und (4.95) stellen die Dispersionsrelationen von Alfvénwelle, Fast- und Slow-Mode dar, die die Eigenlösungen der MHD-Gleichungen im homogenen Plasma sind.

Die Alfvénwelle zeichnet sich dadurch aus, dass sie mit keiner Druckstörung verbunden ist (weder thermisch noch magnetisch). Die rücktreibende Kraft, die für die Propagation einer Alfvénwelle sorgt, wird allein durch die magnetische Spannung bereitgestellt. Für eine solche Mode ist demnach die Druckstörung $\psi = 0$. Aus Gleichung (4.94) wird damit $F v_x = 0$. Unter der Annahme, dass die Geschwindigkeitsstörung v_x senkrecht zum Magnetfeld und zu \underline{k}_t nicht Null ist, muss $F = 0$ gelten. Daraus ergibt sich aber gerade die Dispersionsrelation für die Alfvénwelle:

$$\omega^2 = (\underline{V}_A^2 \cdot \underline{k}_t)^2 \quad (4.96)$$

Hierbei sei daran erinnert, dass sowohl das ungestörte Magnetfeld und damit \underline{V}_A als auch der Wellenvektor \underline{k}_t in der y - z -Ebene liegen.

Wird dagegen eine Druckstörung zugelassen ($\psi \neq 0$), so kann Gleichung (4.95) nur dann erfüllt werden, wenn $k_x^2 = G$ gilt. Dies ist aber gerade die Dispersionsrelation für magnetosonische Wellen (Fast- und Slow-Mode):

$$k_x^2 + k_t^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = \frac{\omega^4}{\omega^2(V_S^2 + V_A^2) - (\underline{V}_A \cdot \underline{k}_t)^2 V_S^2} \quad (4.97)$$

$$\Rightarrow \omega^4 - k^2(V_A^2 + V_S^2)\omega^2 + k^2 k_{B_0}^2 V_A^2 V_S^2 = 0 \quad (4.98)$$

Die letzte Gleichung zeigt die übliche Form der Dispersionsrelation; hierbei wird mit $k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$ das Betragsquadrat des gesamten Wellenvektors und mit $k_{B_0}^2$ dasjenige des Anteils des Wellenvektors in Richtung des Magnetfeldes \underline{B}_0 bezeichnet.

Mit der gewählten Auflösung der MHD-Gleichungen nach ξ_x bzw. v_x und ψ lassen sich Lösungen des Gleichungssystems unter Berücksichtigung zweier Plasmaregimes, die durch eine ebene Grenzschicht (die MP) voneinander getrennt sind, am besten finden. Die MP soll hierbei in der y - z -Ebene liegen; die x -Richtung stellt die Normalenrichtung dazu dar. O. B. d. A. liege sie bei $x = 0$; der Raum $x < 0$ stelle die Magnetosheath dar, der Halbraum $x > 0$ sei die innere Magnetosphäre.

Aus der Magnetosheath werde eine im Bezug auf die MP einfallende Welle betrachtet. Dafür kommen nicht alle Wellenmoden infrage: Die Alfvénwelle kann nur Energie in feldparallele Richtung transportieren; ihr Poyntingvektor liegt immer parallel zu \underline{B}_0 . Gemäß der anfänglichen Annahmen liegt der Vektor der magnetischen Induktion aber in der y - z -Ebene, unabhängig von x . Das garantiert einerseits, dass die MP hierbei als Tangentialdiskontinuität betrachtet wird. Andererseits gibt es aber auf keiner Seite der MP (bei $x = 0$) eine Komponente des Magnetfeldes in x -Richtung. Folglich kann eine Alfvénwelle aus der Magnetosheath keine Energie zur MP transportieren, weshalb sie als einfallende Welle nicht weiter betrachtet werden muss.

Für die anderen beiden Moden gilt, wie bereits erwähnt, die Bedingung $\psi \neq 0$ und damit $k_x^2 = G$. Diese Beziehung kann zum einen als Dispersionsrelation der magnetosonischen Moden identifiziert werden. Desweiteren ist sie aber auch eine Vorschrift, die die Frequenz ω und den zur MP tangentialen Wellenvektor \underline{k}_t zur Wellenzahl in Grenzflächen-Normalenrichtung k_x in Beziehung setzt (z. B. De Keyser et al. 1999):

$$k_x^2 = \frac{\omega^4}{\omega^2(V_S^2 + V_A^2) - (\underline{V}_A \cdot \underline{k}_t)^2 V_S^2} - k_t^2 \quad (4.99)$$

Betrachtet man einfallende, reflektierte und transmittierte Welle in Bezug auf die MP, so ist zu fordern, dass die Frequenz der drei Wellen gleich sein muss. Gleichzeitig muss auch der tangential Anteil des Wellenvektors für alle drei Wellen gleich sein und insbesondere auch über die MP stetig übergehen. Da Gleichung (4.99) für die drei Wellen gilt, ist bei gegebenem ω und \underline{k}_t durch die einfallende Welle die Wellenzahl in Normalenrichtung k_x bis auf das Vorzeichen nur noch von den Alfvén- und Schallgeschwindigkeiten auf den beiden Seiten der MP abhängig. Da $k_{x,E}$ (Wellenzahl k_x der einfallenden Welle) festgelegt ist, folgt für die reflektierte Welle $k_{x,R} = -k_{x,E}$, damit die Gleichung (4.99) erfüllt bleibt, denn die einfallende und reflektierte Welle haben dieselbe Frequenz und tangentialen Wellenvektor und propagieren im selben Halbraum, wodurch auch besagte Geschwindigkeiten für beide Wellen gelten. Entsprechend müssen ihre Wellenzahlen k_x auch im Betrag übereinstimmen. Daraus ergibt sich automatisch, dass bei einer einfallenden Fast-Mode die reflektierte Welle ebenfalls eine Fast-Mode sein muss. Ist die einfallende Welle eine Slow-Mode, so muss dies entsprechend auch für die reflektierte Welle gelten. Für die transmittierte Welle ist bis auf das Vorzeichen die Wellenzahl $k_{x,T}$ und damit der gesamte Wellenvektor ebenfalls durch Gleichung (4.99) festgelegt. Damit steht schon fest, ob es sich bei dieser Welle um eine Fast- oder Slow-Mode handelt, oder nur um eine Oberflächenwelle, deren Amplitude in x -Richtung von der MP aus exponentiell abfällt. Die transmittierte Welle kann nur von einem der drei Typen sein; eine Mischung aus Wellenmoden ist hierbei nicht möglich (siehe Walker 2005).

Durch die Wellenvektoren und die gemeinsame Frequenz sind Typ und Propagationsrichtung eindeutig festgelegt. Die transmittierte Welle ist genau dann vom Typ Oberflächenwelle, wenn die Wellenzahl in x -Richtung imaginär ist. Dann muss gemäß (4.99) gelten:

$$k_x = \pm \sqrt{G} = \pm \sqrt{\frac{\omega^4}{\omega^2(V_S^2 + V_A^2) - (\underline{V}_A \cdot \underline{k}_t)^2 V_S^2} - k_t^2} \quad \text{mit } G < 0 \quad (4.100)$$

Da die x -Abhängigkeit aller gestörten Größen durch $e^{ik_x x}$ gegeben ist, ergibt sich durch eine imaginäre Wellenzahl k_x der entsprechende Abfall der Amplitude mit zunehmender Entfernung von der MP. Mathematisch möglich wäre auch ein exponentieller Anstieg der Amplitude nach x ; diese Lösung ist physikalisch allerdings nicht sinnvoll.

Die Amplitude wird beispielsweise über den Parameter $\psi_E \neq 0$ (Gesamtdruck der einfallenden Welle) auch für die reflektierte und transmittierte Welle festgelegt. Dafür ist es nötig, zwei Übergangsbedingungen an der MP zu fordern (Walker 1981). Zum einen sei das Druckgleichgewicht über die MP hinweg gegeben, nicht nur für die Grundgrößen sondern auch für die gestörten Größen. Desweiteren ist es sinnvoll zu fordern, dass die Plasmageschwindigkeit in Normalenrichtung zur Grenzfläche auf beiden Seiten gleich ist. Dies entspricht der Forderung, dass die MP als infinitesimal dünne Grenzschicht erhalten bleibt, und keine Plasmahohlräume entstehen. Der stetige Übergang von ψ und v_x wird folgendermaßen mathematisch beschrieben:

$$\psi_1 = \psi_2 \quad \Leftrightarrow \quad \psi_E + \psi_R = \psi_T \quad (4.101)$$

$$v_{x,1} = v_{x,2} \quad \Leftrightarrow \quad v_{x,E} + v_{x,R} = v_{x,T} \quad (4.102)$$

Aus der Übergangsbedingung in v_x ergibt sich natürlich auch die lokale Geschwindigkeit der MP; sie entspricht der Plasmageschwindigkeit an der Grenzschicht (auf beiden Seiten). Die Indizes 1 und 2 kennzeichnen hierbei Größen der Magnetosheath ($x < 0$) bzw. der Magnetosphäre ($x > 0$).

Weiterhin gilt die Gleichung (4.94) $F v_x = \omega k_x \psi$ für jede der drei Wellen. Für die einfallende Welle beispielsweise lässt sich damit die Geschwindigkeit $v_{x,E}$ in Abhängigkeit von der Amplitude der Druckstörung ψ_E schreiben:

$$v_{x,E} = \frac{\omega k_{x,E} \psi_E}{F_1} = \frac{\omega k_{x,E} \psi_E}{\rho_{0,1} (\omega^2 - (\underline{V}_{A,1} \cdot \underline{k}_t)^2)} \quad (4.103)$$

Hierbei ist anzumerken, dass sowohl ρ_0 als auch \underline{V}_A zwar von der Seite bezüglich der MP (Magnetosheath oder Magnetosphäre), aber nicht von der Welle selbst abhängen. Aus diesem Grund erhält hier F den Index 1, um die Zugehörigkeit zur Magnetosheath auszudrücken. Ebenso kann mit der reflektierten und transmittierten Welle verfahren werden. Unter Berücksichtigung, dass die normale Wellenzahl der reflektierten Welle $k_{x,R}$ dem negativen der entsprechenden Wellenzahl der einfallenden Welle entspricht, lässt sich die Übergangsbedingung (4.102) auch folgendermaßen schreiben:

$$v_{x,E} + v_{x,R} = \frac{\omega k_{x,E}}{F_1} (\psi_E - \psi_R) = \frac{\omega k_{x,T}}{F_2} \psi_T = v_{x,T} \quad (4.104)$$

Mit den Gleichungen (4.101) und (4.104) ist ein Gleichungssystem gegeben, aus dem sich die Amplituden der gestörten Gesamtdrucke der reflektierten und transmittierten Welle

von der Gesamtdruckamplitude ψ_E der einfallenden Welle ableiten lassen. Definiert man den Reflexions- R und Transmissionskoeffizienten T jeweils als Quotienten der Druckamplituden, so ergeben sich nach kurzer Rechnung (Walker 2005):

$$R = \frac{\psi_R}{\psi_E} = \frac{k_{x,E}F_2 - k_{x,T}F_1}{k_{x,E}F_2 + k_{x,T}F_1} \quad (4.105)$$

$$T = \frac{\psi_T}{\psi_E} = \frac{2k_{x,E}F_2}{k_{x,E}F_2 + k_{x,T}F_1} \quad (4.106)$$

Wenn die gestörten Druckgrößen bekannt sind, können über die linearisierten MHD-Gleichungen die Amplituden der übrigen gestörten Größen berechnet werden.

4.4.2 Dispersion der Kruskal-Schwarzschild-Moden

Mit den jetzt abgeschlossenen Vorarbeiten kann nun die Frage geklärt werden, ob es nicht stehende Wellen auf der MP geben kann, die dann ursächlich für das Auftreten der MF verantwortlich sein könnten. Stehende Wellen auf Feldlinienscalen innerhalb der Magnetosphäre sind hinlänglich bekannt. Alfvénwellen können sich entlang der Feldlinien ausbreiten; sie werden an den Fußpunkten der Feldlinien in der nördlichen und südlichen Ionosphäre reflektiert, so dass sich bei entsprechender Wahl der Frequenz ω und bei gegebener feldparalleler Wellenzahl eine stehende Welle zwischen den Ionosphären ausbilden kann.

Die Betrachtung von Oberflächenwellen auf der MP gestaltet sich schwieriger, da beide Plasmaregimes in den angrenzenden Halbräumen berücksichtigt werden müssen. Im letzten Abschnitt sind bei Betrachtung des Problems der Reflexion und Transmission an der MP bereits Oberflächenwellen als Lösung mit abgefallen. Allerdings bezogen sich die Oberflächenwellen nur auf eine Seite (die magnetosphärische Seite). Eine Oberflächenwelle tritt anstatt der transmittierten propagierenden Welle genau dann auf, wenn die Wellenzahl $k_{x,T}^2 < 0$ und damit $k_{x,T}$ imaginär ist. Dies ist, wie bereits erwähnt, nach Vorschrift (4.100) dann der Fall, wenn $G < 0$ ist. Eine (gemeinsame) Oberflächenwelle auf der MP ergäbe sich folglich durch Zusammenfügung zweier Wellen obigen Typs an der MP, deren Amplituden jeweils ausgehend von der MP in die Halbräume hinein exponentiell abnimmt; diese Situation ist in Abbildung 4.3 dargestellt.

Diese Lösung der MHD-Gleichungen (in beiden Halbräumen) geht zurück auf eine Arbeit von Kruskal und Schwarzschild (1954), die von Fejer (1964) wieder aufgegriffen und in Chen und Hasegawa (1974b) weiterentwickelt wurde. Kruskal und Schwarzschild (1954) untersuchten die Stabilität eine Grenzfläche zwischen zwei Plasmaregimes, die übereinander angeordnet sind und sich insgesamt in einem Schwerfeld befinden. Das obere Plasma (endliche Massendichte) drückt auf das untere Plasma mit vernachlässigbarer Massendichte aufgrund des Eigengewichts im Gravitationsfeld. Beide Plasmen sind magnetisiert. Der Druck durch das Gravitationsfeld auf das untere Plasma wird durch einen entsprechenden Gradienten im magnetischen Druck kompensiert: Das Magnetfeld ändert sich über die Grenzfläche hinweg, so dass an der Grenzfläche eine Rotation der magnetischen Induktion und damit verbunden ein elektrischer Strom auftritt. Die Grenzschicht ist also (wie die MP) eine Stromschicht. Die Plasmen werden in der Näherung der Einflüssigkeits-MHD beschrieben. Die polytrope Zustandsgleichung wird zur Schließung des Systems herangezogen. Es wird direkt ein Ansatz gewählt, der den exponentiellen

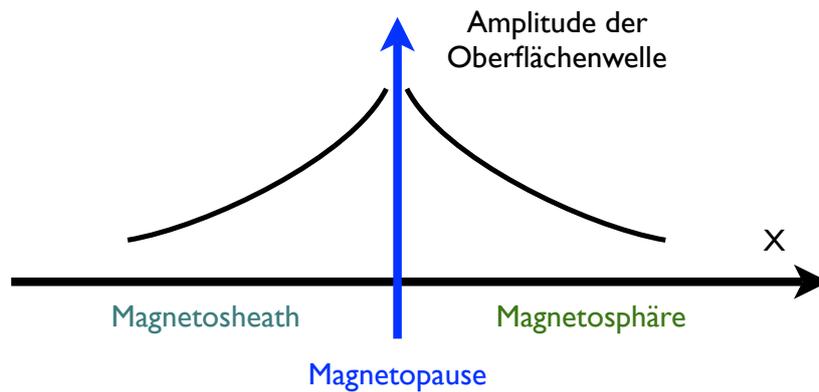


Abbildung 4.3: Skizze des Amplitudenverlaufs bei einer Oberflächenwelle auf der MP, die aus zwei einzelnen Oberflächenwellen in beiden Halbräumen (Magnetosheath und Magnetosphäre) zusammengesetzt ist. Die Amplitude fällt von der MP aus in die Halbräume hinein exponentiell ab.

Abfall der Amplituden der Störungsgrößen beinhaltet. Übersetzt in das hier benutzte Koordinatensystem gehen sie von einem Magnetfeld aus, das in beiden Halbräumen in eine gemeinsame Richtung zeigt (tangential zur Oberfläche); dies sei hier die z -Richtung. Die Massendichte sei im Halbraum 1 (Magnetosheath) durch $\rho_{0,1}$ gegeben. In Fejer (1964) und Chen und Hasegawa (1974b) wird die Massendichte im Halbraum 2 (Magnetosphäre) als nicht vernachlässigbar angenommen ($\rho_{0,2} \neq 0$). Damit erhält man für die beschriebene Gesamt-Oberflächenwelle (Kruskal-Schwarzschild-Mode) bestehend aus zwei einzelnen Oberflächenwellen auf beiden Seiten der Grenzfläche die Dispersionsrelation (siehe z. B. Chen und Hasegawa 1974b):

$$\omega^2 = k_z^2 \frac{B_{0,1}^2 + B_{0,2}^2}{\mu_0(\rho_{0,1} + \rho_{0,2})} \quad (4.107)$$

Dieses Ergebnis soll zunächst mithilfe der bereits geleisteten Vorarbeit hergeleitet werden. Ausgangspunkt sei Gleichung (4.104). Da nur zwei Oberflächenwellen an der MP die Übergangsbedingungen erfüllen müssen, kann man die zweite Welle auf der Magnetosheath-Seite (reflektierte Welle) außer Acht lassen. Die gestörten Größen bekommen damit die Indizes 1 und 2 gemäß der Bezeichnung des Halbraumes in dem sie jeweils gelten:

$$v_{x,1} = \frac{\omega k_{x,1} \psi_1}{F_1} = \frac{\omega k_{x,2} \psi_2}{F_2} = v_{x,2} \quad (4.108)$$

Die Wellenzahlen k_x müssen imaginär sein, damit es sich um Oberflächenwellen handelt. Damit ergibt sich aus (4.100), dass nur bestimmte Kombinationen aus ω und k_x in Abhängigkeit von der Alfvéngeschwindigkeit und Schallgeschwindigkeit auf beiden Seiten der Grenzfläche möglich sind. Sind ω und k_x gewählt, so stehen $k_{x,1}$ und $k_{x,2}$ fest. Außerdem sei angemerkt, dass das Vorzeichen der k_x so gewählt werden sollte, dass die Amplituden von der MP aus in die beiden Halbräume hinein abfallen.

Über die MP hinweg herrscht ein Druckgleichgewicht gemäß Bedingung (4.101). Damit vereinfacht sich (4.108) weiter: $F_2 k_{x,1} = F_1 k_{x,2}$. Setzt man F ein, so ergibt sich die

allgemeine Dispersionsrelation für Kruskal-Schwarzschild-Moden (KS-Moden):

$$k_{x,1}\rho_{0,2}(\omega^2 - (\underline{k}_t \cdot \underline{V}_{A,2})^2) = k_{x,2}\rho_{0,1}(\omega^2 - (\underline{k}_t \cdot \underline{V}_{A,1})^2) \quad (4.109)$$

Diese Dispersionsrelation gilt allgemein für Oberflächenwellen in der Näherung der idealen Einflüssigkeits-MHD, die wie beschrieben aus zwei in x -Richtung nicht ausbreitungsfähigen, magnetosonischen Wellen (Fast- oder Slow-Moden) zusammengesetzt sind, die exponentiell von der Grenzschicht in die Halbräume hinein abklingen.

Eine weitere Verallgemeinerung wird erreicht, wenn das Plasma auf beiden Seiten der Grenzschicht nicht relativ zueinander ruht, sondern es eine Verscherung der Geschwindigkeit an der Grenzfläche gibt. Nimmt man an, dass die Geschwindigkeit des Plasmas in Halbraum 1 relativ zu derjenigen aus Halbraum 2 durch den Vektor $\underline{v}_{0,1}$ gegeben ist, so gilt die Frequenz ω nicht mehr für beide Halbräume; am Übergang bei $x = 0$ muss die Dopplerverschiebung durch die Geschwindigkeit berücksichtigt werden und es gilt dann: $\omega_1 = \omega_2 - \underline{k}_t \cdot \underline{v}_{0,1}$. Hierbei wird mit ω_1 und ω_2 die Frequenz der Oberflächenwelle im Ruhesystem der Plasmen beider Halbräume bezeichnet. Es ergibt sich damit als Verallgemeinerung der Dispersionsrelation (4.109):

$$\begin{aligned} k_{x,1}\rho_{0,2}(\omega_2^2 - (\underline{k}_t \cdot \underline{V}_{A,2})^2) &= k_{x,2}\rho_{0,1}(\omega_1^2 - (\underline{k}_t \cdot \underline{V}_{A,1})^2) \\ &= k_{x,2}\rho_{0,1}((\omega_2 - \underline{k}_t \cdot \underline{v}_{0,1})^2 - (\underline{k}_t \cdot \underline{V}_{A,1})^2) \end{aligned} \quad (4.110)$$

Diese Beziehung wird beispielsweise in Pu und Kivelson (1983) hergeleitet. In dieser Arbeit werden die abklingenden magnetosonischen Oberflächenwellen auch als Quasi-Fastmoden bzw. Quasi-Slowmoden bezeichnet im Gegensatz zu den (laufenden) Fast- und Slow-Moden, die in x -Richtung ausbreitungsfähig sind. Die Kruskal-Schwarzschild-Moden (KS-Moden) werden in derselben Arbeit auch als Kelvin-Helmholtz-Wellen (KH-Wellen) bezeichnet. Dies ist nachvollziehbar, da auch die Oberflächenwellen, die durch die KHI generiert werden, durch die Theorie der KS-Moden beschrieben werden können, wenn der Geschwindigkeitsunterschied der Plasmen auf beiden Seiten der MP berücksichtigt wird. Folglich gilt für die KS-Oberflächenwellen, die durch die KHI generiert wurden, die Dispersionsrelation (4.110). Im weiteren Verlauf dieser Arbeit sollen nur die durch KHI entstandenen KS-Moden auch als Kelvin-Helmholtz-Wellen (KH-Wellen) bezeichnet werden; für allgemeine Oberflächenwellen auf der MP nach der hier dargelegten Theorie wird abweichend von Pu und Kivelson (1983) die Bezeichnung Kruskal-Schwarzschild-Mode (KS-Mode) verwendet.

Nach Quadrierung der Dispersionsrelation (4.110) und Ersetzung der Wellenzahlen in Normalenrichtung k_x^2 mithilfe von (4.99) sowie einer der Frequenzen ω_1 oder ω_2 durch die jeweils andere mithilfe der Dopplerverschiebungsrelation ergibt sich (nach längerer Rechnung) ein Polynom 10. Grades bezüglich der gewählten Frequenz. Lösungen dieses Polynoms können entweder reell oder komplexwertig sein. Hierbei zeigt sich der qualitative Unterschied der KH-Wellen in Bezug auf die übrigen KS-Moden: Lösungen von ω für die KH-Wellen weisen einen (kleinen) nichtverschwindenden negativen komplexen Anteil auf, so dass der zeitabhängige Anteil des Ebene-Welle-Ansatzes $e^{-i\omega t}$ mit der Zeit anwächst; die damit gegebenen Lösungen der KS-Mode sind Kelvin-Helmholtz instabil. Es sei dabei zu berücksichtigen, dass nur die Lösungen des Polynoms auch einer KS-Mode entsprechen, bei denen die Vorzeichen der Wellenzahlen in Normalenrichtung so

gegeben sind, dass die Wellenamplituden von der Grenzfläche in die beiden Halbräume hinein abfallen.

Die Instabilität erwächst aus der Geschwindigkeitsdifferenz zwischen den Plasmen auf beiden Seiten der Grenzfläche. Aus diesem relativen Geschwindigkeitsunterschied wird die anwachsende Amplitude der KH-Welle gespeist. Im Falle einer vernachlässigbaren Geschwindigkeitsverscherung wird die KH-Welle nicht angeregt. Trotzdem können sich auch in diesem Fall KS-Moden auf der MP ausbreiten; der folgende Teil dieses Kapitels ist diesen KS-Moden (nicht KH-Wellen) gewidmet. Für sie gilt dann die etwas einfachere Dispersionsrelation (4.109), bei der die Frequenzen auf beiden Seiten der Grenzfläche gleich und ausschließlich reell sind.

Aus dieser Gleichung ist die Dispersionsrelation für den deutlich eingeschränkteren Fall (4.107) leicht herleitbar. Es wird angenommen, dass die Magnetfeldrichtung auf beiden Seiten der Grenzfläche gleich sei; nur der Betrag soll sich noch unterscheiden dürfen. O. B. d. A. zeige das Magnetfeld in z -Richtung. Damit vereinfacht sich (4.109) zu:

$$\omega^2 = k_z^2 \frac{k_{x,1}\rho_{0,2}V_{A,2}^2 - k_{x,2}\rho_{0,1}V_{A,1}^2}{k_{x,1}\rho_{0,2} - k_{x,2}\rho_{0,1}} \quad (4.111)$$

Desweiteren kann bei Annahme eines inkompressiblen Plasmas ($\nabla \cdot \delta \underline{v} = 0$, auf beiden Seiten) die Dispersionsrelation weiter vereinfacht werden. Um dies zeigen zu können, sind wieder einige Vorarbeiten nötig. Da $\underline{B}_0 = B_0 \underline{e}_z$ gilt, und da das Plasma bezüglich der Hintergrundwerte in beiden Halbräumen jeweils homogen ist, lassen sich die Gleichungen (4.57) und (4.59) von Seite 125 folgendermaßen schreiben:

$$-i\omega\rho_0\underline{v} = -ik\underline{\psi} + ik_z B_0 \frac{\underline{b}}{\mu_0} \quad (4.112)$$

$$-i\omega\underline{b} = ik_z B_0 \underline{v} - i(\underline{k} \cdot \underline{v})\underline{B}_0 \quad (4.113)$$

Einsetzen von (4.113) in (4.112) ergibt:

$$\underline{v}(\omega^2 - k_z^2 V_A^2) = \frac{\omega\underline{\psi}}{\rho_0} \underline{k} - (\underline{k} \cdot \underline{v}) V_A^2 k_z \underline{e}_z \quad (4.114)$$

Es ist hierbei ersichtlich, dass im Falle $\psi = 0$ eine Störung der Geschwindigkeit in x oder y -Richtung ($\underline{v} \perp \underline{e}_z$, senkrecht zum Hintergrundmagnetfeld) nur dann möglich ist, wenn auch die Dispersionsrelation für die Alfvénwelle $\omega^2 - k_z^2 V_A^2 = 0$ erfüllt ist.

Nun wird die Bedingung für die Inkompressibilität des Plasmas $\nabla \cdot \delta \underline{v} = i\underline{k} \cdot \delta \underline{v} = 0$ eingearbeitet. Es ergibt sich sofort, dass der letzte Term von (4.114) zu Null wird. Aus dem Rest der vektoriellen Gleichung ergibt sich wegen $\underline{v} \sim \underline{k}$ letztendlich folgende Beziehung zwischen den Komponenten von \underline{v} und \underline{k} :

$$\frac{v_x}{k_x} = \frac{v_y}{k_y} = \frac{v_z}{k_z} \quad (4.115)$$

Dies wird in die Inkompressibilitätsbedingung eingesetzt:

$$\underline{k} \cdot \underline{v} = k_x^2 \frac{v_z}{k_z} + k_y^2 \frac{v_z}{k_z} + k_z^2 \frac{v_z}{k_z} = 0 \quad (4.116)$$

$$\Rightarrow k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = 0 \quad (4.117)$$

Damit folgt, dass im Fall des inkompressiblen Plasmas die Wellenzahlen k_x bis auf ihr Vorzeichen bereits vollständig durch den Wellenvektor \underline{k}_t tangential zur MP gegeben sind; k_t wiederum geht stetig an der Grenzfläche über und gilt somit für den gesamten Raum. Es folgt sofort: $k_{x,2} = -k_{x,1}$. Unter Berücksichtigung der Definition der Alfvéngeschwindigkeit $V_A = B_0 / \sqrt{\mu_0 \rho_0}$ folgt aus Gleichung (4.111) die von Chen und Hasegawa (1974b) unter den genannten Annahmen hergeleitete Dispersionsrelation (4.107) für die KS-Moden.

Wird das Plasma als strikt inkompressibel angenommen, so ist dies äquivalent zur Annahme einer unendlich hohen Schallgeschwindigkeit $V_S = \infty$. Die Wellenzahl k_x ist dann durch Gleichung (4.117) gegeben, die die Gleichung (4.100):

$$k_x = \pm \sqrt{G} = \pm \sqrt{\frac{\omega^4}{\omega^2(V_S^2 + V_A^2) - (\underline{V}_A \cdot \underline{k}_t)^2 V_S^2} - k_t^2} \quad \text{mit } G < 0 \quad (4.118)$$

zu ersetzen scheint. Tatsächlich folgt aber aus (4.100) bzw. (4.118) mit $V_S = \infty$ wieder Beziehung (4.117):

$$k_x = \pm \sqrt{-k_y^2 - k_z^2} \quad (4.119)$$

k_x ist dann nicht mehr von der Frequenz ω , sowie von der Alfvén- und Schallgeschwindigkeit abhängig. Sind k_y und k_z , die tangentialen Komponenten des Wellenvektors, reell, so folgt damit bereits, dass k_x rein imaginär ist; ein exponentieller Abfall der Amplitude bei zunehmender Entfernung von der Grenzfläche (Oberflächenwelle) wird auf diese Weise bei korrekter Wahl des Vorzeichens erzwungen.

4.4.3 Stehende Kruskal-Schwarzschild-Moden

Die Dispersionsrelationen (4.107) und (4.109) sind für laufende KS-Moden berechnet worden. Im Abschnitt über die Feldlinienresonanz 4.1 wurde die Struktur einer stehenden Alfvénwelle in der Magnetosphäre hergeleitet; diese Rechnung soll nun erstmalig auf den Fall der KS-Mode übertragen werden. Für die Herleitung der laufenden KS-Moden wurde von zwei Oberflächenwellen ausgegangen, die an der Grenzfläche (MP) durch Übergangsbedingungen verknüpft sind. Stehende KS-Moden müssen zusätzlich die Reflexionsbedingungen an der Ionosphäre erfüllen. Es werde wie im Abschnitt 4.1 von einer in z -Richtung begrenzten Box-Magnetosphäre ausgegangen; die nördlichen und südlichen ionosphärischen Fußpunkte der magnetosphärischen Feldlinien (Halbraum 2) sollen wieder bei $z = 0$ und $z = z_0$ liegen (vgl. Abbildung 4.1). Bei der KS-Mode ist auch das Magnetfeld in der Magnetosheath zu berücksichtigen. Zur Berechnung von Beziehung (4.107) wurde bereits angenommen, dass dieses in die gleiche Richtung wie das magnetosphärische Magnetfeld zeigt (beide in z -Richtung). Vereinfachend soll nun davon ausgegangen werden, dass auch die Feldlinien der Magnetosheath-Seite (Halbraum 1) durch eine Ionosphäre bei $z = 0$ und $z = z_0$ begrenzt seien; dies ermöglicht die analytische Herleitung der Beziehungen einer stehenden KS-Mode. Es sei darauf hingewiesen, dass dies auf die reale Magnetosheath nicht zutrifft: Das Magnetfeld in dieser Region ist im Wesentlichen das drapierte SW-Magnetfeld, dessen Feldlinien offen sind, wenn man von Rekonnexion absieht (siehe Abschnitt 1.6.1 ab Seite 35); sie weisen keine Fußpunkte auf der terrestrischen Ionosphäre auf.

Die Pedersen-Leitfähigkeit der Ionosphäre werde im vorliegenden Modell als unendlich angenommen. Damit muss das tangential elektrische Feld bei $z = 0$ und $z = z_0$ Null sein, da es sonst sofort durch einen Strom kompensiert würde. Das Plasma in beiden Halbräumen werde als inkompressibel angenommen. Gleichung (4.114) sei der Ausgangspunkt der folgenden Rechnungen; deren letzter Term fällt aufgrund der angenommenen Inkompressibilität weg ($\underline{k} \cdot \underline{v} = 0$). Für $\psi \neq 0$ ergibt sich die Störung der Geschwindigkeit somit aus der Störung des Gesamtdruckes ψ :

$$\underline{v} = \frac{\omega\psi}{\rho_0(\omega^2 - k_z^2 V_A^2)} \underline{k} \quad (4.120)$$

Die Störungskomponente des elektrischen Feldes kann aus der Bedingung $\underline{E} = -\underline{v} \times \underline{B}_0$ (hydromagnetisches Theorem) erhalten werden:

$$\underline{E} = -\underline{v} \times \underline{B}_0 = -\frac{\omega\psi}{\rho_0(\omega^2 - k_z^2 V_A^2)} \underline{k} \times \underline{B}_0 \quad (4.121)$$

Unter Berücksichtigung von $\underline{B}_0 = B_0 \underline{e}_z$ folgt:

$$\underline{E} = -\frac{\omega\psi B_0}{\rho_0(\omega^2 - k_z^2 V_A^2)} (k_y \underline{e}_x - k_x \underline{e}_y) \quad (4.122)$$

Um die Reflexionsbedingung an den Ionosphären zu erfüllen, wird wie in Abschnitt 4.1 ein Ansatz zweier überlagerter, gegenläufiger Wellen gewählt. Für die Störung des elektrischen Feldes in y -Richtung wird also angesetzt:

$$\delta E_y = E_{y0} e^{ik_x x + ik_y y - i\omega t} (e^{ik_z z} - e^{-ik_z z}) \quad (4.123)$$

$$\text{mit } E_{y0} = \frac{\omega\psi B_0 k_x}{\rho_0(\omega^2 - k_z^2 V_A^2)} \quad (4.124)$$

k_y und k_z seien reell, um eine Propagation in der y - z -Ebene zu ermöglichen. Aus der Gleichung (4.119) folgt sofort, dass k_x imaginär sein muss. Erweiterung mit $2i$ ergibt:

$$\delta E_y = 2i E_{y0} \sin(k_z z) e^{ik_x x + ik_y y - i\omega t} \quad (4.125)$$

Für die x -Komponente des elektrischen Feldes gilt dies in analoger Weise:

$$\delta E_x = 2i E_{x0} \sin(k_z z) e^{ik_x x + ik_y y - i\omega t} \quad (4.126)$$

$$\text{mit } E_{x0} = -\frac{\omega\psi B_0 k_y}{\rho_0(\omega^2 - k_z^2 V_A^2)} \quad (4.127)$$

Da gefordert wird, dass δE_x und δE_y bei $z = 0$ und $z = z_0$ Null sind, ergibt sich hier wie bei der stehenden Alfvénwelle die Bedingung: $k_z z_0 = n\pi$ mit $n \in \mathbb{N}$. Auch hierbei muss also zwischen den ionosphärischen Fußpunkten bei einer stehenden Welle ein ganzzahliges Vielfaches der halben Wellenlänge Platz finden: $z_0 = n\lambda/2$.

Aus der Störung des elektrischen Feldes (4.125) und (4.126) lassen sich auch die anderen gestörten Größen berechnen. Über $\underline{E} = -\underline{v} \times \underline{B}_0$ mit $\underline{B}_0 = B_0 \underline{e}_z$ hängen die x

und y -Komponenten von \underline{E} mit denjenigen von \underline{v} zusammen: $E_x = -v_y B_0$ und $E_y = v_x B_0$. Damit folgen diese Geschwindigkeitskomponenten zu:

$$\delta v_x = \frac{\delta E_y}{B_0} = \frac{2i\omega\psi}{\rho_0(\omega^2 - k_z^2 V_A^2)} k_x \sin(k_z z) e^{ik_x x + ik_y y - i\omega t} = \Omega k_x \sin(k_z z) e^{ik_x x + ik_y y - i\omega t} \quad (4.128)$$

$$\delta v_y = -\frac{\delta E_x}{B_0} = \frac{2i\omega\psi}{\rho_0(\omega^2 - k_z^2 V_A^2)} k_y \sin(k_z z) e^{ik_x x + ik_y y - i\omega t} = \Omega k_y \sin(k_z z) e^{ik_x x + ik_y y - i\omega t} \quad (4.129)$$

$$\text{mit } \Omega = \frac{2i\omega\psi}{\rho_0(\omega^2 - k_z^2 V_A^2)} \quad (4.130)$$

Die Einheit von Ω ist hierbei: $[\Omega] = \text{m}^2/\text{s}$. Die dritte Geschwindigkeitskomponente in z -Richtung kann man mittels der Inkompressibilitätsbedingung $\nabla \cdot \delta \underline{v} = 0$ ausrechnen:

$$-\frac{\partial \delta v_x}{\partial x} - \frac{\partial \delta v_y}{\partial y} = -i\Omega \sin(k_z z) e^{ik_x x + ik_y y - i\omega t} (k_x^2 + k_y^2) = \frac{\partial \delta v_z}{\partial z} \quad (4.131)$$

$$\Rightarrow \delta v_z = \frac{i\Omega}{k_z} \cos(k_z z) e^{ik_x x + ik_y y - i\omega t} (k_x^2 + k_y^2) \quad (4.132)$$

Mit den Geschwindigkeitskomponenten der stehenden KS-Mode können die Komponenten der Magnetfeldstörung berechnet werden. Im inkompressiblen Fall mit $\underline{B}_0 = B_0 \underline{e}_z$ reduziert sich die Induktionsgleichung (4.39) auf:

$$\frac{\partial \delta \underline{b}}{\partial t} = B_0 \frac{\partial \delta \underline{v}}{\partial z} \quad (4.133)$$

Somit folgt für die Störung des magnetischen Feldes $\delta \underline{b}$:

$$-i\omega \delta \underline{b} = B_0 \Omega e^{ik_x x + ik_y y - i\omega t} \begin{pmatrix} k_x k_z \cos(k_z z) \\ k_y k_z \cos(k_z z) \\ -i(k_x^2 + k_y^2) \sin(k_z z) \end{pmatrix} \quad (4.134)$$

bzw. aufgelöst nach $\delta \underline{b}$:

$$\delta \underline{b} = \frac{B_0 \Omega}{\omega} e^{ik_x x + ik_y y - i\omega t} \begin{pmatrix} ik_x k_z \cos(k_z z) \\ ik_y k_z \cos(k_z z) \\ (k_x^2 + k_y^2) \sin(k_z z) \end{pmatrix} \quad (4.135)$$

Dies ist ein sehr interessantes Ergebnis, da die Abhängigkeit der Amplitude der Magnetfeldkomponenten von der feldparallelen z -Richtung nicht einheitlich ist. Aus der Betrachtung der klassischen Feldlinienresonanz und der damit verbundenen stehenden Alfvénwelle in der Magnetosphäre (Abschnitt 4.1 ab Seite 106) sei in Erinnerung gerufen, dass die Magnetfeldstörung an der Ionosphäre maximiert, so wie es für die feldsenkrechten Komponenten δb_x und δb_y hier der Fall ist. Die z -Komponente δb_z weist dagegen ein anderes Verhalten auf. Sie maximiert in der Grundmode in der magnetischen Äquatorialebene: Dort weist die Störung des magnetischen Druckes folglich die höchste Amplitude auf, die Amplitude der feldsenkrechten Komponenten ist dagegen minimal. Somit sieht die stehende Kruskal-Schwarzschild-Mode an den Ionosphären, dort wo sie reflektiert wird, wie eine Alfvénwelle aus; dazwischen, dort wo sie vermeintlich angeregt wird, ist die Störung kompressibel.

Es folgt die Berechnung der Störung der Stromdichte $\underline{\delta j}$ bei einer stehenden KS-Mode:

$$\begin{aligned}\underline{\delta j} &= \frac{\nabla \times \underline{\delta b}}{\mu_0} = \frac{iB_0\Omega}{\mu_0\omega} e^{ik_x x + ik_y y - i\omega t} \begin{pmatrix} (k_x^2 + k_y^2)k_y \sin(k_z z) + k_y k_z^2 \sin(k_z z) \\ -k_x k_z^2 \sin(k_z z) - (k_x^2 + k_y^2)k_x \sin(k_z z) \\ ik_x k_y k_z \cos(k_z z) - ik_x k_y k_z \cos(k_z z) \end{pmatrix} \\ &= \frac{iB_0\Omega}{\mu_0\omega} \sin(k_z z) e^{ik_x x + ik_y y - i\omega t} \begin{pmatrix} (k_x^2 + k_y^2)k_y + k_y k_z^2 \\ -k_x k_z^2 - (k_x^2 + k_y^2)k_x \\ 0 \end{pmatrix} = 0\end{aligned}\quad (4.136)$$

Wie man sieht, ist die Stromdichte-Komponente parallel zum Magnetfeld identisch Null. Es sei daran erinnert, dass diese Rechnung unter der Annahme eines inkompressiblen Plasmas durchgeführt wird. Dabei gilt $k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = 0$, so dass auch insgesamt $\underline{\delta j} = 0$ folgt: Es gibt in beiden Halbräumen überhaupt keinen Strom. Die Störung der elektrischen Stromdichte findet einzig und allein in der MP statt (siehe unten).

Alle berechneten Größen gelten zunächst einmal nur in einem der beiden Halbräume (Magnetosheath oder Magnetosphäre). Es sollen nun auch die Übergangsbedingungen noch einmal betrachtet werden. Die Geschwindigkeitskomponente δv_x (4.128) sollte an der MP stetig übergehen:

$$\delta v_{x,1} = \Omega_1 k_{x,1} \sin(k_z z) e^{ik_y y - i\omega t} = \Omega_2 k_{x,2} \sin(k_z z) e^{ik_y y - i\omega t} = \delta v_{x,2}\quad (4.137)$$

Hierbei bezeichnen die Indizes 1 und 2 die beiden Seiten $x < 0$ (Magnetosheath) und $x > 0$ (Magnetosphäre). Da auf beiden Seiten der MP die Amplitude zu entgegengesetzten Richtungen entlang x abfällt (nach $-x$ bei $x < 0$ und nach $+x$ bei $x > 0$), muss sich das Vorzeichen von k_x über die MP ändern. Gleichzeitig wird über die Inkompressibilitätsbedingung aber gefordert, dass der Betrag von k_x sich über die MP nicht ändert. Es gilt also $k_{x,1} = -k_{x,2}$. Damit die Bedingung $\delta v_{x,1} = \delta v_{x,2}$ erfüllt werden kann, muss auch Ω das Vorzeichen über die MP hinweg wechseln:

$$\Omega_1 = \frac{2i\omega\psi_1}{\rho_{0,1}(\omega^2 - k_z^2 V_{A,1}^2)} = -\Omega_2 = -\frac{2i\omega\psi_2}{\rho_{0,2}(\omega^2 - k_z^2 V_{A,2}^2)}\quad (4.138)$$

Die andere Übergangsbedingung an der MP ist: $\psi_1 = \psi_2$. Folglich kann ein Vorzeichenwechsel nur durch den Nenner von Ω vollzogen werden: $\omega^2 - k_z^2 V_A^2$. Die KS-Mode bewegt sich also auf einer Seite etwas schneller in feldparallele Richtung und auf der anderen etwas langsamer als eine Alfvénwelle gleicher Frequenz. Gleichung (4.138) ist die von Chen und Hasegawa (1974a) berechnete Dispersionsrelation (4.107) für KS-Moden:

$$\omega^2 = k_z^2 \frac{B_{0,1}^2 + B_{0,2}^2}{\mu_0(\rho_{0,1} + \rho_{0,2})}\quad (4.139)$$

Da δv_y (4.129) den Faktor k_x nicht enthält, ändert sich das Vorzeichen dieser Komponente über die MP hinweg. Es gilt: $\delta v_{y,1} = -\delta v_{y,2}$. Entsprechend gilt dies für die z -Komponente: $\delta v_{z,1} = -\delta v_{z,2}$. In der Gleichung für die Störung der magnetischen Induktion δb_x (4.135) in Normalenrichtung zur MP:

$$\delta b_x = \frac{B_0\Omega}{\omega} e^{ik_x x + ik_y y - i\omega t} ik_x k_z \cos(k_z z)\quad (4.140)$$

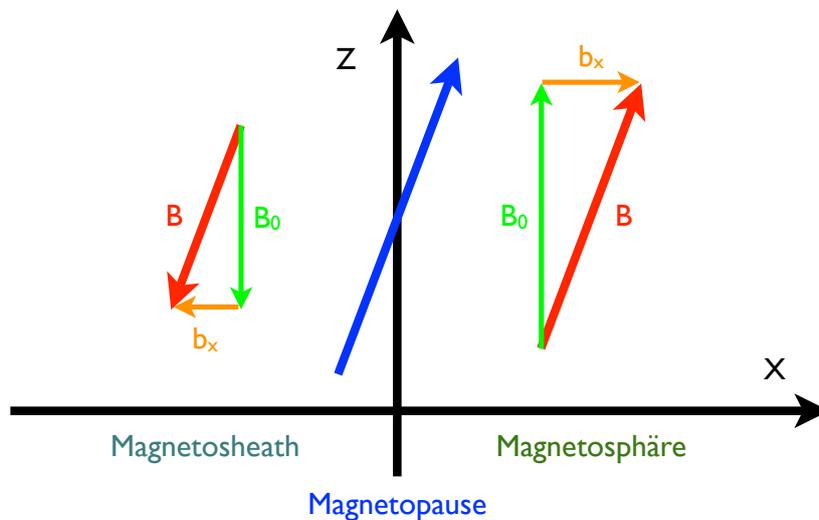


Abbildung 4.4: Die MP (blau) ist lokal gegenüber der z -Richtung inkliniert. Die x -Komponenten der Magnetfeldstörung $\delta \underline{b}$ (orange) gehen an dieser Stelle nicht stetig über; dies gilt nur für das Verhältnis $\delta b_x/B_0$ dieser Störungskomponenten mit den respektiven Hintergrundmagnetfeldern B_0 (grün), die in beiden Halbräumen parallel zur z -Achse gerichtet sind: $\underline{B}_0 = B_0 \underline{e}_z$. Das resultierende Feld liegt somit auf beiden Seiten parallel zur MP; $\nabla \cdot \underline{B} = 0$ ist über die Grenzfläche hinweg gültig.

ist ein Faktor Ωk_x enthalten, der sich über die Grenzfläche hinweg nicht ändert. Desweiteren ist aber auch der Faktor B_0 enthalten, und genau dieser soll sich ja über die MP ändern. Folglich geht bei $x = 0$ nicht δb_x selbst, sondern das Verhältnis $\delta b_x/B_0$ stetig über; gleiche relative Störungen des Magnetfeldes im Bezug auf das Hintergrundmagnetfeld führen bei einer entsprechenden Inklinierung der MP dazu, dass die MP als Tangentialdiskontinuität erhalten bleibt. Dies ist in Abbildung 4.4 illustriert: Die MP sei gegenüber der z -Achse inkliniert. Da das Verhältnis $\delta b_x/B_0$ stetig übergeht, liegen die resultierenden Magnetfeldvektoren $\underline{B} = \underline{B}_0 + \delta \underline{b}$ weiterhin tangential zur MP, obwohl die x -Komponenten auf beiden Seiten voneinander abweichen. Die resultierende lokale Normalkomponente des Magnetfeldes ist Null: Folglich bleibt auch die Bedingung $\nabla \cdot \underline{B} = 0$ über die MP hinweg gültig.

Die Situation ist entlang der gesamten MP noch einmal in Abbildung 4.5 dargestellt. Es werde die Grundmode einer stehenden KS-Mode angenommen, so dass genau eine halbe Wellenlänge zwischen die Ionosphären bei $z = 0$ und $z = z_0$ passt. In der Äquatorialebene maximiert die x -Komponente des Geschwindigkeitsfeldes δv_x . Die MP ist dagegen nicht inkliniert (bezüglich der z -Achse); folglich gibt es auch keine x -Komponente des Magnetfeldes, wie aus Beziehung (4.140) deutlich wird. Das Magnetfeld ist also auf beiden Seiten der Grenzfläche in der x - z -Ebene ebenfalls nicht inkliniert und liegt tangential zur MP (in der Äquatorialebene). In der Nähe der Ionosphären maximiert gerade diese Komponente δb_x ; die resultierenden Magnetfeldvektoren liegen, wie man auch in Abbildung 4.4 erkennen kann, trotzdem tangential zur MP, die an dieser Stelle ebenfalls eine lokale Inklinierung aufweist. Die Geschwindigkeit der MP in x -Richtung ist dagegen hier Null; deren Differenz zur Äquatorialebene ermöglicht erst die Inklinierung der MP.

Aus den Übergängen der Komponenten δb_y und δb_z können die Ströme auf der MP

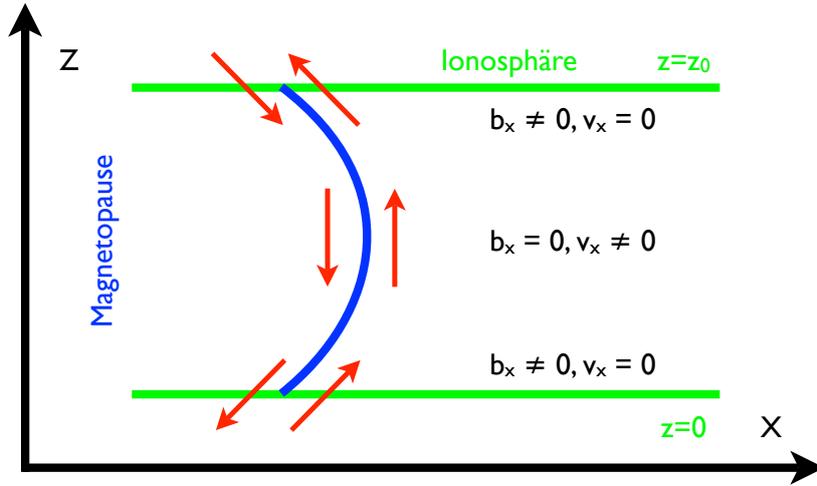


Abbildung 4.5: An den Ionosphären ist die Geschwindigkeit in x -Richtung Null, die Inklination der MP sowie δb_x sind hier maximal; das resultierende Magnetfeld bleibt tangential zur MP. In der Äquatorialebene $z = z_0/2$ maximiert δv_x ; die MP ist nicht inkliniert, folglich ist $\delta b_x = 0$; das resultierende Magnetfeld ist auch hier tangential zur MP.

errechnet werden, die die Störung zum Hintergrundstrom (Chapman-Ferraro-Strom) darstellen. Dieser Flächenstrom bewirkt gerade die Rotation des Hintergrundmagnetfeldes über die MP hinweg. Aus $\underline{j}_0 = \nabla \times \underline{B}_0 / \mu_0$ erhält man durch Integration und Anwendung des Stokesschen Satzes einen Ausdruck für die Flächenstromdichte J_0 (in y -Richtung):

$$J_0 = j_{y,0} \Delta x_{mp} = \frac{B_{0,1} - B_{0,2}}{\mu_0} \quad (4.141)$$

wobei angenommen wurde, dass das Hintergrundmagnetfeld in beiden Halbräumen in z -Richtung zeigt: $\underline{B}_{0,1} = B_{0,1} \underline{e}_z$ und $\underline{B}_{0,2} = B_{0,2} \underline{e}_z$. Mit Δx_{mp} wird eine typische Breite der MP bezeichnet. Wendet man (4.141) auf die Störungskomponenten δb_y und δb_z tangential zur MP an, so erhält man die Störung der Chapman-Ferraro-Flächenstromdichte J_0 bei $x = 0$:

$$\begin{aligned} \delta J_y &= \frac{\delta b_{z,1} - \delta b_{z,2}}{\mu_0} = \frac{\sin(k_z z) e^{ik_y y - i\omega t}}{\omega \mu_0} (B_{0,1} \Omega_1 (k_{x,1}^2 + k_y^2) - B_{0,2} \Omega_2 (k_{x,2}^2 + k_y^2)) \\ &= \frac{k_z^2 \sin(k_z z) e^{ik_y y - i\omega t}}{\omega \mu_0} (B_{0,2} \Omega_2 - B_{0,1} \Omega_1) \end{aligned} \quad (4.142)$$

$$\delta J_z = \frac{\delta b_{y,2} - \delta b_{y,1}}{\mu_0} = \frac{ik_y k_z \cos(k_z z) e^{ik_y y - i\omega t}}{\omega \mu_0} (B_{0,2} \Omega_2 - B_{0,1} \Omega_1) \quad (4.143)$$

Hierbei wurde bei (4.142) ausgenutzt, dass $k_{x,1}^2 + k_y^2 = k_{x,2}^2 + k_y^2 = -k_z^2$ in der Näherung des inkompressiblen Plasmas gilt. Rechnet man die Flächendivergenz in der MP aus, so ergibt sich:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \delta J &= \frac{\partial \delta J_y}{\partial y} + \frac{\partial \delta J_z}{\partial z} = \frac{ik_y k_z^2 \sin(k_z z) e^{ik_y y - i\omega t}}{\omega \mu_0} (B_{0,2} \Omega_2 - B_{0,1} \Omega_1) \\ &\quad - \frac{ik_y k_z^2 \sin(k_z z) e^{ik_y y - i\omega t}}{\omega \mu_0} (B_{0,2} \Omega_2 - B_{0,1} \Omega_1) = 0 \end{aligned} \quad (4.144)$$

Die Flächendivergenz verschwindet, so dass keine Ströme in den Halbräumen geschlossen werden müssen. Alle Stromschleifen verlaufen in der $x = 0$ Ebene innerhalb der MP.

Aus den Einzelkomponenten von δJ ist außerdem ersichtlich, dass an den Ionosphären ($z = 0$ und $z = z_0$) im Wesentlichen feldparallele Ströme (in z -Richtung) fließen. Die feldparallelen Ströme werden in der Ionosphäre geschlossen, was die Reflexion der KS-Mode bewirkt und damit stehende KS-Moden ermöglicht. Dies steht im Einklang mit dem Ergebnis für die Störung des Magnetfeldes $\delta \underline{b}$: An den Ionosphären ist diese Störung auf die feldsenkrechte x - y -Ebene beschränkt; die KS-Mode hat dort Alfvénischen Charakter. In der Grundmode fließen in der Äquatorialebene dagegen azimuthale Ströme, die eine Störung des Chapman-Ferraro-Stromes in Richtung desselben darstellen. Sie stehen im Einklang mit der dortigen Bewegung der MP in radiale Richtung (δv_x) sowie mit der kompressiblen Störung des Magnetfeldes (δb_z) bei einer stehenden KS-Mode. Es handelt sich um eine reine Oberflächenwelle; die MP kann dabei mit einer Membran identifiziert werden, die zwischen den Ionosphären eingespannt ist. Stehende KS-Moden stellen Eigenmoden der MP-Membran dar; aufgrund der Quantisierung der Wellenzahl k_z werden sie nur bei einzelnen, diskreten Eigenfrequenzen auftreten.

Um die Frage zu klären, ob auch die Beobachtungen der „magischen“ Frequenzen (MF) durch diese Wellen erklärt werden können, soll berechnet werden, mit welchen Frequenzen sich stehende KS-Moden auf der MP einstellen können. Wie bereits ermittelt gilt zwischen den Ionosphären (Entfernung entlang der MP-Feldlinien: z_0) die Bedingung $k_z z_0 = n\pi$ und damit $z_0 = n\lambda/2$, wobei mit λ die Wellenlänge der KS-Mode in feldparalleler Richtung bezeichnet wird. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit in dieser Richtung ($V_{\text{ph},z}$) ist durch die Dispersionsrelation (4.107) gegeben:

$$V_{\text{ph},z}^2 = \frac{\omega^2}{k_z^2} = \frac{B_{0,1}^2 + B_{0,2}^2}{\mu_0(\rho_{0,1} + \rho_{0,2})} \quad (4.145)$$

Die Eigenfrequenzen der stehenden KS-Moden können nach Plaschke et al. (2009b) damit berechnet werden; es gilt: $V_{\text{ph},z} = f\lambda = f2z_0/n$, wobei mit f die Frequenz bezeichnet wird. Daraus folgt:

$$f = n \frac{V_{\text{ph},z}}{2z_0} = n \frac{1}{2z_0} \sqrt{\frac{B_{0,1}^2 + B_{0,2}^2}{\mu_0(\rho_{0,1} + \rho_{0,2})}} \quad (4.146)$$

Um typische Eigenfrequenzen berechnen zu können, müssen Werte für B_0 und ρ_0 auf beiden Seiten der MP angenommen werden; diese Werte werden aus Phan et al. (1994), einer statistischen Analyse der Plasmaumgebung um die MP, entnommen. In dieser Arbeit werden die Fälle hohen und niedrigen Scherwinkels des Magnetfeldes über die MP hinweg gesondert betrachtet. Ein eingeschlossener Winkel zwischen den mittleren Magnetfeldrichtungen in Magnetosheath und Magnetosphäre von unter 30° (über 60°) wird in Phan et al. (1994) als niedriger (hoher) Scherwinkel bezeichnet.

Im Fall niedriger Verscherung erhalten sie Werte für den magnetischen Druck p_B in der Magnetosheath (Halbraum 1) und Magnetosphäre (Halbraum 2) von $p_{B,1} = 0.6$ nPa und $p_{B,2} = 1.7$ nPa. Daraus folgen typische Magnetfeldwerte von $B_{0,1} = 38.8$ nT und $B_{0,2} = 65.4$ nT. Die Protonendichte wird mit $N_1 = 20$ cm⁻³ und $N_2 = 3$ cm⁻³ angegeben. Multiplikation mit der Protonenmasse ergibt typische Werte für die Massendichte der Plasmen: $\rho_{0,1} = 3.35 \cdot 10^{-20}$ kg/m³ und $\rho_{0,2} = 5.02 \cdot 10^{-21}$ kg/m³. Setzt man diese Werte

in (4.145) ein, so erhält man für die Ausbreitungsgeschwindigkeit der KS-Mode entlang der MP den Wert:

$$V_{\text{ph},z,nV} = 346 \text{ km/s} \quad \text{bei niedriger magnetischer Verscherung.} \quad (4.147)$$

Für den Fall hoher Verscherung erhalten Phan et al. (1994) folgende Werte: $p_{B,1} = 0.3 \text{ nPa}$ und $p_{B,2} = 1.3 \text{ nPa}$, sowie $N_1 = 18 \text{ cm}^{-3}$ und $N_2 = 1 \text{ cm}^{-3}$. Daraus errechnen sich die Magnetfeldbeträge und Massendichten zu: $B_{0,1} = 27.5 \text{ nT}$ und $B_{0,2} = 57.2 \text{ nT}$, sowie $\rho_{0,1} = 3.01 \cdot 10^{-20} \text{ kg/m}^3$ und $\rho_{0,2} = 1.67 \cdot 10^{-21} \text{ kg/m}^3$. Eingesetzt in (4.145) ergibt dies eine Ausbreitungsgeschwindigkeit entlang der MP von:

$$V_{\text{ph},z,hV} = 317 \text{ km/s} \quad \text{bei hoher magnetischer Verscherung.} \quad (4.148)$$

Einen typischen Wert für die Distanz zwischen den ionosphärischen Fußpunkten entlang der korrespondierenden subsolaren MP-Feldlinien erhält man beispielsweise mithilfe des Tsyganenko 89 Magnetfeldmodells (z. B. Tsyganenko 1990) durch Verfolgung der Feldlinien ausgehend vom subsolaren Punkt mit der Entfernung von $r_0 = 11.6 R_E$. Der Wert von r_0 entspricht dabei dem Median bzw. Mittelwert der äquivalenten subsolaren MP-Distanzen der MP-Beobachtungen (siehe Abschnitt 3.2 ab Seite 66). Eine typische Länge der (magnetosphärischen) Feldlinien der MP beträgt dann¹ (Plaschke et al. 2009b):

$$z_0 = 2.73 \cdot 10^5 \text{ km} \quad (4.149)$$

Unter Verwendung von (4.146) können nun typische Eigenfrequenzen für stehende KS-Moden berechnet werden. Für den Fall niedriger magnetischer Verscherung ergibt sich für die ersten fünf Werte von f_n mit $n \in \{1, \dots, 5\}$:

$$\begin{array}{lll} f_1 = 0.63 \text{ mHz} & f_2 = 1.27 \text{ mHz} & f_3 = 1.90 \text{ mHz} \\ & f_4 = 2.53 \text{ mHz} & f_5 = 3.17 \text{ mHz} \end{array} \quad (4.150)$$

Bei hoher magnetischer Verscherung ergeben sich die Eigenfrequenzen zu:

$$\begin{array}{lll} f_1 = 0.58 \text{ mHz} & f_2 = 1.16 \text{ mHz} & f_3 = 1.74 \text{ mHz} \\ & f_4 = 2.32 \text{ mHz} & f_5 = 2.90 \text{ mHz} \end{array} \quad (4.151)$$

Wie man sieht, passen die ausgerechneten Eigenfrequenzen für den Fall niedriger magnetischer Verscherung schon außerordentlich gut zu den von Ruohoniemi et al. (1991) und Samson et al. (1991) gefundenen Frequenzen. Die Werte für den Fall hoher Verscherung fallen insgesamt etwas zu niedrig aus; es ist aber zu vermerken, dass die Dispersionsrelation, die zur Berechnung der Ausbreitungsgeschwindigkeit $V_{\text{ph},z}$ verwendet wurde, explizit für den Fall niedriger Verscherung hergeleitet wurde (Hintergrundmagnetfeld in beiden Halbräumen in z -Richtung: kein eingeschlossener Scherwinkel). Außerdem ist damit zu rechnen, dass die Frequenzwerte eine untere Abschätzung darstellen und noch etwas höher liegen sollten, da in der Nähe der Fußpunkte die Alfvéngeschwindigkeit aufgrund

¹Grundlage für diesen Wert ist die Auswertung des Modell-Magnetfeldes (Tsyganenko 89) für den 23. März 2007, 12 UT. Berechnungen der MP-Feldlinien-Längen zu unterschiedlichen Zeitpunkten haben gezeigt, dass dies als typischer Wert anzusehen ist.

der Zunahme der Magnetfeldstärke stark zunimmt, und somit die effektive Distanz zwischen den Ionosphären verkürzt wird. Dies würde die Frequenzen noch leicht erhöhen, so dass dann (im Fall niedriger Verschönerung) von einer exzellenten Übereinstimmung mit den MF-Werten von 1.3, 1.9, 2.6 und 3.3 mHz auszugehen ist. Eine Grundfrequenz von $f_0 = 0.65$ mHz würde ideal zu den MF passen. In diesem Fall lägen die höheren Harmonischen bei 1.3, 1.95, 2.6 und 3.25 mHz. Es darf aber dabei nicht vergessen werden, dass es sich bei der hier präsentierten Rechnung letztendlich nur um eine Abschätzung der Eigenfrequenzen handelt.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass die stehenden KS-Moden (Eigenmoden der MP) Eigenfrequenzen aufweisen, die mit den MF sehr gut übereinstimmen. Aus diesem Grund könnten sie die Ursache für magnetosphärische Beobachtungen der MF darstellen; insbesondere ergibt sich die beobachtete Frequenzselektion in natürlicher Weise. Die MP wirkt dabei als Membran, die zwischen den ionosphärischen Fußpunkten der geschlossenen MP-Feldlinien eingespannt ist. Die stehenden KS-Moden sind dann mit den Eigenmoden einer Membranschwingung zu identifizieren; mögliche Anregungsmechanismen dieser Eigenmoden der MP werden im Folgenden diskutiert.

4.4.4 Anregung von Kruskal-Schwarzschild-Moden

Bisher wurde die MP in diesem Kapitel als infinitesimal dünne Grenzschicht zwischen zwei Halbräumen betrachtet. Die MP weist jedoch, wie anfangs dargelegt, eine endliche Ausdehnung auf. Innerhalb dieser für magnetosphärische Längenskalen dünnen Schicht findet die Rotation des Magnetfeldes von der Magnetosheath zur Magnetosphäre statt. Da das Magnetfeld typischerweise in der Magnetosphäre stärker ist, und da die Massendichte des Plasmas von der Magnetosheath zur Magnetosphäre oft um über eine Größenordnung abnimmt, herrscht innerhalb der MP-Region ein starker Gradient der Alfvéngeschwindigkeit V_A . Die Vermutung liegt also nahe, dass der Prozess der Modenkopplung zwischen einer kompressiblen Störung aus der Magnetosheath und einer Alfvénwelle an der Position der MP zur Anregung einer KS-Mode führen könnte (vgl. Abschnitt 4.1 zur Feldlinienresonanz ab Seite 106). Diese Möglichkeit soll nun untersucht werden.

4.4.4.1 Feldlinienresonanz in der Magnetopause

Praktisch alle Vorarbeiten dafür sind in den vorhergehenden Abschnitten dieses Kapitels bereits geleistet worden. Für den allgemeineren Fall der nicht-trivialen x -Abhängigkeit aller Größen, insbesondere der Grundgrößen wie $B_0(x)$, wurden die Differentialgleichungen (4.88) und (4.89) für die Größen $\xi_x(x)$ (Verschiebung des Plasmas in x -Richtung) und $\psi(x)$ (Gesamtdruck) erhalten:

$$\frac{\partial \xi_x}{\partial x} = -\psi \frac{G(x)}{F(x)} \quad (4.152)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial x} = \xi_x F(x) \quad (4.153)$$

Hierbei sind die Größen G und F gemäß (4.86) und (4.87) gegeben durch:

$$G(x) = \frac{\omega^4}{\omega^2(V_S^2 + V_A^2) - (\underline{V}_A \cdot \underline{k}_t)^2 V_S^2} - k_t^2 \quad (4.154)$$

$$F(x) = \rho_0(\omega^2 - (\underline{V}_A \cdot \underline{k}_t)^2) \quad (4.155)$$

Dieses System von 2 Differentialgleichungen 1. Ordnung beschreibt die Variation der gestörten Größen in x -Richtung vollständig. Durch die Auswertung der Komponente der MHD Gleichungen (4.57) und (4.59) auf Seite 125, die lokal senkrecht zu \underline{e}_x und \underline{B}_0 steht, erhält man eine dritte Bestimmungsgleichung für einige der gestörten Größen. Skalare Multiplikation der besagten Gleichungen mit $(\underline{e}_{B_0} \times \underline{e}_x)$ ergibt:

$$\begin{aligned} -i\omega\rho_0\underline{v} \cdot (\underline{e}_{B_0} \times \underline{e}_x) &= -i\psi\underline{k}_t \cdot (\underline{e}_{B_0} \times \underline{e}_x) + \frac{i}{\mu_0}(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t)\underline{b} \cdot (\underline{e}_{B_0} \times \underline{e}_x) \\ &+ \frac{b_x}{\mu_0} \left(\frac{\partial \underline{B}_0}{\partial x} \cdot (\underline{e}_{B_0} \times \underline{e}_x) \right) \end{aligned} \quad (4.156)$$

$$-i\omega\underline{b} \cdot (\underline{e}_{B_0} \times \underline{e}_x) = i(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t)\underline{v} \cdot (\underline{e}_{B_0} \times \underline{e}_x) - v_x \left(\frac{\partial \underline{B}_0}{\partial x} \cdot (\underline{e}_{B_0} \times \underline{e}_x) \right) \quad (4.157)$$

Die beiden letzten Terme der Gleichungen sind strukturell gleich, wenn man berücksichtigt, dass sich v_x zu $b_x = -(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t)v_x/\omega$ umrechnen lässt. Einsetzen dieser Beziehung in die zweite Gleichung und Umstellen nach diesem Term ergibt dann:

$$\frac{b_x}{\mu_0} \left(\frac{\partial \underline{B}_0}{\partial x} \cdot (\underline{e}_{B_0} \times \underline{e}_x) \right) = -i \frac{(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t)^2}{\omega\mu_0} \underline{v} \cdot (\underline{e}_{B_0} \times \underline{e}_x) - i \frac{(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t)}{\mu_0} \underline{b} \cdot (\underline{e}_{B_0} \times \underline{e}_x) \quad (4.158)$$

Dies kann nun in die Gleichung (4.156) eingesetzt werden. Es folgt:

$$-i\omega\rho_0\underline{v} \cdot (\underline{e}_{B_0} \times \underline{e}_x) + i\psi\underline{k}_t \cdot (\underline{e}_{B_0} \times \underline{e}_x) = -i \frac{(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t)^2}{\omega\mu_0} \underline{v} \cdot (\underline{e}_{B_0} \times \underline{e}_x) \quad (4.159)$$

Nun wird als Index zur Kennzeichnung der Richtung, die lokal entlang $\underline{e}_{B_0} \times \underline{e}_x$ zeigt, das Symbol \perp eingeführt. Damit lässt sich die entsprechende Wellenvektorkomponente und Geschwindigkeitskomponente mit $k_\perp = \underline{k}_t \cdot (\underline{e}_{B_0} \times \underline{e}_x)$ respektive $v_\perp = \underline{v} \cdot (\underline{e}_{B_0} \times \underline{e}_x)$ abkürzen. Desweiteren gilt $-i\omega\xi_\perp = v_\perp$, wodurch sich (4.159) folgendermaßen vereinfacht:

$$-\omega^2\rho_0\xi_\perp + i\psi k_\perp = -\frac{(\underline{B}_0 \cdot \underline{k}_t)^2}{\mu_0}\xi_\perp \quad (4.160)$$

Auflösen nach ξ_\perp und Anwendung der Definition der Alfvéngeschwindigkeit ergibt dann schließlich (Walker 2005):

$$\xi_\perp = \frac{i\psi k_\perp}{\rho_0(\omega^2 - (\underline{V}_A \cdot \underline{k}_t)^2)} = \frac{i\psi k_\perp}{F} \quad (4.161)$$

Diese Störung der Auslenkung (bzw. des Geschwindigkeitsfeldes) in senkrechter Richtung zum Gradienten der Grundzustandsgrößen und zum Magnetfeld kann mit der toroidalen (transversalen) Alfvénwelle identifiziert werden. Deren Abhängigkeit von der Amplitude der Druckstörung zeigt, dass die Alfvénwelle von den magnetosonischen Wellen,

die mit einer Druckstörung einhergehen, getrieben wird. Umgekehrt gibt es aber keine Beeinflussung der magnetosonischen Moden durch die Alfvénwelle. Dies kann man gerade an der fehlenden Abhängigkeit des Gleichungssystems aus (4.152) und (4.153) von den Komponenten ξ_{\perp} bzw. v_{\perp} sehen (vgl. auch Walker 2005). Im Fall $k_{\perp} = 0$, womit der Wellenvektor in der Ebene senkrecht zu x nur noch in Magnetfeldrichtung liegen könnte, wäre die Alfvénwelle nicht mehr von den magnetosonischen Wellen abhängig; die Lösungen für die Moden wären vollständig entkoppelt.

Aus den beiden gekoppelten partiellen Differentialgleichungen 1. Ordnung (4.152) und (4.153) lassen sich zwei gleichwertige gewöhnliche Differentialgleichungen 2. Ordnung in ψ und ξ_x bestimmen. Aus (4.153) ergibt sich durch Differentiation:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = \frac{\partial F}{\partial x} \xi_x + F \frac{\partial \xi_x}{\partial x} \quad (4.162)$$

Einsetzen von (4.152) und (4.153) ergibt dann:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = \frac{1}{F} \frac{\partial F}{\partial x} \frac{\partial \psi}{\partial x} - G \psi \quad (4.163)$$

In Kurzschreibweise, in der Ableitungen nach x durch einen Strich (') gekennzeichnet werden, lautet diese Gleichung:

$$\psi'' = \frac{F'}{F} \psi' - G \psi \quad (4.164)$$

Auf ähnliche Weise kann man leicht eine Differentialgleichung für ξ_x herleiten. Diese lautet dann:

$$\xi_x'' = \left(\frac{G'}{G} - \frac{F'}{F} \right) \xi_x' - G \xi_x = - \left[\frac{F}{G} \right]' \frac{G}{F} \xi_x' - G \xi_x \quad (4.165)$$

Die Differentialgleichungen (4.164) und (4.165) entsprechen derjenigen für die y -Komponente des elektrischen Feldes (4.12), die in Southwood (1974) zur Erklärung der Feldlinienresonanz hergeleitet wurde. Die Unterschiede folgen aus den verschiedenen Grundannahmen. In Southwood (1974) wurde ein kaltes Plasma angenommen; die Modenkopplung findet in einem inhomogenen Plasma statt, dessen Inhomogenität sich in einer variablen Massendichte äußert. Hier sind diese Einschränkungen aufgehoben: Der Gradient der Alfvéngeschwindigkeit kann auch durch eine Variation im Magnetfeld \underline{B}_0 gegeben sein. Dies verkompliziert die Situation; beispielsweise darf nun die Hintergrundstromdichte \bar{j}_0 nicht mehr zu Null gesetzt werden. Obige Differentialgleichungen lassen sich wieder in eine Form bringen, die derjenigen von Gleichung (4.12) aus dem einfacheren Modell von Southwood (1974) entspricht. Dies wird in Anhang A.2 ab Seite 201 gezeigt.

Betrachtet wird nun eine einfallende Fast-Mode, die sich (auch) in x -Richtung entlang des Gradienten der Grundzustandsgrößen ausbreitet. Die Variation der gestörten Größen wird dabei, wie bereits erwähnt, durch die Differentialgleichungen (4.164) und (4.165) beschrieben. Diese Differentialgleichungen weisen einige interessante Punkte auf, die im Folgenden diskutiert werden (vgl. auch Abschnitt 4.1 ab Seite 106 über die Feldlinienresonanz).

Wie man an der Form von $F(x) = \rho_0(\omega^2 - (\underline{V}_A \cdot \underline{k}_t)^2)$ erkennen kann, ist diese Variable bei der Beschreibung einer lokalen, transversalen Alfvénwelle identisch Null, da die Dispersionsrelation für die Alfvénwelle durch $\omega^2 = (\underline{V}_A \cdot \underline{k}_t)^2$ gegeben ist. Die Terme der einfachen Ableitungen in den Differentialgleichungen (4.164) und (4.165) sind dann nicht mehr endlich. Falls \underline{k}_t und ω Parameter einer einfallenden Fast-Mode sind, so stimmen diese am Punkt x_R , für den

$$F(x_R) = 0 \quad \text{mit} \quad F(x) = \rho_0(\omega^2 - (\underline{V}_A \cdot \underline{k}_t)^2) \quad (4.166)$$

gilt, mit denjenigen einer dort lokal laufenden Alfvénwelle überein. Dieser Ort wird deshalb auch als Resonanzpunkt bezeichnet; er wird in Abschnitt 4.1 für das in Southwood (1974) betrachteten Modell der Feldlinienresonanz diskutiert. Aufgrund des dort angenommenen konstanten Hintergrundmagnetfeldes zerfällt das Skalarprodukt $\underline{V}_A \cdot \underline{k}_t$ (siehe obige Bedingung) in das Produkt der Skalare $V_A k_z$. Die Interpretation bleibt jedoch gleich: Die Kopplung zwischen den Wellen ist am Resonanzpunkt maximal: Energie kann aus der Fast Mode in die Alfvén Mode übertragen werden. Wie oben beschrieben, ist dieser Energieübertragungsweg nur in eine Richtung nutzbar. Aus einer laufenden Alfvénwelle kann also keine Energie in eine Fast Mode ausgekoppelt werden.

Die Variable G dagegen beschreibt im Wesentlichen die Ausbreitung der magnetosonischen Wellen. Aus der Gleichung

$$G(x) = \frac{\omega^4}{\omega^2(V_S^2 + V_A^2) - (\underline{V}_A \cdot \underline{k}_t)^2 V_S^2} - k_t^2 = k_x^2 \quad (4.167)$$

lassen sich leicht die Dispersionsrelationen von Fast- und Slow-Mode herleiten; die Gleichung stellt einfach das Produkt beider Dispersionsrelationen dar. Obige Gleichung besagt folglich, dass in Gebieten mit $G(x) < 0$, magnetosonische Wellen in x -Richtung nicht ausbreitungsfähig sein können. Entsprechend breitet sich auch eine einfallende Fast- oder Slow-Mode nicht jenseits des Punktes x_T aus (Reflexionspunkt), wobei dieser Punkt durch $G(x_T) = 0$ gegeben ist. Ab diesem Punkt ist die Welle nur noch eine Oberflächenwelle exponentiell abklingender Amplitude. Die Propagationsbedingung $G(x) \geq 0$ lässt sich umschreiben zu:

$$\frac{\omega^4}{\omega^2(V_S^2 + V_A^2) - V_A^2 k_t^2 \cos^2 \theta V_S^2} \geq k_t^2 \quad (4.168)$$

Hierbei wird mit θ der Winkel zwischen den Vektoren \underline{k}_t und \underline{V}_A bezeichnet. Erweitern mit $V_A^2/\omega^2 > 0$ ergibt:

$$\frac{1}{1 + \frac{V_S^2}{V_A^2} \left(1 - \frac{k_t^2 V_A^2}{\omega^2} \cos^2 \theta\right)} \geq \frac{k_t^2 V_A^2}{\omega^2} \quad (4.169)$$

Abweichend von den einfachen Betrachtungen zur Feldlinienresonanz in Abschnitt (4.1) ist aus Gleichung (4.165) ersichtlich, dass ein singulärer Punkt nicht nur bei $F = 0$ vorhanden ist. Resonante Modenkopplung ist ebenfalls für $G = \infty$ möglich. Dies ist genau dann der Fall, wenn der Nenner der linken Seite von (4.169) Null wird. Man erhält dann

(De Keyser et al. 1999):

$$\begin{aligned}
1 + \frac{V_S^2}{V_A^2} \left(1 - \frac{k_t^2 V_A^2}{\omega^2} \cos^2 \theta \right) &= 0 \\
\Rightarrow \frac{k_t^2 V_A^2}{\omega^2} \cos^2 \theta &= 1 + \frac{V_A^2}{V_S^2} \\
\Rightarrow |k_{B_0}| = |k_t \cos \theta| &= \frac{\omega}{V_S} \sqrt{1 + \frac{V_S^2}{V_A^2}} \quad (4.170)
\end{aligned}$$

Hierbei bezeichnet k_{B_0} den Anteil des Wellenvektors \underline{k}_t in Richtung des lokalen ungestörten Magnetfeldes \underline{B}_0 . Dies entspricht einer Resonanz einer einfallenden Fast-Mode mit einer lokal entlang des Magnetfeldes laufenden Slow-Mode (engl.: slow mode resonance); Energie ginge in diesem Fall von der Fast-Mode auf die Slow-Mode über.

Der Prozess der resonanten Modenkopplung von Fast-Moden, die aus der Magneto-sheath zur MP propagieren, mit Alfvénwellen oder Slow-Moden in der MP selbst ist in zahlreichen Arbeiten behandelt worden, auf denen auch die vorgestellte Rechnung beruht:

Hervorzuheben ist dabei die Arbeit von Belmont et al. (1995). Sie lösen die Differentialgleichungen (4.152) und (4.153) nach Umformungen numerisch. Wie in Southwood (1974) wird angenommen, dass sich über die Grenzfläche nur die Dichte ändert, nicht aber das Magnetfeld. Desweiteren wird auch ein kaltes Plasma angenommen ($V_S = 0$). Somit bleiben von den MHD-Moden nur noch die Fast-Mode und die Alfvénwelle übrig. In dieser Näherung sind drei Szenarien möglich: 1. Eine aus der Magnetosheath einfallende kompressible Welle (Fast-Mode) propagiert durch die MP hindurch. Am Alfvén-geschwindigkeitsgradienten wird zwar ein Teil reflektiert, die transmittierte Welle breitet sich aber in der Magnetosphäre aus. 2. Die einfallende Welle wird total reflektiert; in der Magnetosphäre ist nur eine exponentiell abklingende Oberflächenwelle zu beobachten. 3. Zusätzlich zur auftretenden Oberflächenwelle tritt in der MP auch resonante Modenkopplung zu einer Alfvénwelle statt. Dabei wächst in dem betrachteten Modell (vgl. auch Southwood 1974) die Störungsamplitude lokal im Resonanzpunkt (x_R in der MP-Region) stark an. Welche Lösung sich bei gegebenen Plasmamparametern einstellt, ist insbesondere vom tangentialen Wellenvektor \underline{k}_t der einlaufenden Fast-Mode abhängig. Für kleine tangential Wellenzahlen sind dies Lösungen der Klasse 1 (transmittierte Welle ist ausbreitungsfähig).

De Keyser et al. (1999) gingen in einer Folgearbeit einen Schritt weiter und untersuchten den MP-Übergang unter realistischen Bedingungen. Es wurde ein stetiges (und glattes) MP-Profil für die Dichte, das Magnetfeld (Rotation des Vektors und Änderung im Betrag) und die Temperatur mit realistischen Werten vorgegeben. Die Einschränkung auf das kalte Plasma wurde aufgehoben ($V_S \neq 0$); damit ist auch eine Modenkopplung zwischen Fast- und Slow-Mode möglich, wie oben beschrieben. Auch sie lösten die Differentialgleichungen (4.152) und (4.153) numerisch.

Die Modenkopplung zur Alfvénwelle tritt auf, wenn lokal die Bedingung (4.166) erfüllt ist; für die Modenkopplung zur Slow-Mode muss die Bedingung (4.170) lokal gelten. Dort, wo dies der Fall ist, steigt die Amplitude einiger Größen lokal stark an. In der MP können in Abhängigkeit des konkreten Übergangsprofils und des tangentialen Wellenvektors der einlaufenden Welle an mehreren Punkten die Resonanzbedingungen für die

Alfvén- und Slow-Mode erfüllt sein. Außerdem kommt eine weitere Lösungsklasse hinzu: Resonante Modenkopplung kann in der MP stattfinden, gleichzeitig kann die transmittierte Welle in der Magnetosphäre ausbreitungsfähig sein. Für Details sei auf die Arbeit von De Keyser et al. (1999) verwiesen. Die Folgen einer breitbandigen Anregung werden in De Keyser (2000) und De Keyser und Čadež (2001) diskutiert.

Der Prozess der resonanten Modenkopplung kann also dazu beitragen, Energie kompressibler Wellen aus der Magnetosheath in Alfvénwellen oder Slow-Moden innerhalb der MP-Fläche umzuleiten. Dies geschieht an den Resonanzpunkten. Nun ist die Frage zu klären, ob es durch diesen Prozess möglich ist, eine KS-Mode auf der MP anzuregen: Die KS-Mode wird aus zwei in beiden Halbräumen exponentiell abklingenden Oberflächenwellen (an der MP) zusammengesetzt. Durch diese Kombination entsteht eine neue Mode, die nur entlang der MP propagieren kann, und die sich von der MP ausgehend nicht in die Halbräume hinein ausbreiten kann. Die tangentialen Wellenvektoren \underline{k}_t der KS-Moden müssen folglich so gegeben sein, dass die dazugehörigen magnetosonischen Moden in beiden Halbräumen nicht ausbreitungsfähig sind. Damit ergibt sich in natürlicher Weise ein Einwand gegen den hier beschriebenen Prozess der resonanten Modenkopplung zur Generierung von KS-Moden: Dafür muss nämlich gefordert werden, dass zumindest in der Magnetosheath, dem angenommenen Ursprung der Energie der Oberflächenwelle, eine laufende Welle mit demselben Wellenvektor \underline{k}_t (wie bei der KS-Mode) existiert. Eine Mode kann jedoch in einem Gebiet nicht gleichzeitig ausbreitungsfähige Welle und nicht-ausbreitungsfähige Oberflächenwelle sein.

Die Einkopplung erfolgt in der von Belmont et al. (1995) und De Keyser et al. (1999) dargelegten Theorie in Moden, die lokalen Charakters sind. Sie gehören zum Modenspektrum, das in Chen und Hasegawa (1974a) als kontinuierlich beschrieben wird: Aufgrund der Gradienten der Alfvén- und Schallgeschwindigkeit in der MP können lokal Wellen unterschiedlicher Ausbreitungsgeschwindigkeit angeregt werden. Passen Frequenz und tangentialer Wellenvektor zusammen, so dass eine der Resonanzbedingungen erfüllt ist, so kann aus einer externen kompressiblen Störung Energie lokal in eine Alfvénwelle oder Slow-Mode aus dem kontinuierlichen Spektrum eingespeist werden. Neben diesen Moden existiert die kollektive Eigenmode der MP (siehe Chen und Hasegawa 1974a), die KS-Mode, die separat zu betrachten ist: Die Charakteristika der kollektiven Eigenmode ergeben sich nicht aus den lokalen Parametern der Schichten innerhalb der MP-Region, sondern aus den Parametern, die in den Halbräumen zu beiden Seiten der MP in der Magnetosheath und in der Magnetosphäre vorherrschen. Diese Mode ist weniger gedämpft, je schärfer der Übergang ist: Wenn der Übergang in der MP sehr graduell ist, so ist die KS-Mode zeitlich stark gedämpft und es bleiben nur die Moden des kontinuierlichen Spektrums über.

4.4.4.2 Lokale Verformung der Magnetopause

Eine weitere Möglichkeit zur Generierung von KS-Moden geht auf Glassmeier und Heppner (1992) zurück; sie wurde in Plaschke et al. (2009b) wieder aufgegriffen. Glassmeier und Heppner (1992) diskutieren die Ursache eines Doppelwirbels im Stromsystem der Ionosphäre, das aus Magnetfeldmessungen am Boden in hohen geomagnetischen Breiten (Skandinavien) abgeleitet werden konnte. Der Doppel-Stromwirbel sei auf feldparallele Ströme entlang magnetosphärischer Feldlinien nahe der MP zurückzuführen: Ein weiter

östlich liegender Wirbel entspreche einem zum Boden gerichteten feldparallelen Strom, der zweite (westliche) Wirbel entstehe durch einen Strom, der aus der Ionosphäre in die Magnetosphäre fließt. Die Ursache für diese Stromstruktur wird einem Druckpuls aus der Magnetosheath auf die MP zugeschrieben.

Eine lokale Druckerhöhung in der Magnetosheath bewirkt lokal eine Kraft auf die MP. Diese wird dadurch lokal eingedrückt. Durch die Bewegung nach innen wird der Chapman-Ferraro-Strom modifiziert, wie dies in Abbildung 4.6 dargestellt ist. Dies kann dadurch ausgedrückt werden, dass ein weiterer Strom dem primären als Störung überlagert wird. Die Stromstörung verläuft (wie der Chapman-Ferraro-Strom) in azimuthale Richtung; er ist lokal auf die Region begrenzt, auf die die Druckerhöhung wirkt. Bei einer Verformung der MP-Oberfläche nach innen fließt dieser zusätzliche Strom nach Osten, im umgekehrten Fall nach Westen. Aufgrund der geforderten Quasi-Neutralität muss die lokale Stromstörung geschlossen werden. Die Schließung des Stromes ist prinzipiell auf zwei verschiedene Arten möglich: Zum einen ist es möglich, die Ströme innerhalb der Magnetosphäre bzw. der Magnetosheath zu schließen. Die so entstehenden Stromschließungen entsprächen einer kompressiblen Störung (Fast-Mode), die sich von der MP weg in die Magnetosphäre hinein und als Verdünnungswelle auch in die Magnetosheath ausbreiten würde. Desweiteren kann sich der zusätzliche MP-Strom aber auch über feldparallele Ströme schließen (siehe Abbildung 4.6). Diese feldparallelen Ströme können mit einer Alfvénwelle oder Alfvénischen Störung des Magnetfeldes identifiziert werden.

Die Alfvénische Störung propagiert entlang der inner-magnetosphärischen MP-Feldlinien bis zur Ionosphäre; dort werden die feldparallelen Ströme geschlossen, die Alfvénische Störung wird reflektiert. Damit wäre aber das Stromsystem einer stehenden KS-Mode bereits vollständig aufgebaut, wie ein Vergleich mit der Flächenstromdichte in azimuthale (y) und feldparallele (z) Richtung gegeben durch die Gleichungen (4.142) und (4.143) zeigt: In der Äquatorialebene ist eine stehende KS-Mode in der Grundmode durch eine periodische Störung im azimuthalen Strom der MP charakterisiert. Die Störung entspricht gerade einer radialen Bewegung der MP, die z. B. durch einen Druckpuls aus der Magnetosheath ausgelöst werden kann. In der Nähe der ionosphärischen Fußpunkte der geschlossenen MP-Feldlinien ist eine Störung der MP-Flächenstromdichte bei der stehenden KS-Mode in feldparallele Richtung gegeben. Dies entspricht gerade den feldparallelen Strömen, die durch eine lokale Störung des Chapman-Ferraro-Stromes in der äquatorialen MP generiert werden. Zusammenfassend ist also festzustellen, dass ein lokaler Druckpuls aus der Magnetosheath, wie in Glassmeier und Heppner (1992) beschrieben, ein Stromsystem in Gang setzen kann, das genau demjenigen einer stehenden KS-Mode entspricht. Es kann also angenommen werden, dass ein solcher lokaler Druckpuls an kollektiven Eigenmoden der MP-Grenzschicht (KS-Moden) ankoppeln kann, so dass diese generiert werden.

Es sei darauf hingewiesen, dass eine Lokalisierung des Druckpulses insbesondere in azimuthaler Richtung für die Erzeugung der feldparallelen Ströme unabdingbar ist. Langperiodische Druckschwankungen können sich selbstverständlich auch auf die gesamte tagseitige MP auswirken. Sollte beispielsweise der dynamische Druck im SW zunehmen, so wird die Magnetosphäre komprimiert; die MP bewegt sich insgesamt weiter an die Erde heran. Der zusätzliche Chapman-Ferraro-Strom, der dieser neuen Konfiguration entspricht, ist aber nicht lokal auf ein Gebiet der MP begrenzt; er wird deshalb auch nicht über feldparallele Ströme zu den Ionosphären auf der Tagseite, sondern vollständig inner-

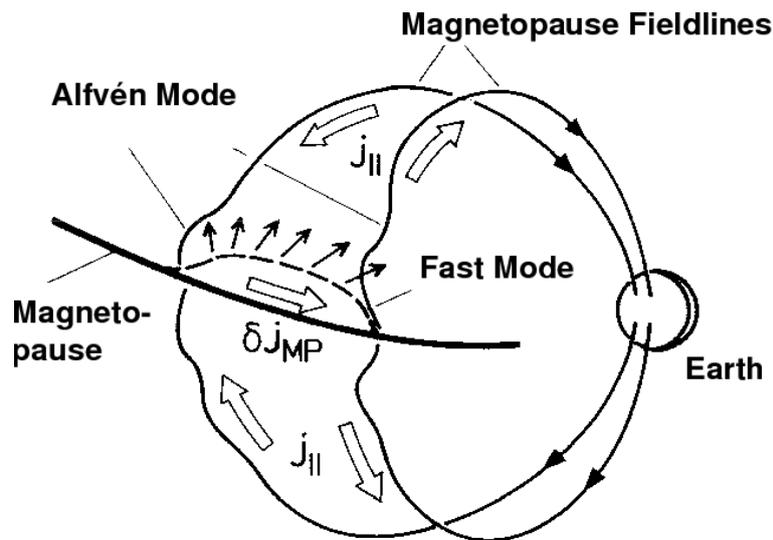


Abbildung 4.6: Ein Druckpuls drückt lokal die MP ein; dadurch wird der Chapman-Ferraro-Strom lokal modifiziert. Die Stromstörung wird über feldparallele Ströme zu den Ionosphären geschlossen, die mit einer Alfvénischen Störung des Magnetfeldes assoziiert werden können (nach Glassmeier und Heppner 1992).

halb der MP auf der Nachtseite geschlossen. Dies entspricht nur einer Verstärkung des existierenden Chapman-Ferraro-Stromes. Es ist daher verständlich, dass nur lokalisierte langperiodische Druckvariationen aus der Magnetosheath KS-Moden generieren können: Die Lokalisierung ist notwendig für die Kopplung, die Zeitskala der Druckvariation sollte im Bereich der (unteren) Eigenfrequenzen stehender KS-Moden liegen. Auch beim Prozess der lokalen Modenkopplung nach Belmont et al. (1995) und De Keyser et al. (1999) ist eine lokal feldsenkrechte Strukturierung zur Kopplung unerlässlich; dies ist anhand von Gleichung (4.161) erkennbar: Eine Fast-Mode kann nur dann an eine Alfvénwelle ankoppeln, wenn die Wellenzahl k_{\perp} nicht Null ist.

5 Sonnenwindabhängigkeit der Magnetopausen-Bewegung

In Kapitel 3 wurde eine Untersuchung der Magnetopausen-Bewegung (MP-Bewegung) vorgestellt, die auf den Coast Phase Daten der THEMIS Mission basiert. Mithilfe der Messdaten der fünf THEMIS Satelliten konnte in direkter Weise die radiale Bewegung der Magnetopause (MP) rekonstruiert werden; typische Frequenzen der MP-Bewegung konnten daraufhin ermittelt werden. Abbildung 3.28 auf Seite 103 zeigt eine Häufigkeitsverteilung dieser Frequenzen. Es ist ersichtlich, dass einige Frequenzen öfter beobachtet wurden: Sie entsprechen den „magischen“ Frequenzen (MF), deren Auftreten von Samson et al. (1992) mit Eigenmoden eines magnetosphärischen Wellenleiters erklärt wurde (siehe Abschnitt 4.2). Später identifizierten Kepko et al. (2002) und Viall et al. (2008) den Sonnenwind (SW) als mögliche Quelle für Pulsationen mit diesen Frequenzen (Abschnitt 4.3). Desweiteren können die Beobachtungen der „magischen“ Frequenzen (MF) auch durch stehende Kruskal-Schwarzschild-Moden (KS-Moden) auf der MP selbst erklärt werden (Abschnitt 4.4), die durch lokale Druckerhöhungen in der Magnetosheath generiert werden; diese Erklärung wurde in Plaschke et al. (2009b) sowie in dieser Arbeit erstmalig vorgeschlagen.

Gesichert erscheint bisher nur, dass eine ganze Reihe von physikalischen Prozessen zur Bewegung der MP und damit, letztendlich, zum Histogramm 3.28 beigetragen haben werden. Nicht nur die genannten Mechanismen, die die MF erklären können, sondern auch andere physikalische Prozesse, wie z. B. Flux-Transfer-Events (FTE, siehe Abschnitt 1.6.1) und die Kelvin-Helmholtz-Instabilität (KHI, Abschnitt 1.6.2), können periodische Bewegungen der MP verursachen. Es ist daher sinnvoll, die Sonnenwind-Bedingungen (SW-Bedingungen) genauer zu untersuchen, die geherrscht haben, als die Bewegung der MP mit den MF stattgefunden hat. Dadurch könnte eine Eingrenzung bezüglich der Mechanismen möglich sein, die zu diesen Bewegungen geführt haben.

Folglich sollen in diesem Kapitel die Abhängigkeiten des Spektrums der Bewegung der MP von den Bedingungen des ungestörten SW untersucht werden; die Ausführungen orientieren sich dabei an der Arbeit von Plaschke et al. (2009c). Der Datensatz der Frequenzen der MP-Bewegung, die wie in Kapitel 3 beschrieben aus den THEMIS-Messdaten gewonnen wurden, stellt die Grundlage der Untersuchung dar: Er besteht vornehmlich aus 682 Bestimmungen der Halb-Perioden (T) der MP-Bewegung, die in Frequenzen $f = 1/(2T)$ ungerechnet werden können und im Histogramm 3.28 dargestellt sind. Desweiteren umfasst der Frequenz-Datensatz auch die AGSM-Azimuthwinkel Φ_{AGSM} der mittleren Positionen der Satelliten zu den Zeitpunkten der MP-Beobachtungen, die in die jeweiligen Gruppen gemäß der Beschreibungen in Abschnitt 3.3 eingegangen sind. Die-

ser Azimutwinkel wird von der AGSM x -Richtung positiv nach Osten gezählt. Zu jeder Halb-Periode sind die zeitlichen Grenzen derselben und der mittlere Beobachtungszeitpunkt vermerkt.

Um die Abhängigkeit der Halb-Perioden bzw. MP-Oszillationsfrequenzen von einigen SW-Parametern untersuchen zu können, müssen auch diese SW-Parameter zum Frequenz-Datensatz hinzugefügt werden. Sie werden dem NASA OMNI HRO Datensatz entnommen, der in Abschnitt 2.3 (Seite 50) beschrieben wird. Dieser Datensatz basiert (für das Jahr 2007) auf Messungen der Satelliten ACE und Wind, die zeitlich verschoben werden, um die Bedingungen am subsolaren Punkt der Bugstoßwelle zu repräsentieren. Die Abtastperiode der Messdaten dieses Datensatzes beträgt 1 Minute. Das SW-Plasma benötigt natürlich noch zusätzliche Zeit, um sich von der Bugstoßwelle beispielsweise entlang der Staupunktstromlinie zur MP zu bewegen, bzw. um sich auf dieselbe auszuwirken. Setzt man für die Bewegungsgeschwindigkeit 100 km/s und für die Entfernung von der Bugstoßwelle zur MP $5 R_E$ an, so ergibt sich eine Zeitspanne von 5 Minuten. Entsprechend werden für die Bestimmung der SW-Parameter, die zu einer bestimmten Halb-Periode der MP-Bewegung gehören, OMNI-Daten der Zeitspanne der jeweiligen Halb-Periode und eines fünfminütigen Zeitintervalls davor benutzt.

Mittelwerte (über die beschriebenen Intervalle) der z -Komponente des SW-Magnetfeldes (B_z) im GSM-KS, des Winkels θ_{sw} zwischen dem SW-Magnetfeld und der Verbindungslinie Erde-Sonne (x -Achse im GSM-System) sowie der SW-Plasmageschwindigkeit v_{sw} werden dem Frequenz-Datensatz hinzugefügt. Zur Berechnung dieser Mittelwerte werden die SW-Messdaten zunächst auf Ein-Sekunden-Werte linear interpoliert. Es werden dann die interpolierten Werte der oben beschriebenen Intervalle selektiert, woraus die Mittelwerte berechnet werden.

Der OMNI-Datensatz stellt nicht für jedes Halb-Perioden-Intervall Messdaten zu Verfügung. Es sind folglich nicht in jedem Fall Mittelwerte berechenbar. Für 508 der insgesamt 682 Halb-Perioden konnten die Mittelwerte der drei Parameter B_z , θ_{sw} und v_{sw} berechnet werden. Diese 508 Werte der Halb-Perioden bzw. Frequenz der MP-Bewegung mit den respektiven SW-Parametern und AGSM-Azimutwinkeln Φ_{AGSM} bilden im folgenden die Grundlage der Untersuchungen in diesem Kapitel. Dieser Datensatz ist eine Stichprobe aus einer (unbekannten) Grundgesamtheit diese Werte.

Basierend auf dieser Stichprobe lassen sich Frequenzspektren unter gegebenen SW-Bedingungen leicht berechnen; die Wahrscheinlichkeitsdichte $P(f)$ des Auftretens einer MP-Bewegung mit der Frequenz f kann nach dem Bayesschen Theorem durch folgende Beziehung bestimmt werden:

$$P(f) = \frac{\iiint P(f|B_z, v_{sw}, \Phi_{AGSM}, \theta_{sw}) P(B_z \cap v_{sw} \cap \Phi_{AGSM} \cap \theta_{sw}) dB_z dv_{sw} d\Phi_{AGSM} d\theta_{sw}}{\iiint P(B_z \cap v_{sw} \cap \Phi_{AGSM} \cap \theta_{sw}) dB_z dv_{sw} d\Phi_{AGSM} d\theta_{sw}} \quad (5.1)$$

Hierbei bezeichnet $P(f|B_z, v_{sw}, \Phi_{AGSM}, \theta_{sw})$ die Wahrscheinlichkeitsdichte über der Frequenz für das Auftreten von (periodischen) MP-Bewegungen unter gegebenen Bedingungen für B_z , v_{sw} , Φ_{AGSM} und θ_{sw} . $P(B_z \cap v_{sw} \cap \Phi_{AGSM} \cap \theta_{sw})$ stellt dagegen die Wahrscheinlichkeitsdichte für das gemeinsame Auftreten der genannten Bedingungen dar. Die Auswahl der Bedingungen erfolgt durch Einschränkung des Integrationsgebietes; das Integral des Nenners garantiert die Normierung der resultierenden Wahrscheinlichkeitsdichte $P(f)$, so

dass sich aus

$$\int_0^{\infty} P(f|B_z, v_{sw}, \Phi_{AGSM}, \theta_{sw}) df = 1 \quad (5.2)$$

$$\text{und } \iiint_{\text{Def.-Bereich}} P(B_z \cap v_{sw} \cap \Phi_{AGSM} \cap \theta_{sw}) dB_z dv_{sw} d\Phi_{AGSM} d\theta_{sw} = 1 \quad (5.3)$$

die Normierung der Wahrscheinlichkeitsdichte $P(f)$ mit

$$\int_0^{\infty} P(f) df = 1 \quad (5.4)$$

ergibt.

Die Wahrscheinlichkeitsdichte $P(f|B_z, v_{sw}, \Phi_{AGSM}, \theta_{sw})$ ist aus der Stichprobe (Datensatz der Frequenzen und besagter Parameter) bestimmbar. Auch die Wahrscheinlichkeitsdichte $P(B_z \cap v_{sw} \cap \Phi_{AGSM} \cap \theta_{sw})$ kann aus diesem Datensatz gewonnen werden; diese Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion hängt aber gar nicht von den Frequenzen der MP-Bewegung ab. Folglich kann diese Größe auch direkt aus den Daten des OMNI-Datensatzes erhalten werden. Man bedenke dabei, dass nur 508 Frequenzen und zugehörige Parameter zur Stichprobe beitragen. Dieser Datensatz ist als klein anzusehen, wenn man damit eine Wahrscheinlichkeitsdichte im fünfdimensionalen Parameterraum bestimmen möchte. Es ist deshalb angebracht, nur den Anteil $P(f|B_z, v_{sw}, \Phi_{AGSM}, \theta_{sw})$ daraus zu bestimmen und eventuelle Ungleichgewichte in der Häufigkeit einzelner Parameter durch die genauere, separate Bestimmung von $P(B_z \cap v_{sw} \cap \Phi_{AGSM} \cap \theta_{sw})$ aus den OMNI-Daten auszugleichen.

Dazu werden die SW-Daten des OMNI-Datensatzes aus der Zeit der THEMIS Coast Phase (7 Monate von März bis September 2007) ausgewählt; dies ist die Zeit, aus der auch die hier benutzten THEMIS-Messungen stammen. Die Zeitreihen für B_z , v_{sw} und θ_{sw} aus diesen sieben Monaten werden dann in annähernd 34000 aufeinander folgende und nicht überlappende Intervalle von 550 Sekunden Länge unterteilt. Diese Intervalllänge entspricht gerade derjenigen eines Halb-Periodenintervalls korrespondierend zu einer Frequenz von 2 mHz (250 Sekunden), das, wie oben beschrieben, um ein weiteres fünfminütiges Intervall (300 Sekunden) erweitert wurde. Das Halb-Periodenintervall von 250 Sekunden wurde als Referenzintervall ausgewählt, weil im Folgenden gerade die Verteilungen der Frequenzen im unteren einstelligen Millihertz-Bereich (um 2 mHz) untersucht werden sollen. Die Berechnung der Mittelwerte aus den 550-Sekunden-Intervallen erfolgt wie oben beschrieben: Zunächst werden die OMNI-Daten auf Sekundenwerte interpoliert und 550 Werte davon, gehörend zum jeweiligen Intervall, selektiert. Davon wird der Mittelwert gebildet. Die Mittelwerte von B_z , v_{sw} und θ_{sw} , die aus einem gemeinsamen Intervall berechnet wurden, werden auch zusammen in Dreier-Tupeln gespeichert, wenn keine Datenlücken die Berechnung mindestens eines der Mittelwerte verhindern: Es ergeben sich damit 13513 Dreier-Tupel; der Datensatz dieser Werte wird im Folgenden als Grundgesamtheit bezeichnet. Prinzipiell handelt es sich bei diesem Datensatz natürlich auch nur um eine Stichprobe. Da hierbei der Stichprobenumfang aber signifikant größer im Vergleich zum Frequenz-Datensatz ist, ist es sinnvoll diese umfangreichere Stichprobe als

(relative) Grundgesamtheit anzusehen. Es sei erwähnt, dass die Verteilungen der drei Parameter B_z , v_{sw} und θ_{sw} nicht unbedingt statistisch unabhängig voneinander sein müssen, wie man möglicherweise annehmen würde. Nur beim Parameter Φ_{AGSM} , der den AGSM-Azimuthwinkel der zugrundeliegenden MP-Beobachtungen darstellt, ist eine statistische Unabhängigkeit von den SW-Parametern gegeben.

In Abbildung 5.1 sind die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen der Parameter B_z , v_{sw} , Φ_{AGSM} und θ_{sw} gegeben durch Histogramme aus den Einträgen der Datensätze Stichprobe und Grundgesamtheit dargestellt. Histogramme, die auf Daten der Stichprobe (Frequenz-Datensatz) basieren, sind durch schwarze Linien gekennzeichnet; diejenigen, die durch gelbe Flächen dargestellt werden, wurden aus dem Datensatz Grundgesamtheit berechnet.

Unterabbildung (A) zeigt die Wahrscheinlichkeitsdichte bezüglich der z -Komponente des SW-Magnetfeldes (interplanetares Magnetfeld: IMF) im GSM-Koordinatensystem. Man kann erkennen, dass die Verteilung der Grundgesamtheit näherungsweise einer Normalverteilung mit Mittelwert $B_z = 0$ entspricht. Die Verteilung aus dem kleineren Frequenz-Datensatz (Stichprobe) weist ebenfalls eine nahezu symmetrische Verteilung um $B_z = 0$ auf; allerdings ist diese Verteilung stärker um diesen Wert konzentriert: die Wahrscheinlichkeitsdichte im Bereich zwischen 0 und 0.5 mHz ist im Vergleich zu derjenigen der Grundgesamtheit etwa doppelt so hoch. Insgesamt stimmen die Verteilungen jedoch qualitativ überein.

Die Verteilungen der SW-Geschwindigkeit v_{sw} sind in Unterabbildung (B) dargestellt. Man sieht, dass die Verteilung der Grundgesamtheit eine erhöhte Wahrscheinlichkeitsdichte zwischen $v_{sw} = 300$ und 500 km/s aufweist. Im angrenzenden Bereich höherer SW-Geschwindigkeit zwischen 500 und 700 km/s ist die Wahrscheinlichkeitsdichte geringer. Nur in wenigen Fällen lag die mittlere SW-Geschwindigkeit unter 300 km/s. Dies wird grundsätzlich durch die Verteilung der Stichproben-Daten bestätigt; allerdings ist die Streuung der Histogrammwerte hierbei deutlich stärker, was auf die geringere Anzahl an Datenpunkten in der Stichprobe zurückzuführen ist.

Aus den SW-Messdaten kann selbstverständlich keine Verteilung für die AGSM-Azimuthwinkel Φ_{AGSM} der MP-Beobachtungspositionen abgeleitet werden. Die Verteilung aus der Stichprobe ist (durch schwarze Linien) in Unterabbildung (C) dargestellt. Es ist davon auszugehen, dass aufgrund der gleichmäßigen Rotation der THEMIS-Orbits im GSE-Koordinatensystem aufgrund der Bewegung der Erde um die Sonne die Abdeckung im Azimuthwinkel annähernd gleichmäßig sein sollte. Ausgehend von der Verteilung der Stichprobenwerte wird deshalb die Verteilung von Φ_{AGSM} in der Grundgesamtheit auf eine Gleichverteilung im Winkelbereich zwischen -50° und 90° gesetzt. Es ist festzustellen, dass in diesem Bereich die Verteilung aus der Stichprobe Schwankungen aufweist; qualitativ aber kann sie als Gleichverteilung betrachtet werden.

In der letzten Unterabbildung (D) sind die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen bezüglich des Winkels θ_{sw} dargestellt. Man kann erkennen, dass sich die Verteilung der Grundgesamtheit in etwa proportional zu $\sin(\theta_{sw})$ verhält. Wenn man davon ausgeht, dass die (mittleren) Magnetfeldvektoren bezüglich ihrer Richtung eine Gleichverteilung aufweisen, so wäre die Wahrscheinlichkeitsdichte über θ_{sw} proportional zu einer Fläche auf Bereichen einer Kugelschale, die durch die entsprechenden Werte in θ_{sw} (als Polwinkel) erreicht werden können (vgl. Normierung von Abbildung 3.10 auf Seite 75 und zugehörige Erläuterungen). Die Fläche auf einer Kugelschale um die GSM x -Achse (θ_{sw} zwischen 0° und 5°) ist dabei sehr viel kleiner als der Ring, der auf der Kugelschale durch den Win-

kelbereich 85° bis 90° gegeben ist. Die Wahrscheinlichkeitsdichte der Grundgesamtheit steigt daher näherungsweise monoton von $\theta_{sw} = 0^\circ$ bis 90° an und verhält sich proportional zu $\sin(\theta_{sw})$, in etwa so als ob eine Gleichverteilung der Richtungen der IMF-Vektoren auf einer Kugelschale vorläge. Wäre dies strikt der Fall, so ergäbe sich die Verteilung, die in der mittleren Unterabbildung (Normierung) von Abbildung 3.10 dargestellt ist.

Die Verteilung der θ_{sw} Werte der Stichprobe dagegen verhält sich vollkommen anders. Das Maximum dieser Verteilung liegt um $\theta_{sw} = 20^\circ$, die Wahrscheinlichkeitsdichte nimmt dann zu höheren Werten des Winkels ab. Wenn man bedenkt, dass die Wahrscheinlichkeit in den ersten Intervallen (0° bis 10°) vor allem deshalb so gering ist, weil diese Werte in der Grundgesamtheit schon mit nur einer sehr geringen Wahrscheinlichkeit eingenommen werden (relativ kleine Fläche auf der Kugelschale), so kann man daraus schließen, dass die Verteilung der Winkel des IMF zur Verbindungslinie Erde-Sonne in der Stichprobe ein umgekehrtes Verhalten im Bezug auf die Verteilung der Grundgesamtheit aufweist. Dies ist insofern erstaunlich, als dass der Stichprobe wie der Grundgesamtheit dieselbe Verteilung zugrunde liegen sollte. Es folgt daraus, dass die Selektionsmethode der MP-Beobachtungen aus den THEMIS-Daten tendenziell solche präferiert, die bei eher geringen Winkeln θ_{sw} stattgefunden haben.

Ziel ist es nun, aus der Stichprobe und der Grundgesamtheit eine Schätzung für die Frequenzverteilung der MP-Bewegung $P(f)$ (unter verschiedenen Bedingungen) zu erhalten; dafür soll die diskrete Form des Integrals (5.1) verwendet werden, da die dafür benötigten Verteilungen nicht analytisch gegeben sind. Der limitierende Faktor bei der Diskretisierung des Integrationsgebietes ist die Verteilung der Frequenzen in Abhängigkeit von den Parametern $P(f|B_z, v_{sw}, \Phi_{AGSM}, \theta_{sw})$, da der zugrundeliegende Datensatz (Stichprobe) nur eine geringe Anzahl von 508 Datenpunkten aufweist. Da in jedem Subgebiet des gesamten Integrationsgebietes aber noch eine vollständige Verteilung der Frequenzen aus diesem Datensatz extrahiert werden muss, kann das Integrationsgebiet bzw. der Parameterraum nur grob in Subgebiete unterteilt werden. Somit kann auch keine im Parameterraum feinskalige Korrektur der Ungleichgewichte in den Verteilungen der Stichprobe mithilfe des Datensatzes Grundgesamtheit durchgeführt werden; nur eine grobe Anpassung ist möglich.

Es wird folgendermaßen vorgegangen: Der vierdimensionale Parameterraum bezüglich B_z , v_{sw} , Φ_{AGSM} und θ_{sw} wird in 16 Subgebiete unterteilt, indem man jede Parameterachse bei folgenden mittleren Werten teilt: $\tilde{B}_z = 0$ nT, $\tilde{v}_{sw} = 500$ km/s, $\tilde{\Phi}_{AGSM} = 40^\circ$ und $\tilde{\theta}_{sw} = 30^\circ$. Den Einträgen der Stichprobe, die zu einem der 16 Gebiete bzw. Gruppen gehören, wird der Gewichtungsfaktor:

$$\begin{aligned}
 W(B_z \geq \tilde{B}_z, v_{sw} \geq \tilde{v}_{sw}, |\Phi_{AGSM}| \geq \tilde{\Phi}_{AGSM}, \theta_{sw} \geq \tilde{\theta}_{sw}) \\
 = \frac{P_G(B_z \geq \tilde{B}_z, v_{sw} \geq \tilde{v}_{sw}, \theta_{sw} \geq \tilde{\theta}_{sw}) P_\Phi(|\Phi_{AGSM}| \geq \tilde{\Phi}_{AGSM})}{N_S(B_z \geq \tilde{B}_z, v_{sw} \geq \tilde{v}_{sw}, |\Phi_{AGSM}| \geq \tilde{\Phi}_{AGSM}, \theta_{sw} \geq \tilde{\theta}_{sw}) / N_{S,ges}} \quad (5.5)
 \end{aligned}$$

zugeordnet. Hierbei muss jedes Symbol „ \geq “ gruppenspezifisch als Größer- oder Kleiner-Als-Symbol interpretiert werden. Die Wahrscheinlichkeit P_G ergibt sich aus der Grundgesamtheit durch die Gleichung:

$$P_G(B_z \geq \tilde{B}_z, v_{sw} \geq \tilde{v}_{sw}, \theta_{sw} \geq \tilde{\theta}_{sw}) = \frac{N_G(B_z \geq \tilde{B}_z, v_{sw} \geq \tilde{v}_{sw}, \theta_{sw} \geq \tilde{\theta}_{sw})}{N_{G,ges}} \quad (5.6)$$

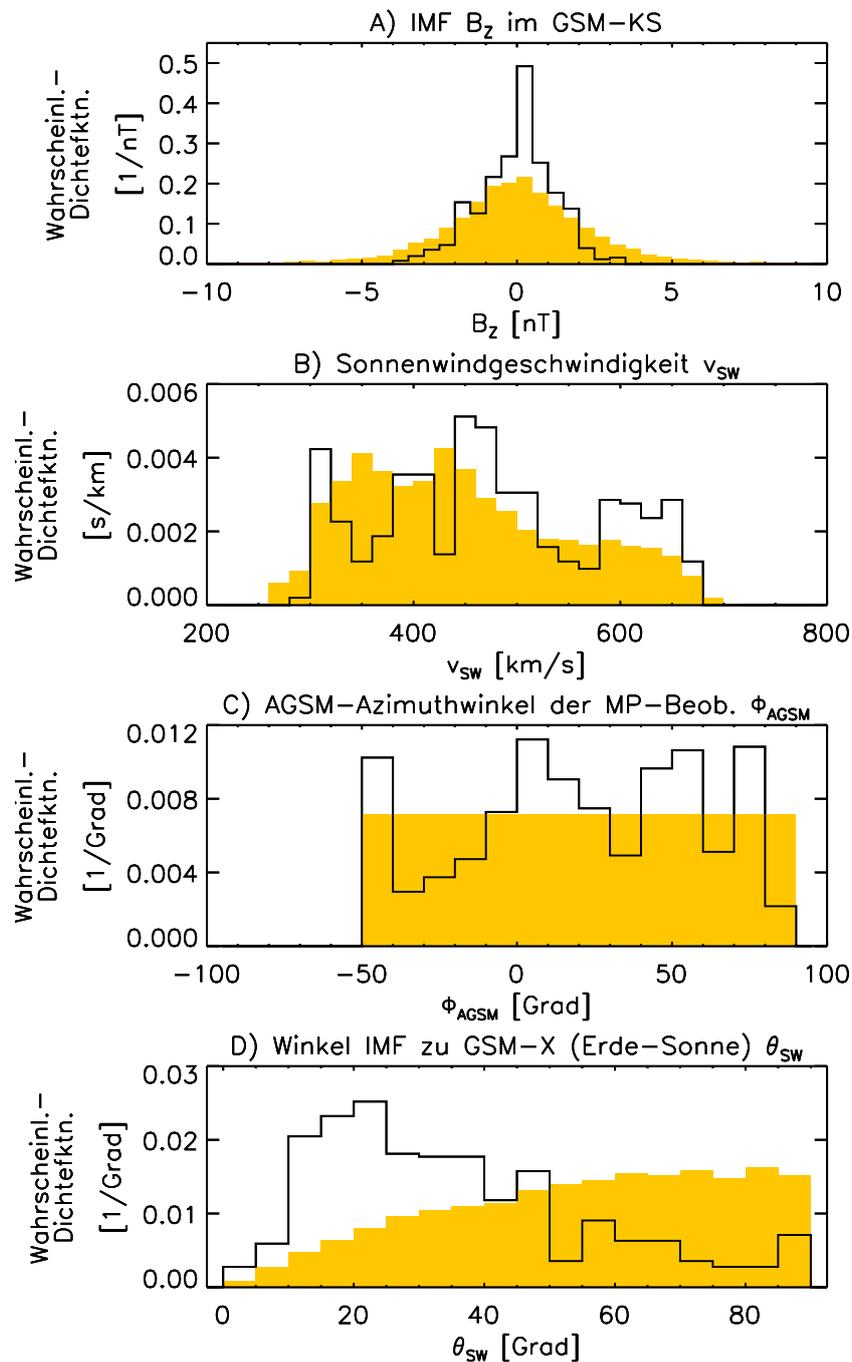


Abbildung 5.1: Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen für die Parameter B_z (z -Komponente des SW-Magnetfeldes im GSM-KS), v_{sw} (Geschwindigkeit des SW-Plasmas im erdfesten System), Φ_{AGSM} (AGSM-Azimuthwinkel der MP-Beobachtungen) und θ_{sw} (eingeschlossener Winkel zwischen der SW-Magnetfeldrichtung und der Verbindungslinie Erde-Sonne). Histogramme dargestellt durch schwarze Linien: Daten aus dem Frequenz-Datensatz (Stichprobe); gelbe Flächen: Daten aus 7 Monaten OMNI-Messungen (Grundgesamtheit), für Φ_{AGSM} Gleichverteilung im Intervall $[-50^\circ, 90^\circ]$ (nach Plaschke et al. 2009c).

Hierbei wird mit N_G die Anzahl der Datenpunkte im Datensatz der Grundgesamtheit bezeichnet, die in dem Gebiet des Parameterraumes zu finden sind, das durch die Argumente von P_G und N_G gegeben ist. Mit $N_{G,ges} = 13513$ wird die Gesamtzahl der Datenpunkte in der Grundgesamtheit bezeichnet. Entsprechend ist $N_{S,ges} = 508$ die Anzahl der Punkte in der Stichprobe und $N_S(B_z \geq \tilde{B}_z, v_{sw} \geq \tilde{v}_{sw}, |\Phi_{AGSM}| \geq \tilde{\Phi}_{AGSM}, \theta_{sw} \geq \tilde{\theta}_{sw})$ die Anzahl der Stichprobenpunkte der durch den Klammerinhalt gegebenen Gruppe. P_Φ ist die Wahrscheinlichkeit, die sich durch Integration der oben gegebenen Gleichverteilung über einen Teil des Azimutwinkelbereiches zwischen -50° und 90° ergibt; es gilt $P_\Phi(|\Phi_{AGSM}| > \tilde{\Phi}_{AGSM}) = 0.429$ und $P_\Phi(|\Phi_{AGSM}| < \tilde{\Phi}_{AGSM}) = 0.571$.

Mit diesen Vorarbeiten kann nun die Frequenzverteilung $P(f)$ bei gegebenen (eingeschränkten) SW-Bedingungen und AGSM-Azimutwinkeln Φ_{AGSM} berechnet werden. Dazu werden zunächst die entsprechenden Halb-Periodenwerte aus der Stichprobe selektiert (bezüglich der SW-Bedingungen). Es wird ein Histogramm der zugehörigen Gewichtungsfaktoren W erstellt, wobei nicht die Anzahl der Datenpunkte in jedes Frequenzintervall des Histogramms eingeht, sondern die Summe der Gewichtungsfaktoren selbst. Nach Normierung des Histogramms ergibt sich eine Wahrscheinlichkeitsverteilung, die approximativ, wegen der Diskretisierung und gruppenweisen Korrektur durch die Gewichtungsfaktoren, dem Ergebnis aus Integral (5.1) entspricht.

Die Anpassung der Verteilungen aus Abbildung 5.1 geschieht, wie bereits beschrieben, nur für ganze Gruppen von Datenpunkten aus der Stichprobe. Durch die Teilung der jeweiligen Parameterbereiche in je zwei Unterbereiche erhält man (bei vier Parametern) 16 Gruppen, in die der vierdimensionale Parameterraum unterteilt wird. Die Werte der Parameter, an denen diese Teilung erfolgt, sind durch die Verteilungen selbst motiviert, die in Abbildung 5.1 dargestellt sind: Bezüglich der z -Komponente des Magnetfeldes (B_z) im GSM-KS erfolgt die Trennung bei $\tilde{B}_z = 0$ nT. Wie man an Unterabbildung (A) sehen kann, sind die Verteilungen dieses Wertes um \tilde{B}_z nahezu symmetrisch; es bietet sich eine Aufteilung in Beobachtungen bei nordwärtigem bzw. südwärtigem IMF ($B_z > 0$ bzw. $B_z < 0$) an. Die Aufteilung der Geschwindigkeitsverteilung erfolgt bei $\tilde{v}_{sw} = 500$ km/s. In Unterabbildung (B) ist erkennbar, dass die Wahrscheinlichkeitsverteilungen für Geschwindigkeiten unterhalb des gewählten Schwellwertes höhere Werte aufweisen (niedrige bzw. moderate SW-Geschwindigkeiten); durch die Wahl des Schwellwertes wird also der (relativ geringere) Anteil der Beobachtungen bei hohen SW-Geschwindigkeiten abgetrennt; es wird eine Unterscheidung der Frequenzverteilungen der MP-Bewegung bei normalen und niedrigen sowie hohen SW-Geschwindigkeiten ermöglicht. Die Auswahl des AGSM-Azimutwinkels der MP-Beobachtungsposition mit $|\Phi_{AGSM}| \geq \tilde{\Phi}_{AGSM} = 40^\circ$ teilt die Verteilung bezüglich dieses Parameters in tagseitige Beobachtungen (um den subpolaren Punkt im AGSM-KS) und solchen, die an den Flanken der MP stattgefunden haben. Der Wert von $\tilde{\Phi}_{AGSM} = 40^\circ$ berücksichtigt dabei, dass die Anzahl an Datenpunkten aus der Stichprobe etwa gleichmäßig auf die durch diese Teilung entstehenden Gruppen aufgeteilt wird. Dies gilt insbesondere auch für die Teilung des Gesamtintervalls des Winkels θ_{sw} bei $\tilde{\theta}_{sw} = 30^\circ$. Wie in Unterabbildung (D) ersichtlich ist, teilt dieser Wert die Verteilung der Stichprobenwerte etwa gleichmäßig auf die zwei dadurch entstehenden Subintervalle auf.

Würden die Verteilungen der Datenpunkte der Stichprobe und der Grundgesamtheit im vierdimensionalen Parameterraum vollständig übereinstimmen, so wären alle Gewichtungsfaktoren identisch Eins. Die Verteilungen der Parameter B_z , v_{sw} und Φ_{AGSM} stimmen

zumindest qualitativ überein, wie aus Abbildung 5.1 deutlich wird. Die Verteilungen bezüglich des Winkels θ_{sw} sind jedoch auch qualitativ unterschiedlich. Die Abweichungen der Gewichtungsfaktoren vom Normwert Eins sind demzufolge vor allem durch diesen Unterschied bedingt: Stichprobeneinträge, die einen geringen Winkel θ_{sw} aufweisen, werden mit niedrigeren Gewichtungsfaktoren in ihrem Einfluss auf die Frequenzverteilung beschränkt; Einträge höheren Winkels, die in zu geringer Anzahl relativ zur Grundgesamtheit vorhanden sind, erhalten dagegen einen Gewichtungsfaktor über Eins.

Eine Übersicht über die Wahrscheinlichkeiten des Auftretens verschiedener Parameterkombinationen aus B_z , v_{sw} , Φ_{AGSM} und θ_{sw} ist in Tabelle 5.1 gegeben. Die Spalten 2 bis 5 dieser Tabelle geben Auskunft über die Auswahlkriterien der Datenpunkte aus den Datensätzen Stichprobe und Grundgesamtheit, die den 16 Gruppen jeweils zugrundeliegen. Spalte 6 enthält die auf Eins normierten Wahrscheinlichkeitswerte des Auftretens der gezeigten Parameterkombinationen gemäß dem Datensatz der Grundgesamtheit ($P_G P_\Phi$). Für den Datensatz Stichprobe ist die äquivalente Wahrscheinlichkeit in Spalte 7 gegeben ($P_S = N_S/N_{S,ges}$). Der Gewichtungsfaktor für die Stichprobendaten aus den entsprechenden Gruppen steht in Spalte 8; er wird, wie bereits beschrieben, durch den Quotienten $W = P_G P_\Phi / P_S$ berechnet. In der letzten Spalte ist noch die Anzahl der Stichprobeneinträge angegeben, die jeweils die Kriterien der entsprechenden Gruppen erfüllen (N_S). Gruppen mit geraden Gruppennummern zeichnen sich dadurch aus, dass hierbei die zugehörigen Winkel θ_{sw} unterhalb des Schwellwertes $\tilde{\theta}_{sw}$ liegen; folglich sind die Gewichtungsfaktoren W dieser Gruppen in der Regel kleiner als Eins. Für die Gruppen ungerader Nummer gilt das Gegenteil. Die niedrigsten Gewichtungsfaktoren mit $W < 0.3$ gelten für die Gruppen 2, 6 und 8: Diesen Gruppen ist gemein, dass sie nur Stichprobeneinträge zu MP-Beobachtungen enthalten, die bei nordwärtigem IMF ($B_z > 0$ nT) stattfanden; diese Beobachtungen sind in der Stichprobe überrepräsentiert.

Mit den Gewichtungsfaktoren können die Frequenzverteilungen $P(f)$ für unterschiedliche SW-Bedingungen berechnet und ausgewertet werden; Abbildung 5.2 zeigt drei unterschiedliche Frequenzverteilungen: Das Histogramm, das durch (dicke) schwarze Linien dargestellt ist, zeigt die Frequenzverteilung so wie sie sich aus dem gesamten verfügbaren Datensatz der Halb-Perioden ergibt. Dieses Histogramm ist folglich identisch zu demjenigen aus Abbildung 3.28. Reduziert man diesen Datensatz auf diejenigen Halb-Perioden, für die mittlere SW-Parameter bestimmt werden konnten, so ergibt sich der Stichprobendatensatz; die Häufigkeitsverteilung aller (508) Stichprobeneinträge bezüglich der Frequenz wird durch die schraffierte Fläche dargestellt. Wie man sieht ist dieses Histogramm selbstverständlich vollständig in demjenigen enthalten, das aus allen Halb-Perioden erstellt wurde, da ja bei der Reduzierung des Halb-Perioden-Datensatzes nur Einträge aufgrund fehlender SW-Messdaten herausgenommen wurden. Das schraffierte Histogramm zeigt aber noch eine unkorrigierte Frequenzverteilung. Werden stattdessen die Gewichtungsfaktoren W jeweils aufsummiert (pro Frequenzintervall), so ergibt sich die Häufigkeitsverteilung, die durch die gelbe Fläche in Abbildung 5.2 dargestellt wird. Während beim Übergang vom vollen zum reduzierten Datensatz in der Häufigkeitsverteilung im Wesentlichen nur eine Absenkung der Anzahlen der Beobachtungen bei den verschiedenen Frequenzen zu sehen ist, so ist der Unterschied zwischen dem schraffierten und gelben Histogramm (unkorrigierte bzw. mit den Gewichtungsfaktoren korrigierte Frequenzverteilung) bedeutender: Die aus den Gewichtungsfaktoren berechnete Frequenzverteilung weist höhere Fluktuationen auf; dies ist darauf zurückzuführen,

#	$B_z \geq \tilde{B}_z$	$v_{sw} \geq \tilde{v}_{sw}$	$ \Phi_A \geq \tilde{\Phi}_A$	$\theta_{sw} \geq \tilde{\theta}_{sw}$	$P_G P_\Phi$	P_S	W	N_S
1	>	>	>	>	0.052	0.089	0.592	45
2	>	>	>	<	0.010	0.057	0.175	29
3	>	>	<	>	0.070	0.051	1.367	26
4	>	>	<	<	0.013	0.008	1.692	4
5	>	<	>	>	0.129	0.043	2.976	22
6	>	<	>	<	0.023	0.093	0.249	47
7	>	<	<	>	0.172	0.079	2.183	40
8	>	<	<	<	0.031	0.144	0.214	73
9	<	>	>	>	0.051	0.061	0.834	31
10	<	>	>	<	0.012	0.024	0.489	12
11	<	>	<	>	0.068	0.047	1.437	24
12	<	>	<	<	0.015	0.039	0.391	20
13	<	<	>	>	0.126	0.063	2.007	32
14	<	<	>	<	0.025	0.057	0.443	29
15	<	<	<	>	0.169	0.089	1.903	45
16	<	<	<	<	0.034	0.057	0.591	29

Tabelle 5.1: Wahrscheinlichkeit des Auftretens verschiedener Kombinationen von SW-Parametern und AGSM-Azimuthwinkeln $\Phi_A \equiv \Phi_{AGSM}$ der MP-Beobachtung. Spalten: 1. Gruppennummer, 2. bis 5. Auswahlkriterien von Datenpunkten aus der Stichprobe und der Grundgesamtheit, 6. Wahrscheinlichkeit nach der Grundgesamtheit ($P_G P_\Phi$), 7. Wahrscheinlichkeit gemäß Stichprobenwerten ($P_S = N_S/N_{S,ges}$), 8. Gewichtungsfaktor als Quotient der Wahrscheinlichkeiten aus den Spalten 6 und 7 ($W = P_G P_\Phi/P_S$), 9. Anzahl der Datenpunkte (N_S) aus der Stichprobe, die die Auswahlkriterien der jeweiligen Gruppe erfüllen.

dass aufgrund der Ungleichgewichte der Parameterverteilungen der Stichprobe relativ zur Grundgesamtheit einige Einträge der Stichprobe und die zugehörigen Frequenzen mit hohen Gewichtungsfaktoren belegt werden. Zu anderen Frequenzintervallen tragen dagegen eher Einträge bei, die in ihrer Gewichtung reduziert wurden. Folglich ergibt sich je nach Frequenzintervall eine Erhöhung oder Reduktion der relativen Häufigkeit. Da die Gewichtungsfaktoren keine ganzen Zahlen sind, werden bezüglich der Anzahl der Beobachtungen bei der korrigierten Frequenzverteilung (gelbes Histogramm) auch nicht-ganzzahlige Werte eingenommen. Für dieses Histogramm zeigt die rechte vertikale Achse an der Abbildung 5.2 die äquivalente Wahrscheinlichkeitsdichte in der Einheit $1/\text{mHz}$ an. Diese ist auf das Intervall 0 bis 6 mHz normiert; das heißt, dass sich bei Integration der Wahrscheinlichkeitsdichte über diesen Frequenzbereich der Wert Eins ergibt.

An dieser Stelle sei angemerkt, dass die statistische Signifikanz der Maxima der drei Frequenzverteilungen, die in Abbildung 5.2 dargestellt sind, eigentlich nicht gegeben ist; dies wird in Abbildung 5.3 gezeigt. Dort sind die drei Frequenzverteilungen noch einmal einzeln als Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen im Frequenzintervall zwischen 1 und 6 mHz dargestellt. Eine Integration der dargestellten Funktionen über dieses Frequenzintervall ergibt den Wert Eins. Die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen wurden jeweils durch eine Exponentialfunktion $Ae^{Bf} + C$ approximiert, wobei die Normierung so ange-

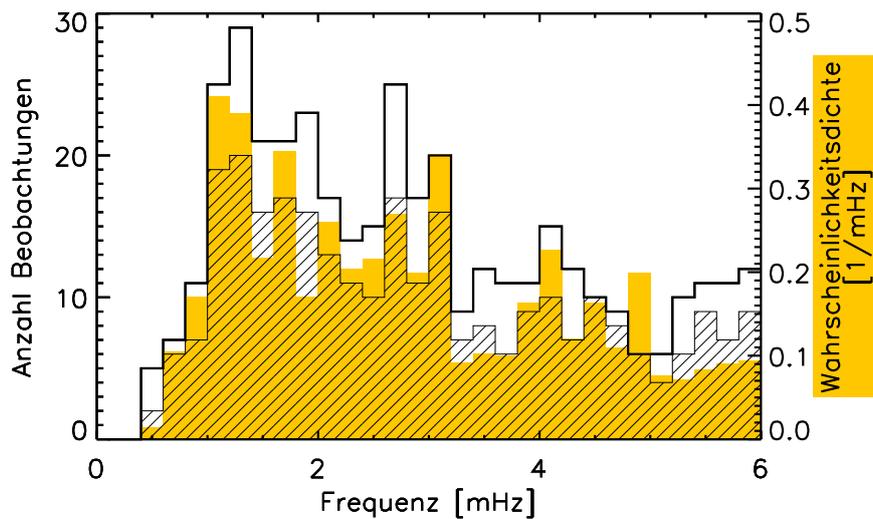


Abbildung 5.2: Histogramme der Anzahl an Stichprobeneinträgen bzw. der beobachteten Halb-Perioden der MP-Bewegung bei bestimmten Frequenzen. Schwarze Linie: Frequenzverteilung gegeben durch alle Halb-Perioden aus dem Frequenz-Datensatz, die bereits in Abbildung 3.28 dargestellt ist. Schraffiertes Histogramm: Frequenzverteilung gegeben durch den reduzierten Stichprobendatensatz aus den Halb-Perioden, für die SW-Parameter bestimmt werden konnten. Gelbes Histogramm: Frequenzverteilung gegeben durch Summen über die Gewichtungsfaktoren aller Stichprobeneinträge (Halb-Perioden aus dem reduzierten Stichprobendatensatz). Für das letztgenannte Histogramm ist durch die rechte vertikale Achse die äquivalente Wahrscheinlichkeitsdichte in $1/\text{mHz}$ bezüglich des Frequenzintervalls 0 bis 6 mHz gegeben (nach Plaschke et al. 2009c).

passt wurde, dass auch dafür

$$\int_{1 \text{ mHz}}^{6 \text{ mHz}} (Ae^{Bf} + C) df = 1 \quad (5.7)$$

gilt. Mit f wird hierbei die Frequenz bezeichnet. Wie man an der Abbildung erkennen kann, wird der generelle Trend der Häufigkeitsverteilungen durch die Exponentialfunktionen, die in rot eingezeichnet sind, sehr gut wiedergegeben. Mithilfe der Gesamtanzahl an Frequenzwerten im betrachteten Gesamtintervall und der Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von Frequenzwerten in jedem einzelnen Frequenzintervall, gegeben durch die normierte Exponentialfunktion, können unter Annahme der Binomialverteilung die $\alpha/2$ und $1-\alpha/2$ Quantile für $\alpha = 0.95$ und $\alpha = 0.99$ für jedes Frequenzintervall berechnet werden. Die entsprechenden Bänder in der Wahrscheinlichkeitsdichte mit einem Signifikanzniveau von 99% (95%) sind in der Abbildung in orange (gelb) dargestellt. Man sieht, dass unter der Annahme einer exponentiell mit der Frequenz abfallenden Wahrscheinlichkeitsdichte die Maxima und Minima der Frequenzverteilung aller Halb-Perioden (obere Unterabbildung) nicht außerhalb der Signifikanzbänder liegen, wenn man vom Maximum bei 2.7 mHz absieht. Folglich unterscheidet sich die Frequenzverteilung nicht signifikant von derjenigen, die durch die Exponentialfunktion gegeben ist. Es könnte also durchaus sein, dass die Maxima der Verteilung durch Zufall bei den Werten der MF liegen. Bedenkt man

aber auch, dass mit den MF ein ausgezeichneter Satz von Frequenzen bezeichnet wird, so scheint es wiederum unwahrscheinlich zu sein, dass die Maxima gerade dort liegen, falls nur der Zufall für deren Lage verantwortlich sein sollte. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung der 508 Frequenzwerte aus dem Stichprobendatensatz ist in der mittleren Unterabbildung von 5.3 dargestellt. Man sieht, dass aufgrund der Reduktion der Frequenzwerte die Signifikanz der Maxima ebenfalls weiter abnimmt; dies zeigt sich in dem zur oberen Unterabbildung verbreiterten Wahrscheinlichkeitsdichteband zwischen den Quantilen. Die Korrektur dieser Frequenzverteilung durch die Gewichtungsfaktoren stellt einen Kompromiss dar zwischen der zu erzielenden Beseitigung von Tendenzen im Stichprobendatensatz bezüglich einzelner SW-Parameter und der zu vermeidenden Erzeugung von Artefakten aufgrund extremer Gewichtungsfaktoren. Ausdruck des letztgenannten Effektes ist die stärkere Abweichung der Frequenzverteilung der Stichprobeneinträge von der entsprechenden approximierten Exponentialfunktion, wenn die Gewichtung berücksichtigt wird (Abbildung 5.3 unten). Der Wahrscheinlichkeitsdichtewert bei der Frequenz von 3.1 MHz weicht hierbei signifikant (Signifikanzniveau: 95%) von der angenommenen exponentiell abfallenden Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung ab. Eine hochsignifikante Abweichung (99% Signifikanzniveau) ist aber nicht festzustellen, was dafür spricht, dass die Gewichtungsfaktoren nicht allzu extrem ausfallen und der gewählte Kompromiss bei der Gewichtung akzeptabel ist.

Durch die Gewichtung werden die Verteilungen der Stichprobeneinträge im Parameterraum denjenigen der Grundgesamtheit grob bezüglich der 16 Gruppen bzw. Bereiche angepasst. Mit dieser Methode kann aber nicht der Abfall der Frequenzverteilungen unterhalb einer Frequenz von 1 MHz korrigiert werden, da die Frequenzverteilung selbst nur aus dem Stichprobendatensatz bestimmt werden kann, und nicht Teil der Grundgesamtheit ist. Wie man in Abbildung 5.2 erkennen kann, ist dieser Abfall in den drei dargestellten Frequenzverteilungen ersichtlich; er ist, wie bereits erwähnt, vor allem darauf zurückzuführen, dass die maximale Zeitspanne zwischen zwei MP-Durchflügen auf 10 Minuten gesetzt wurde (siehe Abschnitte 3.3 und 3.4), um nicht zu lange Zeiten ohne bekannte MP-Position mit Spline-Funktionen überbrücken zu müssen, aus denen dann die Halb-Perioden der MP-Bewegung ermittelt werden. Durch diese Einschränkung werden sehr langperiodische MP-Bewegungen mit geringerer Wahrscheinlichkeit erfasst. Der entsprechende Abfall der ursprünglichen Frequenzverteilung aus allen Halb-Perioden zu kleinen Frequenzen hin (unter 1 MHz) überträgt sich auch auf die Frequenzverteilungen des (unkorrigierten und korrigierten also gewichteten) Stichprobendatensatzes. Darüber hinaus kann auch die jeweils endliche Verweildauer der THEMIS Satelliten in der MP-Region dazu führen, dass sehr langperiodische MP-Bewegungen mit der in dieser Arbeit beschriebenen Methode nicht detektiert werden können. Der letztendlich einschränkende Faktor ist hierbei aber mit Sicherheit der gesetzte maximale zeitliche Abstand zwischen je zwei aufeinander folgende MP-Beobachtungen.

Die „magischen“ Frequenzen (MF), die von Ruohoniemi et al. (1991) und Samson et al. (1991) zum ersten Mal gleichzeitig mithilfe von ionosphärischen Radarmessungen beobachtet wurden, liegen bei 1.3, 1.9, 2.7 und 3.3 MHz. Die Maxima der ursprünglichen Frequenzverteilung (basierend auf allen Halb-Perioden der MP-Bewegung) lagen auf oder nur knapp neben diesen Maxima (bei 3.1 anstelle von 3.3 MHz). Schon in der Frequenzverteilung des reduzierten Datensatzes der Stichprobe zeichnet sich das Maximum bei 1.9 MHz kaum noch ab, wie man am schraffierten Histogramm in Abbildung 5.2

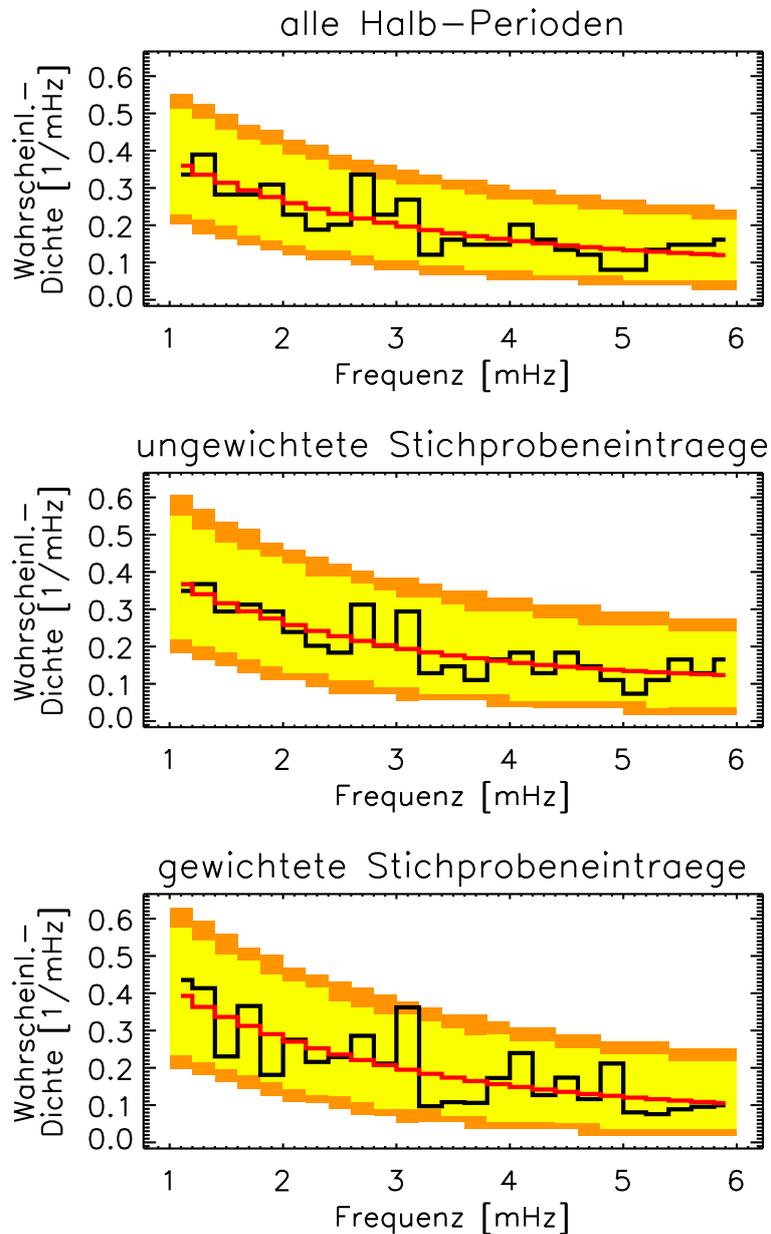


Abbildung 5.3: Schwarze Linien: Wahrscheinlichkeitsdichten bezüglich der Frequenz im Intervall zwischen 1 und 6 mHz gegeben durch die Frequenzverteilungen aller ermittelten Halb-Perioden der beobachteten MP-Bewegung (oben), der Stichprobeneinträge (Mitte) sowie der Gewichtungsfaktoren der Stichprobeneinträge (unten). Rote Linien: Wahrscheinlichkeitsdichtefunktionen gegeben durch jeweils approximierte Exponentialfunktionen. Die orangenen und gelben Flächen zeigen die Konfidenzintervalle für Abweichungen der MP-Frequenzverteilungen von den Exponentialfunktionen mit Signifikanzniveau 95% (gelb) und 99% (orange) an.

sehen kann. Bei Einbeziehung der Gewichtungsfaktoren erhält man eine Frequenzverteilung ohne das Maximum bei 1.9 mHz und auch das Maximum bei 1.3 mHz erscheint um ein Intervall zu 1.1 mHz verschoben. Sollten die MF nun bei gewissen SW-Bedingungen und unter bestimmten AGSM-Azimuthwinkeln Φ_{AGSM} der MP-Beobachtung vornehmlich auftreten, so sollte auch die zugehörige Frequenzverteilung beruhend auf den gewichteten Halb-Perioden-Einträgen der Stichprobe Maxima bei ebendiesen Frequenzen aufweisen. Die Bedingungen, die mit den am stärksten ausgeprägten Maxima bei den MF korrespondieren, sollten dann auch für die Entwicklung der MP-Bewegung mit diesen Frequenzen am günstigsten sein. Aus diesen Bedingungen lassen sich dann gegebenenfalls Rückschlüsse auf den physikalischen Mechanismus ziehen, der ursächlich für die Generierung von MP-Oszillationen mit den MF verantwortlich ist. Dies ist das Ziel dieses Kapitels.

Um diese für die MF günstigen Bedingungen zu bestimmen, werden Auswahlkriterien in allen möglichen Kombinationen ($B_z \geq \tilde{B}_z$, $v_{\text{sw}} \geq \tilde{v}_{\text{sw}}$, $|\Phi_{\text{AGSM}}| \geq \tilde{\Phi}_{\text{AGSM}}$ und $\theta_{\text{sw}} \geq \tilde{\theta}_{\text{sw}}$) auf den Stichprobendatensatz angewandt, wobei auch die Nichtanwendung eines Auswahlkriteriums eine mögliche Option darstellt: Dies bedeutet z. B. bezogen auf die GSM z-Komponente des IMF, dass entweder nur die Beobachtungen bei nordwärtigem IMF ($B_z > 0 \text{ nT}$) oder bei südwärtigem IMF ($B_z < 0 \text{ nT}$) ausgewählt werden, oder ganz auf eine Einschränkung bezüglich dieses Parameters verzichtet wird. Es ergeben sich also pro Parameter 3 Optionen; bei vier Parametern, die neben der MP Frequenz Teil des Datensatzes Stichprobe sind, müssen also $3^4 = 81$ Parameterkombinationen berücksichtigt werden.

Zu jeder dieser Parameterkombinationen werden die entsprechenden Stichprobeneinträge selektiert und zwei Frequenzverteilungen daraus berechnet, mit und ohne Berücksichtigung der Gewichtungsfaktoren; diese entsprechen gerade den gelb und schraffiert dargestellten Histogrammen in Abbildung 5.2. Die Frequenzverteilungen werden normiert, so dass sie Wahrscheinlichkeitsverteilungen für das Auftreten von MP-Oszillationen bei bestimmten Frequenzen im Intervall 0 bis 6 mHz unter vorgegebenen Bedingungen entsprechen. Aus diesen Wahrscheinlichkeitsverteilungen wird die Wahrscheinlichkeit P_{MF} für das Auftreten einer MP-Bewegung bei den Frequenzen 0.7, 1.3, 1.9, 2.7 und 3.3 mHz berechnet. Dies bedeutet, dass jeweils das Integral über die jeweiligen Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen in den Bereichen um die obigen Frequenzen ($\pm 0.1 \text{ mHz}$) ausgewertet wird; die Frequenzintervalle der Verteilungen bzw. der Histogramme haben eine Breite von 0.2 mHz. Zu den klassischen MF (siehe Samson et al. 1992) wurde noch die Frequenz 0.7 mHz hinzugefügt, die bereits in den Radardaten identifiziert wurde (siehe Walker et al. 1992) und in etwa der Grundfrequenz möglicher stehender KS-Moden auf der MP entsprechen würde.

Die sich ergebenden Wahrscheinlichkeiten P_{MF} berechnet aus den Frequenzverteilungen der ungewichteten Stichprobeneinträge bzw. der Gewichtungsfaktoren sind in den Tabellen A.1 respektive A.2 mit den zugehörigen Parameterkombinationen aufgelistet. Beide Tabellen enthalten 81 Einträge, einen für jede mögliche Kombination; sie sind absteigend bezüglich P_{MF} sortiert. Aufgrund ihrer Länge stehen sie im Anhang A.3 ab Seite 205.

Es werde zunächst Tabelle A.1 betrachtet (ungewichtete Stichprobeneinträge). Die obersten Einträge der Tabelle gehören zu den Parameterkombinationen, denen die höchsten Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten von MP-Bewegungen mit den MF zugeordnet sind. Der erste Eintrag mit $P_{\text{MF}} = 0.429$ wird bei Auswahl der Halb-Perioden er-

reicht, die während südwärtigem IMF ($B_z < 0$ nT), hoher SW-Geschwindigkeit ($v_{sw} > 500$ km/s), hohem Winkel zwischen dem mittleren IMF und der Verbindungslinie Erde-Sonne ($\theta_{sw} > 30^\circ$) an der tagseitigen MP ($|\Phi_{AGSM}| < 40^\circ$) beobachtet wurden; diese Kombination von Auswahlkriterien wird im Folgenden mit K1 bezeichnet. Dem reinen Wahrscheinlichkeitswert nach zu urteilen wären dies also die günstigsten Bedingungen zur Entwicklung von MP-Oszillationen bei den MF. Allerdings muss, um ein Urteil diesbezüglich fällen zu können, auch die Anzahl der Halb-Perioden $N_{S,0-6\text{mHz}}$ berücksichtigt werden, die zur Frequenzverteilung im Intervall 0 bis 6 mHz beitragen, aus denen die Wahrscheinlichkeiten P_{MF} letztendlich berechnet werden. Im Falle der Kombination Nummer 1 wären dies nur $N_{S,0-6\text{mHz}} = 14$. Diese Anzahl ist als sehr gering anzusehen, wenn man bedenkt, dass aufgrund der gewählten Intervallbreite von 0.2 mHz für alle hier berechneten Histogramme und Frequenzverteilungen das Gesamtintervall von 0 bis 6 mHz in 30 Einzelintervalle unterteilt wird. Bei einer Anzahl von 14 Einträgen, die bei dieser Auswahl aus der Stichprobe übrig bleiben, ergibt sich also nur ein halber Eintrag pro Frequenzintervall. Es ist mehr als fraglich, ob bei einer so dürftigen statistischen Basis hier die Aussage erlaubt ist, dass die obig genannten Bedingungen tatsächlich Bewegungen der MP mit den MF bevorzugt ermöglichen. Je geringer die statistische Basis (Größe der Stichprobe) ist, desto geringer ist auch die Aussagekraft der abgeleiteten Größe P_{MF} . Es ist demnach sinnvoll, einen Minimalwert für $N_{S,0-6\text{mHz}}$ zu setzen; dieser Minimalwert soll bei $N_{S,0-6\text{mHz}} = 60$ liegen, so dass zumindest 2 Halb-Perioden bzw. Stichprobeneinträge pro Frequenzintervall im Mittel zur Berechnung der Frequenzverteilung beitragen.

Der zweithöchste Wert für P_{MF} liegt bei 0.364; die Anzahl der zugrundeliegenden Halb-Perioden ist $N_{S,0-6\text{mHz}} = 44$: Dieser Wert ist zwar auch noch klein in Bezug auf die Anzahl der Frequenzintervalle (30) und geringer als der gesetzte Minimalwert (60), aber immerhin dreimal so hoch wie im zuvor beschriebenen Fall. Die für die MF günstigen Auswahlkriterien wären in diesem Fall: nordwärtiges IMF ($B_z > 0$ nT), niedrige oder moderate SW-Geschwindigkeit ($v_{sw} < 500$ km/s) und niedriger Winkel zwischen IMF und der Linie Erde-Sonne ($\theta_{sw} < 30^\circ$); zum ersten Fall gleich bleibt das Auftreten dieser Frequenzen bei tagseitiger Beobachtung der MP ($|\Phi_{AGSM}| < 40^\circ$). Dieser Satz von Auswahlkriterien wird im Folgenden mit K2 bezeichnet.

Zu den beiden höchsten Werten von P_{MF} gehört jeweils eine Kombination von Auswahlkriterien (K1 oder K2) bezüglich der vier betrachteten Parameter. Das bedeutet, dass die zugrundeliegenden Halb-Perioden in beiden Fällen aus genau einer der 16 Gruppen stammen, in die der Parameterraum aufgeteilt wurde, um die Gewichtungsfaktoren zu berechnen. Eintrag 1 in Tabelle A.1 entspricht dabei Zeile (Gruppe) 11 in Tabelle 5.1; der 2. Eintrag in A.1 korrespondiert mit Zeile (Gruppe) 8 in Tabelle 5.1. In dieser Tabelle ist ablesbar, dass der Gewichtungsfaktor im ersten Fall (K1) bei $W = 1.4$, im zweiten Fall (K2) bei $W = 0.2$ liegt. Das bedeutet, dass die Beobachtungen aus Gruppe 11 (K1) im Bezug auf die Grundgesamtheit unterrepräsentiert sind; in Gruppe 8 (K2) dagegen sind mehr als vier Mal so viele Einträge vorhanden, als dies nach dem Datensatz der Grundgesamtheit zu erwarten wäre. Unter der Annahme, dass mit beiden Parameterkombinationen eine erhöhte Wahrscheinlichkeit für das Auftreten der MF bei MP-Bewegungen einhergeht, hätten allerdings nur die Halb-Perioden aus Gruppe 8 (K2) diese Eigenschaft auf die ursprüngliche Frequenzverteilung aller Halb-Perioden (Abbildung 3.28) übertragen können, da sie relativ zahlreich in diesem ursprünglichen Datensatz vorhanden sind. Die Halb-Perioden aus Gruppe 11 (K1) dagegen sind in viel geringerer Anzahl vorhanden, so

dass es unwahrscheinlich erscheint, dass ihre Frequenzverteilung merklich zu den Maxima in der ursprünglichen Verteilung beigetragen hat.

Von den ersten 10 Einträgen aus Tabelle A.1 gehören die Einträge 3 und 7 ebenfalls zu Eintrag 1 (K1); zur Ermittlung der zugehörigen Frequenzverteilungen wurde nur jeweils auf ein Auswahlkriterium relativ zu K1 verzichtet. Entsprechend ist die Halb-Perioden-Anzahl $N_{S,0-6\text{mHz}}$ mit 26 respektive 31 etwas höher ohne an die entsprechende Anzahl von Eintrag 2 (Gruppe 8) heranzureichen. Zu diesem Eintrag gehören in analoger Weise auch die Einträge 4, 5, 6, 8 und 10 mit Anzahlen $N_{S,0-6\text{mHz}}$ von 66, 48, 61, 86 und 72. Unter den ersten 10 Einträgen der Tabelle (höchste Wahrscheinlichkeiten P_{MF}) sind also nicht nur mehr Einträge zur Parameterkombinationen K2 zu finden, zu den Wahrscheinlichkeitswerten respektive zugrundeliegenden Frequenzverteilungen tragen auch deutlich mehr Halb-Perioden bzw. Stichprobeneinträge bei. Darauf basierend scheint die Aussage eher gerechtfertigt, dass die Parameterkombination K2 günstig für die Entwicklung von periodischen Bewegungen der MP mit den MF ist. Dass auch die Parameterkombination K1 (südwärtiges IMF, hohe SW-Geschwindigkeit, hoher Winkel θ_{sw} und niedriger Azimutwinkel Φ_{AGSM}) in erhöhtem Maße zu Beobachtungen der MP-Bewegung bei den MF führt, ist aufgrund der deutlich geringen Anzahl $N_{S,0-6\text{mHz}}$ nur mit verminderter statistischen Sicherheit festzustellen.

Die Ergebnisse aus Tabelle A.1 sind in Abbildung 5.4 graphisch dargestellt. In dieser Abbildung wurde als Minimum für $N_{S,0-6\text{mHz}}$ der Wert 60 gesetzt (siehe oben); Parameterkombinationen, die zur Auswahl von weniger Halb-Perioden-Einträgen führen, wurden nicht berücksichtigt, um die Aussagekraft bezüglich der Wahrscheinlichkeitswerte P_{MF} zu gewährleisten. Ein Vergleich mit Tabelle A.1 ergibt, dass damit von den ersten 10 Einträgen derselben nur diejenigen mit den Nummern 4, 6, 8 und 10 in das Diagramm einfließen; bei allen anderen Parameterkombinationen ist $N_{S,0-6\text{mHz}}$ zu gering.

In der Abbildung 5.4 entspricht jeder Block entlang der Abszisse einem Eintrag der Tabelle A.1. Durch die schwarze Linie (linke Ordinatenachse) wird der jeweilige Wahrscheinlichkeitswert P_{MF} für das Auftreten der MF angezeigt; die Einträge sind nach rechts aufsteigend bezüglich P_{MF} geordnet. Die Höhe der farbigen Rechtecke entspricht der Anzahl $N_{S,0-6\text{mHz}}$ der Halb-Perioden, die zu den Frequenzverteilungen beitragen, aus denen die Werte P_{MF} berechnet werden. Eine gestrichelte Linie zeigt den Minimalwert von 60 an. Unter der eigentlichen Abbildung wird farblich die zu jedem Eintrag gehörende Parameterkombination angezeigt: Ein grün ausgefülltes Kästchen weist darauf hin, dass das jeweils links stehende Auswahlkriterium angewandt wurde; bei einem roten Kästchen wurde das entgegengesetzte Kriterium angewandt. Ist ein Kästchen nicht ausgefüllt, so wurde keine Auswahl bezüglich des entsprechenden Parameters durchgeführt. Die Farben der Rechtecke, die die Anzahlen $N_{S,0-6\text{mHz}}$ anzeigen, ist grün, falls nur Parameterbereichsauswahlen entsprechend der angegebenen Kriterien getroffen wurden; wurde bezüglich eines Parameters das gegenteilige Kriterium angewandt, so ist das korrespondierende Rechteck rot. Diese angegebenen Kriterien entsprechen der Parameterkombination K2. Wie man anhand der Abbildung klar erkennen kann, führen diese Bedingungen zu überdurchschnittlichen Werten für die Wahrscheinlichkeit P_{MF} : Die grünen Rechtecke sind auf der rechten Seite der Abbildung konzentriert, die mit höheren Werten von P_{MF} korrespondiert. Auch daraus ist also erkennbar, dass die SW-Bedingungen nordwärtiges IMF, moderate/niedrige SW-Geschwindigkeit und niedriger Winkel zwischen dem IMF und der Verbindungslinie Erde-Sonne auf der tagseitigen MP in erhöhtem Maße zu periodischen

Bewegungen mit den MF führen. Werden gegensätzliche Auswahlkriterien angewandt, so sind die zugehörigen Einträge (rote Rechtecke) in Abbildung 5.4 auf der linken Seite zu finden; die entsprechenden Werte für P_{MF} sind erheblich geringer und in den meisten Fällen auch geringer als der Wert $P_{MF} = 0.23$ (Eintrag 39 in Tabelle A.1), der unter Berücksichtigung aller Stichprobeneinträge (ohne weitere Auswahl) berechnet wurde.

Das Äquivalent zu Tabelle A.1 ist Tabelle A.2; in dieser Tabelle sind die Wahrscheinlichkeitswerte P_{MF} aus den Frequenzverteilungen gelistet, die durch Summation der jeweils ausgewählten Gewichtungsfaktoren W berechnet wurden. Auch in dieser Tabelle entspricht der Parameterkombination K1 ($B_z < \tilde{B}_z$, $v_{sw} > \tilde{v}_{sw}$, $|\Phi_{AGSM}| < \tilde{\Phi}_{AGSM}$ und $\theta_{sw} > \tilde{\theta}_{sw}$) der höchste Wert für P_{MF} . Dies ist auch nicht weiter verwunderlich, da die Auswahl hierbei bezüglich aller Parameter stattfand, und deshalb alle ausgewählten Stichprobeneinträge zu einer Gruppe gehören, für die ein gemeinsamer Gewichtungsfaktor gilt. Folglich wurde durch die Gewichtung der Wert $P_{MF} = 0.429$ auch nicht verändert. Eintrag 2 aus dieser Tabelle gehört zu derselben Parameterkombination K1, wenn man von einer Auswahl bezüglich θ_{sw} absieht. Diese Kombination führte bei Benutzung der ungewichteten Stichprobeneinträge zu einem Wahrscheinlichkeitswert von $P_{sw} = 0.323$; bei Gewichtung der Halb-Perioden ergibt sich ein deutlich höherer Wert von $P_{sw} = 0.381$. Erst auf Platz 3 erscheint die Parameterkombination K2, die gemäß Abbildung 5.4 am günstigsten für die Entwicklung von MP-Oszillationen mit den MF ist (unter Berücksichtigung des Minimalwertes $N_{S,0-6mHz} \geq 60$). Es sei angemerkt, dass sich die Anzahlen $N_{S,0-6mHz}$ durch die Gewichtung nicht verändern.

Die zu 5.4 äquivalente Abbildung unter Berücksichtigung der Gewichtungsfaktoren ist Abbildung 5.5. Auch hierbei werden nur die Einträge aus Tabelle A.2 in die Abbildung übernommen, bei denen 60 oder mehr Halb-Perioden zur Berechnung von P_{MF} ausgewählt wurden. Wie man sieht, dominieren auch in dieser Abbildung die grünen Farben auf der rechten Seite. Die Parameterkombination, die hierbei zu den höchsten Werten von P_{MF} führt, ist also wiederum K2: nordwärtiges IMF, niedrige/moderate SW-Geschwindigkeit sowie niedrige Winkel θ_{sw} und Φ_{AGSM} .

Obwohl dieser generelle Trend durch die Gewichtung nicht verändert wird, zeigen sich doch zwei Unterschiede zwischen den Abbildungen 5.4 und 5.5: Zum einen ist der Anstieg der Werte P_{MF} in der Abbildung der gewichteten Stichprobeneinträge 5.5 geringer; erst bei den letzten zwei Werten ist ein deutlicher Anstieg zu sehen. Wie bereits erwähnt, entspricht die dazugehörige Parameterkombination K2 derjenigen der Gruppe 8 in Tabelle 5.1. Es ist in dieser Tabelle ersichtlich, dass der zugehörige Wert von $P_S = 0.144$ der bei weitem höchste aller Gruppen ist; der Gewichtungsfaktor ist mit $W = 0.214$ einer der niedrigsten. Daraus folgt, wie bereits geschildert, dass dieser Gruppe zu viele Stichprobeneinträge bzw. Halb-Perioden angehören im Vergleich zur Grundgesamtheit. In der entsprechenden Frequenzverteilung kommen die MF mit deutlich erhöhter Wahrscheinlichkeit $P_{MF} = 0.364$ vor. Die große Anzahl an Stichprobeneinträgen der Gruppe 8 bewirkt zum einen die Übertragung der MF-Maxima auf die Gesamtverteilung; desweiteren werden aber auch nach Erweiterung der Menge der Halb-Perioden (aus Gruppe 8) durch Nichtberücksichtigung einzelner Auswahlkriterien die Eigenschaften der resultierenden Menge immernoch durch die Stichprobeneinträge aus ebendieser Gruppe 8 dominiert (wegen ihrer relativen Anzahl). Folglich ist der Abfall in P_{MF} in Abbildung 5.4 gradueller als in Abbildung 5.5. Durch die niedrige Gewichtung der Stichprobeneinträge aus Gruppe 8 pausen sich ihre Frequenzmaxima in geringerer Weise auf die Frequenzverteilungen

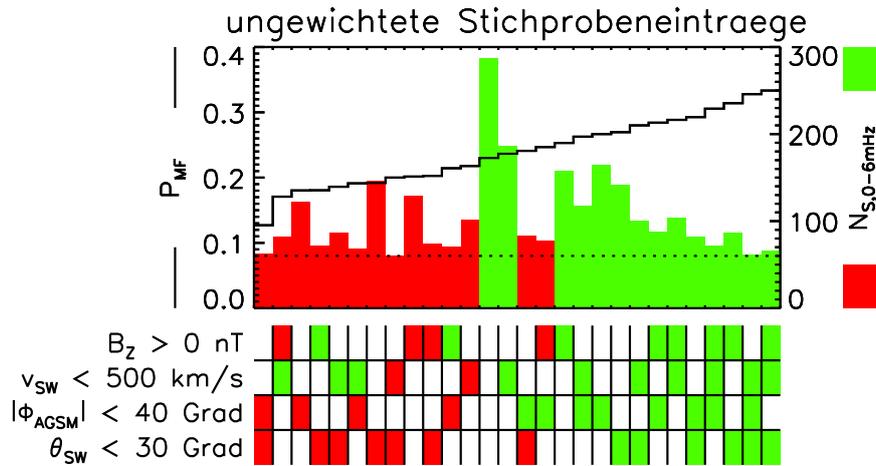


Abbildung 5.4: Darstellung des Inhaltes der Tabelle A.1 für zugrundeliegende Stichprobenanzahlen $N_{S,0-6mHz} \geq 60$. Jeder Block auf der Abszisse entspricht einem Eintrag in der Tabelle. Schwarze Linie (linke Achse): Wahrscheinlichkeit P_{MF} für das Auftreten von MP-Bewegung bei den MF im Intervall zwischen 0 und 6 mHz, monoton steigend nach rechts. Zur Berechnung wurden ungewichtete Stichprobeneinträge verwendet. Farbige Rechtecke (rechte Achse) zeigen die Anzahlen $N_{S,0-6mHz}$ an. Die jeweils angewendeten Auswahlkriterien sind unter der Abbildung dargelegt. Grünes Kästchen: Links aufgeführtes Auswahlkriterium wurde verwendet. Rotes Kästchen: Das gegenteilige Kriterium wurde verwendet. Weißes Kästchen: Es wurde keine Auswahl bezüglich dieses Parameters durchgeführt (nach Plaschke et al. 2009c).

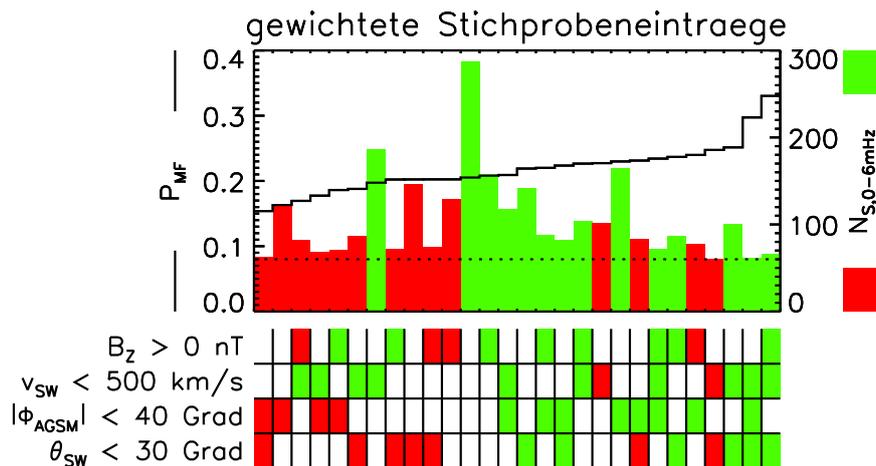


Abbildung 5.5: Darstellung wie in Abbildung 5.4. Abweichend davon: Ermittlung der Werte P_{MF} aus Frequenzverteilungen, die durch Summation der Gewichtungsfaktoren W berechnet wurden. Die eingetragenen Werte sind in Tabelle A.2 aufgelistet (nach Plaschke et al. 2009c).

größerer Halb-Perioden-Gruppen ab (wenn die Gewichtung berücksichtigt wird). Folglich fällt die Wahrscheinlichkeit P_{MF} in Abbildung 5.5 (gewichtete Stichprobeneinträge) stärker ab, wenn einzelne Auswahlkriterien nicht berücksichtigt werden. Daraus kann man schließen, dass erst die Kombination aller vier Bedingungen $B_z > 0$ nT, $v_{sw} < 500$ km/s, $|\Phi_{AGSM}| < 40^\circ$ und $\theta_{sw} < 30^\circ$ (K2) zur signifikanten Erhöhung der Wahrscheinlichkeit führt, dass die MP periodische Bewegungen mit den MF ausführt. Es sei dabei berücksichtigt, dass diese Kombination nicht in Abbildung 5.5 dargestellt ist, da mit $N_{S,0-6mHz} = 44$ die Mindestanzahl von 60 nicht erreicht wird; in Tabelle A.2 (Zeile 3) kann der entsprechende Wert $P_{MF} = 0.364$ abgelesen werden, der größer ist als diejenigen der Einträge, die in den Abbildungen gezeigt werden.

Der zweite Unterschied zwischen den Abbildungen 5.4 und 5.5 ist das Auftreten von 4 Tabellen-Einträgen auf der rechten Seite (höhere Werte von P_{MF}) der Abbildung 5.5, deren Auswahlkriterien (teilweise) denjenigen von K2 widersprechen. Diese Einträge sind in beiden Abbildungen durch rote Rechtecke gekennzeichnet. Bezüglich der 4 genannten Einträge ist festzustellen, dass die zugrundeliegenden Auswahlkriterien auf die Kombination K1 zurückzuführen sind (erste Einträge der Tabellen A.1 und A.2). Der Gewichtungsfaktor $W = 1.437 > 1$ der entsprechenden Gruppe 11 in Tabelle 5.1 weist darauf hin, dass diese Gruppe weniger Halb-Perioden-Einträge umfasst als es nach Grundgesamtheit sein sollten. Die Gewichtung bewirkt folglich, dass die Eigenschaften der Gruppe bei Erweiterung durch zusätzliche Halb-Perioden (Nicht-Beachtung einiger der Auswahlkriterien) stärker in die resultierende Frequenzverteilung eingehen als ohne Gewichtung. Folglich ist P_{MF} in diesen Fällen bei Berücksichtigung der Gewichtungsfaktoren höher; die entsprechenden Werte werden dann in Abbildung 5.5 weiter rechts dargestellt.

Insgesamt bewirkt die Gewichtung, dass unterrepräsentierte Gruppen stärker und überrepräsentierte Gruppen schwächer berücksichtigt werden. Dies spiegelt sich in den Frequenzverteilungen wieder, die mit Halb-Perioden-Daten aus mehreren Gruppen erstellt werden; wenn bestimmte Maxima nur in einigen wenigen Gruppen vorhanden sind, so wird ihre Bedeutung durch die Gewichtung in den gemeinsamen Frequenzverteilungen auf ein durch die Grundgesamtheit vorgegebenes Maß reduziert oder angehoben. Die Maxima werden dabei durch die Addition von Anteilen ohne bestimmte Charakteristika zur gemeinsamen Frequenzverteilung maskiert. Daraus folgt, dass unter Berücksichtigung der Gewichtungsfaktoren bei fast allen Parameterkombinationen, die in Abbildung 5.5 dargestellt sind, die Wahrscheinlichkeitswerte P_{MF} nur wenig um einen mittleren Wert von 0.2 schwanken. Die Konzentration der Einträge zu den Auswahlkriterien K2 (grüne Rechtecke) auf der rechten Seite von Abbildung 5.4 (ungewichtete Stichprobeneinträge) ist durch die fehlende Gewichtung und die damit verbundene Dominanz der Stichprobeneinträge aus Gruppe 8 erklärbar.

Für die Erklärung der MF stehen, wie im vorigen Kapitel 4 genauer beschrieben, drei unterschiedliche Theorien zur Verfügung. Die klassische Theorie der Erklärung mithilfe magnetosphärischer Wellenleiter geht auf Samson et al. (1992) zurück. Von Kepko et al. (2002) wurde vorgeschlagen, dass der Sonnenwind direkt Pulsationen der Magnetosphäre mit den MF treibt; nach dieser Theorie müssten gewisse Längenskalen im Sonnenwind häufiger auftreten als andere, was im Ruhesystem der Erde zu typischen Pulsationsfrequenzen führen würde. Desweiteren wird in dieser Arbeit (siehe auch Plaschke et al. 2009b) eine weitere Erklärung vorgestellt: Demnach könnten stehende KS-Moden auf der MP und damit letztendlich Eigenschwingungen der MP selbst für die MF verantwort-

lich sein. Als Ursachen für die Bewegung der MP kommen natürlich auch noch andere Phänomene in Frage: Zwei sehr bekannte Ursachen der MP-Bewegung sind die KHI, die KH-Wellen auf der MP bewirkt, und lokale Rekonnexion bzw. Flux-Transfer-Events (FTEs). Beide Phänomene wurden im Abschnitt 1.6 ab Seite 35 kurz beschrieben.

Die Parameterkombinationen K1 und K2 scheinen günstig in Bezug auf das Auftreten von radialen MP-Bewegungen bei den MF zu sein. Zur Interpretation dieses Ergebnisses im Hinblick auf obige Ursachen der MP-Bewegung trägt insbesondere auch die Abbildung 5.6 bei, die zusammenfassend die Frequenzverteilungen zeigt, die zu einigen ausgewählten Kombinationen von Auswahlkriterien gehören. Die Frequenzverteilungen, die aus ungewichteten Stichprobeneinträgen (Halb-Perioden) berechnet wurden, sind durch schwarze Linien gekennzeichnet. Bei Berechnung durch Summation der Gewichtungsfaktoren werden die Frequenzverteilungen durch gelbe Flächen dargestellt. Die Unterabbildungen (A) bis (G) korrespondieren mit unterschiedlichen Kombinationen von angewandten Auswahlkriterien; diese sind am oberen rechten Rand jeder Unterabbildung durch eine farbige Untermauerung der Parameter unter Berücksichtigung der Legende unter der Abbildung gegeben. Die Benutzung der Farben entspricht derjenigen bei den Abbildungen 5.4 und 5.5. Alle Frequenzverteilungen sind bezüglich des Intervalls 0 bis 6 mHz auf Eins normiert, um einen Vergleich zwischen den Verteilungen zu ermöglichen. Am rechten Rand der Unterabbildungen stehen desweiteren die Anzahlen der Halb-Perioden, die zur jeweiligen Frequenzverteilung beitragen ($N_{S,0-6\text{mHz}}$). Die Frequenzintervalle um die MF (0.7, 1.3, 1.9, 2.7 und 3.3 mHz) sind durch graue vertikale Balken gekennzeichnet.

Weicht man von den Parameter-Sätzen K1 und K2 ab und wendet weniger Auswahlkriterien an, so sinkt sofort die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten der MF (P_{MF}), wie man anhand von Abbildung 5.5 erkennen kann. Es ist folglich nicht so, dass die MF bei allen SW-Bedingungen gleichermaßen prominent in den zugehörigen Frequenzverteilungen hervortreten. Für den weitaus größten Bereich des Parameterraumes ist P_{MF} nicht erhöht. Es stellt sich deshalb die Frage, ob beispielsweise die Erklärung der MF durch direkten SW-Einfluss, wie von Kepko et al. (2002) beschrieben, hier zutreffen kann. Sollte die Präsenz von Dichte- oder Druckschwankungen auf gewissen charakteristischen Längenskalen im SW nicht von den SW-Bedingungen abhängen, so stünde das hier gefundene Ergebnis damit im Widerspruch, da eine ausgeprägt SW-Abhängigkeit von P_{MF} festzustellen ist. Von einer SW-Abhängigkeit im Auftreten von SW-Fluktuationen mit charakteristischen Längenskalen wurde allerdings bislang nicht berichtet.

Sowohl bei Benutzung der ungewichteten Stichprobeneinträge als auch der Gewichtungsfaktoren ergibt sich, dass die resultierende Frequenzverteilung bei Anwendung der Kriterien K1 die höchste Wahrscheinlichkeit für das Auftreten der MF aufweist ($P_{\text{MF}} = 0.429$). Die diesem Ergebnis zugrundeliegende Frequenzverteilung ist in Abbildung 5.6 (D) dargestellt. Da hierbei alle eingehenden Stichprobeneinträge aus einer Gruppe stammen (Gruppe 11), sind alle Gewichtungsfaktoren gleich; daraus folgt, dass die Frequenzverteilungen aus gewichteten und ungewichteten Stichprobendaten übereinstimmen. Man kann an der Frequenzverteilung direkt ablesen, dass diese nur durch 14 Frequenzwerte (Halb-Perioden) gegeben ist; maximal 2 Werte sind je einem Frequenzintervall zugehörig. Dies ist insbesondere für die Frequenzintervalle um 1.3, 1.9 und 2.7 mHz der Fall; somit ergibt sich die hohe rechnerische Wahrscheinlichkeit $P_{\text{MF}} = 0.429 = 6/14$. Allerdings erkennt man an der Frequenzverteilung auch, wie unsicher dieser Wert ist. Bereits

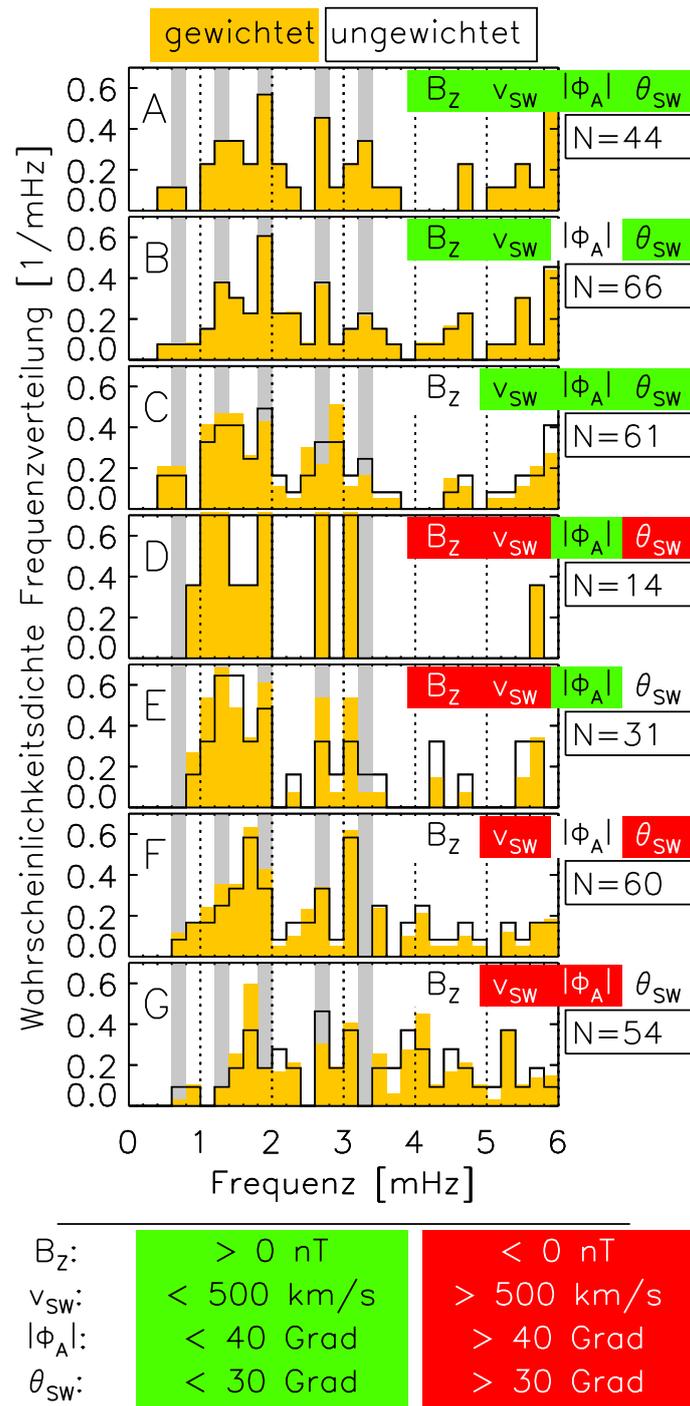


Abbildung 5.6: Auf das Intervall 0 bis 6 mHz normierte Frequenzverteilungen, berechnet sowohl aus ungewichteten Stichprobeneinträgen (schwarze Linien) als auch durch Summation entsprechender Gewichtungsfaktoren (gelbe Flächen). Die angewandten Auswahlkriterien sind durch den Farbcode an jeder Unterabbildung und der unteren Legende gegeben. Es gilt: $\Phi_A \equiv \Phi_{AGSM}$. Rechts neben den Unterabbildungen stehen die Anzahlen $N_{S,0-6mHz}$ der beitragenden Halb-Perioden zu den jeweiligen Verteilungen (nach Plaschke et al. 2009c).

die Abweichung einer Halb-Periode um 0.1 mHz bewirkt, dass die Wahrscheinlichkeit auf $P_{MF} = 5/14 = 0.357$ fällt.

Verzichtet man auf eine Selektion bezüglich θ_{sw} , so ergeben sich die Frequenzverteilungen, die in Unterabbildung (E) dargestellt sind. Der deutliche Unterschied zwischen den Verteilungen aus den gewichteten (gelbe Fläche) und ungewichteten Stichprobeneinträgen (schwarze Linie) ist auf das Ungleichgewicht bezüglich des Parameters θ_{sw} zwischen Stichprobe und Grundgesamtheit zurückzuführen; Halb-Perioden, die alle Kriterien K1 erfüllen, werden deutlich übergewichtet, wie ein Vergleich zwischen den Unterabbildungen (D) und (E) zeigt: Die Maxima der gewichteten Verteilung aus (E), die über die ungewichtete Verteilung hinausgehen, entsprechen den besetzten Frequenzintervallen in Unterabbildung (D). Damit überträgt sich die hohe Wahrscheinlichkeit P_{MF} auch auf die Frequenzverteilungen, die in (E) gezeigt werden.

K1 exklusive der Auswahlkriterien bezüglich B_z und Φ_{AGSM} ergibt die in (F) gezeigten Frequenzverteilungen. Die Wahrscheinlichkeit P_{MF} bei Berücksichtigung der Gewichtungsfaktoren ist immerhin die vierthöchste derjenigen, die in Abbildung 5.5 dargestellt sind; mit $N_{S,0-6mHz} = 60$ ist die Bedingung für die Berücksichtigung in dieser Abbildung auch gerade erfüllt. Obwohl die Auswahlkriterien von K1 abgeleitet sind, so ist aus der Frequenzverteilung keine bedeutende Präferenz mehr für die MF erkenntlich. Maxima im gezeigten Frequenzbereich liegen z. B. bei 1.7, 2.7 und 3.1 mHz. Davon stimmt nur die Frequenz von 2.7 mHz mit einer der MF überein. Aus den drei Unterabbildungen 5.6 (D), (E) und (F) lässt sich zusammenfassend sagen, dass man aus der hohen Wahrscheinlichkeit für das Auftreten der MF bei Anwendung der Kriterien K1 nicht gesichert schließen kann, dass gerade diese Kriterien oder Bedingungen günstig für die Entwicklung von MP-Oszillationen mit den MF sind; die Abbildungen der zugehörigen Frequenzverteilungen bestätigen nochmals die Vermutung, die bereits durch die geringen Werte $N_{S,0-6mHz}$ (gemäß der Tabellen A.1 und A.2) begründet war.

Die Auswahlkriterien K1 können mit dem physikalischen Phänomen der Flux-Transfer-Events (FTEs) assoziiert werden. Dieses Phänomen wurde bereits zu Beginn dieser Arbeit in Abschnitt 1.6.1 ab Seite 35 kurz beschrieben. Hier sei nochmals erwähnt, dass ein FTE durch lokale Rekonnexion an der MP entsteht. Dadurch wird lokal die Feldtopologie verändert; Flussröhren der Magnetosheath und der Magnetosphäre werden lokal miteinander verbunden. Damit dieser Prozess stattfinden kann, muss das Magnetfeld auf beiden Seiten der MP mindestens in einer Komponente entgegengesetzt gerichtet sein. Bei diesem Prozess wird magnetische Energie in kinetische Energie umgewandelt. Nach Änderung der Magnetfeldtopologie stehen die resultierenden Flussröhren unter einer hohen magnetischen Spannung. Dies bewirkt eine Kraft, die die gesamte Flussröhre mit dem Plasma darin von der Rekonnexionsstelle zu den Flanken der Magnetosphäre entlang der MP zieht. Bei in-situ Messungen mithilfe von Satelliten wird dabei oft eine bipolare Struktur in der N -Komponente des Magnetfeldes (im LMN-KS) in der Nähe der MP beobachtet (z. B. Russell und Elphic 1978). Durch diesen Prozess wird magnetischer Fluss an der (subsolaren) MP-Region abgebaut.

FTEs werden vornehmlich auf der tagseitigen MP entstehen, wo der magnetische Fluss durch Aufstauen von SW-Plasma auf der Magnetosheath-Seite der MP wachsen kann. Schnellere SW-Geschwindigkeiten bzw. ein erhöhter dynamischer Druck des SW sind dafür sicher von Vorteil. Außerdem sollte eine Komponente des Magnetfeldes über die MP hinweg entgegengesetzt gerichtet sein: Unter der Annahme, dass im GSM-KS das

magnetosphärische Magnetfeld an der MP näherungsweise in z -Richtung orientiert ist, ergibt sich, dass es für die Entwicklung von FTEs günstig ist, wenn B_z (IMF) im GSM-KS negativ und damit südwardig orientiert ist (z. B. Russell und Elphic 1978, Rijnbeek et al. 1984). Es ist sogar so, dass FTEs an der tagseitigen MP praktisch nur dann auftreten, wenn $B_z < 0$ nT im SW vorherrscht. Werden die genannten Bedingungen mit denjenigen von K1 verglichen ($B_z < 0$ nT, $v_{sw} > 500$ km/s, $|\Phi_{AGSM}| < 40^\circ$ und $\theta_{sw} > 30^\circ$), so ist eine Übereinstimmung feststellbar.

Die Kombination der Kriterien K1 ist folglich günstig für die Entwicklung von FTEs an der MP. Werden die zugehörigen Flussröhren entlang der MP zur Nachtseite gezogen, so wird auch die MP-Oberfläche bewegt. Lockwood und Wild (1993) haben in einer statistischen Untersuchung von ISEE 1 und 2 Daten gefunden, dass FTEs durchaus periodische MP-Bewegungen hervorrufen können. Im Mittel liegt die Rate der Entstehung bzw. Beobachtung bei etwa einem FTE in 8 Minuten; dies entspräche einer Frequenz von etwa 2 mHz. Die 10% Quantile der Periodenverteilung der FTEs liegen bei etwa 3 und 18.5 Minuten. Wenn gesichert ausgesagt werden könnte, dass unter den Bedingungen K1 MF bei der MP-Bewegung häufiger vorkommen, so könnte man argumentieren, dass möglicherweise FTEs, die bei diesen Bedingungen vornehmlich entstehen, selbst eine Erklärung für das Auftreten der MF darstellen könnten. Da die hohe Wahrscheinlichkeit P_{MF} wie aus Abbildung 5.6 erkenntlich mit den Auswahlkriterien K1 ebenso gut zufällig einhergehen könnte, kann man diesen Schluss, dass FTEs für MP-Bewegungen bei den MF verantwortlich sind, nicht ziehen. Es ist hierbei keine gesicherte Aussage möglich.

Die Frequenzverteilungen zu den Auswahlkriterien K2, die in den Abbildungen 5.4 und 5.5 mit den höchsten Werten für P_{MF} in Beziehung stehen, sind in Abbildung 5.6 in der Unterabbildung (A) dargestellt. Da auch hier bezüglich der vier Parameter B_z , v_{sw} , Φ_{AGSM} und θ_{sw} eine Auswahl stattgefunden hat, sind die Gewichtungsfaktoren für alle ausgewählten Halb-Perioden dieselben: Folglich sind die Frequenzverteilungen aus den gewichteten und ungewichteten Halb-Perioden bzw. Stichprobeneinträgen gleich. Die dargestellte Frequenzverteilung weist Maxima an den vier MF 1.3, 1.9, 2.7 und 3.3 mHz auf, die von Samson et al. (1992) als solche identifiziert wurden, als auch an der niedrigeren Frequenz von 0.7 mHz, die in etwa der Grundfrequenz für stehende KS-Moden entsprechen würde. Es sei hierbei nochmals angemerkt, dass Frequenzen unter 1 mHz aufgrund der Gruppierungskriterien der MP-Beobachtungen (10 Minuten als Maximum zwischen zwei MP-Durchflügen) nur eingeschränkt beobachtet wurden und in der ursprünglichen Verteilung (Abbildung 3.28) nur in vermindertem Maße vorkommen. Zwar erfüllen nur $N_{S,0-6mHz} = 44$ Halb-Perioden alle Kriterien K2 und damit weniger als die geforderten 60, trotzdem sind im Vergleich zwischen den Unterabbildungen (A) und (D) die Maxima bei den MF in der Frequenzverteilung zu den Kriterien K2 (A) deutlich besser als solche identifizierbar als bei der Verteilung zu K1 (D), obwohl die Wahrscheinlichkeit $P_{MF} = 0.364$ (K2) unter derjenigen bei Anwendung von K1 (0.429) liegt.

Die Unterabbildungen (B) und (C) gehören zu den beiden höchsten Werten P_{MF} , die in Abbildung 5.5 eingehen. Bei der Berechnung der Frequenzverteilungen in Unterabbildung (B) wurde bezüglich K2 auf das Kriterium des AGSM-Azimuthwinkels der MP-Beobachtung Φ_{AGSM} verzichtet; erst dadurch werden 66 Halb-Perioden selektiert, so dass die Minimalanzahl $N_{S,0-6mHz} = 60$ überschritten wird. Die Verteilungen aus den ungewichteten und gewichteten Stichprobeneinträgen sind nahezu identisch. Dies ist durch einen Blick in Tabelle 5.1 erklärbar: Es gehen hierbei nur Halb-Perioden aus den Grup-

pen 6 und 8 ein; da die Gewichtungsfaktoren dieser Gruppen mit 0.249 und 0.214 nahezu gleich sind, stimmen auch die abgeleiteten Frequenzverteilungen in Abbildung 5.6 (B) fast überein. Aus Gruppe 6 gehen dabei nur noch weitere 22 Halb-Perioden ein, die die wesentlichen Eigenschaften der Verteilung selbst und insbesondere die Lage der Maxima nicht verändern; in dieser Unterabbildung liegen folglich auch die Maxima bei den MF, wenn man von der untersten dieser Frequenzen (0.7 mHz) absieht.

Mit größerer statistischer Sicherheit kann folglich der Schluss gezogen werden, dass der Satz an Auswahlkriterien K2 mit erhöhten Wahrscheinlichkeiten P_{MF} für das Auftreten der MF bei den MP-Bewegungen zu identifizieren ist. Die in Abbildung 5.6 dargestellten Frequenzverteilungen bestätigen also auch diese Vermutung, die bereits aus den Tabellen A.1 und A.2 sowie aus den Abbildungen 5.4 und 5.5 gewonnen werden konnte. Wie bereits zuvor diskutiert, werden die MF-Maxima der Frequenzverteilung der Gruppe 8 (Tabelle 5.1), für die die Bedingungen K2 gelten, aufgrund der hohen Anzahl an Halb-Perioden in dieser Gruppe auf die allgemeine Frequenzverteilung aller Halb-Perioden übertragen (ohne Gewichtung). Der Prozess, der zu diesen Maxima führte, muss also mit den Auswahlkriterien K2 vereinbar sein.

Die Frequenzverteilungen von Unterabbildung (C) gehören zu den Stichprobeneinträgen, für die die Auswahlkriterien K2 exklusive einer Auswahl bezüglich B_z gelten. Auch hierbei sind noch Maxima bei den Frequenzen 0.7, 1.3, 1.9 und 3.3 mHz erkennbar. Diese Maxima zeichnen sich vom Rest der Verteilung allerdings merklich schlechter ab im Vergleich zu den Frequenzverteilungen der Unterabbildungen (A) und (B); die Maxima sind zum Teil breiter und bezüglich der Frequenz 2.7 mHz nicht an der richtigen Position (gewichtete Stichprobeneinträge). Daraus folgt, dass die wenigen Halb-Perioden der MP-Bewegung, die bei südwärtigem IMF beobachtet wurden, und für die ansonsten die Auswahlkriterien K2 zutreffen (Gruppe 16 in Tabelle 5.1), die Verteilung doch merklich zu Ungunsten der Auftretenswahrscheinlichkeit der MF (P_{MF}) verändern. Berücksichtigt man insbesondere, dass die Frequenzverteilung, die nur aus Halb-Perioden der Gruppe 16 erzeugt wird, nur eine Wahrscheinlichkeit für das Auftreten der MF von $P_{MF} = 0.235$ (Eintrag 24 in Tabelle A.2 der gewichteten Stichprobeneinträge) aufweist, so kann man daraus schließen, dass $B_z > 0$ nT eine wichtige Bedingung innerhalb der Kriterien K2 für die Entstehung und Beobachtung von MP-Bewegungen mit den MF ist. Daraus wiederum folgt, dass FTEs nicht als Erklärung für die MF-Maxima in der Frequenzverteilung aller Halb-Perioden in Frage kommen, da die FTEs an der tagseitigen MP so gut wie nie vorkommen, wenn die z -Komponente des SW-Magnetfeldes (IMF) positiv ist (nordwärtiges IMF): FTEs sind mit den Kriterien K2 nicht vereinbar.

Neben den FTEs ist die Kelvin-Helmholtz-Instabilität (KHI) auch als bedeutende Quelle von MP-Bewegungen bekannt. Sie wurde zu Beginn dieser Arbeit in Abschnitt 1.6.2 ab Seite 38 kurz beschrieben. An den Flanken der MP können Kelvin-Helmholtz-Oberflächenwellen (KH-Wellen) durch den Unterschied in der Strömungsgeschwindigkeit zwischen dem Plasma in der Magnetosheath und demjenigen innerhalb der Magnetosphäre entstehen. Wenn das Magnetfeld in einer der Regionen (oder in beiden) parallel zum Wellenvektor der KH-Welle liegt, so wird die Instabilität gehemmt. Der Grund dafür liegt in der Spannung des Magnetfeldes, die als rücktreibende Kraft einem Anwachsen von KH-Wellen entlang der Feldlinien entgegenwirkt. Günstig für die Entwicklung von KH-Wellen ist dagegen eine möglichst große Geschwindigkeitsdifferenz zwischen den Plasmen der Magnetosheath und Magnetosphäre, sowie die Parallelität zwi-

schen dem Wellenvektor einer KH-Oberflächenwelle und dem Vektor der Geschwindigkeitsdifferenz; dies geht aus der bekannten Bedingung für die Instabilität (1.31) auf Seite 38 hervor (siehe McKenzie 1981). Bezogen auf die SW-Bedingungen sollte eine hohe SW-Geschwindigkeit für die Entwicklung der KHI an den Flanken der MP (großer Azimutwinkel $|\Phi_{\text{AGSM}}|$) von Vorteil sein. Die Frequenzverteilungen, die sich bei Anwendung dieser zwei Kriterien ergeben, sind in Abbildung 5.6 (G) dargestellt. Man kann erkennen, dass bis auf das Maximum bei 2.7 mHz kein weiteres Maximum der Verteilungen mit den MF übereinstimmt. Daraus folgt, dass die KHI hier das Auftreten der MF nicht erklären kann, obwohl die KHI selbst eine bedeutende Quelle für MP-Bewegungen darstellt. Die Kriterien K2 widersprechen bezüglich v_{sw} und Φ_{AGSM} den für die KHI günstigen Bedingungen.

Der magnetosphärische Hohlraumresonator bzw. Wellenleiter stellt die klassische Erklärung für die MF dar. Dieser würde sich zwischen der MP und einem in der Magnetosphäre liegenden Reflexionspunkt erstrecken (siehe Samson et al. 1992). Es ist unbestritten, dass in einem solchen Wellenleiter gefangene kompressible Wellen auch einen Einfluss auf die Position der MP haben werden, da sie dort periodische Schwankungen im Gesamtdruck bzw. in der radialen Plasmageschwindigkeit (normal zur Grenzfläche) verursachen müssten. Aus der Theorie selbst ist keine unmittelbare SW-Abhängigkeit ableitbar. Natürlich ist es denkbar, dass bestimmte SW-Bedingungen zu einer häufigeren oder stärkeren Anregung von Hohlräumeigenmoden führen könnten; aufgrund der beobachteten Prävalenz der MF bei niedrigeren oder moderaten SW-Geschwindigkeiten fällt aber die KHI als Anregungsmechanismus weg. Nicht verständlich ist, warum gerade eine nordwärtige Komponente des SW-Magnetfeldes ($B_z > 0$) im GSM-KS vorteilhaft für die Entwicklung von Hohlräumeigenmoden im magnetosphärischen Wellenleiter sein sollte, da ja das Magnetfeld in der Magnetosheath keinen Einfluss auf diese Wellen haben sollte. Die Reflexion an der MP wird schließlich durch den Gradienten in der Alfvéngeschwindigkeit verursacht, und dieser ist erstmal unabhängig von der konkreten Richtung des Sheath-Feldes.

Die SW-Bedingungen K2 passen dagegen zu einem Bild, in dem zwischen den Cusp-Regionen stehende Kruskal-Schwarzschild-Moden (KS-Moden) auf der MP für die Frequenzselektion verantwortlich sind. Die Bedingungen K2 seien hier nochmals aufgeführt: $B_z > 0$ nT (nordwärtiges IMF), $v_{\text{sw}} < 500$ km/s (niedrige oder moderate SW-Geschwindigkeit), $\theta_{\text{sw}} < 30^\circ$ (niedriger Winkel zwischen dem IMF und der Verbindungslinie Erde-Sonne) sowie $|\Phi_{\text{AGSM}}| < 40^\circ$ (niedriger AGSM-Azimutwinkel der MP-Beobachtung, MP-Bewegung im tagseitigen Bereich).

Die KS-Moden sind Oberflächenwellen auf der MP, deren Amplituden zu beiden Seiten der MP in Normalenrichtung exponentiell abfallen; sie werden im vorhergehenden Abschnitt 4.4 ab Seite 121 ausführlich behandelt. Die Ströme, die mit der Ausbreitung der KS-Mode einhergehen, fließen exklusiv in der Grenzschicht zwischen den beiden involvierten Plasmaregimes, also innerhalb der MP-Region. Die Annahme scheint deshalb nicht abwegig, dass zur Ausbreitung dieser Wellen eine möglichst ungestörte MP-Oberfläche vorteilhaft wäre. Aus dieser Annahme heraus ließe sich erklären, warum ein nordwärtiges SW-Magnetfeld günstig für die Ausbreitung von KS-Moden auf der MP sein könnte: Bei südwärtigem Magnetfeld tritt verstärkt Rekonnexion auf (FTEs). Flussröhren, die aus gemeinsamen Magnetosheath und magnetosphärischen Feldlinien bestehen, werden durch die magnetische Spannung entlang der MP zur Nachtseite gezogen. Durch die

Rekonnexion erodiert das Magnetfeld innerhalb und in der Umgebung der MP-Region. Rekonnectieren inner-magnetosphärische Feldlinien der MP-Region, auf denen feldparallele Ströme zwischen den Ionosphären im Fall einer KS-Mode fließen, so kann dieser Stromfluss an der Rekonnexionsstelle nach Änderung der Magnetfeldtopologie nicht mehr gegeben sein. Bei einer nordwärtigen Komponente des SW-Magnetfeldes ($B_z > 0$ im GSM-KS), ist dagegen die Rekonnexion vermindert. FTEs werden bei solchen Bedingungen an der Tagseite der MP praktisch gar nicht beobachtet; die MP-Oberfläche ist stabiler und weniger gestört. Folglich sollte sich diese Bedingung günstig für die Entwicklung von Oberflächenwellen auf der MP auswirken. In ähnlicher Weise wirkt sich eine niedrige bzw. moderate SW-Geschwindigkeit aus (2. Bedingung aus dem Satz K2). Bei hohen Geschwindigkeiten sind insbesondere die Flanken der MP zunehmend KH instabil; eine niedrige SW-Geschwindigkeit sollte also ebenfalls zur Stabilisierung der MP-Oberfläche beitragen.

Die 3. Bedingung des K2-Satzes, dass die MF insbesondere bei MP-Bewegungen auf der Tagseite beobachtet wurden ($|\Phi_{\text{AGSM}}| < 40^\circ$), könnte mit der zunehmenden Verzerung der inner-magnetosphärischen Feldlinien in MP-Nähe mit steigendem Azimuthwinkel $|\Phi_{\text{AGSM}}|$ (entlang der Flanken zur Nachtseite) zusammenhängen. Im Idealfall eines zu vernachlässigenden Magnetfeldes in der Magnetosheath, wirkt dieses inner-magnetosphärische Feld an der MP als Führungsfeld für die KS-Moden. Durch die zunehmende Relativgeschwindigkeit zwischen den Plasmen in der Magnetosphäre und der Magnetosheath bei steigendem Azimuthwinkel wird auch das magnetosphärische Feld nahe der MP zu den Flanken hin ausgelenkt und verformt. Es ist sicherlich nicht abwegig anzunehmen, dass dieser Umstand die Ausbildung von stehenden KS-Moden, die zwischen den Ionosphären reflektiert werden müssen, erschwert. Desweiteren sind die Frequenzen der Eigenmoden stehender KS-Moden von der Länge des Ausbreitungsweges abhängig. Die in Abschnitt 4.4.3 berechneten Frequenzen bezogen sich auf die subsolare MP. Die Werte sind sicherlich auch in einem breiteren Lokalzeit-Bereich der tagseitigen MP gültig; mit zunehmendem Azimuthwinkel (zu den Flanken hin) wird aber der Ausbreitungsweg länger, und das Spektrum der Eigenfrequenzen sollte folglich zu niedrigeren Frequenzen verschoben sein. Die subsolare bzw. tagseitige MP sollte also die besten Bedingungen für stehende KS-Moden (mit den MF) bieten.

Die Begünstigung der MP-Bewegung bei den MF, wenn der eingeschlossene Winkel θ_{sw} zwischen dem IMF und der Verbindungslinie Erde-Sonne niedrig ist, könnte mit dem Anregungsmechanismus für stehende KS-Moden zusammenhängen. Wie bereits in Abschnitt 4.4 beschrieben, ist die stehende KS-Mode in der Grundmode durch einen Bauch im Geschwindigkeitsfeld in der magnetischen Äquatorialebene charakterisiert; hier wird die MP am weitesten von ihrer mittleren Position ausgelenkt. Für die Anregung der KS-Mode ist eine lokalisierte Auslenkung der MP nötig (Abschnitt 4.4.4.2); der daraus resultierende zusätzliche Chapman-Ferraro-Strom auf der MP kann über feldparallele Ströme in der Ionosphäre geschlossen werden. Es ergibt sich somit das Stromsystem der stehenden KS-Mode. Wird dagegen die MP großflächig (nicht lokalisiert) bewegt, so stellt sich nur ein neues Druckgleichgewicht ein; das gesamte Chapman-Ferraro-Stromsystem wird dabei in seiner Stärke verändert; feldparallele Ströme und KS-Oberflächenwellen werden dabei nicht generiert. Folglich sind zur Anregung von KS-Moden lokalisierte MP-Verformungen nötig; diese können bei niedrigem Winkel θ_{sw} als SW-Bedingung vermehrt entstehen (siehe Abschnitt 1.6.3 ab Seite 39): Unter dieser Bedingung liegt die Foreshock-

Region im SW vor der subsolaren Bugstoßwelle; aus der Sicht des anströmenden SW liegt die gesamte Magnetosphäre dann hinter der Foreshock-Region. Fairfield et al. (1990) beispielsweise fanden heraus, dass Kompressionen und Entspannungen in der subsolaren Magnetosphäre oft mit Variationen des dynamischen Druckes des SW in der Foreshock-Region einhergehen, wenn diese Region vor der subsolaren Bugstoßwelle liegt und entsprechend der Winkel θ_{sw} klein ist. Bei diesen Druckvariationen sind Dichte und Betrag des Magnetfeldes im SW korreliert. Da im ungestörten SW üblicherweise eine Antikorrelation vorliegt, schlossen Fairfield et al. daraus, dass die Druckvariationen durch Interaktion zwischen SW und Bugstoßwelle in der Foreshock-Region entstanden sein müssten. Sie argumentieren, dass die hier generierten Regionen erhöhter oder verminderter Dichte vom SW durch die Bugstoßwelle transportiert werden, und dann auf die MP einwirken. Die Beziehung zwischen einem niedrigen Winkel θ_{sw} , der damit verbundenen vorgelagerten Foreshock-Region und daraus resultierenden lokalen MP-Verformungen wurde erst kürzlich durch zwei Einzelfallstudien (Shue et al. 2009, Hietala et al. 2009) bestätigt.

Shue et al. (2009) konnten anhand von Messdaten der fünf THEMIS Satelliten eine lokale, kleinskalige, $2 R_E$ breite und $1 R_E$ tiefe Einbuchtung in der MP identifizieren. Diese wurde durch einen schnellen Plasmafluss innerhalb der Magnetosheath vor der subsolaren MP verursacht. Der schnelle Plasmafluss erfolgte zunächst zur MP hin. Durch die Entspannung des Feldes auf der magnetosphärischen Seite erfolgte die Rückbeschleunigung der verformten Grenzfläche nach außen, wodurch ein schneller Plasmafluss in der Magnetosheath in entgegengesetzte Richtung erzeugt wurde; dieser wurde ebenfalls durch die THEMIS Satelliten beobachtet. Während des Ereignisses war das IMF radial gerichtet und damit θ_{sw} klein. Dies gilt auch für das in Hietala et al. (2009) diskutierte Ereignis. In ihrer Arbeit stellen sie Messungen der CLUSTER Satelliten vor, mit denen sie ebenfalls einen schnellen (sogar supermagnetosonischen) Plasmastrom mit Geschwindigkeiten um 500 km/s innerhalb der Magnetosheath hinter der (quasi-parallelen) Bugstoßwelle feststellen konnten (siehe auch Němeček et al. 1998). Durch den Plasmastrom bildete sich eine weitere Stoßwelle von etwa 1 bis $2 R_E$ Breite in der Magnetosheath hinter der eigentlichen Bugstoßwelle. Der dynamische Druck im Plasmastrom war mit 6 nPa extrem hoch; seine Richtung war gegenüber der ungestörten SW-Fließrichtung verkippt. Hietala et al. führen die Beobachtung der zweiten Stoßwelle auf eine lokale Krümmung der subsolaren Bugstoßwelle bei radialem IMF zurück: An der Bugstoßwelle würde der SW verzögert, wenn er dieselbe in deren Normalenrichtung passiert. Wenn die Bugstoßwelle aber verformt ist, so kann ihre Normalenrichtung lokal senkrecht zum heranfließenden SW stehen; an diesen Stellen würde das Plasma die Bugstoßwelle nahezu ungehindert passieren und nicht verzögert werden; es hätte dann weiterhin supermagnetosonische Geschwindigkeit. Es würde nur eine Ablenkung des Plasmastromes von der ursprünglichen SW-Fließrichtung stattfinden, so dass durch diese Ablenkung auch eine Fokussierung und Kompression des Plasmas verbunden ist; dies führt laut Hietala et al. (2009) zum hohen dynamischen Druck des Magnetosheath-Plasmastromes. Durch die Fokussierung entstehen in der Magnetosheath Bereiche lokal stark erhöhter (im Plasmastrom) bzw. erniedrigter Dichte, die zu lokalen Verformungen der MP führen. Die MP wird in dem Bereich, auf den der Plasmastrom trifft und vor dem sich die zweite Stoßwelle einstellt, lokal nach innen gedrückt; an anderen Stellen wird die Grenzschicht aufgrund der geringeren Magnetosheath-Plasmadichte nach außen gezogen. Es ergibt sich dadurch wieder eine lokale Verformung der MP, die, wie bereits beschrieben, zur Anregung einer KS-Mode

auf der MP führen kann. Die Verformungen der Bugstoßwelle, die in diesem Bild die Ursache für die schnellen Plasmaströme in der Magnetosheath sind, entstünden aufgrund der Instabilität der quasi-parallelen Stoßwelle, bei der SW-Magnetfeldrichtung und Normalenvektor parallel zueinander liegen: SW-Ionen werden von der Bugstoßwelle in die Foreshock-Region reflektiert und wechselwirken dort mit dem anströmenden SW (z. B. Fairfield et al. 1990, Burgess et al. 2005). Dort entstehen kompressible Störungen, die bei radialem IMF mit dem SW wieder zur Bugstoßwelle zurückkonvektiert werden und mit dieser wechselwirken bzw. zu Verformungen auf derselben führen.

Zusammenfassend bedeutet dies: Bei radialem IMF und damit niedrigem Winkel θ_{sw} ist die subsolare Bugstoßwelle quasi-parallel, IMF und Normalenvektor liegen dort parallel zueinander. In dieser Situation ist die Bugstoßwelle nicht stabil, sondern wird aufgrund der Wechselwirkung mit Foreshock-Wellen deformiert. Innerhalb der Magnetosheath können sich dadurch schnelle Plasmaströme ergeben, die zu lokalen Verformungen der MP-Oberfläche führen. Durch diese lokalen Verformungen werden KS-Oberflächenwellen auf der MP angeregt. Folglich ist die SW-Bedingung $\theta_{sw} < 30^\circ$ als günstig für die Entwicklung von stehenden KS-Moden auf der MP zu werten.

Insgesamt ergibt sich damit aus den Betrachtungen dieses Kapitels folgendes Bild: Aus einer Untersuchung der Frequenzverteilungen bezüglich der vorherrschenden SW-Bedingungen ergab sich, dass MP-Bewegungen mit den MF besonders dann auf der Tagseite (kleiner Azimutwinkel $|\Phi_{AGSM}|$) vorkommen, wenn simultan die Bedingungen K2 (nordwärtiges IMF, niedrige bzw. moderate SW-Geschwindigkeit und radiales IMF bzw. niedriger Winkel θ_{sw}) erfüllt sind. Aufgrund der zahlreichen Beobachtungen der MP bei diesen Bedingungen, übertrugen sich die Maxima der zugehörigen Frequenzverteilung (MF) auch auf die Frequenzverteilung aller Halb-Perioden. Die für das Auftreten der MF günstigen Bedingungen wurden mit denjenigen verglichen, die für die Entwicklung verschiedener physikalischer Prozesse vorteilhaft sind, die Bewegungen auf der MP verursachen können. Es wurde gefunden, dass die Bedingungen vor allem günstig für die Entwicklung der in dieser Arbeit vorgestellten (stehenden) Kruskal-Schwarzschild-Moden sind. Folglich kann das Ergebnis dieses Kapitels als indirekter Beweis für die Existenz von stehenden KS-Moden gedeutet werden, da einerseits die MF bei den SW-Bedingungen häufiger beobachtet wurden, die auch für die Entstehung und Ausbreitung der KS-Moden günstig sind, und andererseits die Frequenzselektion zugunsten der MF durch stehende KS-Moden erklärt werden kann.

6 Einzelfalluntersuchung: Ereignis vom 23. August 2007

Der direkte Beweis der Existenz stehender KS-Moden kann nur durch einen Vergleich von Beobachtungen solcher Wellen mit den theoretischen Voraussagen geschehen. Verschiedene Aspekte der Welle müssen dabei überprüft werden, um eine korrekte Klassifizierung zu ermöglichen: Um den exponentiellen Abfall der Amplitude der Oberflächenwelle zu verifizieren, dürfen Messungen nicht nur in der Nähe der MP, sondern sollten auch weiter innerhalb der Magnetosphäre bzw. Magnetosheath stattfinden. Desweiteren muss die radiale Bewegung der MP nachvollzogen werden können; Satelliten, die die Bewegung der MP direkt beobachten und durch sie hindurchfliegen, können aber schwerlich gleichzeitig auch die Eigenschaften der Welle in einem der Halbräume (Magnetosphäre oder Magnetosheath) beobachten, da sie ständig die Grenzfläche passieren werden. Eine zwischen den Fußpunkten der inner-magnetosphärischen Feldlinien (in der Cusp-Region) stehende KS-Mode sollte am Boden ebenfalls eine magnetische Signatur generieren. Die mit der Welle assoziierten feldparallelen Ströme werden schließlich in der Ionosphäre geschlossen. Weitere Messpunkte in meridionaler oder azimuthaler Richtung entlang der MP-Grenzfläche wären sicherlich hilfreich, um die Wellenzahl einer Oberflächenwelle (direkt) bestimmen zu können.

Die beschriebene Konstellation von Satelliten und Bodenstationen, die für eine Identifizierung einer stehenden KS-Mode zumindest wünschenswert ist, wird sicherlich eher seltener gegeben sein. Neben den beobachtungstechnischen Voraussetzungen muss dann natürlich auch eine stehende KS-Mode an der (sonst ungestörten) MP vorhanden sein, um sie auch verifizieren zu können. Der Fall einer durch genügende Beobachtungen gut erfassten stehenden KS-Mode wird also selten eintreten. In diesem Kapitel soll ein Ereignis diskutiert werden, bei dem zumindest die Voraussetzungen bezüglich der multiplen Beobachtungspunkte gegeben sind. Die Messungen weisen in vielen Punkten Ähnlichkeiten zu den in Kapitel 4.4 hergeleiteten Gesetzmäßigkeiten für stehende KS-Moden auf.

Das zu untersuchende Ereignis fand am 23. August 2007 zwischen 15 und 16 UT statt. Die fünf THEMIS-Satelliten befanden sich noch in der Coast Phase auf ihrem gemeinsamen Orbit, auf dem sie hintereinander in relativ geringem Abstand flogen (bezogen auf magnetosphärische Längenskalen). Die Projektion der Positionen der fünf Satelliten zwischen 14 und 17 UT auf die x - y -Ebene des GSE-KS (Ekliptik) ist in Abbildung 6.1 dargestellt: Sie befanden sich auf dem Weg aus der Magnetosphäre in die Magnetosheath im späten morgendlichen Lokalzeitsektor. THB war hierbei der führende Satellit auf dem gemeinsamen Orbit, es folgten die Satelliten THC, THD und THE in geringem Abstand zueinander. In etwas größerem Abstand schloss THA die Konfiguration ab.

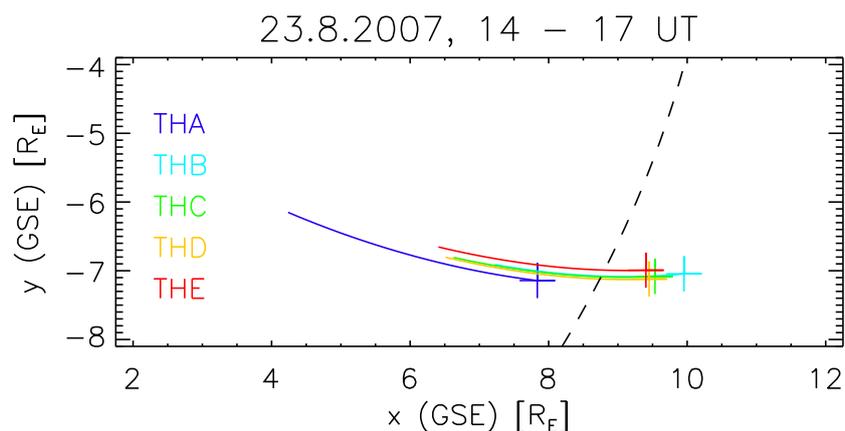


Abbildung 6.1: Projektion der Positionen der fünf THEMIS Satelliten am 23. August 2007 zwischen 14 und 17 UT auf die x - y -Ebene des GSE-KS. Die Kreuze zeigen die Positionen um 17 UT. Die gestrichelte Linie skizziert die Lage der MP (Modell nach Shue et al. (1997) mit $r_0 = 10.5 R_E$ und $\alpha = 0.5959$).

Abbildung 6.2 zeigt Messungen des Magnetfeldes (oben) und der Ionengeschwindigkeit (unten) im Zeitintervall zwischen 14:30 und 16:45 UT, die vom Satelliten THE durchgeführt wurden. Es sind die Komponenten beider Größen im lmn-KS dargestellt. Dieses MP-angepasste Koordinatensystem unterscheidet sich leicht gegenüber denjenigen, die in Abschnitt 1.3 vorgestellt wurden: Die l -Richtung korrespondiert mit der Richtung des mittleren Magnetfeldes¹ innerhalb der Magnetosphäre. Die n -Richtung ist, wie üblich, durch das MP Modell von Shue et al. (1997) gegeben, bei dem eine Aberration von 5° für den Einfallswinkel des Sonnenwindes berücksichtigt wurde. Auch hier wird $\alpha = 0.5959$ gewählt (siehe Abschnitt 3.2 ab Seite 66); dieser Parameter bestimmt die Form der MP in diesem Modell. Von der Modellnormalen wird nur der zur l -Richtung senkrechte Anteil für die Bestimmung des Normalenvektors \underline{e}_n benutzt. Die m -Richtung vervollständigt das rechtshändige Koordinatensystem; der zugehörige Basisvektor \underline{e}_m zeigt senkrecht zum magnetosphärischen Feld und zur MP-Normalen nach Westen.

Anhand der Magnetfelddaten sind drei Übergänge von THE durch die MP erkennbar: Zwischen 16:10 und 16:20 UT befindet sich der Satellit kurzzeitig in der Magnetosheath, wie man am Abfall der l -Komponente sieht; das Fluktuationsniveau ist hier auch höher als in der Magnetosphäre. Um etwa 16:36 UT tritt THE dann ein zweites Mal in die Magnetosheath ein. Betrachtet man die Magnetfeldmessungen vor dem ersten MP-Durchflug genauer, so kann man periodische Fluktuationen in allen drei Komponenten von niedriger Amplitude feststellen. In den Komponenten der Ionengeschwindigkeit sind Fluktuationen von gleicher Periodizität vorhanden; die Variationen in \underline{B} gehen also mit Bewegungen der Ionen und auch der Elektronen, deren Geschwindigkeit hier nicht gezeigt wird, einher. Vor allem die Variationen in der Ionengeschwindigkeit scheinen dabei mit Annäherung des Satelliten an die MP zuzunehmen; dies kann als erster Hinweis für eine beobachtete Oberflächenwelle gedeutet werden. Die hier dargestellten Fluktuationen sind in Satellitenmessungen in MP-Nähe durchaus häufig zu finden und keine Seltenheit; das hier bespro-

¹Die mittlere Magnetfeldrichtung ergibt sich aus der Mittelung der Komponenten (GSE-KS) der Magnetfeldvektoren im Zeitintervall zwischen 15:00 und 15:40 UT.

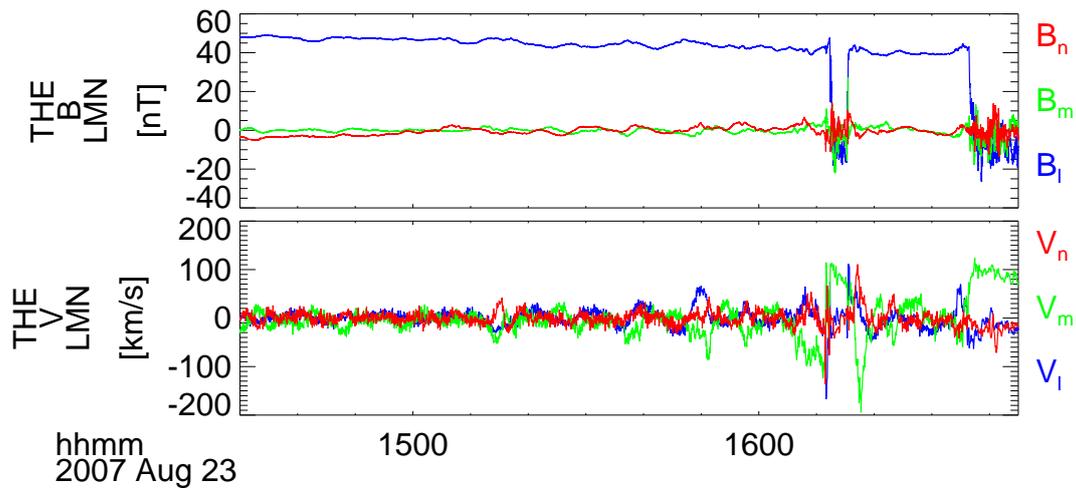


Abbildung 6.2: Messungen des Magnetfeldes (oben) und der Ionengeschwindigkeit (unten) durch den Satelliten THE am 23.8.2007 zwischen 14:30 und 16:45 UT im lmn-KS nach der im Text gegebenen Definition.

chene Ereignis zeichnet sich aber durch eine gute räumliche Verteilung an Messpunkten durch die THEMIS-Satelliten und durch Bodenstationen aus, wie sie für die Identifikation einer stehenden KS-Mode nötig wäre: Periodische Variationen in unterschiedlichen Messgrößen wurden zeitgleich durch alle THEMIS-Satelliten und durch einige Bodenmagnetometerstationen des kanadischen Netzwerkes CARISMA registriert, desweiteren waren zu diesem Zeitpunkt auch SW-Daten des OMNI-Datensatzes verfügbar. Einige ausgesuchte Messungen sind exemplarisch in Abbildung 6.3 dargestellt. In der obersten Unterabbildung (A) ist zum Vergleich die l -Komponente der Ionengeschwindigkeit gemessen durch den Satelliten THE ersichtlich. Aus der ursprünglichen Zeitreihe wurde der einminütige gleitende Mittelwert berechnet, um die höherfrequenten superponierten Fluktuationen zu unterdrücken. Aus diesem Grund sind hierbei die quasi-periodischen Variationen zwischen 15 und 16 UT besonders deutlich sichtbar.

Die zwei nächsten Unterabbildungen (B) und (C) zeigen Magnetfeldmessungen der Bodenstation Taloyoak (Kennung: TALO). Diese Station befindet sich bei den geographischen Koordinaten 69.54° Nord und 266.45° Ost, und ist Teil des kanadischen Magnetometernetzwerkes CARISMA. Die korrigierte geomagnetische Breite der Station ist 78.28° Nord (siehe www.carisma.ca). Diese Station liegt somit im Bereich der Fußpunkte der Cusp-Feldlinien. Im betrachteten Zeitintervall befanden sich die CARISMA Stationen wie auch die THEMIS Satelliten im späten morgendlichen Sektor, die Fußpunkte der Magnetfeldlinien, die die Positionen der THEMIS Satelliten kreuzen, lagen in der Nähe der Station TALO. Die Magnetfeldmessungen aller CARISMA Stationen liegen zunächst im geographischen Koordinatensystem vor, die drei Komponenten zeigen in nördliche (x) und östliche (y) Richtung, sowie zum Nadir (z). In der x - y -Ebene wurde von den TALO Magnetfeld-Daten die mittlere Feldrichtung im Intervall 15:00 bis 15:40 UT ermittelt: Diese Richtung wird nun als H -Richtung bezeichnet, sie zeigt weiterhin in nördliche Richtung, allerdings nicht bezüglich des geographischen Nordpols, sondern bezüglich der lokalen Feldrichtung. Senkrecht dazu zeigt die D -Richtung nach Osten. Die hier gezeigten Messungen liegen in diesem H - D -Koordinatensystem vor; die beiden

Komponenten sind in Abbildung 6.3 (B) und (C) dargestellt. Wie man anhand der Unterabbildungen erkennen kann, sind periodische Fluktuationen in beiden Komponenten (H und D) am Boden sichtbar; diese Fluktuationen stimmen zeitlich und bezüglich ihrer Periodizität mit denjenigen bei THE überein. Allerdings sind die Variationen weniger monochromatisch als beispielsweise in der I -Komponente der Ionengeschwindigkeit bei THE. Auch in Magnetfelddaten anderer benachbarter Bodenstationen sind diese Oszillationen sichtbar: Die Stationen Fort Churchill (FCHU) und Gillam (GILL) befinden sich näherungsweise auf demselben geomagnetischen Meridian wie TALO. Die korrigierten geomagnetischen Breiten liegen bei 68.32° und 66.03° respektive. Die Oszillationen, die an diesen Stationen verzeichnet wurden, sind von geringerer Amplitude als bei TALO (wenige Nanotesla).

THE ist einer der drei mittleren Satelliten der THEMIS Konfiguration; der führende Satellit auf dem Coast Phase Orbit ist hier THB. Dieser Satellit überquerte folglich auch als erster die MP; radiale Bewegungen sollten sich also vornehmlich in Beobachtungen dieses Satelliten bemerkbar machen: Dies ist anhand der Unterabbildungen (D) und (E) nachvollziehbar. In (D) sind die drei Komponenten des Magnetfeldes (THB) im lmn-KS dargestellt; Unterabbildung (E) zeigt die spektrale Energieflussdichte der Ionen gemessen mit dem ESA-Instrument von THB. Es ist ersichtlich, dass Eintritte in das Magnetosheath-Plasma innerhalb des Intervalls 15 bis 16 UT in periodischen Abständen erfolgen, die mit den Oszillationen bei THE synchronisiert sind. Dies ist an den Änderungen der Energieflussdichte erkennbar (vgl. auch Abschnitt 1.5 ab Seite 26). Folglich weist die MP eine (radiale) Bewegung mit der Periodendauer der beobachteten Pulsationen auf. Auch am innersten der fünf Satelliten (THA) sind diese Oszillationen messbar. Sie unterscheiden sich von denjenigen bei THE allerdings nur bezüglich ihrer Amplitude, die zum Teil deutlich geringer ist; folglich soll hier auf eine weitere Abbildung verzichtet werden.

Die beiden letzten Unterabbildungen (F) und (G) von Abbildung 6.3 zeigen die SW-Parameter B_z (im GSM-KS) und θ_{sw} (Winkel zwischen dem IMF und der Verbindungslinie Erde-Sonne). Die gezeigten Zeitreihen sind um 5 Minuten zu denjenigen aus dem OMNI-Datensatz verschoben worden, um die Zeit zu berücksichtigen, die das SW-Plasma näherungsweise benötigt, bis es sich nach Passieren der Bugstoßwelle auf die MP auswirkt. Man kann erkennen, dass der Winkel θ_{sw} mit etwa 20° im interessierenden Zeitintervall gering ist. Es sei daran erinnert, dass kleine Winkel θ_{sw} (unter 30°) als günstige Bedingung für die Entstehung von (stehenden) KS-Moden identifiziert werden konnte. Ebenso galt dies für die Bedingung $B_z > 0$ nT, die allerdings hier nicht unbedingt vorliegt: Zu den meisten Zeiten des Intervalls 15 bis 16 UT liegt der Wert von B_z um Null; ab etwa 15:47 weist das IMF dann eine südwärtige Komponente bis zum Ende des dargestellten Intervalls bei 16:45 UT auf.

Auf den vorgestellten Zeitreihen basierend ist festzustellen, dass das vorliegende Ereignis ein aussichtsreicher Kandidat für die erste direkte Beobachtung einer stehenden KS-Mode ist: Es sind Oszillationen der MP sichtbar, die mit Variationen im Magnetfeld und der Ionengeschwindigkeit in deren Nähe einhergehen. Entfernt man sich von der MP, so nimmt die Amplitude ab, was leicht durch den exponentiellen Abfall einer Oberflächenwelle in die angrenzenden Halbräume hinein erklärt werden kann. Die Oberflächenwelle generiert Störungen des Magnetfeldes am Boden, die durch ionosphärische Ströme verursacht werden; dies wird bei der stehenden KS-Mode erwartet, da sich in diesem Fall in der Ionosphäre feldparallele Ströme schließen müssen, und die assoziierten

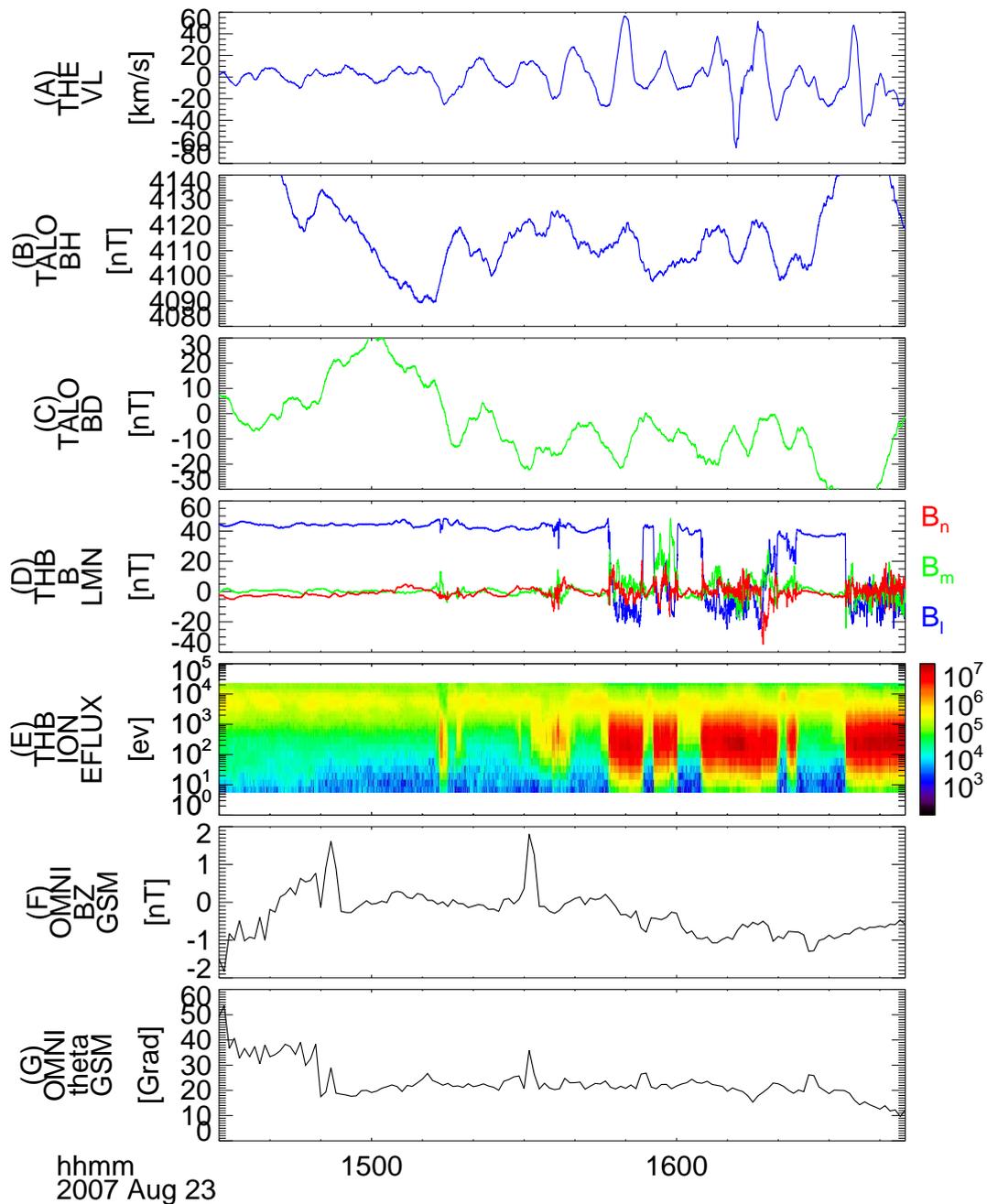


Abbildung 6.3: Unterabbildungen (A) bis (G) von oben nach unten: (A) l -Komponente der Ionengeschwindigkeit bei THE, (B) H -Komponente des Magnetfeldes gemessen an der Bodenstation Taloyoak, (C) D -Komponente derselben Station, (D) Magnetfeld im Imn-KS bei THB, (E) spektrale Energieflussdichte der Ionen bei THB (Einheit der Farbskala: $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$), (F) z -Komponente des SW-Magnetfeldes im GSM-KS und (G) θ_{sw} aus dem OMNI-Datensatz, verschoben um 5 Minuten (siehe Text). Alle Zeitreihen umfassen den Bereich 14:30 bis 16:45 UT am 23. August 2007.

Hall-Ströme (siehe Hughes-Rotation, z. B. Hughes 1974) eine magnetische Signatur mit der Oszillationsfrequenz am Boden generieren sollten. Variationen mit derselben Periodizität wurden an der Station TALO gemessen; bei weiter südlich liegenden Stationen ist die Amplitude geringer, was wiederum mit dem radialen exponentiellen Abfall der Amplitude bei einer Oberflächenwelle erklärbar ist. Die Periodendauer kann anhand der Abbildung 6.3 (A) zu etwa 10 Minuten abgeschätzt werden; dies entspricht einer Frequenz von 1.7 mHz. Dies stimmt zwar nicht mit einer der MF überein, die Frequenz liegt aber zumindest im unteren Millihertz-Bereich, in dem auch die Eigenfrequenzen stehender KS-Moden liegen sollten. Die SW-Bedingungen sind bezüglich des Winkels θ_{sw} günstig für die Entwicklung von KS-Moden, wie bereits im letzten Kapitel begründet wurde. Die z -Komponente des SW-Magnetfeldes schwankt im Wesentlichen um Null, was weder als günstige noch als ungünstige Bedingung für die Ausbreitung von KS-Moden auf der MP zu deuten ist. Die SW-Geschwindigkeit wurde während des besagten Intervalls nur sporadisch gemessen, die wenigen verfügbaren Datenpunkte weisen aber auf eine niedrige SW-Geschwindigkeit von etwa 320 km/s hin, was gegen die KHI als Ursache für die beobachteten Oszillationen spricht ist. Allenfalls die Beobachtung an der tagseitigen Morgenflanke (AGSM-Azimuthwinkel leicht über 40°) spräche gegen stehende KS-Moden als Erklärung für die beobachteten Oszillationen.

Eine abschließende Bewertung zugunsten stehender KS-Moden kann jedoch erst erfolgen, wenn Amplituden und Phasen der Pulsationen in den verschiedenen Größen, gemessen in der Nähe der MP und am Boden, auch mit den theoretischen Vorhersagen aus Abschnitt 4.4 übereinstimmen. Dieser Vergleich soll vornehmlich auf den Messungen des Satelliten THE basieren; die Komponenten des Magnetfeldes und der Ionengeschwindigkeit, die in Abbildung 6.2 bereits im l - m - n -KS dargestellt sind, werden in Abbildung 6.4 nochmals einzeln gezeigt: Um höherfrequentes Rauschen zu unterdrücken, wurde von den Zeitreihen jeweils ein einminütiger gleitender Mittelwert berechnet; diese Mittelwerte sind hier dargestellt.

Es ist ersichtlich, dass sich die Oszillationen zwischen den einzelnen Komponenten der Ionengeschwindigkeit stark unterscheiden. Während sie in der l -Komponente quasi-monochromatisch sind, so sind in der Zeitreihe der m -Komponente nicht zu vernachlässigende, höherfrequente, superponierte Schwingungen enthalten; die niederfrequente Schwingung ist aber in der Zeitreihe noch problemlos erkennbar. Dies ist in der n -Komponente schon fast nicht mehr gegeben; hier überwiegen höherfrequente Fluktuationen. In den drei Komponenten des Magnetfeldes sind die Oszillationen untereinander ähnlicher; hier soll nur der Vergleich dieser Komponenten erfolgen, da die Magnetfeldmessungen gut interpretierbar, präzise und am besten mit den Ergebnissen aus der Theorie der Einflüssigkeits-MHD vergleichbar sind.

In der Näherung der idealen Einflüssigkeits-MHD und unter der Annahme der Gültigkeit der Inkompressibilitätsbedingung $\nabla \cdot \delta \underline{v} = 0$, aus der sich eine Beziehung für die Komponenten des Wellenvektors einer KS-Mode ableiten lässt ($k_x^2 = -k_y^2 - k_z^2$), erhält man die Beziehung (4.135) auf Seite 139 für die Störung des Magnetfeldes:

$$\delta \underline{b} = \frac{B_0 \Omega}{\omega} e^{ik_x x + ik_y y - i\omega t} \begin{pmatrix} ik_x k_z \cos(k_z z) \\ ik_y k_z \cos(k_z z) \\ -k_z^2 \sin(k_z z) \end{pmatrix} \quad (6.1)$$

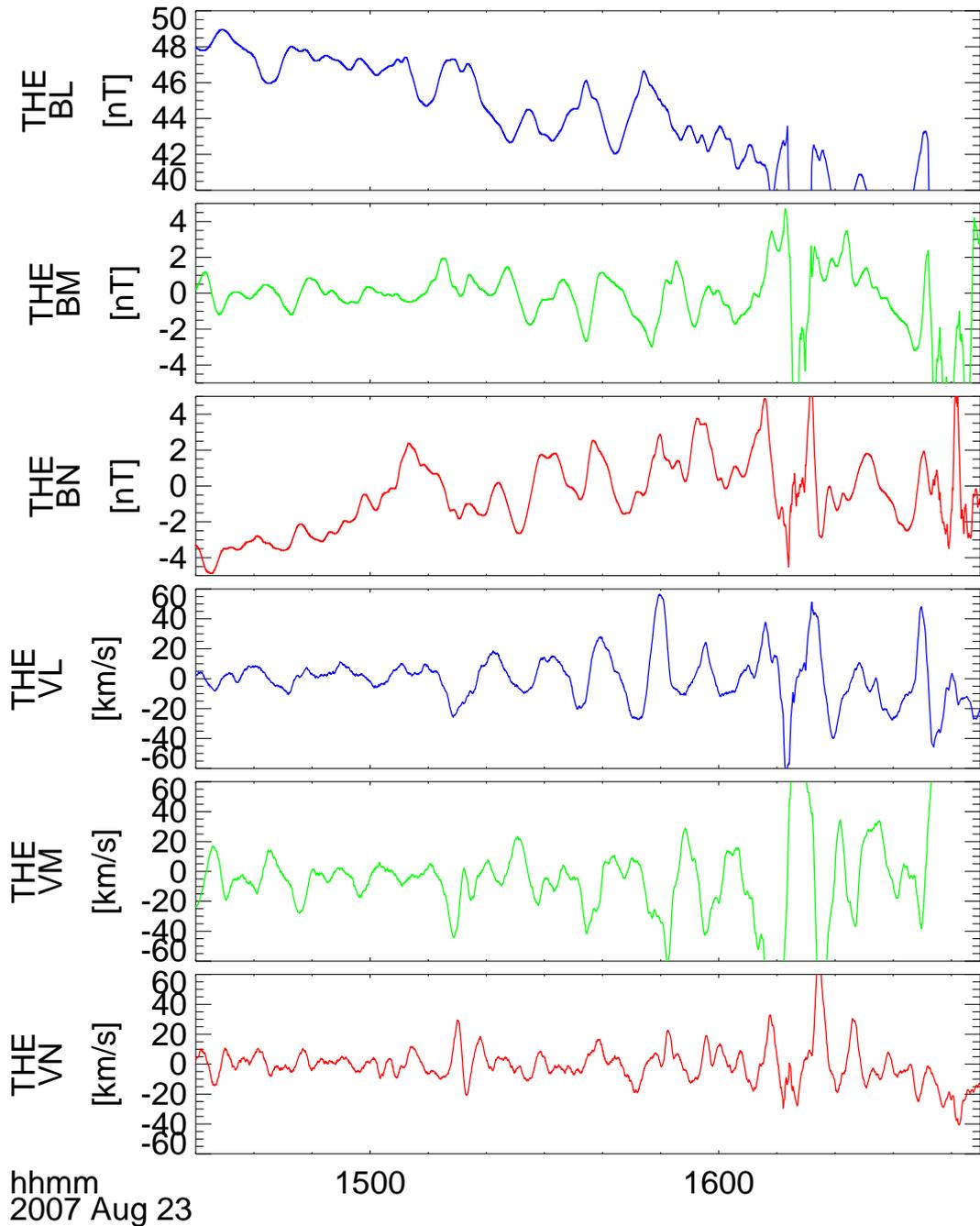


Abbildung 6.4: Komponenten des Magnetfeldes sowie der Ionengeschwindigkeit im Ion-KS, gemessen durch den Satelliten THE am 23. August 2007 zwischen 14:30 und 16:45 UT.

Für die Plasmageschwindigkeit wurde die folgende Beziehung hergeleitet:

$$\delta \underline{v} = \Omega e^{ik_x x + ik_y y - i\omega t} \begin{pmatrix} k_x \sin(k_z z) \\ k_y \sin(k_z z) \\ -ik_z \cos(k_z z) \end{pmatrix} \quad (6.2)$$

Die Komponenten von Gleichung (6.1) können nun mit den Magnetfelddaten (\underline{B}) von THE verglichen werden. Dazu wird das Zeitintervall zwischen 15:15 und 15:55 UT ausgewählt, in dem die Pulsationen am deutlichsten hervortreten. Der lineare Trend wird von den ungefilterten Zeitreihen subtrahiert, und die sich ergebenden Zeitreihen werden Fourier-transformiert. Zum Vergleich wird mit den Zeitreihen der Ionengeschwindigkeit (\underline{V}) gleich verfahren. Die Ergebnisse der Fouriertransformation sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst und in Abbildung 6.5 dargestellt.

In der Abbildung sind die spektralen Leistungsdichten P für die Komponenten des Magnetfeldes B_l , B_m und B_n (Einheit nT²/Hz, obere Unterabbildungen) und für die Komponenten der Ionengeschwindigkeit V_l , V_m und V_n (Einheit (km/s)²/Hz, untere Unterabbildungen) im Frequenzbereich zwischen 0 und 6 mHz abgebildet. Man kann deutlich das gemeinsame Maximum aller 6 Spektren bei 1.67 mHz erkennen, das zu den beobachteten Oszillationen gehört. Es sei zu beachten, dass aufgrund des analysierten Zeitintervalls von 40 Minuten die Frequenzauflösung nur bei etwa 0.4 mHz liegt. In den Spektren sind auch andere Maxima ersichtlich; Oszillationen der zugehörigen Frequenzen tragen entsprechend auch zu den beobachteten Zeitreihen bei. Die Werte der spektralen Leistungsdichten P und der relativen Phasen φ an der Position der Maxima bei 1.67 mHz werden aus den Spektren extrahiert, und sind in Tabelle 6.1 aufgelistet.

Es ist hieraus ersichtlich, dass die Leistungsdichten respektive die Amplituden der Oszillationen in den l -Komponenten des Magnetfeldes und der Ionengeschwindigkeit am größten sind. Wie bereits aus Abbildung 6.4 vermutet werden konnte, sind die Amplituden aller Komponenten von \underline{B} vergleichbar; unnormierte Amplitudenwerte können aus den Leistungsdichtewerten durch Berechnung der Quadratwurzel gewonnen werden. Bei der Ionengeschwindigkeit ist die bei weitem stärkste Oszillation bei 1.67 mHz in V_l gegeben, die Leistungsdichte von V_n ist fast eine Größenordnung kleiner als die von V_l ; entsprechend sind die Oszillationen in der Zeitreihe von V_l deutlich und in V_n kaum ersichtlich.

Mithilfe der tabellarischen Daten kann nun ein Vergleich mit Gleichung (6.1) erfolgen: Gemäß dieser Gleichung ist der Quotient der Amplituden der x und y -Komponenten der Magnetfeldstörung gleich dem Quotienten der komplexen Beträge der Wellenzahlen $|k_x|$ und $|k_y|$. Die Wellenzahl k_x ist diejenige in Normalenrichtung der Grenzfläche; sie sollte in der Theorie rein imaginär sein; k_y dagegen sollte reellwertig sein. Dies ist nur für die Phase zwischen den Komponenten δb_x und δb_y von Bedeutung, nicht aber für die Amplitude (Betrag der komplexen Amplitude), die aus der spektralen Leistungsdichte P (aus Tabelle 6.1) berechnet wird. Es folgt $|\delta b_x| \sim |k_x|$ und $|\delta b_y| \sim |k_y|$ mit demselben Proportionalitätsfaktor. Es ist zu beachten, dass die x -Richtung im Koordinatensystem des Modells mit der $-n$ -Richtung des lmn-KS übereinstimmt; y und z entsprechen respektive den Koordinaten m und l . Es folgt für den Quotienten der Beträge der Wellenzahlen k_x

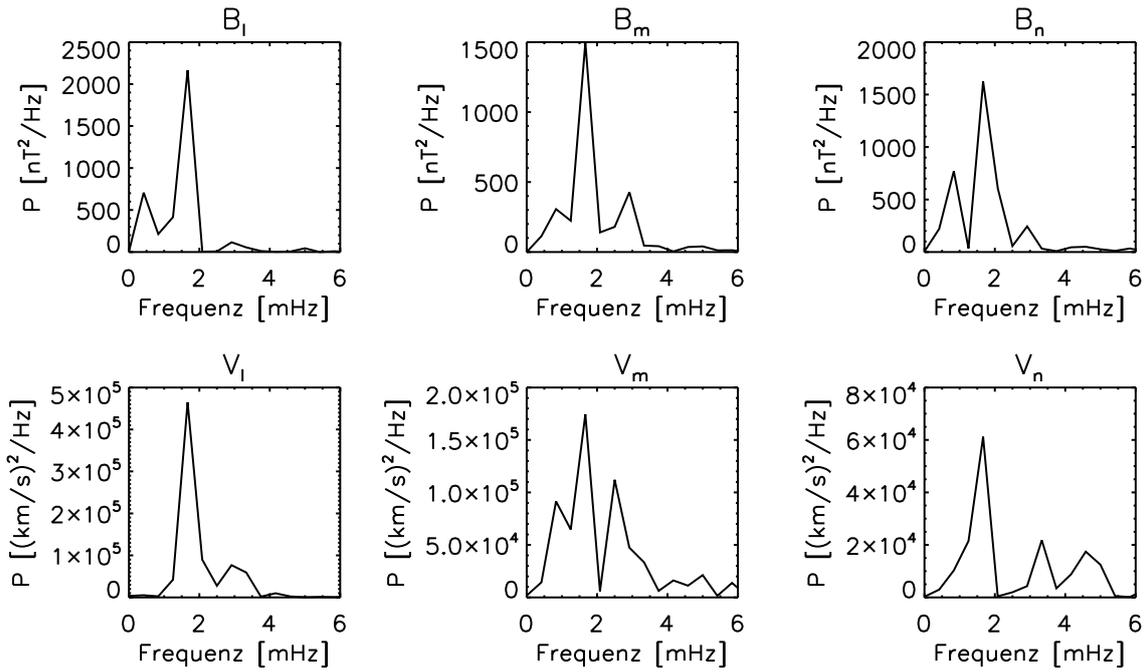


Abbildung 6.5: Spektrale Leistungsdichte P der Komponenten des Magnetfeldes und der Ionengeschwindigkeit im lmn-KS, gemessen durch der Satelliten THE im Intervall zwischen 15:15 und 15:55 UT am 23. August 2007.

und k_y :

$$\frac{|k_x|}{|k_y|} = \frac{|k_n|}{|k_m|} = \frac{\sqrt{P_{B_n}}}{\sqrt{P_{B_m}}} = 1.042 \quad (6.3)$$

Man kann nun die Inkompressibilitätsbedingung ausnutzen, die ja schon bei der Herleitung der Beziehung (6.1) eingearbeitet wurde, um mithilfe des obigen Quotienten auch eine Beziehung zwischen k_x und k_z bzw. k_n und k_l zu erhalten. Es gilt $k_x^2 = -k_y^2 - k_z^2$. Dabei sollte k_x rein imaginär, und k_y sowie k_z rein reell sein. Unter dieser Annahme ergibt sich für die komplexen Beträge der Wellenzahlen und unter Berücksichtigung der gefundenen Beziehung (6.3):

$$|k_x|^2 = |k_y|^2 + |k_z|^2 = \frac{|k_x|^2}{1.042^2} + |k_z|^2 \quad (6.4)$$

$$\Rightarrow 0.0786 |k_x|^2 = |k_z|^2 \quad (6.5)$$

$$\Rightarrow \frac{|k_x|}{|k_z|} = 3.566 \quad (6.6)$$

Betragsmäßig ist also k_z deutlich kleiner als k_x und k_y . Somit wäre eine Lokalisierung der beobachteten Wellen im Wesentlichen in azimuthale y bzw. m -Richtung gegeben; die Wellenlänge in l -Richtung entlang des magnetosphärischen Feldes wäre entsprechend länger als in m -Richtung.

Aus Beziehung (6.1) kann auch der Quotient aus x und z -Komponente gebildet werden. Hierbei ist zu berücksichtigen, dass die Lage des Satelliten entlang der MP (zwischen

#	Komponente THE	spektr. Leistungsdichte P	Phase φ
1	B_l	2164 nT ² /Hz	88°
2	B_m	1497 nT ² /Hz	-93°
3	B_n	1625 nT ² /Hz	-174°
4	V_l	$4.65 \cdot 10^5$ km ² /s	-165°
5	V_m	$1.75 \cdot 10^5$ km ² /s	-31°
6	V_n	$0.61 \cdot 10^5$ km ² /s	-167°

Tabelle 6.1: Spektrale Leistungsdichte P und relative Phase φ der Variationen bei der Frequenz $f = 1.67$ mHz in den Komponenten des Magnetfeldes \underline{B} und der Ionengeschwindigkeit \underline{V} im lmn-KS bestimmt durch Fouriertransformation des Zeitintervalls 15:15 bis 15:55 UT am 23. August 2007. Die zugrundeliegenden Zeitreihen sind durch den Satelliten THE gemessen worden.

den Ionosphären) sowie der Typ der angenommenen stehenden Welle (Grundschiwingung bzw. höhere Harmonische) aufgrund der Sinus- bzw. Kosinus-Faktoren von Bedeutung sind. Für den Quotienten der komplexen Beträge der Amplituden ergibt sich wiederum:

$$\frac{|\delta b_x|}{|\delta b_z|} = \frac{|k_x| |\cos(k_z z)|}{|k_z| |\sin(k_z z)|} = 3.566 \frac{|\cos(k_z z)|}{|\sin(k_z z)|} = \frac{\sqrt{P_{B_n}}}{\sqrt{P_{B_l}}} = 0.866 \quad (6.7)$$

$$\Rightarrow \frac{|\cos(k_z z)|}{|\sin(k_z z)|} = 0.243 \quad (6.8)$$

Es folgt, dass der Sinus-Faktor betragsmäßig größer ist als der Kosinus-Faktor. Dies könnte darauf zurückzuführen sein, dass der Satellit THE sich näher an einem Bauch der normalen (radialen) Plasmageschwindigkeit δv_x nach Beziehung (6.2) befunden hat. Eine un-zweideutige Position auf der korrespondierenden MP-Feldlinie ist damit allerdings nicht bestimmbar. Dies geht einher mit der Unkenntnis, ob es sich bei der beobachteten Oszillation um eine Grundschiwingung oder um eine höhere Harmonische handelt, immer unter der Annahme, dass die Beobachtungen mit der Theorie stehender KS-Moden aus Abschnitt 4.4 erklärbar sind. Aus dieser Beziehung ergeben sich aber mögliche Punkte auf besagter Feldlinie, wenn man außerdem annimmt, um welche Harmonische es sich hierbei handelt. Dies wird in Abbildung 6.6 verdeutlicht: In dieser Abbildung sind für die Grundschiwingung ($n = 1$) sowie für die zweite und dritte Harmonische ($n = 2$ und $n = 3$) möglicher stehender KS-Moden die Quotienten $|\cos(n\pi z/z_0)|/|\sin(n\pi z/z_0)|$ dargestellt. Sie entsprechen gerade dem Quotienten (6.8); der Wert von 0.243, der aus den Messungen abgeleitet wurde, ist als horizontale Linie eingezeichnet. Jeder Schnittpunkt der entsprechenden Kurven mit der Geraden entspricht einem möglichen Beobachtungspunkt entlang der Feldlinien. Der normierte Abstand entlang einer MP-Feldlinie zwischen den Ionosphären ist hier mit z/z_0 gegeben (Abszisse). Da sich THE (wie auch die anderen THEMIS Satelliten) auf einer äquatorialen Umlaufbahn befand, käme in diesem Fall wohl nur die Grundschiwingung bzw. die 3. Harmonische in Frage; die Schnittpunkte lägen dann zwischen 0.4 und 0.6 bezüglich z/z_0 . Wenn man von der Position von THE um 16:15 UT (erstes Magnetosheath-Intervall) mithilfe des Tsyganenko 89 Modells die Entfernung beider Ionosphären entlang der magnetosphärischen Feldlinien bestimmt, so erhält man Werte von $z_{0,S} = 15.65 R_E$ für die südliche Ionosphäre und $z_{0,N} = 23.74 R_E$ für

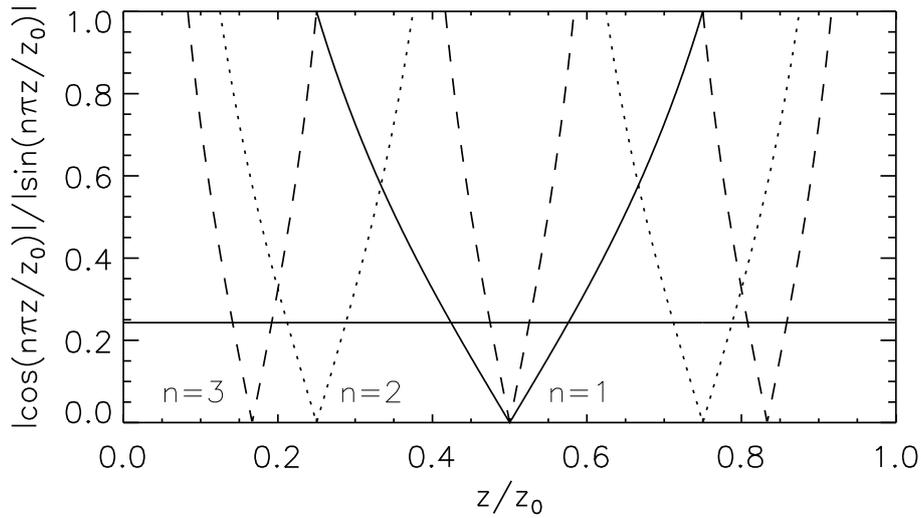


Abbildung 6.6: Quotient aus $|\cos(n\pi z/z_0)|/|\sin(n\pi z/z_0)|$ für die Grundschwingung $n = 1$ (durchgezogene Linie) und zwei Harmonische $n = 2$ (gepunktete Linie) und $n = 3$ (gestrichelte Linie). Mit z/z_0 wird dabei der normierte Weg zwischen den Ionosphären entlang einer MP-Feldlinie bezeichnet. Der konstante Wert bei 0.243 ist Beziehung (6.8) entnommen; Schnittpunkte dieser Geraden mit den Quotientenfunktionen sind mögliche Beobachtungspunkte entlang z/z_0 für THE, unter der Annahme einer stehenden KS-Mode (mit $n \leq 3$) und Gültigkeit von Beziehung (6.8).

die nördliche Ionosphäre. Beim MP-Durchflug befindet sich THE also etwa bei:

$$\frac{z}{z_0} = \frac{z_{0,S}}{z_{0,S} + z_{0,N}} = 0.4 \quad (6.9)$$

Dieser Wert würde gut zu einer Interpretation durch eine stehende KS-Welle in der Grundmode ($n = 1$) passen (siehe Abbildung 6.6); die beobachtete Frequenz würde allerdings eher auf eine Schwingung in der dritten Harmonischen ($n = 3$) hindeuten.

Da sich mit den Messungen eines Satelliten nicht ohne weiteres Aussagen über Absolute Werte der Wellenzahlen gewinnen lassen, werden nun auch die Beobachtungen am weiter innen liegenden Satelliten THA hinzugezogen. Es wird wie bei THE verfahren: Aus den Zeitreihen von \underline{B} (Magnetfeld) und \underline{V} (Ionengeschwindigkeit) im lmn-KS wird zunächst ein einminütiger gleitender Mittelwert berechnet. Die einzelnen Komponenten werden im Zeitintervall zwischen 15:15 und 15:55 UT Fourier-transformiert. Die sich ergebenden spektralen Leistungsdichtewerte P bei der Frequenz 1.67 mHz sowie die relativen Phasen φ sind in Tabelle 6.2 gegeben.

Ein Vergleich der Tabellen 6.1 und 6.2 zeigt, dass die Amplituden bei THA in größerer Entfernung von der MP deutlich kleiner sind als bei THE. Für die Quotienten der Amplituden ergibt sich:

$$\frac{\sqrt{P_{B_i,THE}}}{\sqrt{P_{B_i,THA}}} = 1.42 \quad \frac{\sqrt{P_{B_m,THE}}}{\sqrt{P_{B_m,THA}}} = 2.93 \quad \frac{\sqrt{P_{B_n,THE}}}{\sqrt{P_{B_n,THA}}} = 1.92 \quad (6.10)$$

$$\frac{\sqrt{P_{V_i,THE}}}{\sqrt{P_{V_i,THA}}} = 4.45 \quad \frac{\sqrt{P_{V_m,THE}}}{\sqrt{P_{V_m,THA}}} = 3.99 \quad \frac{\sqrt{P_{V_n,THE}}}{\sqrt{P_{V_n,THA}}} = 4.21 \quad (6.11)$$

#	Komponente THA	spektr. Leistungsdichte P	Phase φ
1	B_l	1081 nT ² /Hz	100°
2	B_m	174 nT ² /Hz	-80°
3	B_n	441 nT ² /Hz	-160°
4	V_l	$0.23 \cdot 10^5$ km ² /s	-162°
5	V_m	$0.11 \cdot 10^5$ km ² /s	-49°
6	V_n	$0.03 \cdot 10^5$ km ² /s	-157°

Tabelle 6.2: Spektrale Leistungsdichte P und relative Phase φ der Variationen bei der Frequenz $f = 1.67$ mHz in den Komponenten des Magnetfeldes \underline{B} und der Ionengeschwindigkeit \underline{V} im lmn-KS bestimmt durch Fouriertransformation des Zeitintervalls 15:15 bis 15:55 UT am 23. August 2007. Die zugrundeliegenden Zeitreihen sind durch den Satelliten THA gemessen worden.

Die Amplituden des Magnetfeldes und der Ionengeschwindigkeit fallen also zwischen THE und THA unterschiedlich ab. Während der Quotient der Amplituden für das Magnetfeld einen mittleren Wert von $\Delta A_B = 2.1$ aufweist, liegt dieser Wert für die Ionengeschwindigkeit bei $\Delta A_V = 4.2$ (doppelt so hoch). Die Störungsamplituden fallen für das Magnetfeld auf größeren Längenskalen ab.

Aus den Amplitudenquotienten kann nun ein absoluter Wert für die MP-normale Wellenzahl k_x bzw. k_n bestimmt werden. Dazu ist die Differenz der Abstände der Satelliten THA und THE von der MP nötig. Als Schätzwert für diese Größe kann die Differenz der radialen Abstände der Satelliten vom Erdmittelpunkt benutzt werden, da sich beide Satelliten in einem gemeinsamen Azimuthwinkelsektor befinden. Die Position von THA war am 23. August 2007 um 15:00 UT: $(5.6, -6.6, -2.4)^T R_E$ im GSE-KS; THE befand sich bei: $(7.5, -6.9, -3.0)^T R_E$. Damit ergibt sich als Schätzwert (nach obiger Beschreibung) für ihre relative Entfernung in Normalenrichtung: $1.6 R_E$. Der Quotient der Amplituden sollte sich aus den Exponentialfunktionen $e^{ik_x x}$ berechnen lassen. Alternativ kann bei Kenntnis des Quotienten ein Wert für k_x abgeschätzt werden:

$$\Delta A = \frac{\sqrt{P_{\text{THE}}}}{\sqrt{P_{\text{THA}}}} = \frac{e^{ik_x x_{\text{THE}}}}{e^{ik_x x_{\text{THA}}}} = e^{-|k_x|(x_{\text{THE}} - x_{\text{THA}})} \quad (6.12)$$

Unter Verwendung von $x_{\text{THE}} - x_{\text{THA}} = -1.6 R_E$ (zunehmendes x bei Entfernung von der MP) und von $\Delta A_B = 2.1$ bzw. $\Delta A_V = 4.2$ ergeben sich Schätzwerte für $|k_x|$ von: $|k_{x,B}| = 0.46/R_E$ bzw. $|k_{x,V}| = 0.89/R_E$ nach der Vorschrift:

$$|k_x| = -\frac{\ln(\Delta A)}{x_{\text{THE}} - x_{\text{THA}}} \quad (6.13)$$

Je nachdem ob ein exponentieller Abfall in \underline{B} oder \underline{V} betrachtet wird, ergeben sich also um den Faktor 2 unterschiedliche Schätzungen für den komplexen Betrag der Wellenzahl in Normalenrichtung. Mit diesen Schätzungen können nun auch Schätzungen für die Wellenzahlen in y und z -Richtung (m und n -Richtung) berechnet werden. Mit (6.3) und (6.6) ergeben sich die folgenden Werte:

$$|k_{x,B}| = 0.46/R_E \quad |k_{y,B}| = 0.44/R_E \quad |k_{z,B}| = 0.13/R_E \quad (6.14)$$

$$|k_{x,V}| = 0.89/R_E \quad |k_{y,V}| = 0.85/R_E \quad |k_{z,V}| = 0.25/R_E \quad (6.15)$$

Daraus ergeben sich die nachfolgenden Werte für die Wellenlängen λ der Oberflächenwelle:

$$\lambda_{y,B} = 14 R_E \qquad \lambda_{z,B} = 49 R_E \qquad (6.16)$$

$$\lambda_{y,V} = 7 R_E \qquad \lambda_{z,V} = 25 R_E \qquad (6.17)$$

Nimmt man nun den Wert $z_0 = z_{0,S} + z_{0,N} = 39.4 R_E$ für die Feldlinienlänge an der MP an, so würde ein Wert von $\lambda_{z,B} = 49 R_E$ für eine Schwingung in der Grundmode oder in der zweiten Harmonischen sprechen; letztere Aussage steht wiederum im Widerspruch zum bereits diskutierten Verhältnis der Kosinus und Sinus-Faktoren. Es muss aber berücksichtigt werden, dass sich die lokale Wellenlänge entlang der MP aufgrund unterschiedlicher Ausbreitungsgeschwindigkeiten für die stehende KS-Mode ändern kann; es gilt allein die Bedingung, dass die Welle zwischen den Ionosphären eine Phasenänderung gleich einem ganzzahligen Vielfachen von π durchlaufen muss. Wird $\lambda_{z,V} = 25 R_E$ als Schätzwert für die Wellenlänge in magnetosphärischer Magnetfeldrichtung genommen, so müsste man eher von $n = 3$, also einer stehenden Welle in der dritten harmonischen Frequenz ausgehen. In jedem Fall ist die Wellenlänge in azimuthaler m -Richtung deutlich geringer.

Es sei nochmals daran erinnert, dass alle bisher aus den Daten extrahierten Wellenzahlen und Wellenlängen nur dann von Bedeutung sind, wenn auch die getroffenen Annahmen gültig sind: Das Ereignis wurde ausgewertet unter der Prämisse, dass es sich hierbei um eine stehende KS-Mode handelt, die mit den in Abschnitt 4.4 hergeleiteten Gleichungen in der Näherung der idealen, inkompressiblen Einflüssigkeits-MHD beschrieben werden kann. Bis zu diesem Punkt sind noch keine so gravierenden Widersprüche aufgetreten, dass an der Interpretation des Ereignisses im Sinne einer stehenden KS-Mode nicht festgehalten werden könnte.

Ein bedeutender Widerspruch ergibt sich jedoch bezüglich der Phasenlage der einzelnen Komponenten des Magnetfeldes: Aus Beziehung (6.1) folgt, dass sich die y und z -Komponenten von $\delta \underline{b}$, respektive die m und l -Komponenten, in den Faktoren $ik_y \cos(k_z z)$ und $-k_z \sin(k_z z)$ unterscheiden sollten. Daraus kann auf die Phase zwischen den Oszillationen in beiden Komponenten geschlossen werden. Es wird angenommen, dass sowohl k_y also auch k_z rein reell sind, da sich die Welle tangential zur MP ausbreiten sollte und nur in x bzw. n -Richtung eine exponentiell abfallende Amplitude aufweisen sollte. Wäre dies der Fall, so würde sich zwischen den Oszillationen von δb_y und δb_z eine Phasendifferenz von 90° ergeben; je nach Vorzeichen von $k_y \cos(k_z z)$ und $k_z \sin(k_z z)$ würde entsprechend δb_y oder δb_z in der Phase führen. Gemäß Tabelle 6.1 ergibt sich aber eine Phasendifferenz von etwa 180° zwischen B_l und B_m , was der vorgestellten Theorie widerspricht. Die Phasendifferenz ist hierbei nicht etwa schlecht bestimmt; die Gegenphasigkeit besagter Zeitreihen wird bereits aus den oberen zwei Unterabbildungen von Abbildung 6.4 deutlich. Auch aus Tabelle 6.2 für THA ist diese Phasenbeziehung ersichtlich. Insgesamt unterscheiden sich die relativen Phasenlagen zwischen THA und THE nur geringfügig. Dies wäre möglicherweise durch einen leichten azimuthalen Versatz von THA bezüglich der Position von THE erklärbar, der auch in Abbildung 6.1 erkennbar ist.

Es bleibt also festzustellen, dass die beobachtete Welle oder Oszillation durch die Theorie der stehenden KS-Moden (gemäß Abschnitt 4.4) nicht vollständig erklärbar ist. Dies könnte daran liegen, dass es sich hierbei nicht um eine stehende KS-Mode handelt. Andererseits ist auch möglich, dass die Annahmen und Näherungen, die zur Herleitung der Beziehungen der stehenden KS-Mode in Abschnitt 4.4 angewandt wurden, in der hier

betrachteten Situation nicht mehr gerechtfertigt sind. Es sei daran erinnert, dass die Rechnung in der Näherung der idealen und inkompressiblen Einflüssigkeits-MHD durchgeführt wurde. Desweiteren wurde angenommen, dass das Magnetfeld in der Magnetosheath parallel bzw. antiparallel zu demjenigen in der Magnetosphäre liegt, und dass es, wie das magnetosphärische Feld, Fußpunkte in einer leitfähigen Schicht, der Ionosphäre, aufweist. Während die erste Annahme hier noch gerechtfertigt sein mag (vgl. Unterabbildung (D) von Abbildung 6.3), widerspricht die zweite Annahme der tatsächlichen Situation in der Magnetosheath. Es kann allerdings argumentiert werden, dass es für eine Reflexion genügen sollte, dass die Ströme der KS-Mode, die entlang der inner-magnetosphärischen, geschlossenen Feldlinien fließen, in der Ionosphäre geschlossen werden, und dass die Feldlinien in einem der Halbräume (Magnetosphäre) durch die Ionosphäre begrenzt sind. Die Randbedingungen für die Oberflächenwellen in einem Halbraum sollten sich aufgrund der Übergangsbedingungen an der MP auch auf die Oberflächenwellen des zweiten Halbraums auswirken.

Wenn man von der Diskrepanz in den Phasenbeziehungen absieht, so weist das hier vorgestellte Ereignis andererseits viele Charakteristika auf, die gut zu einer Interpretation im Sinne einer stehenden KS-Mode passen. Für die unzweifelhafte, direkte Bestätigung der Existenz stehender KS-Moden mag das Ereignis zwar nicht dienen; nichtsdestotrotz kommen die Messungen den erwarteten Beobachtungen bei einer solchen KS-Mode schon recht nahe.

7 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit konnte zum ersten Mal gezeigt werden, dass einige Frequenzen, die „magischen“ Frequenzen, bei der Bewegung der Magnetopause ausgezeichnet sind. Die radiale Bewegung derselben findet mit erhöhter Wahrscheinlichkeit bei diesen Frequenzen statt. Es konnte (indirekt) nachgewiesen werden, dass die Ursache für das Auftreten dieser Frequenzen Eigenmoden der Magnetopausen-Bewegung, sogenannte Kruskal-Schwarzschild-Moden, sind. Diese Moden sind Oberflächenwellen, die an der Ionosphäre der Erde reflektiert werden, so dass sich stehende Kruskal-Schwarzschild-Moden auf der Magnetopause einstellen können. Die herausragenden Frequenzen der Magnetopausen-Bewegung entsprechen gerade den Eigenfrequenzen dieser stehenden Wellen.

Um diese Ergebnisse zu erhalten, waren zahlreiche Schritte notwendig, die hier nochmals in einer Rückschau betrachtet werden sollen: Alle experimentalphysikalischen Ergebnisse dieser Arbeit beruhen im Wesentlichen auf Messdaten (Magnetfeld, Partikeldaten) der fünf THEMIS Satelliten. Dadurch dass sie anfänglich in eine gemeinsame, äquatoriale und hochexzentrische Umlaufbahn eingeschossen wurden, auf der sie in relativ geringem Abstand hintereinander herflogen und dabei die Magnetopausenregion (MP-Region) zwei Mal pro Umlauf passierten, ergab sich die außerordentlich günstige Möglichkeit der Untersuchung der (radialen) Magnetopausen-Bewegung (MP-Bewegung) durch Auswertung der Zeitpunkte und Orte der Durchflüge der Satelliten durch die MP-Grenzschicht. Aus einer Begutachtung von Messdaten der fünf Satelliten aus etwa sieben Monaten Beobachtungszeit konnten 6697 Durchflüge durch die MP, definiert durch Übergänge in der spektralen Energieflussdichte der Ionen und Elektronen, identifiziert werden. Diese Zahl ist als relativ hoch anzusehen, wenn man sie mit den Stichprobengrößen anderer statistischer Untersuchungen der MP vergleicht.

Die Durchflüge durch die MP wurden zunächst einzeln betrachtet. Mithilfe der Minimum-Varianz-Analyse (MVA) ergab sich ein statistisches Bild der Deformationen der MP-Oberfläche in Bezug auf das lokale lmn-Koordinatensystem (lmn-KS): Es zeigt sich eine statistisch stärkere Inklination der Oberfläche in m -Richtung als in l -Richtung. Daraus folgt, dass die Oberfläche in l -Richtung stabiler gegenüber Verformungen ist. Dies ist insofern nicht verwunderlich, als dass die l -Richtung näherungsweise mit der Richtung des Magnetfeldes auf der magnetosphärischen Seite der MP übereinstimmt. Bei einer Verformung der MP in dieser Richtung wirkt als rücktreibende Kraftdichte nicht nur der Gradient des magnetischen Druckes des magnetosphärischen Feldes, sondern auch derjenige der magnetischen Spannung, da hierbei ja das Feld in Feldrichtung verändert werden muss: $(\underline{B} \cdot \nabla)\underline{B} \neq 0$. Dieses Ergebnis gilt sowohl für die tagseitige MP als auch für die MP an den Flanken der Magnetosphäre. Verteilungen bezüglich der Inklinationswinkel der Oberfläche konnten aus den Ergebnissen der MVA erstellt werden.

In einem zweiten Schritt wurden die MP-Durchflüge zeitlich gruppiert, um Aussagen

über ganze Serien aufeinanderfolgender MP-Beobachtungen treffen zu können. Durch die zeitliche Gruppierung erfolgt gleichermaßen eine Gruppierung bezüglich des Ortes. Eine Untersuchung der MVA-Ergebnisse der Gruppen ergab, dass der Fall klarer Wellenbewegungen der MP-Oberfläche mit Inklinationen in vornehmlich eine Richtung selten vorkommt; ebenso verhält es sich im Bezug auf rein radiale Bewegungen der MP, bei denen die Oberfläche keine oder nur eine geringe Inklination aufweist. Die Inklinationen in beide Richtungen sind dagegen in den allermeisten Fällen signifikant, auch wenn es üblicherweise eine diesbezüglich ausgezeichnete Richtung in der MP-Ebene gibt.

Werden die Positionen der Durchflüge der Satelliten durch die MP mithilfe des Modells nach Shue et al. (1997) in äquivalente subsolare MP-Distanzen r_0 vom Erdmittelpunkt transformiert, so kann unter Zuhilfenahme der Beobachtungszeitpunkte die radiale Bewegung der MP zeitlich aufgelöst nachvollzogen werden. Es sei dabei angemerkt, dass man bei allen MP-Durchflügen nur eine Momentaufnahme der MP-Position gegeben durch einen bestimmten Raum- und Zeitpunkt erhält. Zwischen zwei aufeinanderfolgenden MP-Durchflügen ist die Position der Grenzfläche zunächst unbestimmt. Diese Zeiträume unbekannter MP-Position werden in dieser Arbeit durch Spline-Funktionen überbrückt. Es wurde eine Interpolation der Durchflugszeitpunkte und Positionen r_0 mit gespannten Spline-Funktionen nach Cline (1974a,b) durchgeführt.

Aus den Spline-Interpolanten konnten Verteilungen der Amplituden und Geschwindigkeiten der radialen Bewegung der MP gewonnen werden. Diese bestätigen die in früheren Arbeiten gefundenen Ergebnisse bei höherer statistischer Sicherheit aufgrund der großen Stichprobe. Desweiteren konnten aus den Spline-Interpolanten 682 Halb-Perioden der MP-Bewegung ermittelt werden. Diese können zu entsprechenden Frequenzwerten umgerechnet werden. Aus den Frequenzwerten lässt sich eine Häufigkeitsverteilung erstellen; diese weist Maxima bei den sogenannten „magischen“ Frequenzen (MF) auf: einem Satz von Frequenzen, der vornehmlich aus ionosphärischen Radar- und Bodenmagnetometer-Messungen geomagnetischer Pulsationen bekannt ist (z. B. Ruohoniemi et al. 1991, Samson et al. 1991). Die gefundene Verteilung der Frequenzen stellt ein zentrales Ergebnis dieser Arbeit dar. Erstmals konnte festgestellt werden, dass die MF auch bei der radialen MP-Bewegung vornehmlich auftreten. Dies legt nahe, dass die MP selbst Ursache für das Auftreten dieser Frequenzen ist.

In der klassischen Erklärung für die MF (Samson et al. 1992) wird die beobachtete Frequenzselektion auf die Eigenmoden eines magnetosphärischen Wellenleiters zurückgeführt. Kepko et al. (2002) stellten eine alternative Erklärung vor: Sie gehen davon aus, dass der SW bereits Variationen in der Dichte bzw. im dynamischen Druck vornehmlich auf gewissen Längenskalen aufweist, die mit den MF korrespondieren. Eine weitere Erklärung, die durch die MP-Beobachtungen motiviert ist, wird in dieser Arbeit vorgestellt: Hierbei wären auf der MP stehende Kruskal-Schwarzschild-Moden (KS-Moden) für die Frequenzselektion verantwortlich, so dass der MP selbst eine aktive Rolle bei der Erzeugung der MF zukäme. Aus der Häufigkeitsverteilung der Frequenzwerte allein ist allerdings eine Ursache für die beobachteten MP-Bewegungen bei den MF nicht ableitbar.

Aus diesem Grund werden Messdaten des ungestörten SW aus dem NASA OMNI Datensatz hinzugezogen. Frequenzwerte und zugehörige SW-Parameter (B_z : z -Komponente des SW-Magnetfeldes im GSM-KS, v_{sw} : SW-Geschwindigkeit und θ_{sw} : Winkel zwischen der SW-Magnetfeldrichtung und der x -Richtung im GSM-KS) sowie der Azimutwinkel der jeweiligen MP-Beobachtungen (Φ_{AGSM}) bilden zusammen den Datensatz, der mit dem

Namen Stichprobe bezeichnet wird. Aus dem Stichprobendatensatz allein könnten schon Frequenzverteilungen zu verschiedenen SW-Bedingungen abgeleitet werden, indem man bestimmte Einträge des Datensatzes bezüglich ihrer SW-Parameterwerte auswählt. Wie in Kapitel 5 aber ausführlich dargelegt wird, ist der Stichprobendatensatz relativ klein (508 Einträge); die Verteilung seiner Einträge weicht zumindest in θ_{sw} erheblich vom viel größeren Vergleichsdatensatz Grundgesamtheit, der nur aus OMNI SW-Daten generiert wurde, ab. Um Tendenzen in den Stichprobeneinträgen zugunsten gewisser SW-Bedingungen auszugleichen, wurde eine Gewichtung der Einträge errechnet. Dadurch werden die resultierenden SW-Parameterverteilungen aus Stichprobe und Grundgesamtheit näherungsweise angepasst.

Die Anzahl der Frequenzwerte, die zu einer bestimmten SW-Parameterkombination gehören, bestimmt die Güte der sich daraus ergebenden Frequenzverteilung; und nur daraus lassen sich wiederum die Frequenzen bestimmen, mit denen sich die MP vornehmlich bei den entsprechenden SW-Bedingungen bewegt. Unter Berücksichtigung dieses Umstandes folgt, dass die SW-Bedingungen K2 ($B_z > 0$ nT, $v_{sw} < 500$ km/s und $\theta_{sw} < 30^\circ$) für tagseitige Bewegungen der MP ($|\Phi_{AGSM}| < 40^\circ$) mit den MF am günstigsten sind. Zwar wurde bei Anwendung der Auswahlkriterien K1 ($B_z < 0$ nT, $v_{sw} > 500$ km/s und $\theta_{sw} > 30^\circ$) eine noch höhere Wahrscheinlichkeit für das Auftreten der MF gefunden; allerdings lässt die geringe Anzahl an Frequenzwerten an der Aussagekraft der resultierenden Frequenzverteilungen zweifeln, wie man anhand von Abbildung 5.6 (D) leicht nachvollziehen kann.

Durch einen Vergleich der Bedingungen K2 mit den SW-Bedingungen, die für das Auftreten verschiedener physikalischer Phänomene günstig sind, die zu einer periodischen Bewegung der MP führen können, kann indirekt auf die Ursache der beobachteten MP-Bewegungen bei den MF geschlossen werden. Es ergibt sich, dass die in dieser Arbeit vorgestellten stehenden KS-Moden unter den betrachteten Ursachen die wahrscheinlichste darstellen, da die Bedingungen K2 auch günstig für die Ausbreitung und Entstehung von KS-Moden sind. Desweiteren kann mithilfe stehender KS-Moden auch die beobachtete Frequenzselektion zugunsten der MF erklärt werden. Die Koinzidenz der SW-Parameter und der Frequenzen der MP-Bewegung kann als indirekter Beweis für die Existenz der stehenden KS-Moden gewertet werden. Dies ist ein weiteres zentrales Ergebnis dieser Arbeit.

Die (direkte) Verifikation ihrer Existenz kann jedoch nur in einer Einzelfalluntersuchung durch einen erfolgreichen Vergleich von Beobachtungen (in der Nähe der MP und am Boden) mit der Theorie der KS-Moden (siehe Abschnitt 4.4) erfolgen. Im letzten Kapitel 6 wurde eine solche Einzelfalluntersuchung vorgestellt. Beim diskutierten Ereignis werden Oszillationen im unteren Millihertz-Bereich im Magnetfeld sowie in der Ionen-geschwindigkeit in der Nähe der MP beobachtet; diese bewegt sich synchron mit diesen Oszillationen. Am Boden wurden ebenfalls geomagnetische Pulsationen derselben Frequenz in hohen geomagnetischen Breiten (Cusp-Region) beobachtet. Die Eigenschaften der Beobachtungen stimmen in vielerlei Hinsicht mit den Erwartungen bezüglich stehender KS-Moden überein: Insbesondere ist ein Abfall in der Oszillationsamplitude mit zunehmender Entfernung von der MP gegeben (Charakteristikum einer Oberflächenwelle). Eine vollständige Übereinstimmung mit den hergeleiteten Beziehungen für die KS-Mode konnte allerdings nicht festgestellt werden, da die beobachteten Phasenbeziehungen der Magnetfeldkomponenten untereinander nicht zur Theorie passen. Folglich steht die

Verifikation der Existenz stehender KS-Moden durch eine Einzelfalluntersuchung noch aus.

Daraus ergeben sich einige Anknüpfungspunkte für zukünftige Arbeiten: Zum einen wäre es wünschenswert, die Theorie der stehenden KS-Moden von einigen Annahmen zu befreien. Die Beziehungen dieser Moden wurden unter der Annahme hergeleitet, dass die Ionosphäre als reflektierende Schicht ebenfalls die Magnetosheath-Feldlinien begrenzt; auf diese unrealistische Annahme kann höchstwahrscheinlich verzichtet werden, da Randbedingungen auf einer Seite der MP sowie die Schließung der MP-Ströme in der Ionosphäre für die Reflexion der gesamten KS-Welle genügen sollten. Ebenso wünschenswert wäre die Aufhebung der Einschränkungen der Rechnung bezüglich der Inkompressibilität des Plasmas und der Parallelität der Magnetfeldrichtungen in beiden Halbräumen.

Für die direkte Verifikation der Existenz stehender KS-Moden ist die Suche nach einem geeigneten Ereignis durchzuführen. Das im letzten Abschnitt vorgestellte Ereignis zeichnete sich auch dadurch aus, dass Messungen von vielen Beobachtungspunkten (in der Nähe der MP, an der MP selbst, im SW und am Boden) verfügbar waren, so dass eine Verifikation prinzipiell möglich gewesen wäre. Darauf ist bei der Suche nach Beobachtungen einer stehenden KS-Mode zu achten, da offensichtlich eine solche Konstellation nicht immer gegeben sein wird. Neben der Verifikation der Existenz stehender KS-Moden ist auch die Beziehung zwischen KS-Moden und den MF zu überprüfen. In dieser Arbeit konnte nur ein indirekter Beweis für ihren Zusammenhang gefunden werden, indem festgestellt wurde, dass die SW-Bedingungen, die günstig für die Entwicklung der KS-Moden sind, mit einer erhöhten Wahrscheinlichkeit für die MF bei MP-Bewegungen einhergehen, die wiederum durch stehende KS-Moden erklärt werden können. Ein direkter Beweis dieser Theorie wäre machbar: Dafür müsste allerdings eine genügende Anzahl an Ereignissen stehender KS-Moden gefunden werden, um eine statistische Auswertung ihrer Frequenzen durchführen zu können. Für einen derartigen Beweis könnten zukünftige Multisatelliten-Missionen sicherlich einen wertvollen Beitrag leisten.

A Anhang

A.1 Plasmafluss entlang der Staupunktstromlinie in der Magnetosheath

In Abschnitt 1.4 wurde von den Annahme ausgegangen, dass ein Impulsübertrag durch die Sonnenwindionen (in Erdrichtung) die Kompression des Erdmagnetfeldes an der Magnetopause direkt bewirkt. Dies ist nur mittelbar richtig. In Wirklichkeit verändern sich die Parameter des Sonnenwindplasmas stark, bis dieses zur Magnetopause durchgedrungen ist. Der Sonnenwind muss erst die äußerste Grenzschicht, die Bugstoßwelle, durchqueren. Hierbei wird das Plasma auf sub-magnetosonische Geschwindigkeit verzögert. Die Dichte und der magnetische Druck steigen über diese Grenzschicht hinweg an. Dieser Anstieg kann durch die Rankine-Hugoniot Bedingungen (1.18) bis (1.22) auf Seite 22 beschrieben werden; die Bugstoßwelle ist eine Diskontinuität vom Stoßwellen-Typ mit endlichem normalen Massenfluss und kollinearem tangentialen Magnetfeld. Hinter der Bugstoßwelle wird das Plasma umgelenkt, so dass es die Magnetosphäre umströmen kann. Auf der Staupunktstromlinie (subsolar) wird das Plasma einfach verzögert. Der dynamische Druck wird bis zur Magnetopause auf Null verringert, der thermische sowie der magnetische Druck steigen an. Diese Konversion wird durch die Bernoullische Gleichung beschrieben, die für einen stationären adiabatischen Plasmafluss entlang der Staupunktstromlinie gültig ist (siehe Kuznetsova und Pudovkin 1978):

$$\frac{1}{2}\rho_{\text{msh}}v_{\text{msh}}^2 + \frac{\gamma}{\gamma - 1}p_{\text{msh}} + \frac{B_{\text{msh}}^2}{\mu_0} = \text{konstant} \quad (\text{A.1})$$

Hierbei bezeichnet der Index „msh“ die Größen in der Magnetosheath; mit γ wird der Adiabatenkoeffizient bezeichnet. Der Gesamtdruck aus thermischem und magnetischem Druck auf der Magnetosheath-Seite der Magnetopause wird durch den magnetischen Druck auf der magnetosphärischen Seite kompensiert; an der Magnetopause gilt auf der Staupunktstromlinie $v_{\text{msh}} = 0$.

Gleichung (A.1) entstammt wie schon die Rankine-Hugoniot-Bedingungen der Flüssigkeitsbeschreibung des Plasmas. Sie soll nun hergeleitet werden; es werde von der Impulsbilanzgleichung der Einflüssigkeits-MHD ausgegangen:

$$\rho \frac{\partial \underline{v}}{\partial t} + \rho(\underline{v} \cdot \nabla)\underline{v} = -\nabla p + \underline{j} \times \underline{B} \quad (\text{A.2})$$

Der Einfachheit halber werde auf die Indizes verzichtet, die darauf hindeuten, dass es sich um die Plasmparameter in der Magnetosheath auf der Staupunktstromlinie handelt.

Da nur der stationäre Fall betrachtet wird, ist die zeitliche Ableitung identisch Null. Die konvektive Ableitung des Geschwindigkeitsfeldes und der Lorentzkraftterm lassen sich folgendermaßen vereinfachen:

$$(\underline{v} \cdot \nabla) \underline{v} = \frac{1}{2} \nabla v^2 - \underbrace{\underline{v} \times (\nabla \times \underline{v})}_{=0} \quad (\text{A.3})$$

$$\underline{j} \times \underline{B} = \frac{1}{\mu_0} (\nabla \times \underline{B}) \times \underline{B} = -\frac{1}{2\mu_0} \nabla B^2 + \frac{1}{\mu_0} \underbrace{(\underline{B} \cdot \nabla) \underline{B}}_{=0} \quad (\text{A.4})$$

Hierbei wird von einer verschwindenden Rotation des Geschwindigkeitsfeldes und einer vernachlässigbaren magnetischen Spannung auf der Staupunktstromlinie ausgegangen. Damit folgt:

$$\frac{1}{2} \nabla v^2 = -\frac{1}{\rho} \nabla p - \frac{1}{2\mu_0 \rho} \nabla B^2 \quad (\text{A.5})$$

wobei $B = |\underline{B}|$ ist. Die in Gleichung (A.5) auftretenden Gradienten können entlang der Staupunktstromlinie zu eindimensionalen Ableitungen (entlang dieser Linie, x) vereinfacht werden. Damit ergibt sich für den ersten Druckterm auf der rechten Seite:

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = -\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{p}{\rho} \right) - \frac{p}{\rho^2} \frac{\partial \rho}{\partial x} \quad (\text{A.6})$$

Das Plasma verhalte sich adiabatisch; es soll also die Zustandsgleichung $p \sim \rho^\gamma$ gelten, wobei mit γ der Adiabatenkoeffizient bezeichnet wird. Damit folgt:

$$\rho = \frac{p^{1/\gamma}}{c^{1/\gamma}} \quad (\text{A.7})$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial x} = \frac{1}{c^{1/\gamma} \gamma} p^{(1/\gamma)-1} \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\rho}{\gamma p} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (\text{A.8})$$

Hierbei ist c ein Proportionalitätsfaktor. Einsetzen in Gleichung (A.6) ergibt:

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = -\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{p}{\rho} \right) - \frac{1}{\gamma \rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (\text{A.9})$$

$$= -\frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{p}{\rho} \right) \quad (\text{A.10})$$

Desweiteren soll angenommen werden, dass entlang der Staupunktstromlinie das Verhältnis zwischen der magnetischen Induktion und der Massendichte des Plasmas konstant bleibt: $B/\rho = \text{const}$ (hydromagnetisches Theorem). Damit lässt sich auch der zweite Term auf der rechten Seite von (A.5) etwas vereinfachen:

$$-\frac{1}{2\mu_0 \rho} \nabla B^2 = -\frac{B}{\mu_0 \rho} \frac{\partial B}{\partial x} \quad (\text{A.11})$$

Somit kann Gleichung (A.5) auch in der folgenden Form geschrieben werden:

$$\frac{1}{2} \frac{\partial v^2}{\partial x} + \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{p}{\rho} \right) + \frac{B}{\mu_0 \rho} \frac{\partial B}{\partial x} = 0 \quad (\text{A.12})$$

Diese Gleichung kann nun entlang der Staupunktstromlinie in einfacher Weise integriert werden, da in den einzelnen Summanden jeweils die ersten Ableitungen der Veränderlichen entlang x stehen. Es sei darauf hingewiesen, dass der Quotient B/ρ für die Integration aufgrund der bereits eingebrachten Annahme als konstant anzusehen ist. Aus der Integration ergibt sich die Bernoulli-Gleichung in der bekannten Form; insgesamt gilt also für das Plasma entlang der Staupunktstromlinie mit den getroffenen Annahmen das folgende Gleichungssystem:

$$\frac{v^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} + \frac{B^2}{\mu_0 \rho} = \text{konstant} \quad (\text{A.13})$$

$$p/\rho^\gamma = \text{konstant} \quad (\text{A.14})$$

$$B/\rho = \text{konstant} \quad (\text{A.15})$$

A.2 Die Feldlinienresonanz nach Southwood

Es soll hier gezeigt werden, dass sich aus den Differentialgleichungen (4.164) und (4.165) bzw. (4.88) und (4.89) die von Southwood (1974) gefundene Differentialgleichung (4.12) für das elektrische Feld rekonstruieren lässt.

Die Rechnungen von Southwood wurden unter der Annahme eines kalten Plasmas durchgeführt; es ist also $p_0 = p = 0$ zu setzen. Da im Grundzustand der Gesamtdruck aus thermischem Druck und magnetischem Druck erhalten bleiben muss, wird damit implizit auch eine Änderung des Magnetfeldbetrages im Grundzustand ausgeschlossen: $B_0 \neq B_0(x)$. Desweiteren wird angenommen, dass das Hintergrundmagnetfeld überall im Raum in eine Richtung (z -Richtung) zeigt:

$$\underline{B}_0 = B_0 \underline{e}_z \quad \text{mit} \quad B_0 = \text{const} \quad (\text{A.16})$$

Ein Gradient der Alfvéngeschwindigkeit kann sich folglich nur noch durch eine Variation in der Dichte ρ_0 ergeben. Sie bleibt von x abhängig.

Aus den gewählten Bedingungen für p folgt, dass auch die Schallgeschwindigkeit $V_S = \sqrt{\partial p / \partial \rho}$ identisch Null sein muss. Unter diesen Voraussetzungen lassen sich die Ausdrücke (4.86) und (4.87) für $G(x)$ und $F(x)$ vereinfachen:

$$G(x) = \frac{\omega^2}{V_A^2} - k_y^2 - k_z^2 \quad (\text{A.17})$$

$$F(x) = \rho_0(\omega^2 - k_z^2 V_A^2) \quad (\text{A.18})$$

Diese Ausdrücke können in die Differentialgleichung (4.165) eingesetzt werden. Dazu müssen auch die Ableitungen berechnet werden:

$$\frac{\partial F}{\partial x} = F' = \rho_0'(\omega^2 - k_z^2 V_A^2) - 2\rho_0 k_z^2 V_A V_A' \quad (\text{A.19})$$

$$\frac{\partial G}{\partial x} = G' = -2 \frac{\omega^2}{V_A^3} V_A' \quad (\text{A.20})$$

Der Vektor der Amplitude der Störung des elektrischen Feldes \underline{E} kann aus dem linearisierten Ohmschen Gesetz für den Fall idealer Leitfähigkeit (4.38) aus \underline{v} und \underline{B}_0 bestimmt

werden:

$$\underline{E} = -\underline{v} \times \underline{B}_0 = -B_0(\underline{v} \times \underline{e}_z) \quad (\text{A.21})$$

Durch die feste Ausrichtung des Magnetfeldes ergibt sich ein unmittelbarer Zusammenhang zwischen der von Southwood (1974) betrachteten E_y -Komponente und der hier betrachteten ξ_x -Komponente. Es gilt nämlich:

$$\begin{aligned} E_y &= v_x B_0 = -i\omega B_0 \xi_x \\ \text{bzw. } \xi_x &= \frac{iE_y}{\omega B_0} \end{aligned} \quad (\text{A.22})$$

Damit ist die Ableitung von ξ_x nach x in diesem speziellen Fall entsprechend einfach:

$$\frac{\partial \xi_x}{\partial x} = \xi'_x = \frac{i}{\omega B_0} E'_y = \frac{i}{\omega B_0} \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (\text{A.23})$$

Jetzt kann Gleichung (4.165) umgeschrieben werden:

$$\begin{aligned} \xi''_x &= \left(\frac{G'}{G} - \frac{F'}{F} \right) \xi'_x - G \xi_x \\ \Rightarrow E''_y &= \left(\frac{-2\frac{\omega^2}{V_A^3} V'_A}{\frac{\omega^2}{V_A^2} - k_y^2 - k_z^2} - \frac{\rho'_0}{\rho_0} - \frac{-2\rho_0 k_z^2 V_A V'_A}{\rho_0(\omega^2 - k_z^2 V_A^2)} \right) E'_y - \left(\frac{\omega^2}{V_A^2} - k_y^2 - k_z^2 \right) E_y \end{aligned} \quad (\text{A.24})$$

Der Quotient $\omega/V_A(x)$ werde mit der Variablen $K(x) = \omega/V_A(x)$ bezeichnet. Für die Dichte ρ_0 ergibt sich aus der bekannten Beziehung für die Alfvéngeschwindigkeit:

$$\rho_0 = \frac{B_0^2}{\mu_0 V_A^2} = \frac{B_0^2 K^2}{\mu_0 \omega^2} \quad (\text{A.25})$$

$$\Rightarrow \rho'_0 = \frac{B_0^2}{\mu_0 \omega^2} 2KK' \quad (\text{A.26})$$

$$\Rightarrow \frac{\rho'_0}{\rho_0} = \frac{2K'}{K} \quad (\text{A.27})$$

Einsetzen in (A.25) ergibt dann:

$$E''_y + \left(\frac{2K'}{K} - \frac{2k_z^2 \frac{V'_A}{V_A}}{K^2 - k_z^2} + \frac{2K^2 \frac{V'_A}{V_A}}{K^2 - k_y^2 - k_z^2} \right) E'_y + (K^2 - k_y^2 - k_z^2) E_y = 0 \quad (\text{A.28})$$

Aus der Definition von $K(x)$ lässt sich eine Beziehung für die Ableitung $V'_A(x)$ berechnen:

$$V'_A = -\omega \frac{K'}{K^2} \quad (\text{A.29})$$

$$\Rightarrow \frac{V'_A}{V_A} = -\frac{\omega}{K^2} K' \frac{K}{\omega} = -\frac{K'}{K} \quad (\text{A.30})$$

Damit kann nun der mittlere Klammerausdruck in (A.28) weiter vereinfacht werden. Nach dem Einsetzen der obigen Beziehungen müssen die 3 Brüche auf einen Hauptnenner gebracht werden. Es ergibt sich:

$$\begin{aligned}
\frac{2K'}{K} - \frac{2k_z^2 \frac{V_A'}{V_A}}{K^2 - k_z^2} + \frac{2K^2 \frac{V_A'}{V_A}}{K^2 - k_y^2 - k_z^2} &= \frac{2K'}{K} + \frac{2k_z^2 K'}{K(K^2 - k_z^2)} - \frac{2K^2 K'}{K(K^2 - k_y^2 - k_z^2)} \\
&= \frac{-2K^2 K' k_y^2}{K(K^2 - k_z^2)(K^2 - k_y^2 - k_z^2)} \\
&= -\frac{k_y^2 \frac{\partial(K^2)}{\partial x}}{(K^2 - k_z^2)(K^2 - k_y^2 - k_z^2)}
\end{aligned} \tag{A.31}$$

Schließlich erhält man die Differentialgleichung (4.12) für E_y in der aus Southwood (1974) bekannten Form:

$$E_y'' - \frac{k_y^2 \frac{\partial(K^2)}{\partial x}}{(K^2 - k_z^2)(K^2 - k_y^2 - k_z^2)} E_y' + (K^2 - k_y^2 - k_z^2) E_y = 0 \tag{A.32}$$

A.2.1 Erweiterung auf warme Plasmen

Die Differentialgleichung für die Komponente E_y des elektrischen Feldes für den etwas allgemeineren Fall einer Variation in der Stärke des Hintergrundmagnetfeldes in x -Richtung soll im Folgenden berechnet werden. Die Richtung des Hintergrundmagnetfeldes bleibe dabei konstant ($\underline{B}_0 = B_0(x)\underline{e}_z$); damit wird die Einfachheit des Zusammenhangs zwischen der Verschiebungsamplitude ξ_x und der E-Feld Komponente E_y beibehalten. Allerdings muss jetzt auch die Druckvariation $p_0 = p_0(x)$ berücksichtigt werden; es kann nicht mehr mit der Annahme eines kalten Plasmas gerechnet werden. Entsprechend ist nun die Schallgeschwindigkeit $V_S(x)$ nicht mehr Null; die Dichte $\rho_0(x)$ darf ebenfalls variieren. Für die Variablen $G(x)$ und $F(x)$ sowie für deren Ableitungen folgt unter den genannten Voraussetzungen:

$$G = \frac{\omega^4}{\omega^2(V_S^2 + V_A^2) - k_z^2 V_A^2 V_S^2} - k_y^2 - k_z^2 \tag{A.33}$$

$$F = \rho_0(\omega^2 - k_z^2 V_A^2) \tag{A.34}$$

$$G' = -\frac{\omega^4[2\omega^2(V_S V_S' + V_A V_A') - 2k_z^2 V_A V_S(V_S V_A' + V_S' V_A)]}{[\omega^2(V_S^2 + V_A^2) - k_z^2 V_A^2 V_S^2]^2} \tag{A.35}$$

$$F' = \rho_0'(\omega^2 - k_z^2 V_A^2) - 2\rho_0 k_z^2 V_A V_A' \tag{A.36}$$

Ausgangspunkt sei wiederum die Differentialgleichung für ξ_x (4.165), in die obige Ausdrücke eingesetzt werden. Zuvor muss noch die Umrechnung der Ableitungen von ξ_x berechnet werden. Diese sind nun nicht mehr trivial gegeben, da B_0 auch von x abhängig

ist. Aus (A.22) ergibt sich:

$$\xi_x = \frac{iE_y}{\omega B_0} \quad (\text{A.37})$$

$$\xi'_x = \frac{i}{\omega B_0^2} (E'_y B_0 - E_y B'_0) \quad (\text{A.38})$$

$$\begin{aligned} \xi''_x &= \frac{i}{\omega B_0^4} [B_0^2 (E''_y B_0 + E'_y B'_0 - E'_y B'_0 - E_y B''_0) - (E'_y B_0 - E_y B'_0) 2B_0 B'_0] \\ &= \frac{i}{\omega B_0^4} [E_y (2B_0 (B'_0)^2 - B_0^2 B''_0) - E'_y 2B_0^2 B'_0 + E''_y B_0^3] \end{aligned} \quad (\text{A.39})$$

Damit ergibt sich aus (4.165)

$$\xi''_x + \left(\frac{F'}{F} - \frac{G'}{G} \right) \xi'_x + G \xi_x = 0$$

folgende Differentialgleichung für E_y :

$$\begin{aligned} &\frac{i}{\omega B_0^4} [E_y (2B_0 (B'_0)^2 - B_0^2 B''_0) - E'_y 2B_0^2 B'_0 + E''_y B_0^3] \\ &+ \left[\frac{F'}{F} - \frac{G'}{G} \right] \frac{i}{\omega B_0^2} [E'_y B_0 - E_y B'_0] + G \frac{i}{\omega B_0} E_y = 0 \end{aligned} \quad (\text{A.40})$$

Multiplikation mit B_0^4 ergibt:

$$\begin{aligned} &E_y [2B_0 (B'_0)^2 - B_0^2 B''_0] - E'_y 2B_0^2 B'_0 + E''_y B_0^3 \\ &+ \left[\frac{F'}{F} - \frac{G'}{G} \right] B_0^2 [E'_y B_0 - E_y B'_0] + B_0^3 G E_y = 0 \end{aligned} \quad (\text{A.41})$$

Jetzt kann nach Ableitungen von E_y sortiert werden. Es ergibt sich:

$$\begin{aligned} &E''_y B_0^3 + E'_y \left[-2B_0^2 B'_0 + \left[\frac{F'}{F} - \frac{G'}{G} \right] B_0^3 \right] \\ &+ E_y \left[2B_0 (B'_0)^2 - B_0^2 B''_0 - \left[\frac{F'}{F} - \frac{G'}{G} \right] B_0^2 B'_0 + B_0^3 G \right] = 0 \end{aligned} \quad (\text{A.42})$$

Durch Division mit B_0^3 erhält man eine Gleichung, die derjenigen von Southwood (1974) sehr ähnlich ist:

$$E''_y + E'_y \left[\frac{F'}{F} - \frac{G'}{G} - 2 \frac{B'_0}{B_0} \right] + E_y \left[2 \frac{(B'_0)^2}{B_0^2} - \frac{B''_0}{B_0} - \frac{F'}{F} \frac{B'_0}{B_0} + \frac{G'}{G} \frac{B'_0}{B_0} + G \right] = 0 \quad (\text{A.43})$$

Einsetzen der Ausdrücke (A.33), (A.34), (A.35) und (A.36) für F und G und deren Ableitungen ergäbe eine weitaus unüberschaubarere Gleichung ohne weiteren Mehrwert in Bezug auf die in Abschnitt 4.4.4.1 gewonnenen Erkenntnisse.

A.3 Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten der „magischen“ Frequenzen: Tabellen

Der Stichproben-Datensatz enthält die gemittelten Werte der jeweils vorherrschenden Sonnenwind-Parameter B_z (z -Komponente des Sonnenwind-Magnetfeldes im GSM-Koordinatensystem), v_{sw} (Sonnenwind-Geschwindigkeit), θ_{sw} (Winkel zwischen der Verbindungslinie Erde-Sonne und der mittleren Magnetfeldrichtung im Sonnenwind) sowie des AGSM-Azimuthwinkels der zugrundeliegenden Magnetopausen-Beobachtungen Φ_{AGSM} . Nach Anwendung unterschiedlicher Kombinationen der Auswahlkriterien $B_z \geq \tilde{B}_z$, $v_{sw} \geq \tilde{v}_{sw}$, $|\Phi_{AGSM}| \geq \tilde{\Phi}_{AGSM}$ und $\theta_{sw} \geq \tilde{\theta}_{sw}$ bezüglich der Stichprobeneinträge ergeben sich unterschiedliche Frequenzverteilungen. Die Frequenzverteilungen werden mithilfe von Histogrammen ermittelt, wobei eine Frequenzintervallbreite von 0.2 mHz gewählt wurde. Da auch Gewichtungsfaktoren für die Stichprobeneinträge berechnet wurden, um eine Approximation der Parameterverteilungen der Stichprobendaten an diejenigen der Grundgesamtheit zu erreichen, können Frequenzverteilungen von ungewichteten und gewichteten Stichprobeneinträgen berechnet werden; im zweiten Fall werden nicht die Anzahlen der Einträge zu bestimmten Frequenzintervallen berechnet, sondern die Summen über die jeweiligen Gewichtungsfaktoren. Alle Frequenzverteilungen wurden bezüglich des Intervalls 0 bis 6 mHz auf Eins normiert, so dass sich Wahrscheinlichkeitsdichteverteilungen für die Frequenzen der MP-Bewegung bezüglich dieses niederfrequenten Intervalls ergeben. Aus diesen werden durch Integration über Intervalle von ± 0.1 mHz um die „magischen“ Frequenzen (MF) 1.3, 1.9, 2.7 und 3.3 mHz sowie um die zusätzliche Frequenz 0.7 mHz die relativen Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten dieser Frequenzen P_{MF} berechnet. In den nachfolgenden zwei Tabellen sind diese Wahrscheinlichkeiten für die $3^4 = 81$ Parameterkombinationen (unter Berücksichtigung, dass auch die Unterlassung einer Auswahl bezüglich eines Parameters eine Option darstellt) aufgeführt. Die Tabelleneinträge sind nach P_{MF} in absteigender Reihenfolge sortiert. In der ersten Spalte werden die Einträge durchnummeriert, in den Spalten 2 bis 5 sind die angewandten Auswahlkriterien dargelegt: Ein fehlender Eintrag weist auf die Nichtanwendung hin. Spalte 6 zeigt die Anzahl an Halb-Perioden bzw. Stichprobeneinträgen mit Frequenzen im Intervall von 0 bis 6 mHz ($N_{S,0-6mHz}$), die in die Berechnung der jeweiligen Frequenzverteilungen eingegangen sind. Die letzte Spalte (Nummer 7) enthält schließlich den Wahrscheinlichkeitswert für das Auftreten von Magnetopausen-Bewegungen bei den MF (P_{MF}). In der ersten Tabelle A.1 sind Ergebnisse aus den Frequenzverteilungen zusammengefasst, die auf den ungewichteten Stichprobeneinträgen beruhen; die zweite Tabelle A.2 basiert auf den Gewichtungsfaktoren der jeweiligen Stichprobeneinträge.

#	$B_z \geq \tilde{B}_z$	$v_{sw} \geq \tilde{v}_{sw}$	$ \Phi_{AGSM} \geq \tilde{\Phi}_{AGSM}$	$\theta_{sw} \geq \tilde{\theta}_{sw}$	$N_{S,0-6mHz}$	P_{MF}
1	<	>	<	>	14	0.429
2	>	<	<	<	44	0.364
3		>	<	>	26	0.346
4	>	<		<	66	0.333
5	>		<	<	48	0.333
6		<	<	<	61	0.328

(Fortsetzung nächste Seite)

Tabelle A.1: Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten der MF (P_{MF}) berechnet aus ungewichteten Halb-Perioden der MP-Bewegung (Stichprobeneinträge).

(Fortsetzung)

#	$B_z \geq \tilde{B}_z$	$v_{sw} \geq \tilde{v}_{sw}$	$ \Phi_{AGSM} \geq \tilde{\Phi}_{AGSM}$	$\theta_{sw} \geq \tilde{\theta}_{sw}$	$N_{S,0-6mHz}$	P_{MF}
7	<	>	<		31	0.323
8	>			<	86	0.314
9	>	>	>	<	16	0.312
10	>	<	<		72	0.306
11		>	>	<	20	0.300
12			<	<	82	0.293
13	>		>	<	38	0.289
14	>	<			104	0.288
15	>		<		88	0.284
16		<		<	100	0.280
17		>	<		47	0.277
18	>	<	>	<	22	0.273
19				<	141	0.270
20	<	>		>	26	0.269
21			<		165	0.267
22		<	<		118	0.263
23	<		<	>	43	0.256
24	<	>			47	0.255
25	>				158	0.253
26	>	>	<	>	12	0.250
27	<	>	>	<	4	0.250
28	>	<	>		32	0.250
29	>	>		<	20	0.250
30	<		<		77	0.247
31		>		<	41	0.244
32			<	>	83	0.241
33	<	>		<	21	0.238
34			>	<	59	0.237
35		<			186	0.237
36	<		<	<	34	0.235
37	<	<	<	<	17	0.235
38	<	>	<	<	17	0.235
39					287	0.230
40	>		<	>	40	0.225
41		>			101	0.218
42	>		>		70	0.214
43	>	<	<	>	28	0.214
44	>	<		>	38	0.211
45		<	>	<	39	0.205
46	<			>	74	0.203
47	<				129	0.202
48	<			<	55	0.200

(Fortsetzung nächste Seite)

Tabelle A.1: Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten der MF (P_{MF}) berechnet aus ungewichteten Halb-Perioden der MP-Bewegung (Stichprobeneinträge).

A.3 Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten der „magischen“ Frequenzen: Tabellen

(Fortsetzung)

#	$B_z \geq \tilde{B}_z$	$v_{sw} \geq \tilde{v}_{sw}$	$ \Phi_{AGSM} \geq \tilde{\Phi}_{AGSM}$	$\theta_{sw} \geq \tilde{\theta}_{sw}$	$N_{S,0-6mHz}$	P_{MF}
49		>		>	60	0.200
50	>	<	>	>	10	0.200
51	<	<	<		46	0.196
52		<	<	>	57	0.193
53				>	146	0.192
54		<	>		68	0.191
55		>	<	<	21	0.190
56	>	>	<		16	0.188
57		<		>	86	0.186
58	>	>			54	0.185
59	>	>	>		38	0.184
60	>			>	72	0.181
61			>		122	0.180
62	<	<		<	34	0.176
63	<	<	<	>	29	0.172
64		<	>	>	29	0.172
65	<	<			82	0.171
66	<	<		>	48	0.167
67		>	>		54	0.167
68	<	<	>	>	19	0.158
69	>	>		>	34	0.147
70	<		>	<	21	0.143
71	<	<	>		36	0.139
72	<		>		52	0.135
73	<		>	>	31	0.129
74			>	>	63	0.127
75	<	>	>		16	0.125
76	>		>	>	32	0.125
77	<	<	>	<	17	0.118
78	>	>	>	>	22	0.091
79		>	>	>	34	0.088
80	<	>	>	>	12	0.083
81	>	>	<	<	4	0.000

Tabelle A.1: Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten der MF im Intervall 0 bis 6 mHz bei gegebenen Parameterkombinationen für B_z , v_{sw} , Φ_{AGSM} und θ_{sw} . Zugrundeliegende Frequenzverteilungen wurden mit ungewichteten Stichprobeneinträgen berechnet. $N_{S,0-6mHz}$ gibt die Anzahl der in die jeweiligen Frequenzverteilungen einfließenden Halb-Perioden bzw. Stichprobeneinträge an.

#	$B_z \geq \tilde{B}_z$	$v_{sw} \geq \tilde{v}_{sw}$	$ \Phi_{AGSM} \geq \tilde{\Phi}_{AGSM}$	$\theta_{sw} \geq \tilde{\theta}_{sw}$	$N_{S,0-6mHz}$	P_{MF}
1	<	>	<	>	14	0.429
2	<	>	<		31	0.381
3	>	<	<	<	44	0.364
4		>	<	>	26	0.348
5	>	<		<	66	0.330
6	<	>		>	26	0.314
7	>	>	>	<	16	0.313
8		<	<	<	61	0.297
9	<	>			47	0.297
10		>	>	<	20	0.287
11	>		>	<	38	0.286
12		>	<		47	0.286
13	>	<	>	<	22	0.273
14		<		<	100	0.251
15	<	>	>	<	4	0.250
16	>	>	<	>	12	0.250
17		>		>	60	0.247
18	<		<	>	43	0.241
19	<		<		77	0.240
20	<	>		<	21	0.239
21	>			<	86	0.237
22	<		<	<	34	0.235
23	<	>	<	<	17	0.235
24	<	<	<	<	17	0.235
25	>	<	<		72	0.234
26			<	>	83	0.231
27			<		165	0.230
28		>			101	0.227
29	>	<			104	0.227
30			<	<	82	0.224
31	>		<	>	40	0.222
32	>		<		88	0.220
33				<	141	0.219
34	>	<	<	>	28	0.214
35	>		<	<	48	0.211
36	>	<	>		32	0.211
37			>	<	59	0.211
38	>	<		>	38	0.210
39		<	<		118	0.209
40	>				158	0.208
41					287	0.205
42	<			<	55	0.203
43	<				129	0.202

(Fortsetzung nächste Seite)

Tabelle A.2: Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten der MF (P_{MF}) berechnet aus den Gewichtungsfaktoren der Halb-Perioden der MP-Bewegung (gewichtete Stichprobeneinträge).

A.3 Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten der „magischen“ Frequenzen: Tabellen

(Fortsetzung)

#	$B_z \geq \tilde{B}_z$	$v_{sw} \geq \tilde{v}_{sw}$	$ \Phi_{AGSM} \geq \tilde{\Phi}_{AGSM}$	$\theta_{sw} \geq \tilde{\theta}_{sw}$	$N_{S,0-6mHz}$	P_{MF}
44	<			>	74	0.202
45				>	146	0.202
46	>			>	72	0.202
47	>	<	>	>	10	0.200
48		<			186	0.197
49		<	<	>	57	0.194
50		<		>	86	0.188
51	>		>		70	0.186
52	<	<		<	34	0.185
53		<	>	<	39	0.183
54	<	<	<		46	0.182
55	>	>		>	34	0.180
56		<	>		68	0.177
57	>	>	<		16	0.177
58		<	>	>	29	0.176
59	<	<	<	>	29	0.172
60	<	<			82	0.169
61	>		>	>	32	0.167
62	<	<		>	48	0.166
63			>		122	0.163
64		>		<	41	0.161
65	>	>			54	0.158
66	<	<	>	>	19	0.158
67			>	>	63	0.154
68	<	<	>		36	0.151
69	<		>	<	21	0.145
70	<		>		52	0.143
71	<		>	>	31	0.142
72	>	>	>		38	0.130
73		>	>		54	0.122
74	<	<	>	<	17	0.118
75		>	<	<	21	0.117
76	<	>	>		16	0.111
77	>	>		<	20	0.091
78	>	>	>	>	22	0.091
79		>	>	>	34	0.088
80	<	>	>	>	12	0.083
81	>	>	<	<	4	0.000

Tabelle A.2: Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten der MF im Intervall 0 bis 6 mHz bei gegebenen Parameterkombinationen für B_z , v_{sw} , Φ_{AGSM} und θ_{sw} . Zugrundeliegende Frequenzverteilungen wurden aus den Gewichtungsfaktoren der Stichprobeneinträge berechnet. $N_{S,0-6mHz}$ gibt die Anzahl der in die jeweiligen Frequenzverteilungen einfließenden Halb-Perioden bzw. Stichprobeneinträge an.

Literaturverzeichnis

- Angelopoulos, V., 2008, The THEMIS Mission, *Space Sci. Rev.*, 141, 5–34
- Aubry, M. P., Kivelson, M. G., Russell, C. T., 1971, Motion and structure of the magnetopause., *J. Geophys. Res.*, 76, 1673–1696
- Auster, H. U., Apathy, I., Berghofer, G., Remizov, A., Roll, R., Fornacon, 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., Schwingenschuh, K., Szemerey, I., Waesch, R., 2007, ROMAP: Rosetta Magnetometer and Plasma Monitor, *Space Sci. Rev.*, 128, 221–240
- Auster, H. U., Glassmeier, K. H., Magnes, W., Aydogar, O., Baumjohann, W., Constantinescu, D., Fischer, D., Fornacon, K. H., Georgescu, E., Harvey, P., Hillenmaier, O., Kroth, R., Ludlam, M., Narita, Y., Nakamura, R., Okrafka, K., Plaschke, F., Richter, I., Schwarzl, H., Stoll, B., Valavanoglou, A., Wiedemann, M., 2008, The THEMIS Fluxgate Magnetometer, *Space Sci. Rev.*, 141, 235–264
- Axford, W. I., 1962, The Interaction between the Solar Wind and the Earth's Magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 67, 3791–3796
- Baddeley, L. J., Yeoman, T. K., McWilliams, K. A., Wright, D. M., 2007, Global Pc5 wave activity observed using superdarn radars and ground magnetometers during an extended period of northward IMF, *Planet. Space Sci.*, 55, 792 – 808
- Baumjohann, W., Treumann, R. A., 1996, *Basic space plasma physics*, Imperial College Press
- Beard, D. B., 1960, The Interaction of the Terrestrial Magnetic Field with the Solar Corpuscular Radiation, *J. Geophys. Res.*, 65, 3559–3568
- Belmont, G., Reberac, F., Rezeau, L., 1995, Resonant amplification of magnetosheath MHD fluctuations at the magnetopause, *Geophys. Res. Lett.*, 22, 295–298
- Berchem, J., Russell, C. T., 1982, The thickness of the magnetopause current layer - ISEE 1 and 2 observations, *J. Geophys. Res.*, 87, 2108–2114
- Biermann, L., 1951, Kometenschweife und solare Korpuskularstrahlung, *Z. Astrophys.*, 29, 274–286

- Bonnell, J. W., Mozer, F. S., Delory, G. T., Hull, A. J., Ergun, R. E., Cully, C. M., Angelopoulos, V., Harvey, P. R., 2008, The Electric Field Instrument (EFI) for THEMIS, *Space Sci. Rev.*, 141, 303–341
- Bowe, G. A., Hapgood, M. A., Lockwood, M., Willis, D. M., 1990, Short-term variability of solar wind number density, speed and dynamic pressure as a function of the interplanetary magnetic field components - A survey over two solar cycles, *Geophys. Res. Lett.*, 17, 1825–1828
- Burgess, D., Lucek, E. A., Scholer, M., Bale, S. D., Balikhin, M. A., Balogh, A., Horbury, T. S., Krasnoselskikh, V. V., Kucharek, H., Lembège, B., Möbius, E., Schwartz, S. J., Thomsen, M. F., Walker, S. N., 2005, Quasi-parallel Shock Structure and Processes, *Space Sci. Rev.*, 118, 205–222
- Cahill, L. J., Amazeen, P. G., 1963, The Boundary of the Geomagnetic Field, *J. Geophys. Res.*, 68, 1835–1843
- Carlson, C. W., Curtis, D. W., Paschmann, G., Michael, W., 1983, An instrument for rapidly measuring plasma distribution functions with high resolution, *Adv. Space Res.*, 2, 67–70
- Carlson, C. W., McFadden, J. P., Turin, P., Curtis, D. W., Magoncelli, A., 2001, The Electron and ion Plasma Experiment for Fast, *Space Sci. Rev.*, 98, 33–66
- Carrington, R. C., 1859, Description of a Singular Appearance seen in the Sun on September 1, 1859, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 20, 13–15
- Chapman, S., Ferraro, V. C. A., 1930, A New Theory of Magnetic Storms, *Nature*, 126, 129–130
- Chapman, S., Ferraro, V. C. A., 1931a, A New Theory of Magnetic Storms, *Terr. Magn. Atmos. Electr.*, 36, 77–97
- Chapman, S., Ferraro, V. C. A., 1931b, A New Theory of Magnetic Storms, *Terr. Magn. Atmos. Electr.*, 36, 171–186
- Chapman, S., Ferraro, V. C. A., 1932a, A New Theory of Magnetic Storms, *Terr. Magn. Atmos. Electr.*, 37, 147–156
- Chapman, S., Ferraro, V. C. A., 1932b, A New Theory of Magnetic Storms, *Terr. Magn. Atmos. Electr.*, 37, 421–429
- Chapman, S., Ferraro, V. C. A., 1933, A New Theory of Magnetic Storms, *Terr. Magn. Atmos. Electr.*, 38, 79–96
- Chen, L., Hasegawa, A., 1974a, A theory of longperiod magnetic pulsations. 1. Steady state excitation of field line resonance, *J. Geophys. Res.*, 79, 1024–1032
- Chen, L., Hasegawa, A., 1974b, A Theory of Long-Period Magnetic Pulsations, 2. Impulse Excitation of Surface Eigenmode, *J. Geophys. Res.*, 79, 1033–1037

- Cline, A. K., 1974a, Scalar- and Planar-Valued Curve Fitting Using Splines Under Tension, *Commun. ACM*, 17, 218–220
- Cline, A. K., 1974b, Six Subprograms for Curve Fitting Using Splines Under Tension, *Commun. ACM*, 17, 220–223
- Cowley, S. W. H., Southwood, D. J., Saunders, M. A., 1983, Interpretation of magnetic field perturbations in the earth's magnetopause boundary layers, *Planet. Space Sci.*, 31, 1237–1258
- Cowley, S. W. H., 1982, The causes of convection in the Earth's magnetosphere: A review of developments during the IMS, *Rev. Geophys.*, 20, 531–565
- De Keyser, J., 2000, Linear magnetohydrodynamic response of the magnetopause to magnetosheath fluctuations, *J. Geophys. Res.*, 105, 23 167–23 178
- De Keyser, J., Čadež, V., 2001, Excitation of low-frequency fluctuations at the magnetopause by intermittent broadband magnetosheath waves, *J. Geophys. Res.*, 106, 29 467–29 478
- De Keyser, J., Roth, M., Reberac, F., Rezeau, L., Belmont, G., 1999, Resonant amplification of MHD waves in realistic subsolar magnetopause configurations, *J. Geophys. Res.*, 104, 2399–2410
- De Keyser, J., Roth, M., Dunlop, M. W., Rème, H., Owen, C. J., Paschmann, G., 2005, Empirical reconstruction and long-duration tracking of the magnetospheric boundary in single- and multi-spacecraft contexts, *Ann. Geophys.*, 23, 1355–1369
- Dessler, A. J., 1962, Further Comments on Stability of Interface between Solar Wind and Geomagnetic Field, *J. Geophys. Res.*, 67, 4892–4894
- Dungey, J. W., 1954, Electrodynamics of the outer atmosphere, *Penn. State Univ. Ionos. Res. Lab. Sci. Rep.*, 69
- Eastman, T. E., Hones, Jr., E. W., Bame, S. J., Asbridge, J. R., 1976, The magnetospheric boundary layer - Site of plasma, momentum and energy transfer from the magnetosheath into the magnetosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 3, 685–688
- Engebretson, M., Glassmeier, K., Stellmacher, M., Hughes, W. J., Lühr, H., 1998, The dependence of high-latitude Pc5 wave power on solar wind velocity and on the phase of high-speed solar wind streams, *J. Geophys. Res.*, 103, 26 271–26 384
- Fairfield, D. H., Ness, N. F., 1970, Magnetic field fluctuations in the Earth's magnetosheath., *J. Geophys. Res.*, 75, 6050–6060
- Fairfield, D. H., Baumjohann, W., Paschmann, G., Luehr, H., Sibeck, D. G., 1990, Upstream pressure variations associated with the bow shock and their effects on the magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 95, 3773–3786
- Farris, M. H., Russell, C. T., 1994, Determining the standoff distance of the bow shock: Mach number dependence and use of models, *J. Geophys. Res.*, 99, 17 681–17 689

- Farrugia, C. J., Elphic, R. C., Southwood, D. J., Cowley, S. W. H., 1987, Field and flow perturbations outside the reconnected field line region in flux transfer events - Theory, *Planet. Space Sci.*, 35, 227–240
- Fejer, J. A., 1964, Hydromagnetic Stability at a Fluid Velocity Discontinuity between Compressible Fluids, *Phys. Fluids*, 7, 499–503
- Fenrich, F. R., Samson, J. C., Sofko, G., Greenwald, R. A., 1995, ULF high- and low-m field line resonances observed with the Super Dual Auroral Radar Network, *J. Geophys. Res.*, 100, 21 535–21 548
- Ferraro, V. C. A., 1952, On the Theory of the First Phase of a Geomagnetic Storm: a New Illustrative Calculation Based on an Idealised (Plane not Cylindrical) Model Field Distribution, *J. Geophys. Res.*, 57, 15–49
- Ferraro, V. C. A., 1960, An Approximate Method of Estimating the Size and Shape of the Stationary Hollow Carved Out in a Neutral Ionized Stream of Corpuscles Impinging on the Geomagnetic Field, *J. Geophys. Res.*, 65, 3951–3953
- Formisano, V., 1981, Magnetospheric boundary shapes and internal structures, *Adv. Space Res.*, 1, 207–224
- Francia, P., Villante, U., 1997, Some evidence of ground power enhancements at frequencies of global magnetospheric modes at low latitude, *Ann. Geophys.*, 15, 17–23
- Fujita, S., Glassmeier, K. H., Kamide, K., 1996, MHD waves generated by the Kelvin-Helmholtz instability in a nonuniform magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 101, 27 317–27 326
- Glassmeier, K., Heppner, C., 1992, Traveling magnetospheric convection twin vortices - Another case study, global characteristics, and a model, *J. Geophys. Res.*, 97, 3977–3992
- Glassmeier, K., Auster, H., Constantinescu, D., Fornaçon, K., Narita, Y., Plaschke, F., Angelopoulos, V., Georgescu, E., Baumjohann, W., Magnes, W., Nakamura, R., Carlson, C. W., Frey, S., McFadden, J. P., Phan, T., Mann, I., Rae, I. J., Vogt, J., 2008, Magnetospheric quasi-static response to the dynamic magnetosheath: A THEMIS case study, *Geophys. Res. Lett.*, 35, L17S01
- Glassmeier, K.-H., 1995, *Handbook of Atmospheric Electrodynamics*, Bd. 2, Kap. 14, CRC Press
- Haaland, S., Sonnerup, B., Dunlop, M., Balogh, A., Georgescu, E., Hasegawa, H., Klecker, B., Paschmann, G., Puhl-Quinn, P., Rème, H., Vaith, H., Vaivads, A., 2004, Four-spacecraft determination of magnetopause orientation, motion and thickness: comparison with results from single-spacecraft methods, *Ann. Geophys.*, 22, 1347–1365

- Harris, S. E., Mende, S. B., Angelopoulos, V., Rachelson, W., Donovan, E., Jackel, B., Greffen, M., Russell, C. T., Pierce, D. R., Dearborn, D. J., Rowe, K., Connors, M., 2008, THEMIS Ground Based Observatory System Design, *Space Sci. Rev.*, 141, 213–233
- Heppner, J. P., Ness, N. F., Skillman, T. L., Searce, C. S., 1962, Magnetic Field Measurements with the Explorer X Satellite, *J. Phys. Soc. Japan Suppl.*, 17, 546–552
- Hietala, H., Laitinen, T. V., Andréevová, K., Vainio, R., Vaivads, A., Palmroth, M., Pulkkinen, T. I., Koskinen, H. E. J., Lucek, E. A., Rème, H., 2009, Supermagnetosonic jets behind a collisionless quasiparallel shock, *Phys. Rev. Lett.*, 103, 245 001
- Hones, Jr., E. W., Asbridge, J. R., Bame, S. J., Montgomery, M. D., Singer, S., Akasofu, S., 1972, Measurements of magnetotail plasma flow made with Vela 4B., *J. Geophys. Res.*, 77, 5503–5522
- Hughes, W. J., 1974, The effect of the atmosphere and ionosphere on long period magnetospheric micropulsations, *Planet. Space Sci.*, 22, 1157–1172
- Hurley, J., 1961a, Interaction of a Streaming Plasma with the Magnetic Field of a Line Current, *Phys. Fluids*, 4, 109–111
- Hurley, J., 1961b, Interaction of a Streaming Plasma with the Magnetic Field of a Two-Dimensional Dipole, *Phys. Fluids*, 4, 854–859
- Ivchenko, N. V., Sibeck, D. G., Takahashi, K., Kokubun, S., 2000, A statistical study of the magnetosphere boundary crossings by the Geotail satellite, *Geophys. Res. Lett.*, 27, 2881–2884
- Junginger, H., Baumjohann, W., 1988, Dayside long-period magnetospheric pulsations - Solar wind dependence, *J. Geophys. Res.*, 93, 877–883
- Kawano, H., Russell, C. T., 1997, Survey of flux transfer events observed with the ISEE 1 spacecraft: Dependence on the interplanetary magnetic field, *J. Geophys. Res.*, 102, 11 307–11 314
- Kellogg, P. J., 1962, Flow of Plasma around the Earth, *J. Geophys. Res.*, 67, 3805–3811
- Kepko, L., Spence, H. E., 2003, Observations of discrete, global magnetospheric oscillations directly driven by solar wind density variations, *J. Geophys. Res.*, 108, 1257–1269
- Kepko, L., Spence, H. E., Singer, H. J., 2002, ULF waves in the solar wind as direct drivers of magnetospheric pulsations, *Geophys. Res. Lett.*, 29, 1197–1200
- Khrabrov, A. V., Sonnerup, B. U. Ö., 1998a, Orientation and motion of current layers: Minimization of the Faraday residue, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 2373–2376
- King, J. H., Papitashvili, N. E., 2005, Solar wind spatial scales in and comparisons of hourly Wind and ACE plasma and magnetic field data, *J. Geophys. Res.*, 110, 2104–2111

- Kivelson, M. G., Southwood, D. J., 1986, Coupling of global magnetospheric MHD eigenmodes to field line resonances, *J. Geophys. Res.*, 91, 4345–4351
- Korotova, G. I., Sibeck, D. G., 1995, A case study of transient event motion in the magnetosphere and in the ionosphere, *J. Geophys. Res.*, 100, 35–46
- Kruskal, M., Schwarzschild, M., 1954, Some Instabilities of a Completely Ionized Plasma, *Proc. R. Soc. Lon.*, A223, 348–360
- Kuznetsova, T. V., Pudovkin, M. I., 1978, Peculiarities of solar-wind flow around the magnetosphere and the magnetopause position, *Planet. Space Sci.*, 26, 229–236
- Le, G., Russell, C. T., 1994, The thickness and structure of high beta magnetopause current layer, *Geophys. Res. Lett.*, 21, 2451–2454
- Lockwood, M., 1991, Flux transfer events at the dayside magnetopause - Transient reconnection or magnetosheath dynamic pressure pulses?, *J. Geophys. Res.*, 96, 5497–5509
- Lockwood, M., Wild, M. N., 1993, On the quasi-periodic nature of magnetopause flux transfer events, *J. Geophys. Res.*, 98, 5935–5940
- Lockwood, M., Cowley, S. W. H., Sandholt, P. E., Lepping, R. P., 1990, The ionospheric signatures of flux transfer events and solar wind dynamic pressure changes, *J. Geophys. Res.*, 95, 17 113–17 135
- Mann, I. R., Voronkov, I., Dunlop, M., Donovan, E., Yeoman, T. K., Milling, D. K., Wild, J., Kauristie, K., Amm, O., Bale, S. D., Balogh, A., Viljanen, A., Opgenoorth, H. J., 2002, Coordinated ground-based and Cluster observations of large amplitude global magnetospheric oscillations during a fast solar wind speed interval, *Ann. Geophys.*, 20, 405–426
- Mann, I. R., Milling, D. K., Rae, I. J., Ozeke, L. G., Kale, A., Kale, Z. C., Murphy, K. R., Parent, A., Usanova, M., Pahud, D. M., Lee, E., Amalraj, V., Wallis, D. D., Angelopoulos, V., Glassmeier, K., Russell, C. T., Auster, H., Singer, H. J., 2008, The Upgraded CARISMA Magnetometer Array in the THEMIS Era, *Space Sci. Rev.*, 141, 413–451
- Mathie, R. A., Mann, I. R., Menk, F. W., Orr, D., 1999, Pc5 ULF pulsations associated with waveguide modes observed with the IMAGE magnetometer array, *J. Geophys. Res.*, 104, 7025–7036
- Matsuoka, H., Takahashi, K., Yumoto, K., Anderson, B. J., Sibeck, D. G., 1995, Observation and modeling of compressional Pi 3 magnetic pulsations, *J. Geophys. Res.*, 100, 12 103–12 115
- Maunder, E. W., 1904, Greenwich, Royal Observatory, the great magnetic storms, 1875 to 1903, and their association with sun-spots, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 64, 205–222
- Maunder, E. W., 1905, The Solar Origin of Terrestrial Magnetic Disturbances, *Astrophys. J.*, 21, 101–115

- McFadden, J. P., Carlson, C. W., Larson, D., Ludlam, M., Abiad, R., Elliott, B., Turin, P., Marckwordt, M., Angelopoulos, V., 2008, The THEMIS ESA Plasma Instrument and In-flight Calibration, *Space Sci. Rev.*, 141, 277–302
- McKenzie, J. F., 1981, Stability of planetary magnetospheric boundaries and mechanisms leading to leakage across them, *Adv. Space Res.*, 1, 111–122
- Mende, S. B., Harris, S. E., Frey, H. U., Angelopoulos, V., Russell, C. T., Donovan, E., Jackel, B., Greffen, M., Peticolas, L. M., 2008, The THEMIS Array of Ground-based Observatories for the Study of Auroral Substorms, *Space Sci. Rev.*, 141, 357–387
- Miura, A., 1984, Anomalous transport by magnetohydrodynamic Kelvin-Helmholtz instabilities in the solar wind-magnetosphere interaction, *J. Geophys. Res.*, 89, 801–818
- Miura, A., 1985, Kelvin-Helmholtz instability at the magnetospheric boundary, *Geophys. Res. Lett.*, 12, 635–638
- Miura, A., 1987, Simulation of Kelvin-Helmholtz instability at the magnetospheric boundary, *J. Geophys. Res.*, 92, 3195–3206
- Miura, A., 1995, Dependence of the magnetopause Kelvin-Helmholtz instability on the orientation of the magnetosheath magnetic field, *Geophys. Res. Lett.*, 22, 2993–2996
- Němeček, Z., Šafránková, J., Přech, L., Sibeck, D. G., Kokubun, S., Mukai, T., 1998, Transient flux enhancements in the magnetosheath, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 1273–1276
- Ofman, L., Romoli, M., Poletto, G., Noci, G., Kohl, J. L., 2000, UVCS WLC Observations of Compressional Waves in the South Polar Coronal Hole, *Astrophys. J.*, 529, 592–598
- Panov, E. V., Büchner, J., Fränz, M., Korth, A., Savin, S. P., Rème, H., Fornaçon, K., 2008, High-latitude Earth's magnetopause outside the cusp: Cluster observations, *J. Geophys. Res.*, 113, A01 220
- Parker, E. N., 1958, Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields., *Astrophys. J.*, 128, 664–676
- Paschmann, G., Sckopke, N., Bame, S. J., Asbridge, J. R., Gosling, J. T., Russell, C. T., Greenstadt, E. W., 1979, Association of low-frequency waves with suprathermal ions in the upstream solar wind, *Geophys. Res. Lett.*, 6, 209–212
- Paschmann, G., Baumjohann, W., Sckopke, N., Papamastorakis, I., Carlson, C. W., 1986, The magnetopause for large magnetic shear - AMPTE/IRM observations, *J. Geophys. Res.*, 91, 11 099–11 115
- Paschmann, G., Baumjohann, W., Sckopke, N., Sonnerup, B., Papamastorakis, I., 1990, The magnetopause and boundary layer for small magnetic shear - Convection electric fields and reconnection, *Geophys. Res. Lett.*, 17, 1829–1832
- Paschmann, G., Baumjohann, W., Sckopke, N., Phan, T., Luehr, H., 1993, Structure of the dayside magnetopause for low magnetic shear, *J. Geophys. Res.*, 98, 13 409–13 422

- Paschmann, G., Haaland, S., Sonnerup, B. U. Ö., Hasegawa, H., Georgescu, E., Klecker, B., Phan, T. D., Rème, H., Vaivads, A., 2005, Characteristics of the near-tail dawn magnetopause and boundary layer, *Ann. Geophys.*, 23, 1481–1497
- Pedersen, A., Mozer, F., Gustafsson, G., 1998, Electric Field Measurements in a Tenuous Plasma with Spherical Double Probes, in *Measurement Techniques in Space Plasmas – Fields*, (Hg.) R. F. Pfaff, J. E. Borovsky, & D. T. Young
- Phan, T., Paschmann, G., Baumjohann, W., Sckopke, N., Luehr, H., 1994, The magnetosheath region adjacent to the dayside magnetopause: AMPTE/IRM observations, *J. Geophys. Res.*, 99, 121–141
- Phan, T. D., Paschmann, G., 1996, Low-latitude dayside magnetopause and boundary layer for high magnetic shear 1. Structure and motion, *J. Geophys. Res.*, 101, 7801–7816
- Plaschke, F., Glassmeier, K., Auster, H. U., Angelopoulos, V., Constantinescu, O. D., Fornaçon, K., Georgescu, E., Magnes, W., McFadden, J. P., Nakamura, R., 2009a, Statistical study of the magnetopause motion: First results from THEMIS, *J. Geophys. Res.*, 114, A00C10
- Plaschke, F., Glassmeier, K., Auster, H. U., Constantinescu, O. D., Magnes, W., Angelopoulos, V., Sibeck, D. G., McFadden, J. P., 2009b, Standing Alfvén waves at the magnetopause, *Geophys. Res. Lett.*, 36, L02 104
- Plaschke, F., Glassmeier, K.-H., Sibeck, D. G., Auster, H. U., Constantinescu, O. D., Angelopoulos, V., Magnes, W., 2009c, Magnetopause surface oscillation frequencies at different solar wind conditions, *Ann. Geophys.*, 27, 4521–4532
- Potemra, T. A., Zanetti, L. J., Takahashi, K., Luehr, H., Lepping, R. P., 1989, Multisatellite and ground-based observations of transient ULF waves, *J. Geophys. Res.*, 94, 2543–2554
- Pu, Z., Kivelson, M. G., 1983, Kelvin-Helmholtz instability at the magnetopause: Solution for compressible plasmas., *J. Geophys. Res.*, 88, 841–852
- Rae, I. J., Donovan, E. F., Mann, I. R., Fenrich, F. R., Watt, C. E. J., Milling, D. K., Lester, M., Lavraud, B., Wild, J. A., Singer, H. J., Rème, H., Balogh, A., 2005, Evolution and characteristics of global Pc5 ULF waves during a high solar wind speed interval, *J. Geophys. Res.*, 110, A12 211
- Reisenfeld, D. B., McComas, D. J., Steinberg, J. T., 1999, Evidence of a solar origin for pressure balance structures in the high-latitude solar wind, *Geophys. Res. Lett.*, 26, 1805–1808
- Rijnbeek, R. P., Cowley, S. W. H., Southwood, D. J., Russell, C. T., 1984, A survey of dayside flux transfer events observed by ISEE 1 and 2 magnetometers, *J. Geophys. Res.*, 89, 786–800

- Rostoker, G., Samson, J. C., Creutzberg, F., Hughes, T. J., McDiarmid, D. R., McNamara, A. G., Jones, A. V., Wallis, D. D., Cogger, L. L., 1995, Canopus - A ground-based instrument array for remote sensing the high latitude ionosphere during the ISTP/GGS program, *Space Sci. Rev.*, 71, 743–760
- Roux, A., Le Contel, O., Coillot, C., Bouabdellah, A., de La Porte, B., Alison, D., Ruocco, S., Vassal, M. C., 2008, The Search Coil Magnetometer for THEMIS, *Space Sci. Rev.*, 141, 265–275
- Ruohoniemi, J. M., Greenwald, R. A., Baker, K. B., Samson, J. C., 1991, HF radar observations of Pc 5 field line resonances in the midnight/early morning MLT sector, *J. Geophys. Res.*, 96, 15 697–15 710
- Russell, C. T., Elphic, R. C., 1978, Initial ISEE magnetometer results - Magnetopause observations, *Space Sci. Rev.*, 22, 681–715
- Russell, C. T., Chi, P. J., Dearborn, D. J., Ge, Y. S., Kuo-Tiong, B., Means, J. D., Pierce, D. R., Rowe, K. M., Snare, R. C., 2008, THEMIS Ground-Based Magnetometers, *Space Sci. Rev.*, 141, 389–412
- Safránková, J., Nemecek, Z., Dusík, S., Prech, L., Sibeck, D. G., Borodkova, N. N., 2002, The magnetopause shape and location: a comparison of the Interball and Geotail observations with models, *Ann. Geophys.*, 20, 301–309
- Samson, J. C., Rostoker, G., 1972, Latitude-Dependent Characteristics of High-Latitude Pc 4 and Pc 5 Micropulsations, *J. Geophys. Res.*, 77, 6133–6144
- Samson, J. C., Jacobs, J. A., Rostoker, G., 1971, Latitude-Dependent Characteristics of Long-Period Geomagnetic Micropulsations, *J. Geophys. Res.*, 76, 3675–3683
- Samson, J. C., Greenwald, R. A., Ruohoniemi, J. M., Hughes, T. J., Wallis, D. D., 1991, Magnetometer and radar observations of magnetohydrodynamic cavity modes in the Earth's magnetosphere, *Can. J. Phys.*, 69, 929–937
- Samson, J. C., Harrold, B. G., Ruohoniemi, J. M., Greenwald, R. A., Walker, A. D. M., 1992, Field line resonances associated with MHD waveguides in the magnetosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 19, 441–444
- Sarafopoulos, D. V., 2005, A case study testing the cavity mode model of the magnetosphere, *Ann. Geophys.*, 23, 1867–1880
- Scholer, M., 1988, Magnetic flux transfer at the magnetopause based on single X line bursty reconnection, *Geophys. Res. Lett.*, 15, 291–294
- Shue, J., Chao, J., Song, P., McFadden, J. P., Suvorova, A., Angelopoulos, V., Glassmeier, K. H., Plaschke, F., 2009, Anomalous magnetosheath flows and distorted subsolar magnetopause for radial interplanetary magnetic fields, *Geophys. Res. Lett.*, 36, L18 112
- Shue, J.-H., Chao, J. K., Fu, H. C., Khurana, K. K., Russell, C. T., Singer, H. J., Song, P., 1997, A new functional form to study the solar wind control of the magnetopause size and shape, *J. Geophys. Res.*, 102, 9497–9511

- Sibeck, D. G., 1990, A model for the transient magnetospheric response to sudden solar wind dynamic pressure variations, *J. Geophys. Res.*, 95, 3755–3771
- Sibeck, D. G., Baumjohann, W., Elphic, R. C., Fairfield, D. H., Fennell, J. F., 1989a, The magnetospheric response to 8-minute period strong-amplitude upstream pressure variations, *J. Geophys. Res.*, 94, 2505–2519
- Sibeck, D. G., Lopez, R. E., Baumjohann, W., 1989b, Solar wind dynamic pressure variations and transient magnetospheric signatures, *Geophys. Res. Lett.*, 16, 13–16
- Slutz, R. J., 1962, The Shape of the Geomagnetic Field Boundary under Uniform External Pressure, *J. Geophys. Res.*, 67, 505–513
- Smith, E. J., 1962, A Comparison of Explorer 6 and Explorer 10 Magnetometer Data, *J. Geophys. Res.*, 67, 2045–2049
- Sonett, C. P., Judge, D. L., Sims, A. R., Kelso, J. M., 1960, A Radial Rocket Survey of the Distant Geomagnetic Field, *J. Geophys. Res.*, 65, 55–68
- Song, P., Elphic, R. C., Russell, C. T., 1988, ISEE 1 and 2 observation of the oscillating magnetopause, *Geophys. Res. Lett.*, 15, 744–747
- Sonnerup, B. U. Ö., Cahill, L. J., 1967, Magnetopause structure and altitude from Explorer-12 observations, *J. Geophys. Res.*, 72, 171–183
- Sonnerup, B. U. Ö., Cahill, Jr., L. J., 1968, Explorer 12 Observations of the Magnetopause Current Layer, *J. Geophys. Res.*, 73, 1757–1770
- Sonnerup, B. U. Ö., Scheible, M., 1998, Minimum and Maximum Variance Analysis, *Analysis Methods for Multi-Spacecraft Data / Götz Paschmann and Patrick Daly (eds.)*. ISSI Scientific Reports Series, ESA/ISSI, 1, 185–220
- Sonnerup, B. U. Ö., Papamastorakis, I., Paschmann, G., Luehr, H., 1987, Magnetopause properties from AMPTE/IRM observations of the convection electric field - Method development, *J. Geophys. Res.*, 92, 12 137–12 159
- Southwood, D. J., 1968, The hydromagnetic stability of the magnetospheric boundary, *Planet. Space Sci.*, 16, 587–605
- Southwood, D. J., 1974, Some features of field line resonances in the magnetosphere, *Planet. Space Sci.*, 22, 483–491
- Southwood, D. J., Farrugia, C. J., Saunders, M. A., 1988, What are flux transfer events?, *Planet. Space Sci.*, 36, 503–508
- Tamao, T., 1965, Transmission and coupling resonance of hydrodynamic disturbances in the non-uniform Earth's magnetosphere, *Sci. Rep. Tohoku Univ., Fifth Ser.*, 17, 43–72
- Terasawa, T., 1996, Three dimensional structure of reconnection region, *Adv. Space Res.*, 18, 273–276

- Tsyganenko, N. A., 1990, Quantitative models of the magnetospheric magnetic field - Methods and results, *Space Sci. Rev.*, 54, 75–186
- Viall, N. M., Kepko, L., Spence, H. E., 2008, Inherent length-scales of periodic solar wind number density structures, *J. Geophys. Res.*, 113, A07 101
- Viall, N. M., Kepko, L., Spence, H. E., 2009a, Relative occurrence rates and connection of discrete frequency oscillations in the solar wind density and dayside magnetosphere, *J. Geophys. Res.*, 114, A01 201
- Viall, N. M., Spence, H. E., Kasper, J., 2009b, Are periodic solar wind number density structures formed in the solar corona?, *Geophys. Res. Lett.*, 36, L23 102
- Villante, U., Francia, P., Lepidi, S., 2001, Pc5 geomagnetic field fluctuations at discrete frequencies at a low latitude station, *Ann. Geophys.*, 19, 321–325
- Walker, A. D. M., 1981, The Kelvin-Helmholtz instability in the low-latitude boundary layer, *Planet. Space Sci.*, 29, 1119–1133
- Walker, A. D. M., 2005, *Magnetohydrodynamic Waves in Geospace*, Series in Plasma Physics, Institute of Physics Publishing
- Walker, A. D. M., Ruohoniemi, J. M., Baker, K. B., Greenwald, R. A., Samson, J. C., 1992, Spatial and temporal behavior of ULF pulsations observed by the Goose Bay HF radar, *J. Geophys. Res.*, 97, 12 187–12 202
- Wei, C. Q., Lee, L. C., La Belle-Hamer, A. L., 1990, A simulation study of the vortex structure in the low-latitude boundary layer, *J. Geophys. Res.*, 95, 20 793–20 807
- Zhang, T. L., Baumjohann, W., Delva, M., Auster, H., 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., Fornacon, K., Glassmeier, K., Richter, I., Carr, C., Kudela, K., Shi, J. K., Zhao, H., Motschmann, U., Lebreton, J., 2006, Magnetic field investigation of the Venus plasma environment: Expected new results from Venus Express, *Planet. Space Sci.*, 54, 1336–1343
- Ziesolleck, C. W. S., McDiarmid, D. R., 1995, Statistical survey of auroral latitude Pc 5 spectral and polarization characteristics, *J. Geophys. Res.*, 100, 19 299–19 312

Danksagung

Hiermit möchte ich meinen Dank all denjenigen aussprechen, die in direkter oder indirekter Weise dazu beigetragen haben, dass diese Doktorarbeit in der vorliegenden Form entstehen konnte.

In besonderer Weise richtet sich mein Dank an Prof. Karl-Heinz Glaßmeier, der mir nach dem Abschluss des Physikstudiums die Möglichkeit gegeben hat, am Institut für Geophysik und extraterrestrische Physik (IGeP) als Mitarbeiter in unterschiedlichen Gebieten der Magnetosphärenphysik zu forschen, dabei vieles Neue dazulernen, Übungen und Praktika zu betreuen und, nicht zuletzt, an meiner Promotion zu arbeiten. Insbesondere möchte ich mich für die intensive Betreuung und Förderung bedanken, die ich während meiner gesamten Zeit am IGeP erfahren habe, sowie für die zahlreichen Gelegenheiten, die ich erhalten habe, um meine Arbeit auf Konferenzen vorzustellen und zu veröffentlichen. Aus wissenschaftlichen Gesprächen habe ich viele Anregungen und Ideen mitgenommen, die auch in diese Doktorarbeit maßgeblich eingeflossen sind.

Mein Dank gilt Dr. Hans-Ulrich Auster, Karl-Heinz Fornaçon und Edita Georgescu, dafür dass ich mit ihrer Hilfe und Unterstützung auch einen tieferen Einblick in die Datengewinnung durch die THEMIS Fluxgate-Magnetometer, sowie in die Kalibrierung und Datenaufbereitung gewinnen konnte.

Dr. David G. Sibeck danke ich für wertvolle Diskussionen über verschiedene Aspekte der Physik der Magnetopause; Anregungen aus diesen Diskussionen sind insbesondere in die Untersuchungen zur Sonnenwindabhängigkeit der Spektren der Magnetopausenbewegung eingegangen.

Ich bedanke mich bei Prof. Uwe Motschmann dafür, dass er sich bereit erklärt hat, diese Arbeit zu begutachten.

Während meiner Zeit als Doktorand war ich Mitglied der International Max Planck Research School (IMPRS) des Max-Planck-Institutes für Sonnensystemforschung in Katlenburg-Lindau. Ich schulde deshalb der Max-Planck-Gesellschaft und insbesondere dem Koordinator der IMPRS, Dr. Dieter Schmitt, Dank für all die Privilegien, unter anderem die Teilnahme an zahlreichen Seminaren und an den jährlichen Retreats, die mir durch meine Mitgliedschaft zuteil wurden.

Vielen herzlichen Dank an alle Mitglieder des IGeP, vor allem für die einzigartig freundliche Atmosphäre und das motivierende Umfeld, die meine Arbeit am Institut so angenehm und kurzweilig gestaltet haben.

Abschließend möchte ich meinen Eltern von ganzem Herzen danken; ihr großes Vertrauen, ihre Zuwendung und ihre beispiellose Unterstützung haben mir nicht nur bei der Durchführung meiner Arbeit entscheidend geholfen.