

Untersuchungen zu Signaturen planetarischer Wellen in der Ionosphäre

Dissertation
zur Erlangung des akademischen Grades des
Doktors der Naturwissenschaften
vorgelegt von
Dipl.-Ing(FH) Claudia Borries

Freie Universität Berlin
Institut für Meteorologie, Fachbereich Geowissenschaften
Berlin, 21. Oktober 2010

Claudia Borries

Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR)
Institut für Kommunikation und Navigation
Kalkhorstweg 53, 17235 Neustrelitz, Bundesrepublik Deutschland

Gutachter:

Prof. Dr. U. Langematz

Prof. Dr. Ch. Jacobi, Meteorologisches Institut, Universität Leipzig

Datum der Disputation: 22. November 2010

Das Streben nach Wahrheit und Erkenntnis gehört zum Schönsten, dessen der Mensch fähig ist.

(Albert Einstein)

Zusammenfassung

Untersuchungsgegenstand sind periodische Variationen der Elektronendichte in der Ionosphäre, die als Signaturen planetarischer Wellen (engl.: planetary wave type oscillations, PWTO) bezeichnet werden. Sie besitzen Perioden zwischen 2 und 30 Tagen und eine horizontalen Ausdehnung, die 10.000km überschreiten kann. Aufgrund ihrer Ähnlichkeit zu planetarischen Wellen (PW) der unteren und mittleren Atmosphäre wird ein Zusammenhang mit diesen vermutet. Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Untersuchung der möglichen Kopplung zwischen unterer Atmosphäre und Ionosphäre durch PW.

Zur Beschreibung der ionosphärischen PWTO werden Karten des Gesamtelektronenanteils (TEC) der Ionosphäre genutzt, die die nördliche Hemisphäre von 50°N bis zur Polkappe abdecken und operationell im DLR mit einer stündlichen Auflösung hergestellt werden. Die Berechnung relativer Differenzen zum laufenden 27-tägigen Median (ΔTEC_{rel}) wird als Bandpassfilter verwendet, um Variationen außerhalb des Periodenbereichs von PW zu minimieren. Zudem wird ein neuer auf der Wavelettransformation basierender Filteransatz angewendet, der solar gesteuerte Variationen im ΔTEC_{rel} -Signal bestmöglich minimiert. Mit Hilfe geeigneter Analysemethoden wird der Datensatz spektral in die Wellenkomponenten der stehenden und wandernden Wellen zerlegt.

Der Vergleich der Energie des gefilterten Signals $\Delta TEC_{rel,filter}$ und des relativen TEC ΔTEC_{rel} zeigt einen Unterschied von bis zu 50%. Das heißt, dass ein großer Teil der Energie der PWTO in der Ionosphäre durch Variationen der solaren Strahlung, des Sonnenwinds und damit verbundenen geomagnetischen Störungen erzeugt wird. Eine signifikante Abhängigkeit der PWTO-Aktivität von der solaren Aktivität kann nicht festgestellt werden.

Die spektrale Analyse des $\Delta TEC_{rel,filter}$ zeigt sowohl zahlreiche Gemeinsamkeiten als auch deutliche Unterschiede der charakteristischen Eigenschaften von PWTO gegenüber den PW. Besonders kennzeichnend ist die Dominanz der Zonalmittelvariationen und stark ausgeprägte PWTO mit Perioden kleiner als 10 Tage in der Ionosphäre. Die aufgezeigten Unterschiede schließen jedoch den Zusammenhang zu PW nicht aus.

Einige Erklärungsansätze für die Kopplung zwischen unterer und mittlerer Atmosphäre und Ionosphäre werden in der vorliegenden Arbeit empirisch beleuchtet. Die Ergebnisse belegen, dass die nichtlineare Interaktion von atmosphärischen Wellen ein möglicher Bestandteil der Kopplung zwischen der mittleren Atmosphäre und der Ionosphäre ist. Es wird davon ausgegangen, dass die entstehenden Sekundärwellen die untere Thermosphäre erreichen, wo sie entweder die thermosphärische Zusammensetzung oder die Winde und das dynamoinduzierte E-Feld beeinflussen, wodurch ihre Signaturen in der Ionosphäre sichtbar werden. Dagegen erscheint anhand der Analyseergebnisse der Einfluss der Modulation von atmosphärischen Schwerewellen auf die Kopplung des Atmosphären-Ionosphären-Systems als unwahrscheinlich.

Abstract

Signatures of planetary waves in the electron density in the ionosphere (usually named planetary wave type oscillations, PWTO) are the object of investigation in this work. These PWTO are periodic variations with periods between 2 und 30 days and a horizontal extension which can exceed 10.000km. Because their properties often agree with atmospheric planetary waves (PW) in the lower and middle atmosphere, they are suggested to be correlated.

The PWTO are described on the basis of maps of the total electron content (TEC), which cover the northern hemisphere from 50°N to the polar cap and are operationally produced in the DLR with a temporal resolution of 1 hour. The calculation of relative differences to a running 27-day median (ΔTEC_{rel}) is used as a band pass filter to avoid variations beyond the period range of PW. Appropriate spectral analysis methods are used to decompose the data set into the wave components of standing and propagating waves. Furthermore, a new filter method based on the wavelet transformation is used to minimize solar forced variations in the signal as good as possible. The comparison of the power of the filtered signal $\Delta TEC_{rel,filter}$ and the relative TEC ΔTEC_{rel} shows a difference of up to 50%. Thus, a major part of the power of the PWTO in the ionosphere occur due to variations of the solar radiation, the solar wind and the corresponding geomagnetic perturbations. A significant correlation to the solar activity cycle cannot be found.

The spectral analyses of $\Delta TEC_{rel,filter}$ show a number of similarities as well as some differences in the characteristic properties of PWTO and PW. Quite characteristic is the dominance of the zonal mean oscillation and the strength of PWTO with periods below 10 days in the ionosphere. However, these differences do not exclude a correlation to PW.

A few suggestions for the coupling of the lower and middle atmosphere with the ionosphere mentioned in the literature are addressed empirically in this work. The achieved results indicate that the nonlinear interaction of atmospheric waves is a possible part of the mechanism coupling the atmosphere and ionosphere. It is assumed that the resulting secondary waves reach the lower thermosphere, where they influence the thermospheric composition or the winds and the dynamo induced electric field by what their signatures become visible in the ionosphere. Against this, the analysis results indicate that the modulation of atmospheric gravity waves is unlikely to take part in the coupling of the atmosphere and ionosphere.

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Einleitung | 1 |
| 1.1 | Gegenstand der Arbeit | 1 |
| 1.2 | Zielstellung der vorliegenden Arbeit | 3 |
| 2 | Das System Ionosphäre-Thermosphäre | 5 |
| 2.1 | Einleitung | 5 |
| 2.2 | Die Ionosphäre | 6 |
| 2.2.1 | Entstehung und Aufbau | 6 |
| 2.2.2 | Radiowellenausbreitung in der Ionosphäre | 7 |
| 2.2.3 | Der Einfluss des geomagnetischen Feldes | 8 |
| 2.2.4 | Einfluss der thermosphärischen Dynamik | 9 |
| 2.3 | Die Thermosphäre | 10 |
| 2.3.1 | Struktur der Thermosphäre | 10 |
| 2.3.2 | Die thermosphärische Dynamik | 11 |
| 2.3.3 | Atmosphärische Wellen | 13 |
| 2.4 | Kopplungsprozesse | 15 |
| 2.4.1 | Prozesse mit solarem Ursprung | 17 |
| 2.4.2 | Interne Kopplung | 18 |
| 2.4.3 | Kopplung zur unteren und mittleren Atmosphäre | 19 |
| 3 | Planetarische Wellen | 21 |
| 3.1 | Physik planetarischer Wellen | 21 |
| 3.2 | Planetarische Wellen in der Stratosphäre | 24 |
| 3.3 | Planetarische Wellen in der Mesosphäre und unteren Thermosphäre | 25 |
| 3.4 | Signaturen planetarischer Wellen in der Ionosphäre | 26 |
| 3.5 | Die Bedingungen für die Ausbreitung planetarischer Wellen in der Thermosphäre | 27 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 4 | Datengrundlage | 31 |
| 4.1 | Transionosphärische Radiolinkmessungen | 31 |
| 4.2 | Globale Navigationssatellitensysteme (GNSS) | 32 |
| 4.3 | TEC Berechnung aus GNSS Messungen | 33 |
| 4.4 | TEC-Karten Erstellung | 34 |
| 4.5 | Vergleich verschiedener TEC-Karten | 36 |
| 5 | Analysemethoden | 39 |
| 5.1 | Fourieranalyse | 40 |
| 5.1.1 | Fourierspektrum | 40 |
| 5.1.2 | Korrelation und Kreuzspektrum | 41 |
| 5.1.3 | Amplitudenmodulation | 42 |
| 5.1.4 | Kurzzeit-Fourieranalyse | 42 |
| 5.1.5 | Beschränkungen der diskreten Fourieranalyse | 44 |
| 5.2 | Waveletanalyse | 44 |
| 5.2.1 | Kontinuierliche Wavelettransformation | 44 |
| 5.2.2 | Kreuzwaveletanalyse und Waveletkohärenz | 47 |
| 5.2.3 | Inverse Wavelettransformation | 48 |
| 5.2.4 | Analogien und Unterschiede zur Kurzzeit-Fourieranalyse | 49 |
| 5.3 | Frequenz-Wellenzahl-Analyse | 50 |
| 6 | TEC-Variationen mit solarem Ursprung | 53 |
| 6.1 | Einleitung | 53 |
| 6.2 | Parameter zur Beschreibung des solaren Einflusses | 53 |
| 6.3 | Korrelation zwischen TEC und solaren Parametern | 60 |
| 6.4 | Abschätzung und Filterung der solaren Einwirkung | 62 |
| 6.5 | Zusammenfassung und Diskussion | 66 |
| 7 | Charakteristische Eigenschaften der Signaturen planetarischer Wellen in der Ionosphäre | 69 |
| 7.1 | Einleitung | 69 |
| 7.2 | Eigenschaften der Signaturen planetarischer Wellen in den mittleren Breiten | 70 |
| 7.3 | Die Breitenabhängigkeit der Signaturen planetarischer Wellen | 77 |
| 7.4 | Diskussion des Einflusses des geomagnetischen Feldes | 79 |
| 7.5 | Zusammenfassung und Diskussion | 83 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 8 | Potentielle Zusammenhänge zu stratosphärischen planetarischen Wellen | 87 |
| 8.1 | Einleitung | 87 |
| 8.2 | Gleichzeitige Aktivitäten in der Stratosphäre und Ionosphäre | 87 |
| 8.3 | Resultate nichtlinearer Interaktion | 91 |
| 8.4 | Modulierung atmosphärischer Schwerewellen | 96 |
| 8.5 | Zusammenfassung und Diskussion | 105 |
| 9 | Zusammenfassung und Ausblick | 111 |
| A | FK-Spektren von Stratosphären Daten | 115 |
| B | Analysen der IGS-TEC-Karten | 121 |
| B.1 | TEC-Variationen mit solarem Ursprung | 121 |
| B.2 | Charakteristische Eigenschaften der Signaturen planetarischer Wellen in der Ionosphäre | 124 |
| B.3 | Potentielle Zusammenhänge zu stratosphärischen planetarischen Wellen | 129 |
| | Abbildungsverzeichnis | 133 |
| | Literaturverzeichnis | 137 |
| | Eidesstattliche Erklärung | 149 |
| | Über die Autorin | 151 |
| | Danksagung | 155 |

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Gegenstand der Arbeit

Obwohl die Klimatologie der Ionosphäre sehr gut verstanden wird und auch erfolgreich modelliert werden kann (*Rodger und Jarvis, 2000*), ist die zuverlässige Vorhersage der Elektronendichten noch nicht möglich. Neben dem starken Einfluss der Sonne wirken auch meteorologische Einflüsse aus der Troposphäre und Stratosphäre auf die Variabilität der Ionosphäre (*Forbes et al., 2000*). Eine dynamische Verbindung zwischen Stratosphäre und Ionosphäre herzustellen ist ein schwieriges, aber auch sehr wichtiges Problem (*Rodger und Jarvis, 2000*), dem sich die vorliegende Arbeit widmet. Ziel ist es, neue Erkenntnisse über die Dynamik der Ionosphäre zu liefern.

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit dynamischen Vorgängen in der Atmosphäre, die eine wellenartige Struktur und globale Ausdehnung haben, sogenannte planetarische wellenartige Schwingungen. Die Atmosphäre, die sich anhand ihrer Eigenschaften (Dichte, Temperatur, Druck und Ladung) in verschiedene Schichten einteilen lässt (siehe Abbildung 1.1), kann als großer „Wellenträger“ betrachtet werden (*Volland, 1988*), in welchem großskalige Wellen mit verschiedenen Perioden entstehen. Einige dieser Wellen haben ausreichend große horizontale und vertikale Ausdehnung, sodass sie nicht durch Interferenzen zerstört werden. Zu diesen gehören die planetarische Wellen mit Perioden zwischen 2 und 30 Tagen und Wellenlängen, die 10.000km überschreiten können (*Volland, 1988*).

Planetarische Wellen bilden seit einiger Zeit ein interessantes Thema der Forschung. Ihre Eigenschaften in der unteren und mittleren Atmosphäre sind dank jahrzehntelanger Untersuchungen weitestgehend bekannt (z.B. *Charney und Drazin, 1961; Lindzen, 1967; Holton, 1972; Brown und John, 1979; Salby, 1981; Volland, 1988; Barnett und Labitzke, 1990; Labitzke und van Loon, 1992*). Besonders interessant ist, dass die Variabilität der Stratosphäre im Winter im Wesentlichen durch planetarische Wellen beeinflusst wird. Beschreibungen ihrer Ausbreitungseigenschaften werden aus Modellstudien abgeleitet (z.B. *Dickinson, 1969; Hunt, 1984; Langematz und Pawson,*

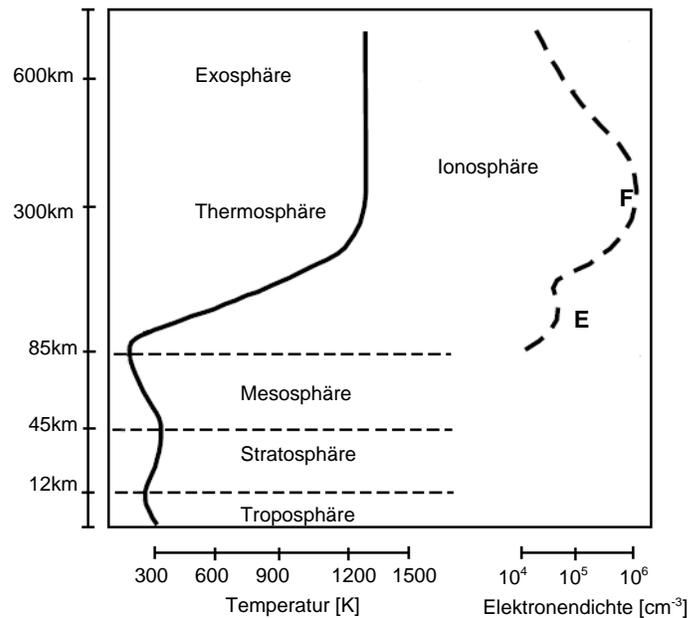


Abbildung 1.1: Temperaturprofil der Atmosphäre (links) mit einem Elektronendichteprofil der Ionosphäre (rechts).

1992).

Der Effekt planetarischer Wellen in der oberen Atmosphäre (ab ca. 90 km) wird zur Zeit viel diskutiert (z.B. *Meyer und Forbes, 1997; Laštovička und Sauli, 1999; Lawrence und Jarvis, 2003; Laštovička, 2006*). Weil Messdaten der Neutralgasparameter hier nicht flächendeckend existieren, ist die Dynamik der oberen Atmosphäre nur grob bekannt. Jedoch befinden sich in der oberen Atmosphäre wegen ihrer geringen Luftdichte ständig freie Ladungsträger, die die Ionosphäre charakterisieren. Durch Radiosondierung kann der Zustand der Ionosphäre sehr gut bestimmt werden. Dieser Vorteil soll genutzt werden, um den möglichen Einfluss der planetarischen Wellen auf die obere Atmosphäre zu untersuchen. Die seit 2001 verfügbare Datenbasis der regionalen hemisphärischen TEC-Karten (siehe Kapitel 4) bietet eine neue Möglichkeit, die ionosphärische Variabilität zu untersuchen und damit die Dynamik der oberen Atmosphäre zu studieren.

Die Untersuchungen dieser Arbeit dienen sowohl einem besseren Verständnis der Ionosphäre als auch der neutralen Atmosphäre. Ein aktuelles und wichtiges Thema ist die genaue Vorhersage des Zustandes der Ionosphäre. Vor allem für die hochgenaue Navigation und für sicherheitskritische GNSS Anwendungen (bspw. in der Luftfahrt) ist dieses Wissen von großer Bedeutung. Für die Erkundung der neutralen oberen Atmosphäre können die Ergebnisse eine wichtige Referenz im Vergleich mit Modellierungsanalysen sein. Seit jüngster Zeit werden vertikal gekoppelte Atmosphären-Ionosphären-Modelle entwickelt, z.B. die „Global Atmospheric Ionospheric Models“ (GAIM), von denen eins an der Universität Logan (USA) und eins beim NASA Jet Propulsion

Laboratory (JPL) betrieben wird, oder das „Thermospheric Ionospheric Electrodynamics General Circulation Model“ (TIEGCM) und das „Thermosphere Ionosphere Mesosphere Electrodynamics General Circulation Model“(TIME-GCM), die durch das National Center for Atmospheric Research High Altitude Observatory (USA) entwickelt werden.

Der Effekt planetarischer Wellen in der Ionosphäre findet erst seit kurzem in den Modellen Berücksichtigung. Systematische Untersuchungen der vertikalen Kopplung durch planetarische Wellen anhand der gekoppelten Atmosphären-Ionosphären-Modelle sind bis heute nicht bekannt.

1.2 Zielstellung der vorliegenden Arbeit

In der Ionosphäre werden Schwingungen mit horizontalen und zeitlichen Skalen von planetarischen Wellen (PW) beobachtet. Weil die Signaturen planetarischer Wellen in einem Medium beobachtet werden (Elektronendichten), welches nicht Träger der Wellen sein kann, werden diese Schwingungen als PW-artige Oszillationen (engl. planetary wave type oscillation, PWTO) bezeichnet. Ziel dieser Arbeit ist es, einen Beitrag zu Klärung des Ursprungs der PWTO in der Ionosphäre zu leisten. PWTO wurden in der Vergangenheit vorwiegend durch lokale Messungen (bspw. Ionosonden oder TEC-Messungen an einzelnen Bodenstationen) nachgewiesen (z.B. *Altadill*, 2000; *Altadill et al.*, 2001; *Pancheva et al.*, 2002; *Shalimov und Lapshin*, 2003; *Laštovička*, 2006; *Xiong et al.*, 2006). Regionale ionosphärische Karten des DLR Neustrelitz, die die vertikal integrierte Elektronendichte (TEC) darstellen, bieten eine neue erweiterte Möglichkeit für die Analyse von PWTO. Die Nordpol-TEC-Karten des DLR, die von 50°N bis zur Polkappe reichen, sollen ermöglichen, charakteristische Eigenschaften der PWTO in den mittleren und hohen Breiten der Nordhemisphäre zu bestimmen. Die auftretenden PWTO sollen nach räumlichen Skalen und Periodizitäten aufgeschlüsselt werden, und es sollen saisonale Abhängigkeiten im Auftreten der PWTO ermittelt werden. Ziel ist es, anhand der TEC-Karten charakteristische Merkmale der PWTO zu beschreiben und Aussagen über den Beitrag von PWTO zur ionosphärischen Variabilität zu treffen.

Es ist bekannt, dass die Sonne einen entscheidenden Einfluss auf die Variabilität der oberen Atmosphäre hat. Weil auch die auf der Erde eintreffende solare Strahlung im Zeitbereich zwischen 2 und 30 Tagen variiert, ist davon auszugehen, dass ein großer Teil der ionosphärischen Variabilität im Frequenzbereich von PW durch den Einfluss der Sonne erklärt werden kann. Um den Charakter und Ursprung der ionosphärischen PWTO zu erfassen und den Einfluss der atmosphärischen PW auf die Ionosphäre abzuschätzen, ist eine möglichst genaue Separation der durch den solaren Einfluss erzwungenen ionosphärischen Oszillationen notwendig. Deshalb sollen in dieser Arbeit Zusammenhänge zwischen solaren Variationen mit periodischem Charakter und ionosphärischen Variationen beschrieben und die solar gesteuerten Variationen auf geeignete Weise von den übrigen ionosphä-

rischen Variationen getrennt werden.

Das Verhalten und die Klimatologie der PW sind von der Troposphäre bis in die Stratosphäre weitestgehend bekannt. Vergleiche zwischen den Beobachtungen der PW in der neutralen Atmosphäre und den PWTO in der Ionosphäre sollen zeigen, inwieweit ein Zusammenhang zwischen beiden Phänomenen bestehen kann. Betrachtet man Modellierungsstudien, die sich mit der vertikalen Ausbreitung der PW beschäftigen, so ist kein direkter Zusammenhang zu erwarten. Deshalb sollen im weiteren Verlauf der Arbeit Möglichkeiten für den indirekten Transport der Energie der PW in die Ionosphäre diskutiert werden.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt: Zu Beginn wird zunächst ein allgemeiner Überblick über die Eigenschaften des Thermosphären-Ionosphären Systems gegeben (Kapitel 2), wobei speziell die Variabilität der oberen Atmosphäre näher beleuchtet wird. Danach werden in Kapitel 3 die PW in ihren Eigenschaften und ihrer Entstehung beschrieben. Das Verhalten der PW wird speziell für die mittlere Atmosphäre und den Übergang in die Thermosphäre erläutert. Darüberhinaus werden die äußeren Bedingungen für die PW in der Thermosphäre erklärt und Beobachtungen von PWTO in der Ionosphäre zusammengetragen.

In Kapitel 4 wird die zugrundeliegende Datenbasis der Karten des Gesamtelektronengehalts (Total Electron Content, TEC) ausführlich erläutert. Dazu wird zuerst die Berechnung des TEC aus GNSS-Messungen und dann die Erstellung der TEC-Karten beschrieben. Im letzten Abschnitt des Kapitels wird die spezielle Aufbereitung der Daten für die Analyse der PW-artigen Schwingungen erläutert. Die Methoden der Spektralanalyse, die in dieser Arbeit vielfältigen Einsatz in der Signalzerlegung und -rekonstruktion finden, werden in Kapitel 5 dargestellt.

Die Präsentation und Diskussion der Analyseergebnisse erfolgt in den Kapiteln 6 bis 8. Zuerst wird der Einfluss der Sonne zur Entstehung von PWTO diskutiert und die solar gesteuerten Variationen von den PWTO separiert (Kap. 6). Danach wird das typische Auftreten der PWTO (ohne die PWTO mit solarem Ursprung) und ihr Anteil an der ionosphärischen Variabilität beschrieben (Kap. 7). Im Vergleich mit Neutralgasdaten werden mögliche Parallelen zwischen PW in der mittleren neutralen Atmosphäre und den PWTO in der Ionosphäre gesucht. Zudem wird in Kap. 8 das schwierige Thema der Kopplungsmechanismen und Transportmechanismen für die Überführung der Energie der PW in die Ionosphäre angesprochen. In die Diskussion werden aktuelle Veröffentlichungen von PWTO-Beobachtungen und Ergebnisse aus Modellstudien einbezogen.

Im abschließenden Kapitel der Arbeit (Kap. 9) werden die Ergebnisse zusammengefasst und ein Ausblick auf mögliche Folgearbeiten gegeben.

Kapitel 2

Das System

Ionosphäre-Thermosphäre

2.1 Einleitung

Wie in Abb. 2.1 dargestellt ist, nehmen die atmosphärischen Grundgrößen Dichte und Druck exponentiell mit der Höhe ab. Bis zu einer Höhe von ca. 50km sind bereits 99,9% der Gesamtmasse der Atmosphäre eingeschlossen, und oberhalb von 100km befindet sich nur etwa ein Millionstel der gesamten Atmosphärenmasse. Aufgrund der geringen Dichte stoßen die Teilchen nur noch selten zusammen. Die in diesen Höhen durch Photoionisation freigesetzten Elektronen und Ionen verbinden sich nicht sofort miteinander, wodurch die Zahl der freien Ladungsträger akkumulieren kann. Während die Thermosphäre das Verhalten der neutralen Teilchen beschreibt, charakterisiert die Ionosphäre das Verhalten der geladenen Teilchen.

Die physikalischen Eigenschaften der Thermosphäre und Ionosphäre sind eng miteinander gekoppelt, weshalb oft vom Ionosphären-Thermosphären-System gesprochen wird. Phänomene, die in der Ionosphäre beobachtet werden, können oft auf Vorgänge in der Thermosphäre zurückgeführt werden. In besonderen Situationen kann jedoch auch das Plasma durch die Ionenreibung auf die Neutralgasdynamik wirken, wodurch sich ionosphärische Phänomene in Thermosphärenparametern abbilden können. Ionosphären Daten werden häufig genutzt, um Informationen über die Neutralgasvariabilität in der oberen Atmosphäre zu gewinnen. Der Grund ist, dass der Elektronengehalt der Ionosphäre mit Hilfe von Satellitenmesstechniken (besonders die Radiosondierung mit GNSS) ständig und mit globaler Abdeckung ermittelt werden kann, während Messungen der thermosphärischen Zustandsgrößen wie Druck, Wind und Temperatur nur sporadisch möglich sind.

In diesem Kapitel werden die Eigenschaften der Ionosphäre und der Thermosphäre erläutert (Abschnitte 2.2 und 2.3) und die für die Kopplung zwischen Ionosphäre und Thermosphäre relevanten

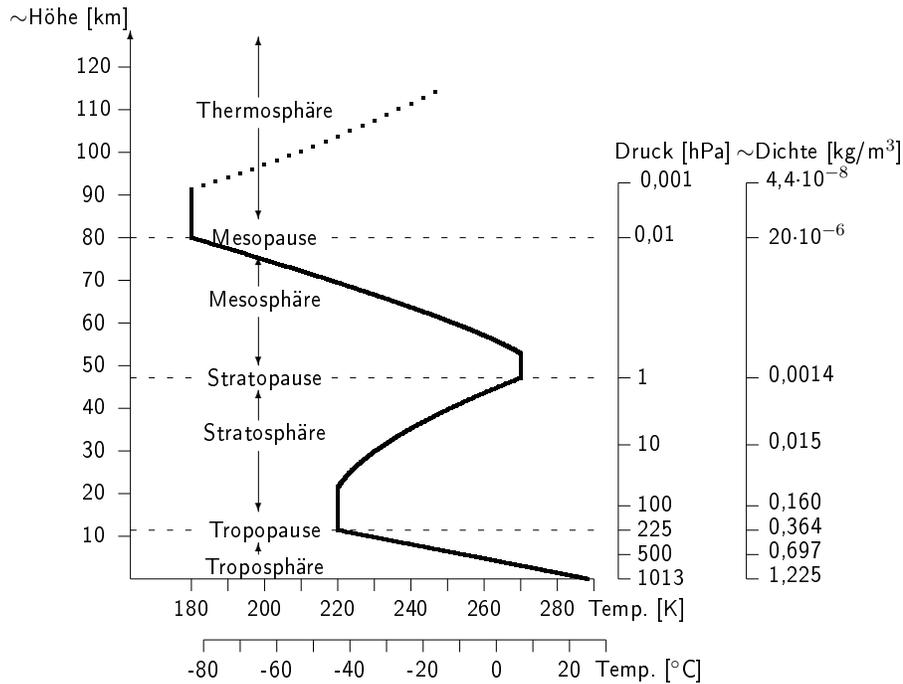


Abbildung 2.1: Temperaturprofil der unteren und mittleren Atmosphäre

Prozesse beschrieben (Abschnitt 2.4).

2.2 Die Ionosphäre

2.2.1 Entstehung und Aufbau

Die Begriffe Ionosphäre und Plasmasphäre bezeichnen den mit der Erde korotierenden, geladenen bzw. ionisierten Teil der Atmosphäre. Während in der Ionosphäre der Anteil des Plasmas (geladene Teilchen) gegenüber dem Neutralgas unterliegt, überwiegt das Plasma in der Plasmasphäre. Die Grenzschicht zwischen Ionosphäre und Plasmasphäre in einer Höhe von ≈ 1000 km ist fließend und variiert stark (breiten- und lokalzeitabhängig). Die untere Grenze der Ionosphäre ergibt sich aus dem verstärkten Auftreten von ionisierten Teilchen, was bei ca. 60 km auftritt.

Die für die Ionosphäre charakteristischen geladenen Teilchen entstehen durch Ionisation, d.h. das Herauslösen von Elektronen aus neutralen Molekülen und Atomen. Auslöser sind hauptsächlich solare Strahlungseinflüsse, überwiegend in elektromagnetischer Form (Extreme Ultraviolette Strahlung, EUV, und Röntgenstrahlung) und als Teilchenstrahlung. Daneben leisten auch die kosmische Hintergrundstrahlung, Ladungsaustausch, sekundäre Ionisationsprozesse und Meteoritenströme einen Beitrag zur Ionisation.

Allgemein gilt, je dichter die Atmosphäre wird, desto mehr Energie wird an die umgebende Materie

abgegeben und desto größer ist die dortige Ionisation. Verschiedene Faktoren verhindern jedoch die totale Ionisation der Atmosphäre: Zum einen verringert sich durch die Energieabgabe die für die Ionisation verfügbare Energiemenge in tieferen Schichten, und zum anderen führen verschiedene Verlustprozesse (dissoziative Rekombination, Strahlungsrekombination und Ladungsaustausch) zu einer Verringerung der Elektronendichte. Gl. 2.1 beschreibt die *Dichtebilanzgleichung* für eine Gasspezies s .

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} = q_s - l_s + d_s \quad (2.1)$$

Die zeitliche Änderung der in einem ortsfesten Volumenelement herrschenden Elektronendichte wird nicht nur von der Produktion q_s und dem Verlust l_s der geladenen Teilchen bestimmt, sondern auch durch Transportprozesse d_s , die sowohl zu einer Zunahme als auch zu einer Abnahme der Elektronendichte führen können (das Vorzeichen von d_s kann positiv oder negativ sein). Mit zunehmender Höhe ändert sich die Gaszusammensetzung und -dichte und damit das Verhältnis zwischen der Produktions-, Verlust- und Transportrate. Es entstehen Schichten mit verschiedener Elektronendichte. Die größte Elektronenkonzentration liegt in der Region zwischen 200 und 400km, die als F-Schicht bezeichnet wird. Unterhalb der F-Schicht befinden sich zwischen 60 und 90km Höhe die D-Schicht und zwischen 90 und 120km Höhe die E-Schicht. Obwohl beide Schichten bei weitem nicht so stark ausgeprägt sind wie die F-Schicht, ist ihre Wirkung auf den Gesamtelektronengehalt (TEC) trotzdem nicht zu vernachlässigen.

2.2.2 Radiowellenausbreitung in der Ionosphäre

Grundsätzlich erfährt jede elektromagnetische Welle beim Passieren der Ionosphäre Änderungen in der Ausbreitungsrichtung, der Amplitude und der Geschwindigkeit. Die Wechselwirkung zwischen Radiowelle und Ionosphäre hat zum einen Auswirkungen auf die Anwendung von Radiosystemen (Störung oder Unterbrechung des Signals), zum anderen kann sie aber auch zur Informationsgewinnung genutzt werden. Aus der Art der beobachteten Änderungen können Rückschlüsse auf die Eigenschaften der Ionosphäre gezogen werden, weshalb die Radiowellen als diagnostisches Mittel zur Erforschung der Ionosphäre eingesetzt werden. Die Art der Wechselwirkung zwischen der Radiowelle und der Ionosphäre hängt von der Frequenz ab. Dabei bewirkt die Ionosphäre einmal die Brechung und ein anderes Mal die Reflexion des Radiosignals. Zwei Messverfahren machen von dieser Eigenschaft der Ionosphäre Gebrauch. Diese sind die transionosphärische Radiolinkmessung (weitere Ausführungen dazu in Kapitel 4.1) und die Echolotung (Radiosondierung).

Eine wesentliche Größe, die den Einfluss der Ionosphäre auf Radiosignale beschreibt, ist ihr Brechungsindex n_{ion} , der in erster Näherung mit

$$n_{ion}(s) = 1 - \frac{K}{f_r^2} N_e(s) \quad (2.2)$$

beschrieben werden kann. Dabei ist f_r die Frequenz des Radiosignals, N_e die Elektronendichte und $K = 40.3\text{m}^3\text{s}^{-2}$ eine Konstante, die sich aus der Ladung eines Elektrons, der dielektrischen Permittivität im Vakuum und der Elektronenmasse zusammensetzt. Der Brechungsindex variiert mit der Elektronendichte in der Ionosphäre und ist somit ortsabhängig (s ist der Ortsvektor). Weil K , N_e und f_r^2 positive Größen sind, ist aus Gl. 2.2 abzulesen, dass der ionosphärische Brechungsindex immer kleiner als 1 ist. Der Brechungsindex kleiner als 1 bedingt, dass die Phasengeschwindigkeit der Radiowelle in der Ionosphäre $c_p = c/n_{ion}$ größer als die Lichtgeschwindigkeit c wird. Diese frequenzabhängige Änderung der Phasengeschwindigkeit wird für transionosphärische Radiolinkmessungen genutzt, mit denen der Gesamtelektronengehalt entlang des Strahlenweges bestimmt werden kann (siehe Abschnitt 4.1). Die Gruppengeschwindigkeit $c_g = cn_{ion}$ ist kleiner als c . Außerdem bedeutet $n_{ion} < 1$ nach dem Snellius-Gesetz, dass eine schräg auf die Ionosphäre auftreffende Radiowelle vom Lot weg gebrochen wird. Wenn $KN_e(s) \geq f_r^2$ ist, dann ist $n_{ion}(s) \leq 0$ und die Welle wird total reflektiert. Dieses Prinzip wird für die Echolotung genutzt, mit der Elektronendichteprofile bestimmt werden können.

2.2.3 Der Einfluss des geomagnetischen Feldes

Das geomagnetische Feld, das durch elektrische Ströme im Inneren der Erde generiert wird (Hargreaves, 1992), hat eine große Bedeutung für die Bewegung geladener Teilchen in der Atmosphäre. Die einfachste Approximation für das geomagnetische Feld ist ein „axial-zentrierter Dipol“ (Schunk und Nagy, 2000), für den die magnetische Achse mit der Erdrotationsachse übereinstimmt. Tatsächlich aber ist die Dipolachse etwas geneigt und die magnetischen Pole liegen somit versetzt von den geographischen Polen. Wegen der mit der Höhe exponentiell abnehmenden Luftdichte nimmt die Bedeutung des Erdmagnetfeldes in der Ionosphäre zu. Die Region ab mehr als 1000km Höhe, wo der Grad der Ionisation hoch ist und das Magnetfeld dominiert, wird daher als Magnetosphäre bezeichnet.

Basisgröße für die Beschreibung eines Magnetfeldes ist die magnetische Flußdichte \vec{B} . Sie kennzeichnet an jedem Ort die Größe und Richtung der magnetischen Kraft, die auf eine sich mit der Geschwindigkeit \vec{v} bewegende Ladung q ausgeübt wird

$$\vec{F}_L = q(\vec{v} \times \vec{B}). \quad (2.3)$$

Die allgemein als Lorenzkraft bezeichnete Kraft F_L bewirkt somit eine Ablenkung bewegter Ladungsträger im magnetischen Feld. In der Ionosphäre bewirkt sie, dass sich die geladenen Teilchen vorzugsweise entlang der magnetischen Feldlinien bewegen können, solange die Reibungskräfte klein sind. In der unteren Ionosphäre (E-Schicht), wo die Teilchendichte verhältnismäßig groß ist, wirkt die Ionenreibung stärker als die Lorenzkraft. Die Elektronen, die deutlich leichter als die

Ionen sind, orientieren sich bereits ab einer Höhe von ca. 90km am magnetischen Feld. Dagegen bewegen sich die Ionen durch die Reibung bis 160km Höhe mit dem Neutralwind und orientieren sich erst danach am Magnetfeld. Bei einem Neutralwind senkrecht zum Magnetfeld bewegen sich zwischen 75 und 120km Höhe die Elektronen und Ionen fast senkrecht zueinander. Die relative Bewegung erzeugt einen elektrischen Strom und die Separation der Ladung ein elektrisches Feld E . Die Entstehung windinduzierter Ströme läßt sich als *Dynamo*effekt verstehen.

Während solar ruhigen Zeiten werden die Variationen des geomagnetischen Feldes hauptsächlich durch das solare (Sq) und das lunare (L) Strömungssystem der Dynamoregion bestimmt. Die solare EUV Strahlung, die nicht nur die Ionisation produziert, die Atmosphäre aufheizt und Winde erzeugt, treibt auch die Sq-Strömung an. Die hauptsächliche Windkomponente, die dazu beiträgt, ist die tägliche Gezeit. Weil die Sq-Strömung durch den Tagesgang der Sonne generiert wird, bewegt sich die damit verbundene geomagnetische Variation westwärts (*Schunk und Nagy, 2000*). Natürlich bilden sich solare Variationen in der Sq-Strömung ab, wodurch diese starke saisonale Variationen und den typischen 11jährigen Sonnenzyklus zeigt. Die L-Strömung wird auf eine ähnliche Weise produziert wie die Sq-Strömung. Der Unterschied ist, dass in diesem Fall die antreibenden Winde durch die halbtägige lunare Gezeit bestimmt werden. Die L-Strömung ist um eine Größenordnung schwächer als die Sq-Strömung.

Neben diesen regulären Variationen kann das geomagnetische Feld auch durch magnetosphärische Prozesse gestört werden. Die charakteristischen Zeitskalen, die mit den Störungen assoziiert werden, liegen zwischen Minuten und Tagen. Fast alle dieser Störungen können auf die Auswirkungen von Variationen des Sonnenwindes auf die Magnetosphäre zurückgeführt werden. Die stärksten Störungen werden als magnetische Stürme bezeichnet. Die Sturmzeitvariationen werden durch den Dst-Index (Disturbance storm) beschrieben, der magnetische Störungen in niedrigen Breiten beschreibt und gleichzeitig ein globales Maß für deren Intensität ist (*Prölss, 2004*). In den hohen Breiten werden die Indizes AE, AL und AU genutzt, die hauptsächlich die Intensität des polaren Strahlstroms beschreiben. Ein Maß für die Variabilität des magnetischen Feldes gegenüber der regulären täglichen Variation des geomagnetischen Feldes ist der Kp-Index. Er ist der meistgenutzte geomagnetische Index (*Prölss, 2004*).

2.2.4 Einfluss der thermosphärischen Dynamik

Die thermosphärischen Parameter Wind, Dichte und Temperatur haben einen erheblichen Einfluss auf die Elektronendichte in der Ionosphäre. Im Sommer wird die Thermosphäre deutlich stärker aufgeheizt als im Winter. Durch die steigende Temperatur dehnt sich das Gas aus, wodurch es zu einer Änderung in der molekularen Zusammensetzung der Luft in der Thermosphäre kommt. Das Verhältnis von atomarem zu molekularem Sauerstoff ($\mathcal{R}[O/O_2]$), das im Wesentlichen auf das Verhältnis von Produktions- und Verlustprozessen in der F2-Region wirkt, wird im Sommer gesenkt,

was zu einer Verringerung der Elektronendichte durch erhöhte Rekombination führt. Durch den Anstieg von $\mathcal{R}[O/0_2]$ im Winter erhöht sich die Empfindlichkeit der Ionosphäre gegenüber der solaren Strahlung, wodurch die sogenannte Winteranomalie entsteht. Zur Zeit einer Winteranomalie findet man eine größere Radioabsorption (größere Elektronendichte) als es durch einfache Interpolation der Sommerwerte vorhergesagt wird (*Jakowski und Paasch, 1984; Pröls, 2004; Hargreaves, 1992*). Außerdem ist die Winteranomalie durch sehr große Variabilität der Elektronendichte gekennzeichnet. Über mehrere Tage kann der Elektronengehalt abnormal hoch oder tief sein. An vielen Tagen ist die Elektronendichte im Winter sogar höher als im Sommer zur Mittagszeit. Auf der Nordhemisphäre tritt die Winteranomalie typischerweise zwischen November und Februar auf. Durch den Temperaturunterschied zwischen Sommer- und Winterhemisphäre und die daraus resultierenden Druckunterschiede sind die thermosphärischen Meridionalwinde im Sommer äquatorwärts und im Winter polwärts gerichtet. Weil die Corioliskraft in der Thermosphäre keinen so dominanten Einfluss wie in den darunter liegenden Regionen hat, ist die zonale Ablenkung der Winde gering. Wie bereits erwähnt, bewegen Meridionalwinde das Plasma entlang der Magnetfeldlinien. Auf der Sommerhemisphäre kommt es somit zu einer Anhebung des Plasmas und auf der Winterhemisphäre zum Absinken. Weil in größeren Höhen wegen der geringeren Dichte die Rekombination kleiner ist, wird im Sommer der Gesamtelektronengehalt der Ionosphäre durch die Meridionalwinde erhöht und im Winter gesenkt (*Forbes, 2007*).

2.3 Die Thermosphäre

2.3.1 Struktur der Thermosphäre

Oberhalb der Mesopause (ab ca. 90km Höhe), wo die Temperatur extrem ansteigt, beginnt die Thermosphäre. Die Temperatur steigt exponentiell, bis sie bei ca. 300km ein absolutes Maximum erreicht und bleibt darüber konstant. Der isotherme Bereich, bzw. der Bereich in dem die Temperatur sich asymptotisch der Grenztemperatur nähert, wird gewöhnlich Thermopause genannt. Anders als bspw. bei der Plasmopause kann die Thermopause nicht mit einer bestimmten Höhe in Bezug gebracht werden. Ihren Namen hat die Thermosphäre durch ihre extrem hohen Temperaturen (700-1100K). Im solaren Maximum können im Sommer bis zu 1300K erreicht werden. Diese hohen Temperaturen entstehen durch die Absorption von EUV und Röntgenstrahlung. Damit ist die untere Thermosphäre die Schicht der Atmosphäre, in der die Temperatur am stärksten mit der Höhe variiert.

Die Thermosphäre ist auch die atmosphärische Schicht, in der die größten Änderungen in der Gaszusammensetzung auftreten. Im Bereich zwischen 110 und 500km (und darüber hinaus auch in der Exosphäre) findet eine Separation der Gase nach Masse/Dichte statt, weshalb dieser Bereich auch Heterosphäre genannt wird. Unten überwiegen die schwereren Gase, während oben die leicht-

testen Gase (wie z.B. Wasserstoff) dominieren. Ab 500km Höhe wird die Dichte so gering, dass die Kollision vernachlässigbar klein wird und die obere Atmosphäre nicht mehr als Fluid betrachtet werden kann. Ab dort beginnt der Übergang zur Exosphäre. Die Höhe des Übergangs variiert mit dem Aktivitätszyklus der Sonne.

2.3.2 Die thermosphärische Dynamik

Anders als in den unteren Regionen der Atmosphäre gibt es keine Turbulenz in der Thermosphäre, weil hier die freie Weglänge größer ist als die turbulente Skala (*Hargreaves*, 1992). Während geomagnetisch ruhigen Bedingungen ist die Dynamik der oberen Atmosphäre hauptsächlich durch die Sonne beeinflusst. Auf der Tagseite findet eine deutliche Erwärmung statt, wodurch erhebliche Temperatur- und Dichteunterschiede zwischen der tag- und nachtsseitigen Thermosphäre entstehen (*Prölss*, 2004). Die Druckgradienten erzeugen horizontale Winde (Thermosphärenwind), die wegen ihrer 24-Stunden-Periode oft als „Gezeitenwinde“ bezeichnet werden (*Prölss*, 2004). Der Thermosphärenwind weht horizontal von den erwärmten subpolaren Regionen (Tagseite) um die Erde herum zu den kältesten Regionen auf der Nachtseite. Typischerweise liegt die Geschwindigkeit des horizontalen Windes in 90-100km Höhe bei durchschnittlich 10m/s (*Davies*, 1996), wobei die Gezeitenamplitude größer ist. In größeren Höhen liegt sie zwischen 100 und 300m/s. Der Neutralwind in der Thermosphäre kann aber auch durch den Energieeintrag durch den Teilcheneinfall in der Aurorazone und Joule'schen Erwärmung entstehen. Während geomagnetisch aktiven Zeiten können dadurch am Pol horizontale Windgeschwindigkeiten von ca. 900m/s erreicht werden.

Nach Newtons erstem Axiom gilt für bewegte Teilchen in der Atmosphäre, dass ihre Geschwindigkeit konstant bleibt, solange keine Kraft auf sie wirkt. Jedoch befindet sich in einem geozentrischen raumfesten Koordinatensystem aufgrund der Erdrotation kein Teilchen der Atmosphäre in Ruhe oder gleichförmiger Bewegung. Die Beschleunigung muss beachtet werden. Newtons zweites Axiom sagt aus, dass die Beschleunigung durch die Summe aller wirkenden massenspezifischen Kräfte beschrieben wird

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \sum_j \frac{\vec{F}_j}{m} \quad (2.4)$$

Auf ein atmosphärisches Teilchen im Inertialsystem wirken die Druckgradientkraft $\vec{F}_p = -m/\rho \vec{\nabla} p$, die Massenanziehungskraft der Erde $\vec{F}_g = m\vec{g}_m$, die Viskosität¹ $\vec{F}_v \approx \eta m \frac{\partial^2 \vec{v}_h}{\partial z^2}$ (vertikale Windscherung einer rein horizontalen Strömung; v_h ist die horizontale Windgeschwindigkeit) und Reibungskräfte (*Prölss*, 2004; *Holton*, 1972). Anders als in der mittleren Atmosphäre, wo Reibungskräfte in erster Näherung vernachlässigt werden können, muss in der oberen Atmosphäre die Ionenreibung $\vec{F}_i = \nu_{n,i}^* m (\vec{v}_i - \vec{v})$ (engl.: Ion-Drage, $\nu_{n,i}^*$ ist die Reibungsfrequenz zwischen Neutralgasteilchen

¹Viskositätskoeffizient: $\eta = \zeta' mn\bar{c}l \approx 8,5 \cdot 10^{-5} \text{kgm}^{-1}\text{s}^{-1}$ (für 300km Höhe)

und Ionen, v ist die Windgeschwindigkeit und v_i die Geschwindigkeit der Ionen) als Reibungskraft berücksichtigt werden. Im Inertialsystem ergibt sich damit die Bewegungsgleichung:

$$\frac{d\vec{v}_I}{dt} = -\frac{1}{\rho}\vec{\nabla}p + \vec{g}_m - \frac{1}{\rho}\eta\frac{\partial^2\vec{v}_h}{\partial z^2} - \nu_{n,i}^*(\vec{v}_i - \vec{v}). \quad (2.5)$$

In einem mit der Erde rotierenden System (Winkelgeschwindigkeit $\vec{\Omega}$) treten zusätzlich Trägheitskräfte (Scheinkräfte) auf, die auf bewegte Teilchen wirken. Diese sind die Corioliskraft $F_C = -2m\vec{\Omega} \times \vec{v}$ und die Zentrifugalkraft $F_Z = -m\vec{\Omega} \times (\vec{\Omega} \times \vec{r}) = m\Omega^2\vec{R}$ (\vec{R} ist der Vektor der Entfernung zur Rotationsachse). Die Beschleunigung durch Änderung der Erdrotation $-\frac{d'\vec{\Omega}}{dt} \times \vec{r}$ ist sehr klein und wird hier vernachlässigt. Die Bewegungsgleichung im rotierenden System ist somit

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d\vec{v}_I}{dt} - 2\vec{\Omega} \times \vec{v} + \Omega^2\vec{R}. \quad (2.6)$$

Die Zentrifugalbeschleunigung wird gewöhnlich mit der Massenbeschleunigung zu einer effektiven Beschleunigung $\vec{g} = \vec{g}_m + \Omega^2\vec{R}$ zusammengefasst.

Die Durchführung einer Skalenanalyse zeigt, dass die horizontale Bewegung im Wesentlichen durch die Druckgradientkraft und die Ionenreibung bestimmt wird. Daher folgt die Windströmung in 300km Höhe in guter Näherung den jeweiligen Druckgradienten, weshalb von sogenannten „barosphärischen“ Winden gesprochen wird (Prölss, 2004). Die Ionenreibung hat eine große Wirkung auf die Thermosphärenwinde. Am Tag, wenn die Ionenreibung groß ist, verringert sich die Windgeschwindigkeit auf ca. 50m/s, während in der Nacht, wenn die Ionenreibung gering ist, Windgeschwindigkeiten von ca. 300m/s erreicht werden (Davies, 1996). Die Ionenreibung kann aber auch als Beschleunigungskraft wirken. Dieser Fall tritt in der polaren Hochatmosphäre auf, wo intensive elektrische Felder die Ionen auf hohe Geschwindigkeiten beschleunigen können. Über Stoßreibung wird ein Teil dieser Bewegungsenergie an das Neutralgas weitergegeben, wodurch erhebliche Windgeschwindigkeiten ($> 1000\text{m/s}$) entstehen können (Prölss, 2004).

In der Thermosphäre sind die Druckgradientkraft und die Ionenreibung nahezu im Gleichgewicht. Die Corioliskraft, die in den tieferliegenden Regionen den Wind ablenkt, ist hier klein verglichen mit der Ionenreibung und spielt somit eine untergeordnete Rolle für die Dynamik der Thermosphäre (Forbes, 2007).

Die Betrachtung der Skalenanalyse zeigt, dass die Vertikalbewegung durch die vertikal wirkenden Kräfte Druckgradientkraft und die Schwerkraft dominiert wird. Damit kann auch in der Thermosphäre die hydrostatische Grundgleichung $\frac{dp(z)}{dz} = -\rho(z)g(z)$ als gültig angenommen werden.

Die atmosphärischen Bewegungen werden durch drei Grundgesetze bestimmt, die Impulserhaltung, die Massenerhaltung und die Energieerhaltung. Die Impulserhaltung wurde bereits mit der Bewegungsgleichung (Gl. 2.6) beschrieben. Die mathematische Beziehung, die die Massenerhaltung beschreibt, ist die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho\vec{v}) = 0. \quad (2.7)$$

Der erste Hauptsatz der Thermodynamik², der die Änderung der inneren Energie als Summe der hinzugefügten Wärme und der verrichteten Arbeit beschreibt, führt zum dritten Grundgesetz, dem thermodynamischen Energieerhaltungssatz (*Schunk und Nagy, 2000; Prölss, 2004*) für adiabatische Strömungen:

$$\frac{dp}{dt} + \gamma p (\vec{\nabla} \cdot \vec{v}) = 0. \quad (2.8)$$

γ ist das Verhältnis der spezifischen Wärmekapazitäten bei konstantem Druck c_p und konstantem Volumen c_v . Durch Einsetzen der Kontinuitätsgleichung $\vec{\nabla} \cdot \vec{u} = -\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt}$ ergibt sich der Energieerhaltungssatz zu

$$\frac{1}{p} \frac{dp}{dt} - \gamma \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = 0.$$

2.3.3 Atmosphärische Wellen

Wellen sind ein verbreitetes Phänomen in der Atmosphäre. Sie sind von großer Bedeutung in der Meteorologie, weil sie Träger physikalischer Eigenschaften wie Energie und Impuls sind. In der Hochatmosphäre können Wellen signifikante Interaktionen zwischen neutraler Atmosphäre und Ionosphäre bewirken (*Hargreaves, 1992*).

Allgemein wird eine Welle durch die folgende Wellengleichung für ebene, harmonische Wellen beschrieben.

$$x(t, \vec{r}) = A e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \quad (2.9)$$

Dabei ist \vec{r} der Ortsvektor, t die Zeit und A die Amplitude der Welle, die die maximale durch die Welle hervorgerufene Abweichung einer Größe x von ihrem Hintergrundwert beschreibt. Aus der Kreisfrequenz ω , die die Periode τ festlegt, und dem Wellenvektor \vec{k} , der die Wellenlänge und die Ausbreitungsrichtung beschreibt, läßt sich die Phasengeschwindigkeit $c = \omega/|\vec{k}| = \lambda\omega/2\pi$ ermitteln.

Es gibt zwei mögliche Ursachen für atmosphärische Wellen. Erstens können periodisch variierende Kräfte zu Schwingungen anregen (erzwungenen Schwingungen, bspw.: Gezeiten). Die Periodendauer dieser Schwingungen wird dabei durch die Perioden der erregenden Kraft vorgegeben. Zweitens können aperiodische Kräfte (z.B. ein einmaliger Anstoß) die Eigenschwingung eines schwingungsfähigen Systems auslösen. Die auftretenden Perioden sind dann Charakteristika des schwingenden Systems.

Die Auslöser der Eigenschwingungen der Atmosphäre werden oft als Störungen der atmosphärischen Zustandsgrößen betrachtet (Laplace'sche Störungstheorie). Je nach horizontaler Ausdehnung der Störung dominieren andere Rückstellkräfte. Die grundlegenden drei rücktreibenden Kräfte in

²Der erste Hauptsatz der Thermodynamik gilt in einem System, das sich inertial in Ruhe befindet und nach einem Wärmeaustausch mit der Umgebung und Verrichten von Arbeit wieder in den Ruhezustand zurückkehrt.

der Erdatmosphäre sind die Schwerkraft, die Kompressionskraft und der β -Effekt³. Anhand der

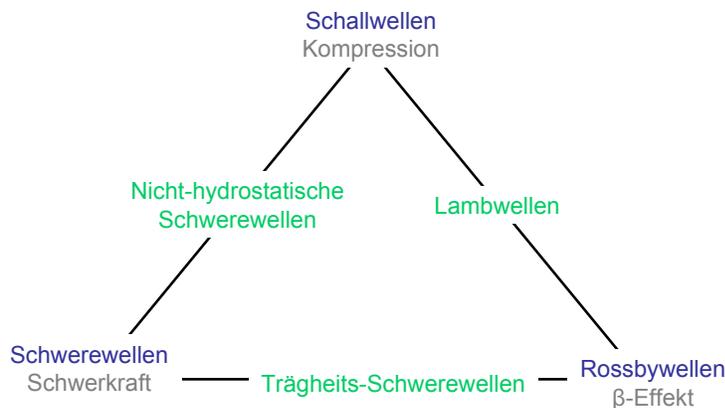


Abbildung 2.2: In diesem Wellendreieck werden die drei Grundtypen der atmosphärischen Wellen und ihre Mischformen dargestellt.

wirkenden Kräfte können verschiedene Wellenarten unterschieden werden (siehe Abbildung 2.2). Die drei Grundformen der atmosphärischen Wellen sind die Schwerewellen, die planetarischen Wellen (auch Rossby-Wellen genannt) und die Schallwellen. Bei ihnen wirkt jeweils nur eine der drei rücktreibenden Kräfte.

Die Wellenart mit den größten Skalen, sowohl in der Raum- als auch der Zeitdimension, sind die planetarischen Wellen. Durch ihre großen Skalen wirkt die Corioliskraft, die bei kleineren Skalen vernachlässigt werden kann. Da die Corioliskraft eine Scheinkraft ist, die durch die Erdrotation entsteht, wird deutlich, dass die planetarischen Wellen nur in einem rotierenden System entstehen können. Angeregt werden sie beispielsweise durch Orographie (große Gebirgszüge) oder thermische Unterschiede (Land-See-Verteilung).

Auf einer kleineren Skala befinden sich die atmosphärischen Schwerewellen (engl.: atmospheric gravity waves, AGW), die durch die Auftriebskräfte der Atmosphäre entstehen. Sie können in externe und interne AGW unterteilt werden, wobei die externen AGW, die sich nur horizontal entlang einer Grenzschicht ausbreiten können, in der Atmosphäre eine untergeordnete Rolle spielen. Dagegen sind die internen Schwerewellen, die sich innerhalb eines Mediums ausbreiten, ein häufiges Phänomen in der Atmosphäre. Ihre Phasenausbreitung zeigt schräg nach oben (Prölss, 2004). AGW haben meist eine lokalisierbare Quelle und bewegen sich in einem beschränkten Bereich der Wellenlänge. Auslöser sind oft Instabilitäten an den Flanken der Strahlströme (bspw. durch das Überfließen von Bergen), Fronten, Konvektion, mesoskalische Wirbel und geostrophische Anpassung. Auch Vulkanausbrüche und Erdbeben können AGW anregen. In der oberen Atmosphäre können AGW durch Variationen in den Joule- und Partikelheizungsrate, der Lorentzkraft in hohen Breiten, das Brechen

³Scheinkraft, die durch die Veränderung der Corioliskraft mit der geographischen Breite entsteht

aufwärts steigender Gezeiten und durch die Bewegung des solaren Terminators entstehen (*Schunk und Nagy, 2000*).

Als dritte Grundform der atmosphärischen Wellen haben die Schallwellen die kleinste räumliche Skala. Die Schallwellen haben nur eine untergeordnete Bedeutung für die Dynamik oder Energie der oberen Atmosphäre (*Schunk und Nagy, 2000*) und werden deshalb an dieser Stelle nicht näher erläutert. Neben den drei Grundwellenarten entstehen Mischformen, wie die nicht-hydrostatischen Schwerewellen, die Lambwellen und die Trägheitsschwerewellen, wenn jeweils zwei der rücktreibenden Kräfte dominieren (siehe Abb. 2.2).

Die Gezeiten als erzwungene Atmosphäreschwingungen können entweder durch die Schwer- und Fliehkraft (lunare Gezeit), oder durch thermische Veränderungen (solare Gezeiten) ausgelöst werden (*Schunk und Nagy, 2000*). Die Gezeitenstörung, die sich auf der rotierenden Erde in einem ortsfesten System westwärts bewegen (sonnensynchron), werden migrierende Gezeiten genannt. Zu den migrierenden Gezeiten gehören die tägliche Gezeit (engl.: diurnal tide, DT) mit der Wellenzahl 1 (ihre Wellenlänge entspricht dem Erdumfang) und einer Periodenlänge von einem Tag, die halbtägige Gezeit (engl.: semi-diurnal tide, SDT) mit einer 12 stündigen Periode und der Wellenzahl 2 (ihre Wellenlänge entspricht dem halben Erdumfang) und die 8 stündige Gezeit (engl.: ter-diurnal tide, TDT) mit der Wellenzahl 3. Nicht-migrierende Gezeiten haben gleiche Perioden, aber andere Wellenzahlen. Die Amplitude der lunaren Gezeit ist klein im Vergleich zu den solaren Gezeiten (ca. ein Fünftel).

Die Gezeiten in der Thermosphäre haben entweder ihren Ursprung in den aus der Mesosphäre/untere Thermosphäre aufsteigenden Gezeiten oder entstehen in situ durch die Absorption von UV und EUV Strahlung (*Schunk und Nagy, 2000*). Generell dominiert in der Thermosphäre die tägliche Gezeit. Eine Ausnahme bildet der Bereich zwischen 90 und 100km Höhe, wo in mittleren Breiten die halbtägige Gezeit dominiert (*Laštovička, 1997*). Zwischen 100 und 250km Höhe sind sowohl die tägliche als auch die halbtägige Gezeit vorhanden. Darüber, ab einer Höhe von 250km Höhe, ist nur noch die tägliche Gezeit präsent.

2.4 Kopplungsprozesse

Die elektrodynamische Kopplung zwischen Thermosphäre, Ionosphäre und Magnetosphäre spielt eine entscheidende Rolle für das Verhalten des gesamten Systems. Die wichtigsten Kopplungsprozesse sind bereits in den vorangehenden beiden Abschnitten (2.2 und 2.3) erwähnt worden und sollen in diesem Kapitel näher beschrieben werden. Eine Übersicht der umfangreichen Kopplungsprozesse wird in Abb.2.3 dargestellt. Sie zeigt, wie die verschiedenen ionosphärischen/thermosphärischen Phänomene und ihre antreibenden Kräfte, Winde, Wellen und elektrische Felder zu geomagnetisch ruhigen und gestörten Bedingungen zueinander in Beziehung stehen (erstellt in Anlehnung an Abb.

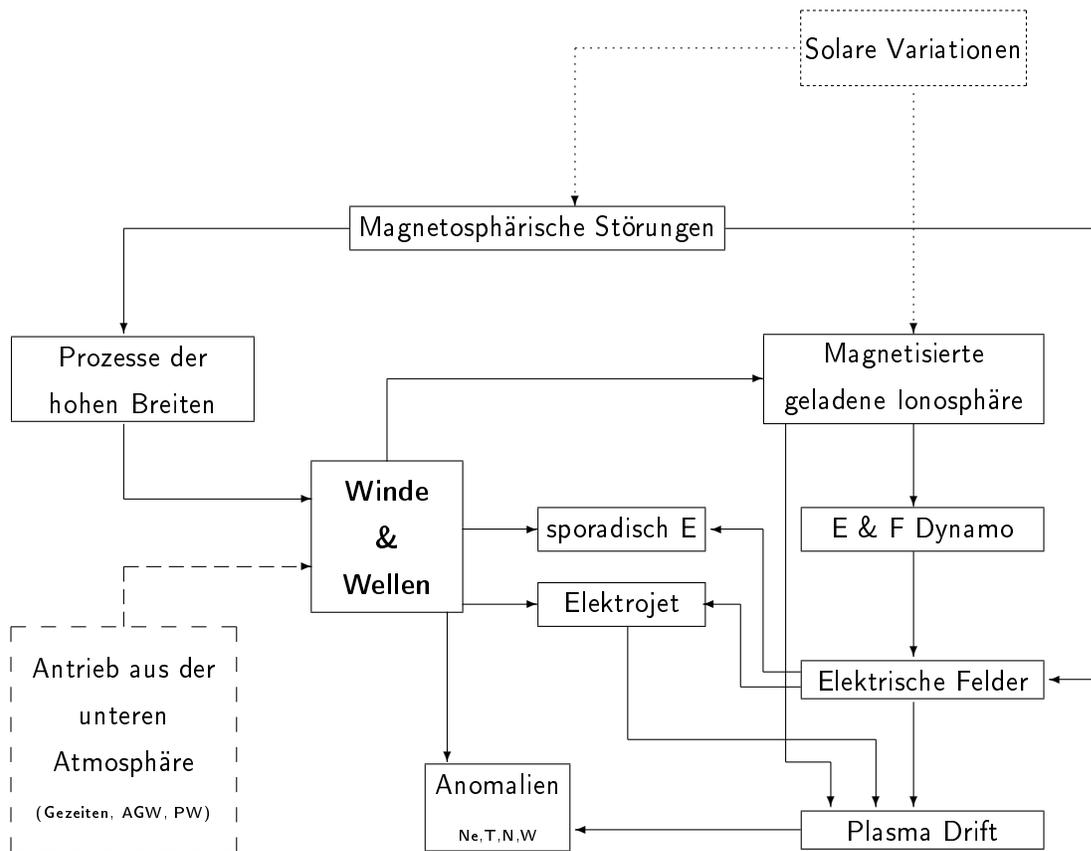


Abbildung 2.3: Blockdiagramm der Kopplungsprozesse im Ionosphären-Thermosphären-System (in Anlehnung an Abb. 2 in *Abdu et al.*, 2006). Gepunktete Linien: „Coupling from above“; Durchgezogene Linien: „Internal coupling“; Gestrichelte Linien: „Coupling from below“ .

2 in *Abdu et al.*, 2006).

Grundsätzlich können drei Arten von Kopplungsprozessen (*Laštovička*, 1997) unterschieden werden. Das sind erstens Prozesse mit solarem Ursprung, zweitens die Interaktion zwischen ionisierten und neutralen Komponenten und drittens der Einfluss von atmosphärischen Wellen wie PW, AGW und Gezeiten. Diese drei Kopplungsarten werden im englischen oft als „Coupling from above“, „Internal Coupling“ und „Coupling from below“ bezeichnet. Die drei verschiedenen Kopplungsarten sind in Abb. 2.3 durch verschiedene Linien markiert.

2.4.1 Prozesse mit solarem Ursprung

Im Gegensatz zur unteren Atmosphäre ist das Ionosphären-Thermosphären-System ein extern gesteuertes deterministisches System, in dem dynamische Strukturen durch molekulare Diffusion stark unterdrückt werden (*Forbes*, 2007). Der maßgebliche Einfluss der solaren Strahlung auf die Elektronendichten in der Ionosphäre wurde bereits in Abschnitt 2.2.1 beschrieben. Die variierende Strahlungsintensität der Sonne und die Erdbewegung verursachen in der oberen Atmosphäre Variationen in verschiedenen Zeitskalen. Die Rotation der Erde führt zu lokalen Veränderungen der Strahlungsintensität, die eine tägliche Gezeit in den Elektronendichten erzeugen. Eine signifikante quasi 27-tägige Periode entsteht durch die Sonnenrotation und einer unterschiedlichen Längverteilung der Emissionszentren von EUV-, Röntgen- und Radiostrahlung (Aktivitätszentren) auf der Sonne. Die auf der Erde eintreffende Strahlungsintensität variiert dadurch quasi-periodisch und erzeugt eine Variation der Elektronendichte mit derselben Periode (27 Tage). Je nach der Lage der Aktivitätszentren können verschiedene Teilschwingungen (Harmonische) der 27-tägigen Periode entstehen, wie bspw. die 13,5-tägige oder die 9-tägige Periode. Weiterhin bildet sich ein saisonaler Zyklus durch die Exzentrizität der Erdbahn und Neigung der Ekliptik.

Ein geläufiger Parameter zur quantitativen Beschreibung der Sonnenaktivität ist der 10.7cm Radioflussindex (im weiteren Verlauf der Arbeit F10.7 genannt). Die Beobachtung des F10.7 zeigt eine deutlich ausgeprägte Variation der Sonnenaktivität im 11-Jahresrhythmus, der als „Schwabe-Zyklus“ oder „Sonnenaktivitätszyklus“ bezeichnet wird. Es gibt Zeiten, in denen die Aktivitätszentren der Sonne nur selten oder in schwach ausgeprägter Form auftreten. Man bezeichnet die Sonne unter diesen Bedingungen als ruhig. Eine aktive Sonne ist dagegen durch zahlreiche, intensive und ausgedehnte Aktivitätszentren gekennzeichnet (*Prölls*, 2004).

Weil die Photoionisation vom Einfallswinkel der solaren Strahlung abhängt, entsteht eine Breitenabhängigkeit der Ionisation. Demzufolge ist in Äquatornähe die Elektronendichte deutlich höher als in den Polregionen.

Nicht zu vernachlässigen ist der Einfluss des Sonnenwindes, der besonders stark in den hohen Breiten ist, wo die Ionosphäre durch stark leitende Magnetfeldlinien elektrisch mit der Nachtseiten-Magnetosphäre (rund 10-100 Erdradien) verbunden ist. Wenn die Bz-Komponente (nordwärts ge-

richtete Komponente) des interplanetarischen Magnetfeldes (IMF) im Sonnenwind negativ ist, verbinden sich die Magnetfeldlinien des IMF und des Geomagnetfeldes miteinander und Energie des Sonnenwindes wird entlang der Magnetfeldlinien in die Magnetosphäre eingetragen. In der Magnetosphäre bildet sich ein Plasma-Konvektionssystem, das sich entlang der Feldlinien in die Ionosphäre (in den hohen Breiten) abbildet. Durch die interne Kopplung (Airdrag siehe Abschnitt 2.4.2) wird die neutrale Atmosphäre in Bewegung gesetzt (*Forbes, 2007*).

Bei einer negativen B_z -Komponente des IMF können energetische Partikel entlang der Feldlinien in den hohen Breiten bis in die Thermosphäre gelangen, wo sie Änderungen in der Elektronendichte bewirken. Zum einen wird durch die Aufheizung der Thermosphäre und den damit verbundenen Änderungen der Zusammensetzung der Verlustterm l_s geändert (siehe Abschnitt 2.2.4) und zum anderen wird durch die Teilchenpräzipitation der Produktionsterm q_s (Gl. 2.1) vergrößert.

Besonders starke Effekte sind während geomagnetischer Stürme zu beobachten, die mit einem starken Teilcheneinfall verbunden sind. Durch die starke Aufheizung der Thermosphäre finden wesentliche Änderungen der Zusammensetzung statt, die zu einer Verringerung der Elektronendichten führen. Dadurch bleibt nach einem geomagnetischen Sturm die Ionisation mehrere Tage lang reduziert.

Während geomagnetischer Stürme finden auch starke Änderungen im Thermosphärenwind statt, der wiederum die Sq-Strömung antreibt (siehe Abschn. 2.2.3). Durch die Änderung der Sq-Strömung können sich solare Variationen in der Variation des geomagnetischen Feldes widerspiegeln. Das mit dem Sonnensignal modulierte geomagnetische Feld wirkt als Mittler auf die Ionisation, indem es die Bewegung der ionisierten Teilchen beeinflusst (siehe Abschn. 2.2.3). Damit modifiziert es die elektrischen Ströme und die gesamte Bewegung des Plasmas (*Hargreaves, 1992*). Der starke Zusammenhang zwischen der solaren Variation und der Variation des geomagnetischen Feldes zeigt sich in der hohen Korrelation der 27-tägigen Periode im F10.7 und in den geomagnetischen Störungen (bspw. sichtbar im Ap-Index). Auch der Sonnenaktivitätszyklus ist in der geomagnetischen Aktivität zu beobachten. Allerdings ist die Korrelation nicht so hoch, wie oft vermutet wird (*Hargreaves, 1992*).

2.4.2 Interne Kopplung

Prinzipiell wird die Bewegung der geladenen und neutralen Teilchen durch verschiedene Kräfte dominiert. Trotzdem interagieren beide durch Kollision. Im unteren Bereich der Ionosphäre (D-, E-, F1-Schicht, 70-160km) sind die Luftdichte $\rho = n_n m$ und Kollisionsfrequenz ν_{in} so groß, dass aufgrund der Ionenreibung die Plasmabewegung durch die Neutralgasbewegung bestimmt wird. Die Ionenreibungskraft wird wie folgt dargestellt:

$$F_{ni} = n_n m \nu_{ni} (u_i - u_n). \quad (2.10)$$

Neben der Luftdichte und Kollisionsfrequenz wird die Ionenreibungskraft F_{ni} pro Einheitsvolumen auch durch die Differenz der Geschwindigkeiten von Ionen und neutralen Teilchen (u_i und u_n) beeinflusst (Volland, 1988). Die Indizes n und i gehören zu Neutralgasteilchen und Ionen. Die Masse m wird für beide Typen gleich angenommen.

Aufgrund der wesentlich geringeren Oberfläche der Elektronen wirkt die Ionenreibungskraft auf sie nicht so stark wie auf die Ionen. Dadurch kommt es zu einer Separation der Ladungsträger, wodurch in der Dynamoregion elektrische Felder und Ströme entstehen. Die Interaktion zwischen Plasma und Neutralgas und der zusätzlichen Wirkung des Magnetfeldes führt in der Dynamoregion zu komplizierteren breitenabhängigen Prozessen. Dazu gehört beispielsweise der Fontäneneffekt in der Äquatornähe.

In der F2-Schicht (ab 200km) ist die Kollisionsfrequenz geringer (aber immer noch signifikant), sodass der Neutralwind die Ionen nicht über die Magnetfeldlinien bewegen kann. Die Ionen haften an den Magnetfeldlinien wie Ringe auf einem Stab. Sie können sich leicht an ihnen entlangbewegen, aber sie nicht überqueren. Der vertikale Winkel zwischen dem Neutralwind, der meist horizontal weht, und den Magnetfeldlinien, die am Äquator fast horizontal und am Pol fast senkrecht sind, bestimmt, dass in den mittleren Breiten ein äquatorgerichteter Wind das Plasma anhebt, während ein polwärts gerichteter Wind das Plasma absenkt. Weil die Rekombinationsrate mit der Höhe abnimmt, erhöhen die äquatorgerichteten Winde die Elektronendichte, während die polwärts gerichteten Winde sie reduzieren.

Die Ionen können auch Bewegung auf das Neutralgas übertragen (Airdrag). Die Air-Drag-Kraft ist dementsprechend (Volland, 1988):

$$F_{in} = n_i m \nu_{in} (u_n - u_i) \quad (2.11)$$

Die Übertragung der Plasmabewegung auf das Neutralgas ist jedoch schwieriger und dauert, wegen der geringen Dichte des Plasmas, länger (als umgekehrt). Die Kollision zwischen Elektronen und neutralen Teilchen kann wegen der geringen Masse der Elektronen bei der Betrachtung der Thermosphärendynamik vernachlässigt werden.

2.4.3 Kopplung zur unteren und mittleren Atmosphäre

Wie im Abschnitt 2.2.4 erklärt wurde, haben die thermosphärischen Parameter Temperatur, Wind und Druck Auswirkungen auf den Grad der Ionisation. Weil die Dynamik der Thermosphäre teilweise mit der unteren und mittleren Atmosphäre zusammenhängt, ist es nicht verwunderlich, dass Änderungen von Ionosphärenparametern mit Änderungen in der unteren Atmosphäre korreliert sind (Hargreaves, 1992). Kopplungsmechanismen zwischen der mittleren Atmosphäre und dem Thermosphären-Ionosphären-System können atmosphärische Wellen, wie die Gezeiten, AGW und PW, sein. Nach oben wandernde Wellen können den Thermosphärenwind beeinflussen, wodurch

sich ihre Eigenschaften in elektrischen Feldern und Strömungen abbilden, oder sie können Änderungen in der Thermosphärendichte oder -zusammensetzung verursachen, die sich in der Elektrodendichte widerspiegeln.

Die atmosphärischen Gezeiten sind hauptsächlich thermische Gezeiten, die durch das periodische Heizen der Sonne entstehen. In der Thermosphäre bis ca. 160km Höhe, wo in mittleren Breiten die halbtägige Gezeit dominiert, sind im Winter Phase und Amplitude der Gezeit höhenabhängig. Ab ca. 200km dagegen sind die Phase und Amplitude der dort dominierenden täglichen Gezeit quasi-konstant mit der Höhe (*Laštovička, 1997*). Die Variabilität der Amplitude dieser Welle ist deutlich geringer als die der täglichen Gezeit in der Mesosphäre/unteren Thermosphäre, was darauf hindeutet, dass beide Wellen wenig miteinander gemeinsam haben.

Auch die AGW können sich bis in die Thermosphäre ausbreiten. Ihr Nachweis in der Thermosphäre erfolgt meist über ihre ionosphärische Signatur, die als „Traveling Ionospheric Disturbances“ (TID) bezeichnet werden.

Die PW entstehen hauptsächlich in der Troposphäre. Im Winter können sie direkt bis zu ca. 110 km aufsteigen. Ihre Auswirkungen wurden in der unteren Ionosphäre (e.g., *Laštovička, 2001*) und der E-Schicht (e.g., *Brown und John, 1979*) nachgewiesen. Perioden von PW können auch in der geomagnetischen S_q -Strömung beobachtet werden (*Laštovička, 1997*, Referenzen darin).

Durch Veränderungen in der thermosphärischen Zusammensetzung variiert der Elektronengehalt der Ionosphäre im Winter stärker als im Sommer (Winteranomalie, siehe Abschnitt 2.2.4). Die Störungen, die während der Winteranomalie beobachtet werden, haben eine Ausdehnung von mehreren tausend Kilometern und wiederholen sich nicht von einem zum nächsten Jahr. Diese Eigenschaften der Anomalie lassen meteorologische Komponenten wie bspw. den Einfluss von PW als ihre Ursache vermuten. Bis heute konnten jedoch weder Beweise dafür noch dagegen gefunden werden, dass die Winteranomalie der Ionosphäre in Beziehung zur Mesosphäre und Stratosphäre (und ihrer Dynamik) steht.

Die Kenntnis der Wirkung von aufsteigenden Wellen ist nicht nur sehr wichtig, um die vertikale Kopplung der Atmosphäre zu verstehen, sondern auch für den Energiehaushalt der Ionosphäre, die ionosphärische Dynamik und die Vorhersage des Ionosphärenzustands.

Kapitel 3

Planetarische Wellen

3.1 Physik planetarischer Wellen

Es ist bekannt, dass planetarische Wellen (PW) großskalige (globale) Schwingungen der Atmosphäre sind. Ihre Perioden dauern mehrere Tage, und ihre Wellenlängen betragen mehrere 1000km. Bereits 1939 hat Carl Gustav Rossby die Existenz und Verlagerung von PW rechnerisch nachgewiesen, weshalb PW in den mittleren Breiten auch als Rossby-Wellen bezeichnet werden.

PW sind horizontal-transversale Wellen, die vornehmlich in der Troposphäre entstehen. Auslöser sind oft durch Land-See-Unterschiede verursachte thermische Kontraste, die Orographie oder die thermische Aktivität der Tropen (z.B. *Salby*, 1984). Verschiedene Typen von PW entstehen aufgrund unterschiedlicher geographischer und klimatischer Bedingungen (bspw. die Kelvin- und Rossby-Schwerewellen in Äquatornähe und die Rossby-Wellen in den mittleren Breiten). Entscheidend für die Entstehung von PW ist eine Störung des Windsystems in meridionaler Richtung, auf die der β -Effekt, d.h. die breitenabhängige Variation der Corioliskraft als Rückstellkraft wirkt. Die Dispersionsgleichung der PW kann unter der Annahme eines reibungsfreien, inkompressiblen Mediums, einer rein horizontalen scherungsfreien Strömung und einer Störung in N-S-Richtung aus der linearisierten barotropen Vorticitygleichung hergeleitet werden.

$$\frac{dq}{dt} = \left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \right) \zeta + \beta v = 0 \quad (3.1)$$

Die barotrope Vorticitygleichung (Gl. 3.1) besagt, dass die Vertikalkomponente der absoluten Vorticity q bei einer Horizontalbewegung erhalten bleibt. Dabei setzt sich die absolute Vorticity $q = \zeta + f$ aus der relativen Vorticity $\zeta = \partial_x v - \partial_y u$, mit den zonalen und meridionalen Windkomponenten u und v , und dem Coriolisparameter f (=planetarische Vorticity, abhängig von der geographischen Breite) zusammen. x und y beschreiben die zonale und meridionale Richtung. $\beta = df/dy$ ist der planetarische Vorticitygradient in der entsprechenden geographischen Breite.

Nun wird angenommen, dass jede Bewegung aus einem Gleichgewichtswert, einer Auslenkung der

Größenordnung α und einer kleinen Störung $\epsilon = \mathcal{O}(\alpha^2)$ besteht, wobei α klein ist. D.h., dass $u = \bar{u} + u' + \epsilon$, $v = v' + \epsilon$ und $\zeta = \partial_x v' - \partial_y u' + \epsilon = \zeta' + \epsilon$. Folgend wird eine Stromfunktion der Störung definiert mit $u' = -\partial_y \psi'$ und $v' = \partial_x \psi'$, sodass $\zeta' = \nabla^2 \psi'$. Der linearisierte Störungsansatz von 3.1, bei dem alle Terme der Größenordnung α^2 vernachlässigt werden, ist somit

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} \right) \nabla^2 \psi' + \beta \frac{\partial \psi'}{\partial x} = 0 \quad (3.2)$$

Wird nun angenommen, dass die Brunt-Väisälä-Frequenz N , der Coriolisparameter f und der planetarische Vorticitygradient β konstant sind (Approximation auf der β -Ebene) und die Lösung periodisch mit $p = Ae^{i(kx+ly-\omega t)}$ ist, dann läßt sich die folgende Dispersionsrelation für PW herleiten:

$$(k^2 + l^2)(\omega - k\bar{u}) + k\beta = 0. \quad (3.3)$$

Dabei sind k und l die Wellenzahlen in zonaler und meridionaler Richtung, und ω ist die Winkelgeschwindigkeit der Welle. Die Dispersionsrelation läßt sich umformen, sodass leicht die Phasengeschwindigkeit $c = \omega/k$ abzulesen ist.

$$c = \frac{\omega}{k} = \bar{u} - \frac{\beta}{k^2 + l^2} \quad (3.4)$$

Diese allgemein als Rossby-Formel bezeichnete Gleichung kann, wegen der weitgehenden Vereinfachung bei der Ableitung, die wirklichen atmosphärischen Verhältnisse nur grob oder näherungsweise widerspiegeln. Trotzdem zeigt sie, dass für die Entstehung von PW die Strahlströme der Stratosphäre von großer Bedeutung sind (Holton, 1972). Sie erreichen ihre maximale Windgeschwindigkeit in ca. 60km Höhe. Die Rossbygleichung (Gl. 3.4) zeigt, dass stationäre PW mit $c = 0$ entstehen, wenn $\bar{u} = u_s = \frac{\beta}{k^2 + l^2}$. PW propagieren ostwärts für $\bar{u} < u_s$ und westwärts für $\bar{u} > u_s$.

Charney und Drazin (1961) haben ein Kriterium für den vertikalen Aufstieg von PW ermittelt:

$$0 \leq \bar{u} - c \leq u_c = \beta / ((k^2 + l^2) + (f^2 / 4H^2 N^2)) \quad (3.5)$$

Dieses sogenannte Charney-Drazin-Kriterium besagt, dass die vertikale Ausbreitung von PW nur möglich ist, wenn die Phasengeschwindigkeit relativ zum zonalen Grundstrom ($c - \bar{u} = -\beta / (k^2 + l^2)$) westwärts gerichtet und kleiner als ein kritischer Wert u_c ist (für $\bar{u} = \text{const}(z, y)$, mit der Skalenhöhe H). Erzwungene stationäre Wellen ($c = 0$) können sich daher nur bei ostwärts gerichteter Strömung vertikal ausbreiten. Ostwinde behindern demnach die Entwicklung und den Aufstieg der PW, wohingegen Westwinde den Aufstieg der PW unterstützen. Allerdings können zu starke Winde auch den Aufstieg verhindern, wenn $\bar{u} - c$ größer als u_c wird. Gleichung 3.5 zeigt auch, dass das „Fenster“ für die vertikale Ausbreitung von Wellen mit kürzeren Wellenlängen kleiner wird. Da im Sommer Ostwinde und nur im Winter Westwinde vorherrschen, ist der Aufstieg der PW nur im Winter und vor allem für besonders große Wellen (mit kleinen Wellenzahlen) möglich.

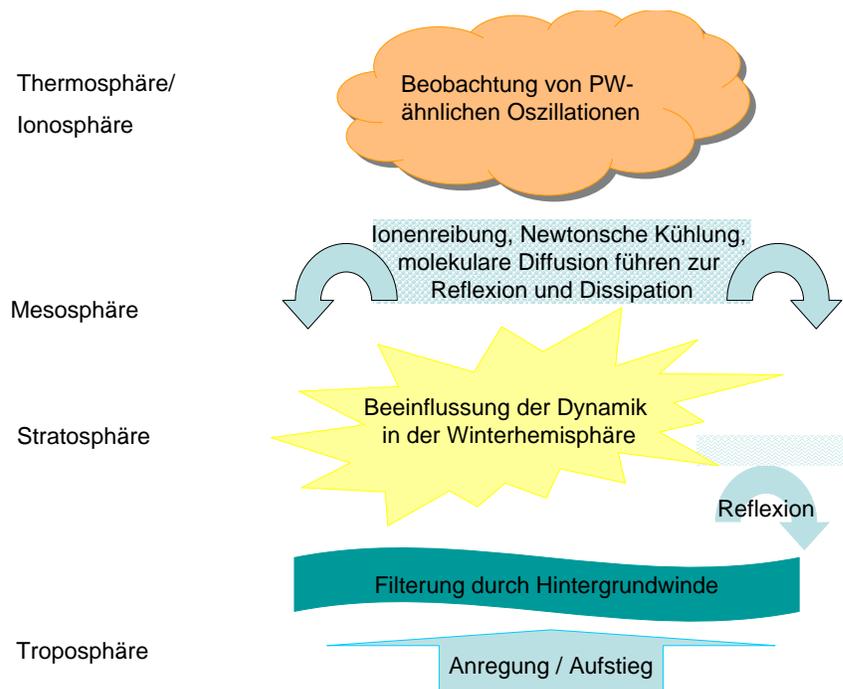


Abbildung 3.1: Vereinfachte Übersicht über die Aktivität planetarischer Wellen (PW) in der Atmosphäre.

Die wandernden PW sind großskalige, sich sehr langsam bewegende Wellen, die in den meteorologischen Karten häufig als Mäander in den Strahlströmen zu beobachten sind. In Abschnitt 2.3.3 wurde beschrieben, dass die PW zu den Eigenschwingungen der Atmosphäre gehören. Primär betragen ihre Periodenlängen ca. 2, 5, 10 und 16 Tage, bedingt durch die Eigenfrequenzen der Atmosphäre. Die genannten Perioden sind alle Quasi-Perioden, weil die Perioden der PW tatsächlich um diese Werte herum variieren. Sie entwickeln deshalb Periodenbänder (*Laštovička, 1997*). Da die PW abhängig sind vom mittleren zonalen Wind (siehe Gl. 3.4), der sich mit den Jahreszeiten ändert, sind die Perioden der PW differenziert nach den Jahreszeiten zu betrachten. Die Perioden werden auch durch räumliche Variationen des zonalen Windes beeinflusst (*Salby, 1981*).

Eine gute Beschreibung der globalen Aktivität der PW ist in *Barnett und Labitzke (1990)* zu finden. Demnach treten die größten Wellenamplituden im Winter zwischen je 60-70°N oder S auf, während sie in den Tropen ganzjährig klein sind. Im klimatologischen Mittel sind die Amplituden der erzwungenen stationären Wellen größer als die freien wandernden Wellen. Während wandernde Wellen in den Tropen (z.B. Kelvinwellen) ganzjährig angeregt werden, treten sie in den mittleren Breiten hauptsächlich im Winter auf. Die hohe Aktivität der PW in den mittleren Breiten ist dort für die gesamte Wetterentwicklung von großer Bedeutung, denn letztendlich ist die Zirkulation in den mittleren Breiten das Ergebnis einer Überlagerung zahlreicher verschiedener PW. Abbildung

3.1 zeigt ein Schema für die Aktivität der PW in der Erdatmosphäre. Auf die Beobachtungen und Analyseergebnisse zu PW in der Stratosphäre, der Mesosphäre/ unteren Thermosphäre und im Ionosphären-Thermosphären-System wird in den folgenden Abschnitten eingegangen.

3.2 Planetarische Wellen in der Stratosphäre

Charney und Drazin waren die ersten, die aufwärts steigende PW als wichtige Komponenten der stratosphärischen Dynamik identifizierten (*Lindzen, 1990*). Bei der vertikalen Ausbreitung der PW von der Troposphäre in die Stratosphäre wachsen ihre Amplituden annähernd invers proportional zum Quadrat der Luftdichte. Im Bereich der Stratosphäre und unteren Mesosphäre sind die Amplituden der PW generell am größten (*Barnett und Labitzke, 1990*).

In der Stratosphäre vorherrschende PW sind sich vertikal bewegende quasi-stationäre PW (SPW). Die SPW bedeuten gewöhnlich eine Verschiebung oder Verformung des polaren Wirbels. Im vorangegangenen Abschnitt wurde gezeigt, dass die Vertikalbewegung von SPW nicht nur vom Zonalwind, sondern auch von der horizontalen Ausdehnung der Welle abhängt. Von den SPW können deshalb nur solche mit kleinen Wellenzahlen ($k = 1$ und $k = 2$) signifikant von der Troposphäre in die Stratosphäre aufsteigen.

Die SPW neigen dazu, sich aufwärts und Richtung Äquator zu bewegen. Zonal bewegen sich die Phasen der SPW mit steigender Höhe normalerweise westwärts. Wie bereits erwähnt, wächst ihre Amplitude bei konstantem Zonalwind exponentiell mit der Höhe. In einer bestimmten Höhe werden die Amplituden so groß, dass die Wellen brechen. Entscheidend für das Brechen der Wellen ist der Zonalwind, der in der realen Atmosphäre mit der Höhe und der geographischen Breite variiert. Obwohl die SPW meistens in der Höhe der mittleren Mesosphäre zerfallen, bleiben die Amplituden bis dahin relativ groß (*Barnett und Labitzke, 1990*).

Die wandernden PW in der Stratosphäre treten ähnlich wie die SPW vornehmlich im Winter (in den mittleren Breiten) auf, jedoch sind ihre Amplituden deutlich kleiner als die der SPW. Aus Beobachtungen lassen sich die wandernden Wellen wie folgt beschreiben (*Yun, 1996*, Referenzen darin):

- Die wandernden Wellen der zonalen Wellenzahl 1 treten vornehmlich in zwei Periodenbereichen bei 5 und 16 Tagen auf und sind als die 5-Tage-Welle und 16-Tage-Welle bekannt (z.B. *Rodgers, 1976; Madden und Labitzke, 1981; Hirooka und Hirota, 1985; Pendlebury et al., 2007*). Diese zwei sogenannten Normalmoden bewegen sich meist westwärts (*Madden, 1979; Volland, 1988*). Im klimatologischen Mittel nimmt ihre Amplitude vom Äquator zu den mittleren Breiten zu und zu den Polen hin wieder ab. Daneben werden auch westwärts wandernde 10-Tage-Wellen mit der Wellenzahl 1 beobachtet (*Hirooka und Hirota, 1985*).

- Die wandernden Wellen der zonalen Wellenzahl 2 breiten sich im Allgemeinen westwärts aus. Die beobachteten Perioden konzentrieren sich auf die Periodenbereiche von 3 bis 7 Tagen (*Hirota und Hirooka, 1984*), sowie zwischen 10 und 18 Tagen. Bei gleicher meridionaler Wellenzahl bewegen sich die Wellen der zonalen Wellenzahl 2 etwas langsamer als die der zonalen Wellenzahl 1.
- Die wandernden Wellen der zonalen Wellenzahl 3 propagieren etwa gleich häufig sowohl nach Westen als auch nach Osten, wobei keine charakteristischen Frequenzen bekannt wurden. Noch kürzere Wellen wandern überwiegend von West nach Ost (*Speth und Madden, 1983*).
- Die Vertikalstruktur der Amplitude der propagierenden Wellen ist in der Stratosphäre unterschiedlich.

Eine besondere Bedeutung haben die PW in der Stratosphäre auf der Nordhemisphäre weil sie dort mit den Stratosphärenwärmungen, die 1952 von R. Scherhag anhand von Radiosondendaten entdeckt wurden, in Zusammenhang stehen (*Lindzen, 1990*, und Referenzen darin). Das „Stratospheric Warming“ ist eine charakteristische Erwärmung der Stratosphäre im Winter, wo normalerweise sehr tiefe Temperaturen herrschen. Stratosphärenwärmungen entstehen meist nach einer Verstärkung der quasi-stationären Welle 1 durch deren Wechselwirkung mit dem Grundstrom oder manchmal auch durch die Wechselwirkung von transienten Wellen mit den SPW. Nach dem Reflexionskriterium von *Perlwitz und Harnik (2003)* werden PW bei Erreichen eines kritischen Wertes der vertikalen Windscherung gebrochen oder reflektiert. Die negative Windscherung während einer Stratosphärenwärmung verhindert die vertikale Ausbreitung der PW. Entweder brechen und dissipieren sie an der kritischen Schicht wodurch der zonale Grundstrom geschwächt wird (der Wind wird von oben nach unten in zeitlicher Abfolge geschwächt) oder sie werden reflektiert und in die Troposphäre zurückgeworfen. Der Aufstieg der PW ist dagegen nur möglich, wenn die vertikale Windscherung positiv ist, d.h. wenn der vertikale Gradient des Zonalwindes zwischen 2 und 10hPa positiv ist.

3.3 Planetarische Wellen in der Mesosphäre und unteren Thermosphäre

Messungen in der Mesosphäre/ unteren Thermosphäre (MLT) sind meist nur lokal (Radar, Airglow, u.a.) oder mit relativ geringer zeitlicher Auflösung (satellitengestützte Messungen) vorhanden. Die Aktivität der PW in dieser Region ist deshalb noch nicht in dem Maß bekannt, wie in der Stratosphäre. Es gibt jedoch Hinweise, dass sich die Aktivität der PW in der Mesosphäre von der PW-Aktivität in der Stratosphäre unterscheiden kann. Beispielsweise können in der Mesosphäre im Sommer gehäuft drei- bis sechstägige Perioden (*Wüst, 2008*, Referenzen darin) und Quasi-2-Tage-Wellen (*Fröhlich, 2005*), die sich an den Rändern instabiler Sommerjets entwickeln, beobachtet

werden. Stratosphärische PW sind während der Sommermonate nicht typisch. Die Quasi-5-Tage-Wellen haben ihre maximale Amplitude zu den Äquinoktien, und im Sommer sind sie stärker als im Winter.

PW, die sich über die Stratosphäre hinaus ausbreiten, brechen meist in der Mesosphäre. In einzelnen Fällen können sie auch weiter aufsteigen. Jedoch spätestens in der oberen MLT-Region verhindern Dissipationsprozesse die weitere vertikale Ausbreitung der Wellen. Im Wesentlichen tragen drei Prozesse bzw. Eigenschaften zur Dämpfung der PW in der MLT-Region bei: die Newton'sche Abkühlung, die molekulare Viskosität oder die Ionenreibung (*Meyer und Forbes, 1997*). Wie Modellierungsläufe gezeigt haben, ist die Ionenreibung der stärkste dieser drei Prozesse.

PW können auch indirekt in die Mesosphäre gelangen, z.B. durch die Beeinflussung von AGW, deren Brechen entscheidend für die Dynamik in der Mesosphäre ist. Wenn PW in der unteren und mittleren Atmosphäre eine zonal variierende kritische Windgeschwindigkeit verursachen, kann eine Veränderung der Häufigkeit oder eine Modulation der Amplituden von sich vertikal ausbreitenden AGW bewirkt werden, sodass diese die Energie der PW in die Mesosphäre transportieren (*Meyer, 1999*). Eine Modulation von Schwerewellenflüssen durch 2-tägige und 16-tägige PW wurde in mesosphärischen Winden beobachtet (*Manson et al., 2003*) und in einer Modellstudie nachgewiesen (*Jacobi et al., 2006*). In der unteren Thermosphäre werden die AGW gedämpft. Dieser Prozess ist mit konvektiver Instabilität und viskoser Dissipation verbunden (*Forbes, 1996*). PW Signaturen entstehen dort, wo die AGW brechen (abhängig vom Wind- und Temperaturprofil), d.h. entweder in der Mesosphäre oder E-Region, jedoch nicht in beiden Regionen gleichzeitig. Aus diesem Grund sind PW in der Mesosphäre und E-Region meist nicht korreliert, obwohl es einen engen physikalischen Zusammenhang gibt (*Lawrence und Jarvis, 2003*).

In *Hunt (1984)* wird in Analysen eines allgemeinen Zirkulationsmodells (engl.: General Circulation Model, GCM) die schnelle Abschwächung von PW mit großen Wellenzahlen über der Tropopause und ihr Wiederentstehen in der MLT-Region (über 60km Höhe) beobachtet. Die Energie der großskaligen PW ist dagegen im Winter in der Stratosphäre maximal und nimmt darüber schnell ab. Als Energiequelle der kleinerskaligen PW wird in *Hunt (1984)* unter anderem die Welle-Welle-Interaktion, die die Energie von großskaligen PW auf kleinerskalige Sekundärwellen überträgt (zumindest im Winter), oder der Einfluss von sich vertikal ausbreitenden AGW vorgeschlagen.

3.4 Signaturen planetarischer Wellen in der Ionosphäre

Signaturen mit den Eigenschaften von PW werden auch in ionosphärischen Parametern (die kritische Frequenz f_oF2 bzw. die dazu proportionale maximale Elektronendichte der F2-Schicht $NmF2$, die Höhe der maximalen Elektronendichte $hmF2$ oder der Gesamtelektronengehalt TEC) beobachtet (*Laštovička und Sauli, 1999; Altadill, 2000; Pancheva et al., 2002; Lawrence und Jar-*

vis, 2003; Laštovička et al., 2003; Shalimov und Lapshin, 2003; Altadill et al., 2004; Aushev et al., 2006; Laštovička et al., 2006; Rishbeth, 2006; Mukhtarov et al., 2010, u.v.m.). Weil nicht die Ionosphäre das Medium ist, in dem sich die PW ausbreiten, sondern nur gegebenenfalls die Thermosphäre (Neutralgas), werden die Signaturen von PW in der Ionosphäre als PW-artige Oszillationen (engl.: planetary wave type oscillations, PWTO) bezeichnet.

PWTO werden im f_oF2 mit verschiedenen Wellenzahlen ($k = 0, 1, \dots$), sowohl westwärts als auch ostwärts wandernd beschrieben. Eine dominante Struktur in den Variationen des f_oF2 ist die Oszillation des Zonalmittels ($k = 0$, Altadill, 2000). Danach wird die PWTO mit der Wellenzahl $k = 1$ westwärts als stärkste PWTO im f_oF2 beschrieben (Altadill, 2000; Altadill und Apostolov, 2003; Forbes und Zhang, 1997). Typische Perioden in mittleren Breiten sind 2, 5, 10, 13.5 und 16 Tage. Die typische relative Amplitude der PWTO in f_oF2 wird mit 5% und zu Extremereignissen mit bis zu 15% beobachtet (Laštovička, 2006). Die Amplituden der PWTO sind maximal im Winter, wohingegen die Auftrittshäufigkeit der PWTO im Sommer am größten ist (Laštovička, 2006).

Der Ursprung der meisten in der F2-Schicht beobachteten PWTO ist bis heute nicht geklärt. Oft wird davon ausgegangen, dass es sich um den Einfluss der PW mit dem Ursprung in der Troposphäre oder Stratosphäre handelt. Der Einfluss von aufsteigenden atmosphärischen Wellen auf die Variabilität des ionosphärischen Elektronengehalts wird mit 15-20% abgeschätzt (Forbes et al., 2000; Rishbeth, 2006). Es ist jedoch zu beachten, dass auch ein Großteil der PWTO in der F2-Region durch periodische Variationen der geomagnetischen Störungen hervorgerufen werden (bspw. Forbes et al., 2000; Pancheva et al., 2002; Altadill und Apostolov, 2003; Laštovička, 2006). PWTO mit geomagnetischer Ursache sind am häufigsten im Sommer, während PWTO, deren Ursprung in der MLT-Region vermutet wird, in f_oF2 am häufigsten im Winter beobachtet werden (mit Ausnahme der Quasi-2-Tage-Welle, Altadill und Apostolov, 2003).

3.5 Die Bedingungen für die Ausbreitung planetarischer Wellen in der Thermosphäre

Wie in den Abschnitten 3.1 und 2.3.3 beschrieben wurde, entstehen die PW durch den β -Effekt, das heißt durch den Einfluss der Corioliskraft. In Kapitel 2.3.2 wurde herausgestellt, dass die Corioliskraft nur eine untergeordnete Rolle in der Thermosphäre spielt und Dissipation die PW dämpft. Es ist deshalb anzunehmen, dass PW nicht in der oberen Atmosphäre bestehen können. Trotzdem werden Signaturen von PW in der Ionosphäre, d.h. in der Region der Thermosphäre, gemessen (siehe Abschnitt 3.4), wobei davon ausgegangen wird, dass es einen Einfluss der PW aus der Troposphäre und Stratosphäre gibt. In der Literatur werden verschiedene Mechanismen vorgeschlagen, wie PW die Ionosphären-Thermosphären-Region beeinflussen können. Zu den Vorschlägen gehören:

1. Die Variation der thermosphärischen Zusammensetzung: Vertikale Bewegungen oder Variationen der Temperatur und Diffusion an der Turbopause, die mit PW in Beziehung stehen, können in ca. 100km Höhe eine periodische Veränderung der thermosphärischen Zusammensetzung bewirken (Verhältnis $\mathcal{R}[O/O_2]$), die sich wiederum auf die Rekombinationsrate und somit die Elektronendichte in der F-Region auswirkt (*Mikhailov, 1983; Pancheva und Lysenko, 1988; Forbes, 1996*).
2. Die Beeinflussung des ionosphärischen Dynamos: Der durch PW (mit entsprechender Amplitude) beeinflusste Neutralwind kann in der Höhe zwischen 100-160km eine PW-Modulation des Dynamo induzierten E-Feldes bewirken, was wiederum zu periodischen Änderungen in der vertikalen Plasmadrift führt. Somit werden Variationen der Höhe und Plasmadichte der F-Region hervorgerufen, die mit PW in Beziehung stehen (*Ito et al., 1986; Pancheva und Lysenko, 1988; Forbes, 1996; Mukhtarov et al., 2010; Liu et al., 2010b*).
3. Die Wechselwirkung mit Gezeiten: Die nichtlineare Interaktion zwischen PW und Gezeiten führt u.a. zu einer Modulation der Gezeitenamplitude. Die mit den Perioden der PW modulierte Gezeit kann in größere Höhen der Thermosphäre aufsteigen, als die PW selbst. Durch die Dissipation der Gezeiten (z.B. die halbtägige westwärts wandernde Gezeit) kann eine signifikante Änderung des Grundstroms in der unteren Thermosphäre bewirkt werden. Somit führt die Modulation der Gezeitenamplitude mit PW-Perioden zu PW-Variationen im Grundstrom, die auf das Dynamo induzierte E-Feld übertragen werden und sich bis in die F-Region auswirken (*Mitchell et al., 1996; Palo et al., 1999; Pancheva et al., 2000; Mayr et al., 2004; Pancheva et al., 2006; Forbes et al., 2009; Immel et al., 2009; Liu et al., 2010b*).
4. Die Interaktion mit AGW: Sich vertikal ausbreitende AGW bilden eine in situ Quelle für periodische Anregungen in der Mesosphäre und E-Region. Ist der Impulsfluss der AGW in diesem Höhengniveau durch PW moduliert, so kann dies als eine sekundäre Quelle für PW in der Mesosphäre oder E-Region dienen (*Hunt, 1984; Forbes, 1996; Meyer, 1999; Manson et al., 2003*). Siehe auch Abschnitt 3.3.
5. Nichtlineare Interaktion zwischen PW: Die nichtlineare Interaktion zwischen PW kann zur Erzeugung sekundärer PW führen, die in der Lage sind, in die Mesosphäre und untere Thermosphäre aufzusteigen (*Hunt, 1984; Pancheva et al., 2007, 2008a*) und dort entweder die thermosphärische Zusammensetzung (Kopplung wie Mechanismus 1) oder das Windsystem (Kopplung wie Mechanismus 2) beeinflussen.

Die vorgestellten Kopplungsmechanismen sind schematisch in Abb. 3.2 erfasst. Für den 1. und 2. Kopplungsprozess sind die Amplituden der PW-Variationen in der E-Region entscheidend. Nachgewiesen wurde der signifikante Einfluss der 5- und 10-Tage-Welle mit der zonalen Wellenzahl 1 auf

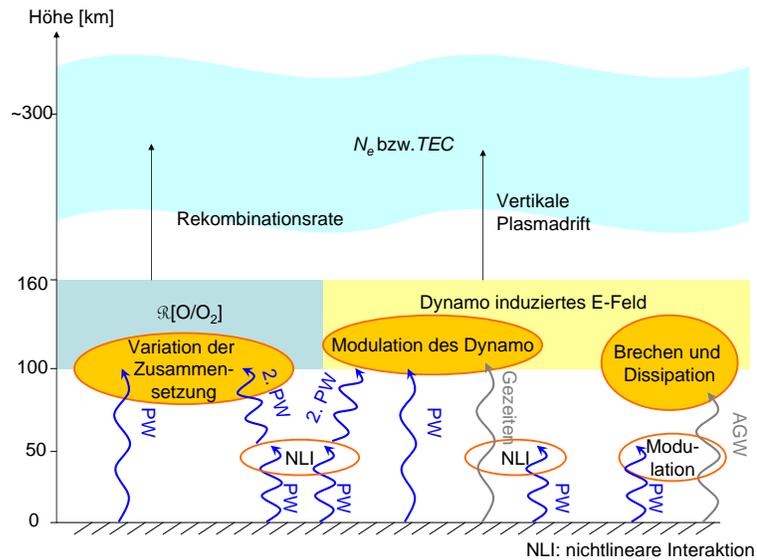


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung einiger möglicher Kopplungsmechanismen zur Übertragung der Energie von PW in die Ionosphäre.

die untere Thermosphäre und Dynamoregion von Meyer und Forbes (1997) anhand von Analysen mit numerischen Modellen. Kürzlich wurden anhand von Simulationen mit dem numerischen Modell MUAM (Middle and Upper Atmosphere Model) die Ausbreitung der wandernden 10-Tage- und 16-Tage-Welle in die untere Thermosphäre gezeigt (Pogoreltsev et al., 2007). Ergänzend zeigen einige Fallstudien Koexistenzen von PW in der mittleren Atmosphäre und PWTO in der Ionosphäre (bspw. Lawrence und Jarvis, 2003; Borries et al., 2007; Pancheva et al., 2008b; Mukhtarov et al., 2010). Die PW, die am weitesten in die Thermosphäre eindringen können, sind besonders schnelle äquatoriale Wellen (Normalmoden und ultra schnelle Kelvin-Wellen) mit 33 Stunden und 3.5 Tagen Periode. Sie werden erst ab 160km Höhe durch Ionenreibung und molekulare Viskosität unterdrückt (Ergebnisse von Simulationen mit MUAM in Pogoreltsev et al., 2007).

Jedoch besitzen nicht alle sich vertikal ausbreitenden PW eine für den 2. Kopplungsmechanismus entsprechend große Amplitude in der E-Region. Studien mit numerischen Modellen konnten weder einen signifikanten Einfluss von SPW (Pogoreltsev et al., 2007) noch den signifikanten Einfluss der Quasi-2-Tage-Welle und Quasi-16-Tage-Welle auf die Thermosphäre und Ionosphäre zeigen (Hagan et al., 1993; Forbes et al., 1995). Für diese PW werden oft indirekte Mechanismen, wie die Gezeiten- oder AGW-Modulation in Verbindung mit dem 1. und 2. Kopplungsprozess vorgeschlagen, um entsprechende PWTO in der F-Region zu erzeugen.

Wie die aufgeführten Varianten der Kopplungsmechanismen zeigen, ist die Beziehung zwischen den PW-Aktivitäten in den verschiedenen atmosphärischen Schichten komplex (Forbes, 1996; Lawrence und Jarvis, 2003). Zu manchen Zeiten können starke PW in der Stratosphäre beobachtet werden,

während keine PW in den höheren Niveaus zu finden sind. Zu anderen Zeiten können PW in der Mesosphäre, der E-Region oder der F-Region beobachtet werden, während keine entsprechenden signifikanten PW-Aktivitäten in der Stratosphäre auftreten. Weitere physikalische und numerische Analysen und eine bessere Abdeckung mit Beobachtungen (vor allem im Höhenbereich zwischen 100 und 300km) sind nötig, um die primären Mechanismen zu verstehen.

Kapitel 4

Datengrundlage

Nachdem in den vorangehenden Kapiteln Grundlagen zu den PW in der oberen Atmosphäre beschrieben wurden, wird in diesem Kapitel der zu analysierende Datensatz vorgestellt. Es handelt sich dabei um Karten, die den vertikal integrierten Elektronengehalt TEC (engl.: Total Electron Content) der Atmosphäre abbilden.

Der TEC wird aus Messungen des Gesamtelektronengehalts entlang eines Strahlenweges ($sTEC$) abgeleitet.

$$sTEC = \int N_e(x) dx \quad (4.1)$$

$N_e(x)$ ist die Elektronendichte an einem Ort x . Zur Ermittlung des $sTEC$ werden transionosphärische Radiolinkmessungen genutzt, die in Kapitel 4.1 erläutert werden. Zur $sTEC$ -Berechnung können verschiedene globale Navigationssatellitensysteme (GNSS), wie z.B. GPS, GLONASS und in Zukunft auch GALILEO, sowohl bodengestützt als auch satellitengestützt, verwendet werden. Die Funktionsweise von GNSS wird in Abschnitt 4.2 erläutert. Die Prinzipien der TEC-Berechnung finden sich in Kap. 4.3. Im DLR Neustrelitz werden bodengestützte $sTEC$ -Messungen zur Berechnung regionaler TEC -Karten genutzt, die die hauptsächliche Datengrundlage dieser Arbeit sind. Ihre Erstellung wird in Kap. 4.4 dargelegt. In Kapitel 4.5 werden die im DLR erstellten TEC-Karten mit denen anderer Institutionen verglichen.

4.1 Transionosphärische Radiolinkmessungen

Nach dem Fermat'schen Prinzip breitet sich ein elektromagnetisches Signal immer entlang des Strahlenweges mit dem geringsten Brechungsindex aus. Die optische Weglänge L , die das Integral des Brechungsindex n_{ion} (siehe Gl. 2.2) entlang eines Strahlenweges (Strecke zwischen Sender T und Empfänger R) bezeichnet, ist somit minimal.

$$L = \int_T^R n_{ion}(x) dx \quad (4.2)$$

Die optische Weglänge ist das entscheidende Bindeglied zwischen den GNSS-Messungen und der integralen Elektronendichte (Gl. 4.1).

$$L = \int_T^R dx + \underbrace{\int_T^R (n_{ion}(x) - 1) dx}_{\Delta_{ion}} = \rho + \Delta\rho + \int_T^R (n_{ion}(x) - 1) dx \quad (4.3)$$

Wie Gl. 4.3 zeigt, kann die optische Weglänge L als Summe der geometrisch kürzesten Verbindung ρ zwischen T und R , einem durch die Krümmung des Strahles verursachten Term $\Delta\rho$ (in erster Näherung kann dieser Term vernachlässigt werden) und einem von der Brechung abhängigen Teil Δ_{ion} betrachtet werden. In Gl. 4.3 ist ersichtlich, dass L von der geometrisch kürzesten Verbindung ρ abweicht, sobald der Brechungsindex entlang des Strahlenweges verschieden von 1 ist. Diese Bedingung ist in der Ionosphäre erfüllt (siehe Kapitel 2.2.2). Die Differenz zwischen ρ und L ist der ionosphärische Ausbreitungsfehler Δ_{ion} (in erster Näherung). Durch das Einsetzen von Gl. 2.2 in Gl. 4.3 wird der Zusammenhang zur Elektronendichte N_e hergestellt.

$$\Delta_{ion} = -\frac{K}{f_r^2} \int_T^R N_e(x) dx \quad (4.4)$$

Das Integral über die Elektronendichte kann nun durch $sTEC$ (Gl. 4.1) ersetzt werden:

$$\Delta_{ion}^L = -\frac{K}{f_r^2} sTEC. \quad (4.5)$$

4.2 Globale Navigationssatellitensysteme (GNSS)

Globale Navigationssatellitensysteme (GNSS) ermöglichen einem Nutzer auf der Erde oder im erdnahen Raum permanent und unabhängig von den Wetterbedingungen mit hoher Genauigkeit seine dreidimensionale Position, seine Geschwindigkeit und die Zeit zu bestimmen. Dies erfolgt durch den Empfang und die Auswertung der von den Satelliten übermittelten elektromagnetischen Signale. Bei einer Flughöhe von rund 20.000km über der Erdoberfläche wird eine Konstellation von 24 bis 30 Satelliten verwendet, damit der Empfänger zu jeder Zeit zu mindestens vier Satelliten Sichtkontakt hat.

Für die Standortbestimmung über Satelliten werden die Laufzeiten der gesendeten Radiosignale von mindestens vier Satelliten gemessen. Jede dieser (Pseudo-)Entfernungen definiert eine Kugel­fläche um den zugehörigen Satelliten, auf der sich der Empfänger befindet. Die Kugel­flächen um drei Satelliten ergeben maximal zwei Punkte als Schnittmenge. Einer davon befindet sich einige tausend Kilometer von der Erdoberfläche entfernt und kann somit verworfen werden. Der andere stellt die gesuchte Position des Empfängers dar. Ein vierter Satellit wird benötigt, um die Abweichung zwischen den Uhren der GNSS-Satelliten (hochgenaue Atomuhren) und der des Empfängers (weniger genaue Quarzuhr) zu ermitteln und aus den gemessenen Laufzeiten herauszurechnen, d.h.

die Pseudoentfernungen in tatsächliche Entfernungen umzurechnen.

Die Entfernung zwischen Satellit und Beobachter wird aus der Signallaufzeit errechnet. Jeder Satellit strahlt permanent seinen spezifischen Code und seine Bahndaten (Ephemeriden) aus. Dieselben Satellitencodes erzeugt der Empfänger und gleicht diese über eine Zeit- und Frequenzverschiebung an die empfangenen Satellitensignale an. Bei genau synchronisierten Uhren im Satelliten und Empfänger (wovon nicht auszugehen ist) entspricht die gemessene Zeitverschiebung der Laufzeit der Satellitensignale. Letztendlich ergibt sich die Strecke zwischen Satellit und Empfänger aus der Multiplikation der Signallaufzeit mit der Signalgeschwindigkeit (annähernd Lichtgeschwindigkeit). Die Struktur des Datensignals wird folgend am Beispiel von GPS (Global Positioning System, vom US-Verteidigungsministerium entwickelt und betrieben) erklärt. Beim GPS wird das Datensignal parallel auf zwei kohärenten Trägerfrequenzen ausgesendet. Die Trägerfrequenzen L_1 und L_2 werden aus der Grundfrequenz des Satellitenoszillators $f_0 = 10,23\text{MHz}$ ($\lambda_0 = 29,3\text{m}$) abgeleitet:

$$L_1 = 154f_0 = 1575.42\text{MHz} \quad (4.6)$$

$$L_2 = 120f_0 = 1227.60\text{MHz} \quad (4.7)$$

Auf der L1-Frequenz werden der C/A-Code („Coarse/Acquisition“) für die zivile Nutzung und orthogonal dazu der nicht öffentlich bekannte P/Y-Code („Precision/encrypted“) für die militärische Nutzung eingesetzt. Die zweite Frequenz L2-Frequenz überträgt nur den P/Y-Code. Wahlweise kann auf der zweiten Frequenz auch der C/A-Code übertragen werden. Zusätzlich zum C/A- und P-Code wird die Navigationsnachricht auf beide Trägerfrequenzen moduliert. Insgesamt besteht somit jedes der beiden Signale aus je drei Anteilen: Trägerwelle, Code und Navigationsdaten.

4.3 TEC Berechnung aus GNSS Messungen

Die (Pseudo-) Entfernung P_T^R zwischen Satellit und Empfänger enthält neben der geometrischen Distanz ρ und dem ionosphärischen Ausbreitungsfehler Δ_{ion} (Gl. 4.5) weitere Ausbreitungsfehler:

$$\begin{aligned} P_T^R &= c(t_R - t_T) \\ &= \rho + c(\Delta t_T - \Delta t_R) + \Delta_{trop} + \Delta_{ion} + c(b_T + b_R) + \epsilon_P. \end{aligned} \quad (4.8)$$

Diese sind der Uhrenfehler bei Sender und Empfänger Δt_T und Δt_R , der durch Brechung in der Troposphäre verursachte Ausbreitungsfehler Δ_{trop} , Satelliten- und Empfängerbiases b_T und b_R und das Coderauschen ϵ_P . Von den Summanden in Gl. 4.8 sind ρ , Δ_{trop} , Δt_T und Δt_R frequenzunabhängig. Sie können deshalb durch die Differenz der Messungen auf beiden Trägerfrequenzen eliminiert werden. Die Codephasendifferenz der P-Codes auf L_1 und L_2 wird als „pseudorange ionospheric combination“ (P_I) bezeichnet.

$$P_I = P_2 - P_1 = \Delta_{ion}^{P_2} - \Delta_{ion}^{P_1} - (\Delta b_T^P + \Delta b_R^P) + \Delta \epsilon^P \quad (4.9)$$

$$\begin{aligned}\Delta b_T^P &= b_T^{P_1} - b_T^{P_2} : \text{differentieller Bias des Senders} \\ \Delta b_R^P &= b_R^{P_1} - b_R^{P_2} : \text{differentieller Bias des Empfängers} \\ \Delta \epsilon^P &= \epsilon^{P_2} - \epsilon^{P_1} : \text{Unterschied des Coderausgangs von } L_2 \text{ und } L_1\end{aligned}$$

Durch Einsetzen von Gl. 4.5 und Umstellen nach $sTEC$ erhält man:

$$sTEC = \frac{1}{K} \frac{L_1^2 L_2^2}{L_1^2 - L_2^2} (P_I + \Delta b_T^P + \Delta b_R^P - \Delta \epsilon^P) = \frac{P_I}{K} \frac{L_1^2 L_2^2}{L_1^2 - L_2^2} + sTEC_{cal} \quad (4.10)$$

Die Berechnung von $sTEC_{cal}$, welcher die zufälligen Fehler und die differentiellen Codebiases enthält, wird in *Sardón et al. (1994)* näher beschrieben.

Alternativ kann $sTEC$ auch aus der Trägerphasendifferenz von L_1 und L_2 berechnet werden. Statt Gl. 4.8 ist Gl. 4.11 anzuwenden.

$$L_T^R = \rho + c(\Delta t_T - \Delta t_R) + \Delta_{trop} - \Delta_{ion} + c(b_T + b_R) + N\lambda + \epsilon_L \quad (4.11)$$

Der Vorteil der $sTEC$ -Berechnung aus Phasendifferenzen ist das deutlich kleinere Phasenrauschen ϵ_L . Jedoch ist der aus Trägerphasen berechnete $sTEC$ wegen der Mehrdeutigkeit $N\lambda$ ($N \in \mathbb{N}$, λ ist die Wellenlänge der Trägerfrequenz) nur ein relatives TEC-Maß, mit einer unbekanntenen Abweichung vom absoluten $sTEC$. Die relative Genauigkeit dieser $sTEC$ -Messung ist mit 0.01 TECU (1TECU=10¹⁶ Elektronen pro m²) wesentlich besser als die der Codephasen. Aus diesem Grund findet die $sTEC$ -Bestimmung aus Trägerphasen verschiedene wichtige Anwendungen. Zum einen wird der Trägerphasen- $sTEC$ genutzt, um den ermittelten absoluten $sTEC$ signifikant zu verbessern, indem der Trägerphasen- $sTEC$ mittels der Methode der kleinsten Quadrate (Least-Square) in den verrauschten Codephasen- $sTEC$ eingepasst wird (*Jakowski, 1996*). Zum anderen kann der Trägerphasen- $sTEC$ sehr gut zur Untersuchung von kleinräumigen Störungen, wie z.B. den Signaturen von AGW (*Borries et al., 2009*), genutzt werden.

4.4 TEC-Karten Erstellung

Die Routine zur Erstellung der TEC-Karten (vertikaler TEC) im DLR ist ausführlich in *Jakowski (1996)* beschrieben. An dieser Stelle sei das Verfahren in Kürze zusammengefasst.

Zur Erstellung der TEC-Karten werden die in Kap. 4.3 beschriebenen $sTEC$ -Messungen entlang eines geeigneten Messstrahls zwischen Sender und Empfänger (sogennanter slant TEC) in einen vertikalen TEC umgerechnet. Im DLR wird aktuell eine Mappingfunktion, die auf einer „Single-Layer-Approximation“ der Ionosphäre basiert (siehe Abb. 4.1), verwendet. Dazu wird angenommen, dass sich alle Elektronen in einer Schicht mit Höhe $h_i = 400\text{km}$ befinden. Die Höhe der Schicht wurde etwas über der F2-Schicht gewählt, um die insgesamt größere Elektronenzahl oberhalb der

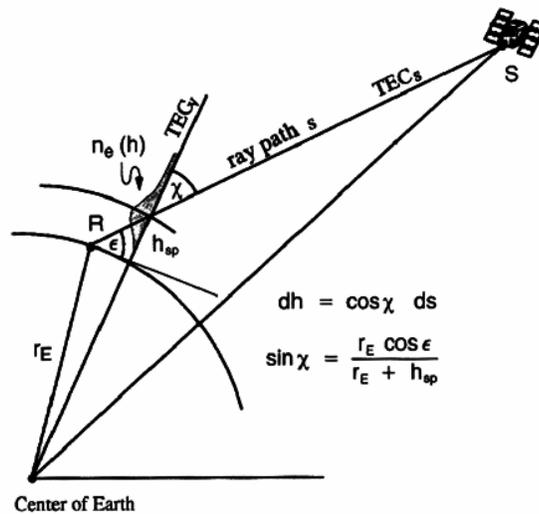


Abbildung 4.1: Mapping Funktion zur Umrechnung des $sTEC$ in einen vertikalen TEC (entnommen *Jakowski, 1996*).

F2-Schicht bis zum Satellit in ca. 20.000km Höhe zu berücksichtigen. Mit Hilfe einfacher Geometriebeziehungen wird unter Berücksichtigung der Elevation ϵ und dem Erdradius R_e aus dem slant TEC ($sTEC$) der vertikale TEC berechnet.

$$TEC = \sqrt{1 - \left(\frac{R_e \cos \epsilon}{R_e + h_i} \right)^2} sTEC \quad (4.12)$$

Typische vertikale TEC -Werte reichen von wenigen $TECU$ in der Nacht in hohen Breiten bis zu 200 $TECU$ am Tag in Äquatornähe und zu Zeiten geomagnetischer Stürme.

Die TEC -Karten entstehen durch Assimilation der vertikalen TEC -Daten in ein geeignetes TEC -Modell. Dazu hat das DLR empirische regionale TEC -Modelle entwickelt (NTCM2, für die Europe-region und NTCMP für die Polregionen). Die TEC -Werte werden mit einer Gaußfunktion abhängig von der Entfernung der Messung zum Kartengitterpunkt gewichtet. Die Halbwertsbreite der Gaußfunktion kennzeichnet den Haupteinflussbereich der Messung (siehe Abb. 4.2). Selbst mit einer geringen Anzahl von Messungen liefert diese Technik sinnvolle ionosphärische Korrekturen. Die Signaturen von PW in der Ionosphäre sind periodische Abweichungen des TEC von seiner Klimatologie (regelmäßige oder langfristige von der Sonne vorgegebene Variationen, bspw. der tägliche, saisonale und solare Zyklus). Ein großer Teil seiner Klimatologie kann durch einen laufenden Median¹ (abhängig von Ort und Tageszeit) beschrieben werden. Die relative Differenz

¹Der Median unterdrückt eine Verfälschung des mittleren Verhaltens durch Extremereignisse.

zwischen Beobachtung und Median realisiert ein sehr einfaches Bandpassfilter, durch das Variationen im TEC im Periodenbereich von PW von der Klimatologie separiert werden. Aus diesem Grund werden Karten des relativen differentiellen TEC (ΔTEC_{rel}), der entsprechend Gl. 4.13 berechnet wird, für die Analysen von PWTO genutzt.

$$\Delta TEC_{rel} = \frac{TEC - TEC_{med}}{TEC_{med}} \quad (4.13)$$

TEC symbolisiert den TEC-Wert eines Kartengitterpunktes. TEC_{med} ist der dem Gitterpunkt und der Tageszeit entsprechende Medianwert eines laufenden Fensters mit 27 Tagen Breite. Auf diese Weise werden sowohl die Perioden kleiner als ein Tag als auch die Perioden größer als 27 Tage im ΔTEC_{rel} weitgehend unterdrückt.

4.5 Vergleich verschiedener TEC-Karten

International werden durch verschiedene Einrichtungen und Institute TEC-Karten produziert. Im DLR Neustrelitz werden regionale TEC-Karten seit 1995 hergestellt. Anfangs wurden nur für die europäische Region (-20-40°E, 32.5-70°N) TEC-Karten produziert. Seit 2002 sind auch hemisphärische TEC-Karten für die Nordpolregion (50°N-Nordpol), und seit 2003 für die Südpolregion (50°S-Südpol) verfügbar. Wegen ihrer hemisphärischen Abdeckung und der hohen PW-Aktivität auf der Nordhemisphäre werden die Analysen in dieser Arbeit auf die Nordpol-TEC-Karten beschränkt. Die DLR-TEC-Karten werden mit einer stündlichen Auflösung und 2.5° meridionalen und 7.5° zonalem Gitterabstand produziert. Die Datenabdeckung ist in Abb. 4.2 am Beispiel der Nordpol-TEC-Karte für den 6. April 2000 18:00UT dargestellt. Um jede TEC-Messung wird der Haupteinflussbereich durch blaue Ringe markiert. Jedoch bewirkt die Assimilation, dass sich der Einfluss der Messungen in abgeschwächter Form auch über die Kreise hinaus fortsetzt. In Abb. 4.2 ist zu erkennen, dass eine besonders hohe Datenabdeckung über Skandinavien und den USA vorliegt. Dagegen ist die Messdatendichte über den Ozeanen klein. Der absolute Fehler der DLR Nordpol-TEC-Karten liegt bei 1-3TECU und der relative Fehler bei ca. 0.5TECU.

Ein Beispiel für eine DLR Nordpol-TEC-Karte und die entsprechende ΔTEC_{rel} -Karte wird in Abb. 4.3 gezeigt. Während in der TEC-Karte nur die tägliche Gezeit mit der zonalen Wellenzahl 1 zu sehen ist, tritt in der ΔTEC_{rel} -Karte eine Struktur mit der Wellenzahl 2 in den Vordergrund.

Seit kurzem werden globale TEC-Karten vom IGS (International GNSS Service) online² zur Verfügung gestellt. Die IGS-TEC-Karten sind das gewichtete Mittel von TEC-Karten, die an vier verschiedenen Einrichtungen hergestellt werden: das „Center for Orbit Determination in Europe“ (CODE) an der Universität Bern in der Schweiz, die „European Space Operations Centre

²<http://cdaweb.gsfc.nasa.gov>

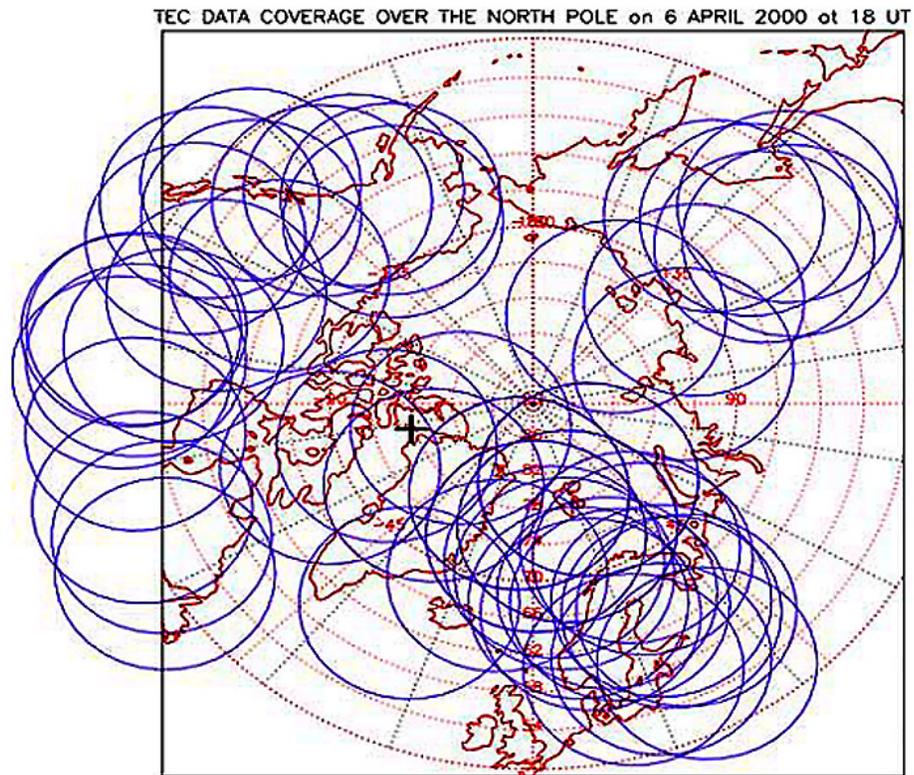


Abbildung 4.2: Datenabdeckung der DLR Nordpol-TEC-Karte am 6. April 2000 18:00UT. Die blauen Kreise markieren den Haupteinflussbereich der TEC-Messungen.

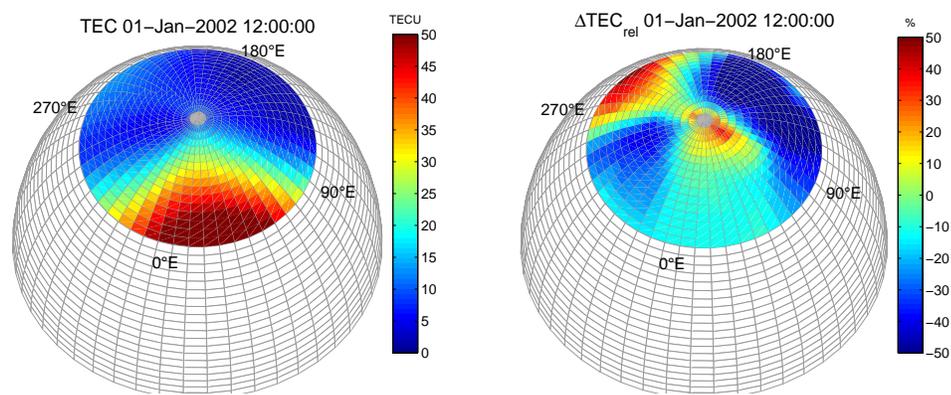


Abbildung 4.3: Beispiel einer DLR Nordpol-TEC-Karte und der entsprechenden $\Delta\text{TEC}_{\text{rel}}$ -Karte

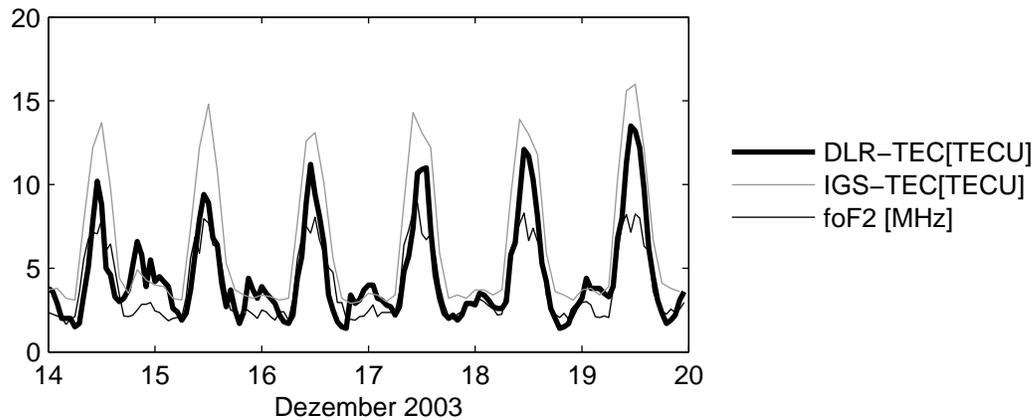


Abbildung 4.4: Vergleich zwischen den DLR Nordpol-TEC-Karten, den IGS-TEC-Karten (am Gitterpunkt $15^{\circ}\text{E}/55^{\circ}\text{N}$) und $foF2$ -Messungen der Ionosonde Juliusruh vom 14. bis 19. Dezember 2003. Diese Orts- und Zeitwahl ist zufällig.

Ionosphere Monitoring Facility“ der ESA in Darmstadt, die „Ionospheric and Atmospheric Remote Sensing Group“ am Jet Propulsion Laboratory (JPL) in Pasadena, Californien, USA, und die „Research Group of Astronomy and Geomatics“ an der Technischen Universität von Catalonien (UPC) in Barcelona, Spanien. Die Gewichtung beruht zum einen auf dem Vergleich des slant TEC einer kleinen Anzahl von IGS Stationen und zum anderen auf dem Ergebnis einer externen Selbstkonsistenz-Validierung. Die IGS-TEC-Karten werden seit 2001 routinemäßig mit TOPEX-Altimeter-Messungen validiert. Sie werden mit einer zeitlichen Auflösung von 2 Stunden und einer Gittergröße von 2.5° in der Breite und 5° in der Länge produziert.

Das Mittel der absoluten Differenzen beider Karten liegt bei 0-3 TECU. Die größten Unterschiede sind erwartungsgemäß dort, wo die größte Datendichte ist. Vergleicht man direkt die Zeitreihen der verschiedenen TEC-Karten (ein Beispiel ist in Abb. 4.4 zu finden), so ist zu erkennen, dass die DLR-Karten wesentlich mehr Details enthalten als die IGS-Karten. Zum einen können bei der Erstellung der IGS-Karten Details durch die Mittelung verschiedener TEC-Karten verloren zu gehen. Zum anderen können verschiedene Rekonstruktionstechniken zu den Differenzen führen.

Die Korrelation mit der von der Ionosonde Juliusruh gemessenen kritischen Frequenz $foF2$ (ebenfalls in Abb. 4.4), die proportional zur maximalen Elektronendichte der F2-Schicht ist, ergibt einen Korrelationskoeffizienten von 0.84 für die DLR Nordpol-TEC-Karten und 0.96 für die IGS-TEC-Karten. Ohne die Kenntnis der Schichtdicke ist jedoch nicht einzuschätzen, welche TEC-Karten den Zustand der Ionosphäre besser wiedergeben. Im Zuge dieser Arbeit werden primär die DLR-TEC-Karten analysiert und die Ergebnisse der IGS-TEC-Karten validierend im Anhang ergänzt.

Kapitel 5

Analysemethoden

Die Spektralanalyse bezeichnet die Zerlegung einer Funktion/eines Signals in seine spektralen Komponenten, d.h. in seine Frequenzanteile. Sie gibt die Möglichkeit, sowohl periodische als auch stochastische Merkmale zu identifizieren. In dieser Arbeit soll die Spektralanalyse zur Identifikation periodischer Signale genutzt werden. Eine große Auswahl von Verfahren zur Spektralanalyse hilft in vielfältigen Anwendungsfällen treffsichere Aussagen über die im Signal enthaltenen Frequenzanteile zu machen. Die Verfahren zur spektralen Zerlegung von Signalen können nach *Buttkus* (1991) in drei Klassen unterteilt werden¹. Erstens die klassischen Verfahren, d.h. lineare Operationen wie z.B. Fourier- und Waveletanalysen, zweitens die Modellanpassungsverfahren, bei denen die Leistungsspektren abgeschätzt werden, wie z.B. autoregressive Verfahren und die Nutzung der Singulärwertzerlegung, und drittens informationstheoretische Ansätze. Von den drei Gruppen wurden verschiedene Verfahren getestet² mit dem Ergebnis, dass die klassischen Verfahren als am zuverlässigsten eingeschätzt wurden, weil die wenigsten Annahmen an das Signal gemacht werden. Die Fourier- und die Waveletanalyse werden in den beiden folgenden Abschnitten kurz beschrieben. Aus beiden Analysen wurde ein Verfahren zur Detektion von PW zusammengestellt, das in Abschnitt 5.3 erklärt wird. Der Einsatz der Waveletanalyse zur Signalfilterung und zum Downsampling wird in Abschnitt 5.2.3 beschrieben.

¹Andere Klassifizierungen sind auch möglich.

²Diese Vorstudien werden wegen ihrer Komplexität nicht hier dargestellt.

5.1 Fourieranalyse

5.1.1 Fourierspektrum

Nach dem Satz von Fourier kann jedes Signal f durch die Summe unendlich vieler Teilschwingungen beschrieben werden

$$f(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{f}(\omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (5.1)$$

Dies gilt für stetige Funktionen im Hilbertraum der quadratintegrierbaren Funktionen. In Gl. 5.1 sind $\hat{f}(\omega) = 0.5(C(\omega) + iS(\omega))$ die Fourierkoeffizienten, die die Amplituden $A(\omega) = \sqrt{S(\omega)^2 + C(\omega)^2}$ und die Phase $\phi = \arctan(C(\omega)/S(\omega))$ der Teilsignale mit der Kreisfrequenz ω beschreiben. Die Fourierkoeffizienten werden berechnet durch

$$\mathcal{F}f(\omega) = \hat{f}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt. \quad (5.2)$$

Die Gleichung 5.2 beschreibt die Fouriertransformation, die das Signal $f(t)$ in seine spektralen Anteile $\hat{f}(\omega)$ zerlegt, während die Gleichung 5.1 die inverse Fouriertransformation darstellt. Die ω -Ebene wird als Frequenz- oder Phasenraum bezeichnet. Das Parseval'sche Theorem beschreibt den Erhalt der Energie, d.h. die Energie von $\hat{f}(\omega)$ entspricht der Energie von $f(t)$:

$$\|f(t)\|^2 = \langle f(t), f(t) \rangle = \langle \hat{f}(\omega), \hat{f}(\omega) \rangle = \|\hat{f}(\omega)\|^2 \quad (5.3)$$

Das Fourierspektrum $P_f(\omega) = \hat{f}(\omega) \cdot \hat{f}^*(\omega)$, das oft auch als Leistungsdichtespektrum bezeichnet wird, ist das komplexe Produkt der Fouriertransformierten. Der Betrag von $\hat{f}(\omega)$, oder die Wurzel des Fourierspektrums, beschreibt die Amplituden der Teilsignale und wird als Amplitudenspektrum bezeichnet.

Die Definitionen der kontinuierlichen Fouriertransformation in Gl. 5.1 und Gl. 5.2 gelten nicht im Fall eines diskreten Signals. Für ein diskretes Signal x_t , das auf dem Intervall $[0, N\Delta t]$ gleichmäßig abgetastet wird und sich im Unendlichen periodisch fortsetzt, gilt die endliche diskrete Fouriertransformation (DFT, Gl. 5.5) und ihre Inverse (Gl. 5.4).

$$x_t = \sum_{n=-N/2}^{N/2} \hat{x}_n e^{2\pi i \frac{nt}{N}} \quad t = 0, 1, \dots, N-1 \quad (5.4)$$

$$\hat{x}_n = \frac{1}{N} \sum_{t=0}^{N-1} x_t e^{-2\pi i \frac{nt}{N}} \quad n = -N/2, \dots, N/2 \quad (5.5)$$

Dabei ist N die Anzahl der diskreten Punkte und Δt die Abtastrate. Für die DFT gilt das Nyquisttheorem, welches besagt, dass keine Frequenzen größer als $\omega_d = (2\Delta t)^{-1}$ (Nyquistfrequenz) abgetastet werden können. Die kleinste abtastbare Frequenz ist $(N\Delta t)^{-1}$.

Sind die Daten normalverteilt, so ist sowohl der reelle Teil, als auch der imaginäre Teil des Fourierspektrums normalverteilt. Weil das Quadrat einer normalverteilten Variable χ_1^2 verteilt ist mit einem Freiheitsgrad, ist $|\hat{x}_n|^2$ χ_2^2 verteilt mit 2 Freiheitsgraden.

$$\frac{N|\hat{x}_n|^2}{2\sigma^2} \Rightarrow \frac{1}{2}P_k\chi_2^2$$

$N|\hat{x}_n|^2/2\sigma^2$ ist das mit der Varianz von σ^2 normierte Fourierspektrum von x_t . Die 95% signifikanten Amplituden eines normalverteilten Signals werden durch die Multiplikation des Fourierspektrums seines Hintergrundrauschens P_k mit dem 95% Wert für χ_2^2 bestimmt (*Torrence und Compo*, 1998). Die Beschreibung des Hintergrundrauschens ist deshalb essentiell für die Bestimmung der Signifikanzen. Das Hintergrundrauschen der verwendeten Daten ist annähernd weißes Rauschen. Bei weißem Hintergrundrauschen ist $P_k = 1$.

5.1.2 Korrelation und Kreuzspektrum

Eines der wichtigsten Gesetze für die Fouriertransformation ist der Faltungssatz. Die Faltung zweier Funktionen $f(t)$ und $g(t)$ wird eingeführt als:

$$c_{fg}(\tau) = f * g(\tau) = \int_{\mathbb{R}} f(t)g(\tau - t)dt. \quad (5.6)$$

τ ist die Verschiebung der beiden Signale. Der Faltungssatz besagt, dass die Fouriertransformation einer Faltung gleich dem Produkt der Fouriertransformierten der beiden Signale ist

$$\mathcal{F}(f * g)(\omega) = \sqrt{2\pi}\hat{f}(\omega) \cdot \hat{g}(\omega).$$

Die Nutzung des Faltungssatzes bietet somit eine schnelle Möglichkeit zur Berechnung der Korrelation und Autokorrelation von Signalen. Die Korrelationskoeffizienten sind gegeben durch:

$$c_{fg}(\tau) = \mathcal{F}^{-1}\left(\hat{f}(\omega) \cdot \hat{g}(\omega)\right)(\tau)$$

$$c_{ff}(\tau) = \mathcal{F}^{-1}\left(\hat{f}(\omega) \cdot \hat{f}(\omega)\right)(\tau).$$

Das komplexe Produkt von 2 Fouriertransformierten wird als Kreuzspektrum bezeichnet.

$$P_{fg}(\omega) = \hat{f}(\omega) \cdot \hat{g}^*(\omega) = L(\omega) - iQ(\omega) = |P_{fg}(\omega)|e^{i\Phi(\omega)} \quad (5.7)$$

Zu beachten ist, dass das Kreuzspektrum komplex ist. Der Realanteil L wird Kospektrum oder Wirkspektrum und der Imaginäranteil Q Quadratspektrum oder Blindspektrum genannt. Das Kospektrum misst dabei den Zusammenhang der beiden Reihen, die in Phase liegen, während das Quadratspektrum den Zusammenhang der beiden Komponenten erfasst, die um 90° verschoben sind.

Nach Gl. 5.7 bilden Ko- und Quadratspektrum gemeinsam die sogenannte Kreuzamplitude $|P_{fg}| = \sqrt{L^2 + Q^2}$, also denjenigen Teil der Varianz beider Prozesse, der durch eine feste Phasendifferenz $\Phi = \arctan(-Q/L)$ beschrieben werden kann.

5.1.3 Amplitudenmodulation

Wird ein periodisches Trägersignal $c(t)$ mit einem beliebigen Signal $g(t)$ multipliziert, spricht man von Amplitudenmodulation.

$$f(t) = c(t) \cdot g(t)$$

Die Frequenz des Trägersignals ω_c wird als Trägerfrequenz bezeichnet. Zu unterscheiden ist die Modulation von reellen und komplexen Trägersignalen. Bei der Modulation von komplexen Signalen $c(t) = e^{i\omega_c t}$ findet eine Verschiebung des Spektrums um ω_c statt

$$\begin{aligned} \hat{f}(\omega) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{\mathbb{R}} e^{-i\omega_c t} g(t) e^{-i\omega t} dt \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{\mathbb{R}} g(t) e^{-i(\omega + \omega_c)t} dt \\ &= \hat{g}(\omega + \omega_c), \end{aligned} \tag{5.8}$$

während bei der Modulation von reellen Trägersignalen $c(t) = \cos \omega_c t = 0.5(e^{i\omega_c t} + e^{-i\omega_c t})$ das Spektrum von $g(t)$ auf beiden Seiten der Trägerfrequenz gespiegelt wird.

$$\begin{aligned} \hat{f}(\omega) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{\mathbb{R}} 0.5(e^{i\omega_c t} + e^{-i\omega_c t}) g(t) e^{-i\omega t} dt \\ &= \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{\mathbb{R}} g(t) e^{-i(\omega - \omega_c)t} dt + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{\mathbb{R}} g(t) e^{-i(\omega + \omega_c)t} dt \right) \\ &= \frac{1}{2} (\hat{g}(\omega - \omega_c) + \hat{g}(\omega + \omega_c)) \end{aligned} \tag{5.9}$$

Die Energie der Frequenzkomponenten von g wird im Fourierspektrum von f zu gleichen Teilen auf die Seitenbänder aufgeteilt.

Weil natürliche Trägersignale im Allgemeinen reell sind, wird in den folgenden Untersuchungen von Gl. 5.9 ausgegangen. Durch leichte Umformungen lassen sich die Seitenbänder wieder zurückrechnen auf die Modellierfrequenz.

5.1.4 Kurzzeit-Fourieranalyse

Die Fourieranalyse bietet keine zeitlokalen Informationen über die Frequenzen eines Signals. In vielen Fällen ist es aber von Interesse, die zeitliche Variabilität des Signals und seiner Frequenzen zu untersuchen. Eine Möglichkeit ist die Kurzzeit-Fourieranalyse (oder auch gefensterter Fouriertransformation), die als Standardtechnik für die Zeit-Frequenz-Lokalisierung etabliert ist (*Daubechies*, 1992). Eine alternative Methode ist die Wavelettransformation, die im folgenden Abschnitt (5.2) besprochen wird. Die Kurzzeit-Fourieranalyse kann als eine Vorstufe zur Wavelettransformation betrachtet werden.

Für die Kurzzeit-Fourieranalyse wird eine Fensterfunktion g_w gewählt, die ein Maximum von 1 bei $t = 0$ hat und ab $\pm w/2$ gegen Null geht (*Bäni*, 2002). Das Signal $f(t)$ wird mit einer um τ

verschobenen Version der Fensterfunktion $g_w(t - \tau)$ multipliziert, wodurch eine bessere zeitliche Lokalisierung der Frequenzkomponenten erzielt wird. Die Fouriertransformation wird auf das „gefensterte“ Signal $f g_w$ angewandt. Die Gauß'sche Glockenkurve $g_w(t) := e^{-kt^2}$, die in dieser Arbeit verwendet wird, ist eine oft genutzte Fensterfunktion. Sie hat die Vorteile, dass ihre Fouriertransformierte wieder eine Gauß'sche Glocke ist, und dass sie die Heisenberg'sche Unschärferelation optimal minimiert. Die Genauigkeit der zeitlichen Lokalisierung hängt von der Fensterbreite w ab. Weil die Gaußkurve unendlich breit ist, gilt hier die Varianz als Fensterbreite.

Die Kurzzeit-Fouriertransformation ist definiert durch

$$\hat{f}(\tau, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) g_w(t - \tau) e^{-i2\pi\omega t} dt. \quad (5.10)$$

Abbildung 5.1 zeigt das Spektrum der Kurzzeit-Fouriertransformation eines Beispielsignals, das den

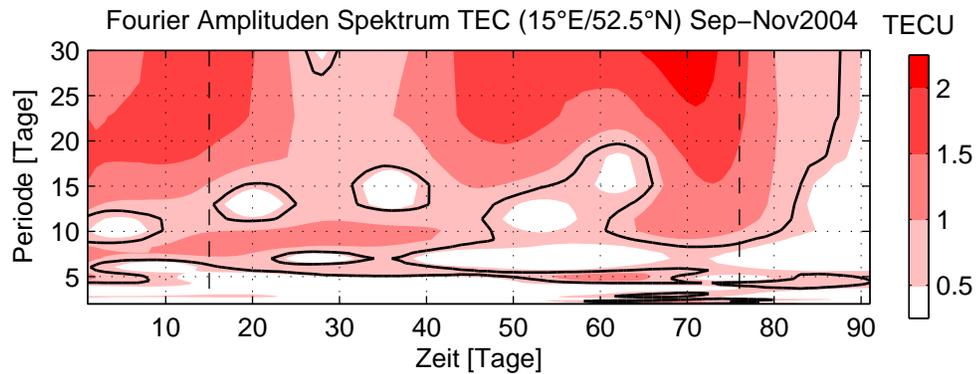


Abbildung 5.1: Amplitudenspektrum berechnet mit der Kurzzeit-Fourieranalyse mit der Gaußfunktion als Fensterfunktion (Fensterbreite 30 Tage). Die schwarze durchgezogene Linie umschließt die Gebiete mit 95% Signifikanz. Die gestrichelten Linien begrenzen den verlässlichen Bereich der Analyse.

TEC-Karten entnommen wurde. Als Fensterfunktion g dient die Gauß'sche Glockenkurve mit einer Fensterbreite von 30 Tagen. Die Perioden-Zeit-Darstellung wurde gewählt, weil die im Phasenraum sehr eng liegenden Perioden der PW in dieser Darstellungsart im Allgemeinen besser abgebildet werden können.

Da an den Rändern nur wenig Signalinformationen in die Analyse eingehen, sind die äußeren 15 Tage des Spektrums nicht repräsentativ. Sie sind durch gestrichelte Linien abgegrenzt. Signifikante Schwingungen des TEC sind vor allem mit Perioden von 8 bis 10 Tagen, 5 Tagen und nach dem 60. Tag zwischen 2 und 3 Tagen im Spektrum abzulesen. Die Schwingungen mit Perioden größer als 15 Tage sind im Fourierspektrum nur schwer zu separieren. Grund ist zum einen, dass in diesem Bereich die Fourierfrequenzen weit auseinander liegen und zum anderen, dass durch den sogenannten Leakage-Effekt (in Abschnitt 5.1.5 näher beschrieben) die Energie eines Signals, das

eine Frequenz zwischen zwei Fourierfrequenzen hat, auf mehrere Fourierkoeffizienten verteilt wird. In Abb. 5.1 ist zu erkennen, dass die kleineren Perioden deutlich schärfer im Phasenraum abgebildet werden als die großen Perioden. Dieser Unterschied entsteht hauptsächlich durch die in dieser Darstellungsweise enger liegenden Fourierfrequenzen im unteren Bereich des Spektrums. Allerdings besagt die Heisenberg'sche Unschärferelation, die das Verhältnis zwischen der Auflösung eines Spektrums in Zeit und Phase beschreibt, dass bei zunehmender Schärfe der Phase die Schärfe in der Zeit abnimmt. Deshalb ist anzunehmen, dass im höher frequenten Bereich des Spektrums die Schwingungen mit dieser Methode nicht exakt lokalisiert werden können.

5.1.5 Beschränkungen der diskreten Fourieranalyse

Obwohl die diskrete Fourieranalyse eine sehr genaue Variante der spektralen Zerlegung diskreter Signale ist, sind trotzdem zwei Schwächen zu beachten.

Erstens wird das Signal ausschließlich an den Fourierfrequenzen sehr gut wiedergegeben. Wenn die Frequenz eines Teilsignals nicht exakt eine Fourierfrequenz trifft, sondern zwischen zwei Fourierfrequenzen liegt, wird die Energie des Signals verteilt (Leakage-Effekt). Zu beachten ist, dass nicht die gesamte Energie auf die beiden benachbarten Fourierfrequenzen verteilt wird, sondern auch auf den zweiten und dritten Nachbarn. Rund 9% der Energie ist zwei Fourierfrequenzen und 3% vier Fourierfrequenzen vom Originalsignal entfernt. Der Leakage-Effekt kann vermindert werden, indem die Abtastrate erhöht wird.

Zweitens ist zu beachten, dass das abgetastete Signal nur Frequenzen unterhalb der Nyquistfrequenz enthält. Signale oberhalb der Nyquistfrequenz erzeugen eine Verfälschung des Originalsignals. Dieser Effekt, der sich Aliasing nennt, ist bei jeder Spektralanalyse mit diskret abgetasteten Signalen zu beachten. Durch die diskrete Abtastung einer Zeitreihe werden kurzwellige (d.h. hochfrequente) periodische Anteile als langwellige (niederfrequente) Komponenten detektiert. Zur Vermeidung der damit verbundenen Schwierigkeiten ist das Nyquisttheorem zu beachten.

5.2 Waveletanalyse

5.2.1 Kontinuierliche Wavelettransformation

Die Wavelettransformation ist ein Werkzeug, das Daten, Funktionen oder Operatoren in Komponenten verschiedener Frequenzen aufspaltet und jede Komponente dann mit einer Auflösung untersucht, die zu ihrer Skala passt. Ähnlich wie die Kurzzeit-Fourieranalyse spricht man bei der Signalanalyse mit der Wavelettransformation von einer Zeit-Frequenz-Methode, weil das Ergebnis von zwei Variablen abhängig ist, der Skala s (oder Frequenz) und der Zeitverschiebung τ (*Daube-*

chies, 1992).

Die kontinuierliche Wavelettransformation $W_\Psi x$ einer Zeitreihe $x(t)$ ist definiert als Faltung der Zeitreihe mit einer Familie von translatierten und dilatierten Funktionen $\Psi_{s,\tau}(t)$. Die Waveletkoeffizienten $W_\Psi x$ werden mit

$$W_\Psi x(s, \tau) = \langle x, \Psi_{s,\tau} \rangle = \frac{1}{\sqrt{c_\Psi}} \int_{-\infty}^{\infty} x(t) \Psi_{s,\tau}^*(t) dt \quad (5.11)$$

berechnet. Die spitzen Klammern beschreiben das innere Produkt (Skalarprodukt) beider Funktionen. Dabei ist die Waveletfunktion

$$\Psi_{s,\tau}(t) = |s|^{-p} \Psi_0 \left(\frac{t - \tau}{s} \right) \quad (5.12)$$

das mit τ verschobene und mit s skalierte Mutterwavelet Ψ_0 . Der Parameter $s \in \mathbb{R}, s \neq 0$ wird aus diesem Grund als Skalenfaktor und $\tau \in \mathbb{R}$ als Translationsparameter bezeichnet. Im Term $|s|^{-p}$ bewirkt s eine vertikale Streckung oder Kompression, abhängig von p . In der Literatur wird gewöhnlich $p = 0.5$ gesetzt (bspw. *Torrence und Compo, 1998*), damit die Norm von $\Psi_{s,\tau}(t)$ gleich der Norm des Mutterwavelets ist.

$$\begin{aligned} \|\Psi_{s,\tau}\|^2 &= \int \Psi_{s,\tau}^*(t) \Psi_{s,\tau}(t) dt \\ &= |s|^{1-2p} \int \Psi_0^*(u) \Psi_0(u) du \end{aligned} \quad (5.13)$$

Wird das Mutterwavelet Ψ_0 auf 1 normiert, ergibt sich aus der Gleichung 5.13, dass die Waveletkoeffizienten $W_\Psi x$ für $p = 0.5$ normiert sind (*Kaiser, 1994*). In dieser Arbeit wird deshalb $p = 0.5$ verwendet.

Soll das Signal rekonstruiert werden, so muss die Energie der wavelettransformierten Funktion gleich der Energie der Funktion sein. Daraus ergibt sich die Zulässigkeitsbedingung für Wavelets

$$0 < c_\Psi := 2\pi \int_{\mathbb{R}} |\hat{\Psi}_0(\eta)|^2 \frac{d\eta}{|\eta|} < \infty. \quad (5.14)$$

Nur Funktionen, die diese Bedingung erfüllen, sind Wavelets.

Als nächstes soll die Parseval'sche Identität angewendet werden. Demnach ist das innere Produkt zweier Vektoren gleich dem inneren Produkt ihrer beiden Fouriertransformierten.

$$W_\Psi x(s, \tau) = \langle x, \Psi_{s,\tau} \rangle = \langle \hat{x}, \hat{\Psi}_{s,\tau} \rangle \quad (5.15)$$

Die Fouriertransformierte von $\Psi_{s,\tau}$ ist

$$\begin{aligned} \hat{\Psi}_{s,\tau}(\omega) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int |s|^{-p} \Psi_0 \left(\frac{t - \tau}{s} \right) e^{-i\omega t} dt \\ &= |s|^{1-p} e^{-i\omega\tau} \hat{\Psi}_0(s\omega) \end{aligned} \quad (5.16)$$

Setzt man Gl. 5.16 in Gl. 5.15 ein, ergibt sich eine weitere Möglichkeit zur Berechnung der Waveletkoeffizienten:

$$W_{\Psi}x(s, \tau) = \frac{\sqrt{2\pi}}{\sqrt{c_{\Psi}}} |s|^{1-p} \mathcal{F}^{-1}[\hat{x}(\omega) \hat{\Psi}_0^*(s\omega)] \quad (5.17)$$

Somit ist gezeigt, dass die Waveletkoeffizienten auch durch die inverse Fouriertransformation aus dem komplexen Produkt der beiden Fouriertransformierten berechnet werden kann. Die Schnelligkeit des Algorithmus kann mit dieser Methode deutlich verbessert werden.

Die hier beschriebene Waveletanalyse liefert die Energie der Teilsignale abhängig von der Zeit, aber nicht die exakte Amplitude. Nur unter der Bedingung, dass

$$\hat{\Psi}(\omega_0) = \frac{\sqrt{c_{\Psi}}}{\sqrt{2\pi}\sqrt{a}} \quad (5.18)$$

ist, ergeben die Absolutwerte der Waveletkoeffizienten die tatsächlichen Amplituden der Teilsignale. Das Morlet-Wavelet wird in dieser Arbeit als Mutterwavelet Ψ_0 gewählt. Wegen seiner Form (ein Kosinus multipliziert mit einer Gaußfunktion) ist dieser Wavelettyp besonders gut für die Analyse von Wellenphänomenen geeignet. Das Morlet-Wavelet wird wie folgt definiert (*Torrence und Compo*, 1998):

$$\Psi_0(\eta) = \frac{1}{\sqrt[4]{\pi}} e^{i\omega_0\eta} e^{-\eta^2/2} \quad (5.19)$$

Dabei ist η ein dimensionsloser Zeitparameter. Durch den Faktor $1/\sqrt[4]{\pi}$ wird das Morlet-Wavelet auf 1 normiert. Genau genommen ist das Morlet-Wavelet kein richtiges Wavelet, weil die Zulässigkeitsbedingung (Gl. 5.14) eines Wavelets nicht erfüllt ist. In Gl. 5.18 wurde aber gezeigt, dass für die reine spektrale Zerlegung eines Signals das Wavelet nicht normiert sein muss und somit die Zulässigkeitsbedingung nicht erfüllt werden muss. Der Faktor c_{Ψ} aus der Waveletanalyse verschwindet. Die dimensionslose Frequenz ω_0 wird mit 6 festgelegt, um die Zulässigkeitsbedingung bestmöglich anzunähern.

Die Fouriertransformierte $\hat{\Psi}_0$ für das Morlet-Wavelet ergibt sich wie folgt

$$\hat{\Psi}_0(\zeta) = \frac{1}{\sqrt[4]{\pi}} e^{-\frac{1}{2}(\zeta-\omega_0)^2} \quad (5.20)$$

Das Maximum des Fouriertransformierten Wavelets bestimmt die zum Skalierungsfaktors s zugehörige Fourierfrequenz. Es wird lokalisiert durch die zentrale Frequenz ω_0 . Somit steht die Skala s über ihren reziproken Wert mit der Frequenz in Beziehung.

Ähnlich wie bei der Fouriertransformation entspricht die Wahrscheinlichkeitsverteilung des Waveletspektrums einer normalverteilten Zufallsvariable einer χ_2^2 -Verteilung mit 2 Freiheitsgraden.

$$\frac{|W_{\psi}f(s, \tau)|^2}{\sigma^2} \Rightarrow \frac{1}{2} P_{\chi_2^2} \quad (5.21)$$

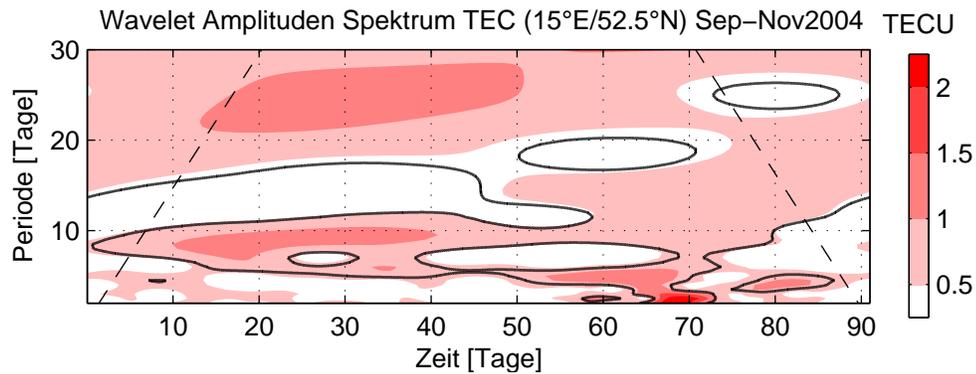


Abbildung 5.2: Waveletamplitudenspektrum berechnet mit dem Morlet-Wavelet mit $\omega_0 = 6$. Die schwarze durchgezogene Linie umschließt die Gebiete mit 95% Signifikanz. Die gestrichelten Linien begrenzen den verlässlichen Bereich der Analyse.

P_k ist wieder das mittlere Fourierspektrum. Das 95% Vertrauensintervall wird durch die Multiplikation von $0.5P_k$ mit dem 95% Wert der χ^2_2 -Verteilung berechnet.

Abbildung (5.2) zeigt das Waveletamplitudenspektrum des Beispielsignals, für das schon in Abb. 5.1 das Kurzzeit-Fourierspektrum dargestellt wurde. Im Periodenbereich zwischen 5 und 10 Tagen sind das Fourier- und das Waveletspektrum nahezu identisch. Im unteren Bereich des Spektrums zeigt die Waveletanalyse eine deutlich feinere zeitliche Auflösung als die Fourieranalyse. Eine kurzzeitige Störung mit großer Amplitude, wie sie durch geomagnetische Stürme hervorgerufen werden kann, kann im Waveletspektrum am Tag 70 beobachtet werden. Auch im oberen Teil des Waveletspektrums kann anders als beim Fourierspektrum eine Schwingung mit ca. 25 Tagen Periode identifiziert werden, die nahe der solaren Rotationsperiode ist.

Mit diesem Beispiel konnten 2 Vorteile der Waveletanalyse gegenüber der Fourieranalyse demonstriert werden: die feine zeitliche Lokalisierung hochfrequenter Signalanteile und die bessere Frequenzbestimmung niederfrequenter Signalanteile. Eine ausführlichere Gegenüberstellung beider Methoden wird in Abschnitt 5.2.4 dargestellt.

5.2.2 Kreuzwaveletanalyse und Waveletkohärenz

Es ist auch möglich, Kreuzwaveletanalysen von 2 Zeitreihen durchzuführen und damit die Idee der Kreuzkorrelation auf die Zeit-Frequenzdarstellung bzw. Zeit-Skalendarstellung zu erweitern. Bei zwei Zeitreihen f und g und deren Wavelettransformation $W_\Psi f$ und $W_\Psi g$ lässt sich ein Kreuz-waveletspektrum $W_\Psi fg$ definieren:

$$W_\Psi fg = W_\Psi f \cdot W_\Psi g^*. \quad (5.22)$$

Wenn das Mutterwavelet komplexwärtig ist, lässt sich das Kreuzspektrum in Real- und Imaginärteil, bzw. in Amplitude und Phase aufteilen:

$$W_{\Psi}fg = L - iQ = |W_{\Psi}fg|e^{i\Phi}. \quad (5.23)$$

Dabei ist $|W_{\Psi}fg| = \sqrt{L^2 + Q^2}$ das Kreuzamplitudenspektrum und $\Phi = \arctan(-Q/L)$ das Kreuzphasenspektrum.

In Analogie zur Fourieranalyse existiert eine Waveletkohärenzfunktion.

$$WC_{\Psi}fg = \frac{|\langle W_{\Psi}fg \rangle|}{\sqrt{\langle W_{\Psi}f \cdot W_{\Psi}f^* \rangle \langle W_{\Psi}g \cdot W_{\Psi}g^* \rangle}} \quad (5.24)$$

Die eckigen Klammern bedeuten in diesem Fall, einen Erwartungswert zu bilden. Der Erwartungswert wird in der Praxis oft durch eine Glättung in Zeit und Skala ermittelt (*Maraun und Kurths, 2004*). Eine lineare Beziehung zwischen f und g zur Zeit τ auf der Skala s wird im Waveletkohärenzspektrum durch $WC_{\Psi}fg(s, \tau) = 1$ angezeigt.

5.2.3 Inverse Wavelettransformation

In dieser Arbeit wird die Waveletanalyse nicht allein zur spektralen Darstellung genutzt, sondern auch zur Filterung in Zeit und Frequenz lokalisierter Teilsignale oder ganzer Frequenzbänder und zum Downsampling der Daten. Dazu wird mit der inversen Wavelettransformation aus dem reduzierten Spektrum das gefilterte Signal rekonstruiert.

Wie die Fouriertransformation ist die Wavelettransformation wegen der Parsevalschen Relation eine Isometrie auf L_2 .

$$\|f\|^2 = \|W_{\Psi}f\|^2 \quad (5.25)$$

Die Energie des Ausgangssignals f ist gleich der Energie des wavelettransformierten Signals $W_{\Psi}f$. Die Wavelettransformation wird also durch den adjungierten Operator invertiert. Damit ist die Inverse von $W_{\Psi}f$ gleich der Adjungierten.

$$\langle f, f \rangle = \langle W_{\Psi}f, W_{\Psi}f \rangle = \langle W_{\Psi}^*(W_{\Psi}f), f \rangle \quad (5.26)$$

Das Signal f kann mit der folgenden Gleichung aus ihrer Wavelettransformierten rekonstruiert werden

$$\begin{aligned} f(x) &= (c_{\psi\varphi})^{-1} W_{\varphi}^* W_{\psi}f \\ &= (c_{\psi\varphi})^{-1} \int_{\mathbb{R}} \int_{\mathbb{R} \setminus \{0\}} W_{\psi}f(s, \tau) \varphi\left(\frac{x - \tau}{s}\right) \frac{dsd\tau}{s^2}. \end{aligned} \quad (5.27)$$

$c_{\psi\varphi} := 2\pi \int_{\mathbb{R} \setminus \{0\}} \hat{\psi}(\eta) \hat{\varphi}(\eta) \frac{d\eta}{|\eta|}$ ist ein von den verwendeten Wavelets ψ und φ abhängiger Rekonstruktionsfaktor, der endlich und ungleich Null sein muss.

Wie die vorangehende Gleichung zeigt, muss das rekonstruierende Wavelet φ nicht identisch mit dem zerlegenden Wavelet ψ sein. Im Fall der Zerlegung mit dem Morlet-Wavelet muss sogar ein anderes Wavelet genutzt werden, weil das Morlet-Wavelet nicht die Zulässigkeitsbedingung erfüllt. Mit Hilfe einer leicht modifizierten Form des Morlet-Wavelets

$$\hat{\varphi}(\omega) = \frac{1}{\sqrt[4]{\pi}} |\omega| e^{-\frac{\omega_0 - \omega}{2}}$$

kann die Rekonstruktion jedoch verlustlos durchgeführt werden. Der Rekonstruktionsfaktor ist in diesem Fall $c_{\psi\varphi} = 2\pi$.

Die Wavelettransformation bietet somit eine gute Möglichkeit zur Filterung von Signalen. In dieser Arbeit wird sie zur Vermeidung des Aliasing-Effektes beim Downsampling der Daten und zur Filterung zeitlich und spektral lokalisierter Teilsignale eingesetzt. Dazu werden bestimmte Koeffizienten im Waveletspektrum auf Null gesetzt und anschließend aus dem modifizierten Spektrum das gefilterte Signal rekonstruiert. Die verwendete Filtermethode ist in *Borries und Hoffmann (2010)* nachzulesen.

5.2.4 Analogien und Unterschiede zur Kurzzeit-Fourieranalyse

Eine auffällige Gemeinsamkeit von Fourier- und Waveletanalyse ist schon in ihren Formeln zu erkennen. Beide bilden das innere Produkt aus dem Signal und einer Familie von Analysefunktionen. Im Fall der Waveletanalyse ist die Analysefunktion eine Familie von Wavelets und im Fall der Fourieranalyse eine Fensterfunktion.

Der Unterschied zwischen beiden Methoden liegt in der Form der Analysefunktionen. Die Fensterfunktion der Fourieranalyse hat immer dieselbe Größe, unabhängig von der untersuchten Frequenz. Dagegen besitzt die Waveletfunktion Zeitspannen, die der Frequenz angepasst sind. Hochfrequente Wavelets sind schmal und niederfrequente Wavelets breiter. Dadurch ist die Waveletanalyse besser geeignet, um kurzzeitige hochfrequente Phänomene aufzulösen (*Daubechies, 1992; Barthlott, 2003*).

Ein weiterer wichtiger Unterschied beider Methoden ist, dass die Waveletanalyse im Gegensatz zur Fourieranalyse nichtstationäre Signale, die sich in Frequenz und Amplitude mit der Zeit ändern, wiedergeben kann. Weil in dieser Arbeit nicht von stationären Signalen ausgegangen werden kann, wird hauptsächlich die Waveletanalyse angewandt. Auch der Leakageeffekt, der ein Problem der Fourieranalyse ist, tritt bei der Waveletanalyse nicht auf. Die Vorteile der Waveletanalyse werden deutlich im Vergleich der beiden Beispielspektren in Abb. 5.1 und Abb. 5.2.

5.3 Frequenz-Wellenzahl-Analyse

Von den PW ist bekannt, dass sie sich hauptsächlich in zonaler Richtung bewegen. Werden Daten wie z.B. Reanalysen bezüglich PW analysiert, wird in den meisten Fällen die meridionale Bewegung der PW vernachlässigt. Für die Analyse der PWTO im TEC gilt zwar, dass die Bewegungsrichtung vollständig untersucht werden muss, jedoch erlaubt die geringe meridionale Ausdehnung der TEC-Karten keine verlässlichen Aussagen über die meridionale Bewegung der PWTO. Aus diesem Grund kann auch bei dieser Untersuchung von einem 2-dimensionalen Problem ausgegangen werden. Ein Modell für die gesuchten Wellen ist die Gleichung für ebene Wellen.

$$f(x, t) = A \cos(kx + \omega t) \quad (5.28)$$

Die Welle wird durch die drei Größen Amplitude A , Wellenzahl k und Frequenz ω beschrieben. Gegeben ist ein Datensatz f mit der räumlichen Ausdehnung x und der zeitlichen Ausdehnung t . Das Ziel ist, die Wellen anhand ihrer zonalen Ausdehnung (Wellenzahl), ihrer Bewegungsrichtung und ihrer Frequenz zu charakterisieren.

Die verwendete Methode wird im Allgemeinen, weil sie Signale nach Frequenz und Wellenzahl aufschlüsselt, Frequenz-Wellenzahl-Analyse oder kurz FK-Analyse genannt. Es handelt sich dabei um eine 2-dimensionale spektrale Zerlegung, für die verschiedene Methoden der Spektralanalyse verwendet werden können. In dieser Arbeit werden die bereits vorgestellten Fourier- und Waveletanalysen verwendet.

Die FK-Analyse wurde schon in der Arbeit von *Hayashi* (1971) detailliert beschrieben. Die Methode soll hier kurz zusammengefasst werden.

Zuerst wird der Datensatz entlang der räumlichen Dimension spektral zerlegt. Die Fourieranalyse liefert Fourierkoeffizienten, die die Information über Amplitude und Phase für jede Wellenzahl k für jeden Zeitpunkt t tragen.

$$\hat{f}(k, t) = |\hat{f}(k, t)| e^{i\Phi} = C(k, t) - iS(k, t) \quad (5.29)$$

Die Kosinus- ($C(k, t)$) und Sinuskomponenten ($S(k, t)$) der Fourierkoeffizienten tragen die Information über die zeitliche Entwicklung der Wellenamplitude, nur dass sie räumlich um $\pi/2$ versetzt sind. C und S werden in der zeitlichen Dimension Fouriertransformiert. Aus den Fouriertransformierten \hat{C} und \hat{S} werden die Leistungsspektren P_c und P_s und das Kreuzspektrum P_{sc} berechnet.

$$P_c(k, \omega) = \hat{C}(k, \omega) \cdot \hat{C}(k, \omega)^* \quad (5.30)$$

$$P_s(k, \omega) = \hat{S}(k, \omega) \cdot \hat{S}(k, \omega)^* \quad (5.31)$$

$$P_{sc}(k, \omega) = \hat{S}(k, \omega) \cdot \hat{C}(k, \omega)^* = L_{sc}(k, \omega) - iQ_{sc}(k, \omega) \quad (5.32)$$

P_c und P_s enthalten bereits die Informationen über die Wellenzahl und die Frequenz der auftretenden Wellen. Das Wirkspektrum Q enthält die entscheidenden Informationen über die Bewe-

gungsrichtung der Wellen. Bei ostwärts (westwärts) laufenden Wellen ist das Wirkspektrum *positiv* (*negativ*) und bei stehenden Wellen, die mathematisch aus 2 entgegengesetzt laufenden gleichstarken Wellen bestehen, ist $Q = 0$. Das Leistungsspektrum der nach der Bewegungsrichtung separierten Wellenkomponenten ist (hergeleitet durch *Hayashi*, 1971):

$$4P(k, \pm\omega) = P_c(k, \omega) + P_s(k, \omega) \pm 2Q_{sc}(k, \omega) \quad (5.33)$$

Ostwärts (westwärts) gerichtete Wellenkomponenten sind durch ein positives (negatives) Vorzeichen gekennzeichnet. Da die stehende Welle analytisch durch die Summe von zwei entgegengesetzten gleichgroßen Wellenkomponenten entsteht, ist das Leistungsspektrum der stehenden Welle

$$P_{stand}(k, \omega) = 2 \min(P(k, +\omega), P(k, -\omega)) \quad (5.34)$$

Die Spektren der sich tatsächlich ostwärts (westwärts) bewegenden Wellen ergeben sich aus der Differenz der ostwärts (westwärts) gerichteten Wellenkomponente (Gl. 5.33) und dem Anteil der stehenden Welle.

$$P_e(k, \omega) = P(k, +\omega) - 0.5P_{stand}(k, \omega) \quad (5.35)$$

$$P_w(k, \omega) = P(k, -\omega) - 0.5P_{stand}(k, \omega) \quad (5.36)$$

Stationäre Wellen sind durch eine konstante Amplitude und konstante Phase definiert. Sie werden in der FK-Analyse durch die Mittelwerte von C und S beschrieben.

$$P_{stat}(k) = \overline{C(k, t)}^2 + \overline{S(k, t)}^2 \quad (5.37)$$

Die Vorteile der Waveletanalyse können in der FK-Analyse genutzt werden, indem die zweite Fourieranalyse durch die Waveletanalyse ersetzt wird. Somit kann das zeitliche Auftreten bestimmter Wellen genau lokalisiert werden.

Kapitel 6

TEC-Variationen mit solarem Ursprung

6.1 Einleitung

Während die solare Variation im Bereich von Tagen und Wochen auf die klimatische Variabilität der mittleren und unteren Atmosphäre nur einen sehr geringen Effekt hat, sind die Auswirkungen in der oberen Atmosphäre sehr groß und schnell. Der Großteil der auf die Erde treffenden solaren Strahlung wird in der oberen Atmosphäre absorbiert, wodurch sie stark aufgeheizt wird. Auf Variationen der solaren Strahlung reagiert die obere Atmosphäre generell sehr sensibel. Es ist deshalb zu erwarten, dass einige in der Ionosphäre beobachteten PWTO durch Variationen der solaren Strahlung verursacht werden. Diesem Aspekt soll sich nun gewidmet werden.

In diesem Kapitel werden im zweiten Abschnitt solare Variationen mit periodischem Auftreten und Periodenlängen zwischen 2 und 30 Tagen anhand von Spektralanalysen geeigneter Messgrößen identifiziert. Die Auswirkungen auf die Ionosphäre werden mit Korrelationsanalysen im dritten Abschnitt dargestellt. Im vierten Abschnitt wird der Anteil der durch die Sonnenvariation verursachten Variabilität des $\Delta\text{TEC}_{\text{rel}}$ ermittelt und die Spektren der $\Delta\text{TEC}_{\text{rel}}$ -Zeitreihen um diese Variationen bereinigt. Eine Zusammenfassung und Diskussion der Ergebnisse findet im fünften Abschnitt statt.

6.2 Parameter zur Beschreibung des solaren Einflusses

Die von der Sonne emittierte Strahlung ist über einen großen Spektralbereich verteilt. Für die Ionosphäre sind die kurzen Wellenlängen (UV-, EUV- und Röntgenstrahlung) von Bedeutung (*Hargreaves, 1992*). Sie werden von der Chromosphäre und Korona emittiert. Fast kontinuierliche direkte Messungen der solaren Strahlungsintensität sind erst seit der TIMED-SEE (Thermosphere Ionosphere Mesosphere Energetics and Dynamics - Solar EUV Experiment) Mission, die 2002 startete,

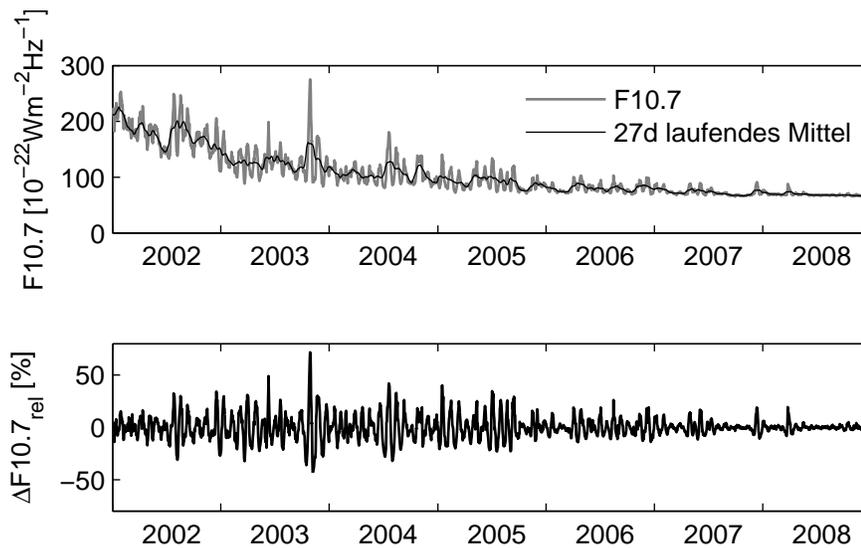


Abbildung 6.1: oben: 10.7cm Radioflussindex (F10.7, graue Linie) und das 27-tägige laufende Mittel (schwarze Linie); unten: relative Differenzen zwischen F10.7 und laufendem Mittel. Die Anstriche auf der Zeitachse kennzeichnen den 01. Januar des Jahres.

vorhanden. Solange diese Messungen noch nicht vorhanden waren, wurden gewöhnlich Messungen der thermischen Radioemission genutzt, die bis heute als effiziente Proxies der solaren Strahlungsintensität dienen.

Verschiedene Arten von Radioemissionen spiegeln unterschiedliche Aspekte der solaren Aktivität wider. Thermische Emissionen (Wärmestrahlung, infrarote Strahlung) sind die ganze Zeit präsent. Sie entsprechen den Temperaturen der emittierenden Regionen. Radiowellen mit einer Wellenlänge von Zentimetern, die in der oberen Chromosphäre entspringen, werden als Maß für die in die Erdatmosphäre eintretende EUV-Strahlung genutzt. Der 10.7cm Radioflussindex (folgend F10.7 genannt) entspricht der über die Sonnenscheibe gemittelten spektralen Energieflussdichte bei einer Frequenz von 2.8GHz bzw. bei einer Wellenlänge von 10.7cm (Prölss, 2004). Er ist ein etablierter Proxy (angewandt bspw. in Jakowski et al., 1991; Bouwer, 1992; Kane et al., 1995; de Adler et al., 1997; Rodger und Jarvis, 2000; Bachmann et al., 2004; Floyd et al., 2005; Vellante et al., 2007; Oinats et al., 2008; Dudok de Wit et al., 2008; Hathaway, 2010), jedoch ist zu beachten, dass die Genauigkeit des F10.7 eingeschränkt ist. Die Studien von Dudok de Wit et al. (2008) ergaben, dass verschiedene Indizes die Variationen des EUV unterschiedlich abbilden. Aber kein einzelner Index ist in der Lage, gleichzeitig die Variabilität des EUV auf Zeitskalen über 27 Tagen und die relativen Veränderungen der Strahlung auf kürzeren Zeitskalen zufriedenstellend zu approximieren. Sie erklären, dass auch von der Kombination verschiedener EUV-Proxies keine signifikante Verbesserung erwartet wird.

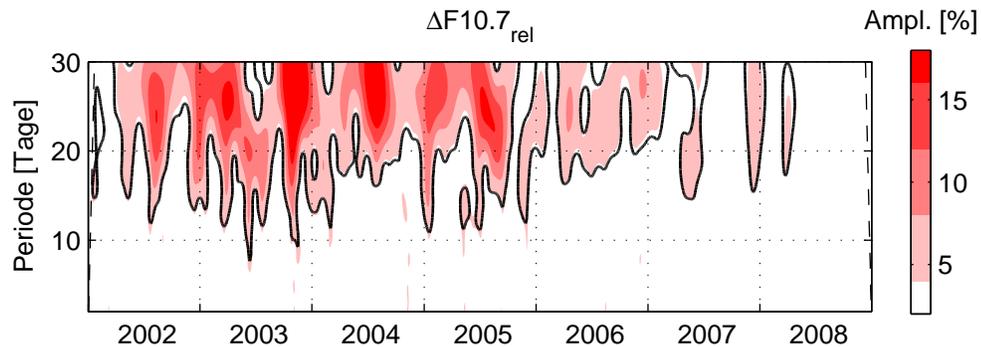


Abbildung 6.2: Waveletamplitudenspektrum von $\Delta F10.7_{rel}$. Die vertikalen Gitterlinien kennzeichnen die Jahreswechel (1. Januar).

Die Untersuchungen in der vorliegenden Arbeit nutzen den Proxy F10.7 für die Analyse der Variabilität der solaren Strahlung. Der F10.7 ist für den Untersuchungszeitraum (2002-2008) in Abb. 6.1 (oben) dargestellt. Im Jahr 2002, das sich im solaren Maximum befindet, sind die F10.7 Werte maximal, während 2008 die Werte sehr niedrig sind. Sonnenflecken, die die solare Aktivität charakterisieren, treten im solaren Aktivitätsmaximum gehäuft auf und sind selten im solaren Aktivitätsminimum. 2008 befindet sich im absoluten Minimum zwischen zwei 11jährigen solaren Zyklen (23 und 24). In diesem Jahr trat kaum ein Sonnenfleck auf.

Zur Untersuchung der solaren Variationen mit Perioden von mehreren Tagen und Wochen wird $\Delta F10.7_{rel}$ eingeführt (berechnet wie ΔTEC_{rel} in Gl. 4.13). Dabei wird der durch den 11jährigen Sonnenzyklus entstandene Trend durch die Berechnung von relativen Differenzen zu einem laufenden Mittel (Mittel über 27Tage, schwarze Linie, Abb. 6.1, oben) reduziert. Die Berechnung des $\Delta F10.7_{rel}$ dient der besseren Vergleichbarkeit zu Variationen im ΔTEC_{rel} . Das Waveletspektrum von $\Delta F10.7_{rel}$ gibt deutlich die Rotationsperiode der Sonne wieder, die im Mittel bei 27 Tagen liegt. Sie ist am stärksten in den Jahren 2002-2005. Vereinzelt erscheint auch die halbe Rotationsperiode mit 13 Tagen, bspw. im Frühjahr 2005. Signifikante Variationen mit Perioden unter 10 Tagen treten im $\Delta F10.7_{rel}$ nicht auf.

Die Sonne verliert ständig Masse (Materie). Dieser Strom von Masse wird Sonnenwind genannt. Die Quelle des Sonnenwindes ist die heiße Korona der Sonne. Das Plasma der Korona ist so heiß, dass die Schwerkraft der Sonne es nicht halten kann. Obwohl die Entstehung des Sonnenwindes grundsätzlich verstanden wird, sind Details darüber, wie und wo die koronalen Gase beschleunigt werden, noch nicht geklärt. Die mittlere Geschwindigkeit des Sonnenwindes ist ca. 400km/s, jedoch unterliegt sie starken Schwankungen. Sowohl die Windgeschwindigkeit als auch die Zusammensetzung

zung ändert sich, und der Sonnenwind trägt magnetische Wolken¹ und interagierende Regionen mit sich. Die Windgeschwindigkeit ist hoch (ca. 800km/s) über koronalen Löchern und gering (ca. 300km/s) über sogenannten „Streamers“. Je nach Konstellation der koronalen Löcher können unterschiedliche Quasi-Perioden des Sonnenwindes in der Nähe der Sonne auftreten (*Song et al.*, 2009).

Der Sonnenwind ist neben der Strahlung die zweite wichtige Form des Einflusses der Sonne auf die Erdatmosphäre (*Hargreaves*, 1992). Obwohl der Sonnenwind nicht bis zum Boden gelangt, ist sein Einfluss in der oberen Atmosphäre signifikant (*Prölss*, 2004; *Habarulema et al.*, 2009; *Juusola et al.*, 2009; *Palmroth et al.*, 2009). Der Sonnenwind koppelt über Rekonnektion des interplanetarischen Magnetfeldes (IMF) mit dem Geomagnetfeld und somit in die Magnetosphäre ein. Variationen der Feldstärke des IMF, der Windgeschwindigkeit, der Teilchendichte und des dynamischen Drucks des Sonnenwindes werden dabei in die Magnetosphäre übertragen (*Palmroth et al.*, 2009). Jedoch ist die Reaktion der Magnetosphäre auf die Variation der Sonnenwindparameter bis heute nur teilweise bekannt.

Verschiedene Instrumente messen den Sonnenwind, z.B das „Solar Wind Experiment“ (SWE), das an Bord des Satelliten WIND durchgeführt wird. Allerdings sind die Daten, wie bei fast jeder Sonnenwindmessung, nicht ganz vollständig. Meist zu extremen Ereignissen, wie Flares (Sonneneruptionen), sind Datenlücken vorhanden. Vorbereitend für die spektralen Analysen werden stündliche Mittel der absoluten Windgeschwindigkeit gebildet. Mit dieser homogenen Abtastrate sind während des Untersuchungszeitraums 94% der Daten verfügbar. Um bei den Spektralanalysen Randeffekte zu vermeiden, werden die Lücken linear interpoliert. Die Analyseergebnisse an den Interpolationsstellen werden jedoch nicht berücksichtigt.

Das Waveletamplitudenspektrum der absoluten Windgeschwindigkeiten des Sonnenwindes, gemessen vom SWE, wird in Abb. 6.3 gezeigt. Die Zeiten, in denen keine Daten vorhanden sind, sind grau gekennzeichnet.

Das Spektrum in Abb. 6.3 zeigt, dass der Sonnenwind in den Perioden zwischen 2 und 30 Tagen deutlich variabler ist als der $\Delta F_{10.7,rel}$. Die Perioden der häufigsten und stärksten Variationen sind Harmonische der solaren Rotationsperiode mit 27, 13, 9 und 7 Tagen. Beispielsweise im Jahr 2005 ist deutlich eine sehr dominante 9-tägige Periode zu beobachten. Auch die 13-tägige halbe Rotationsperiode ist immer wieder präsent. In den Jahren 2003 und 2006 sind auch verstärkt 7-tägige Perioden zu beobachten. Ursache der harmonischen Variationen des Sonnenwindes sind korotierende interaktive Regionen (CIR) im Sonnenwind. CIR sind Regionen, in denen Masseströme mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten interagieren. Die Geschwindigkeit des Sonnenwindes variiert abhängig von den Bedingungen in der Korona. Wie bereits erwähnt, kommen hohe Sonnenwindge-

¹Magnetische Wolken entstehen im Sonnenwind, wenn Sonneneruptionen („solar flares“ und „coronal mass ejections“) Material aus der Sonne mitführen, eingebettet in das interplanetare Magnetfeld (IMF).

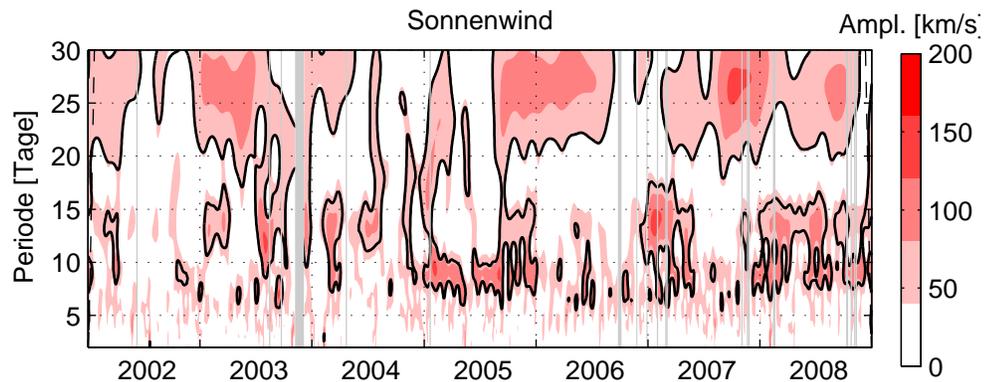


Abbildung 6.3: Waveletamplitudenspektrum vom Sonnenwind (SWE absolute Windgeschwindigkeit). Datenlücken sind grau abgesetzt. Die vertikalen Gitterlinien kennzeichnen die Jahreswechsel (1. Januar).

schwindigkeiten von koronalen Löchern und niedrige von „Streamern“. Während die Sonne rotiert, korotieren diese Regionen und produzieren Muster wie ein rotierender Rasensprenger. Wenn ein langsamer Strom durch einen schnellen eingeholt wird, interagieren beide Ströme und können eine Schockwelle produzieren. Diese beschleunigt die Partikel zu sehr hohen Geschwindigkeiten. Die obere Atmosphäre reagiert auf die Variationen des Sonnenwindes. Verschiedene Messungen (z.B. Infrarot-Energiehaushalt der Thermosphäre) konnten im Jahr 2005 eine 9-Tage-Periode in der Hochatmosphäre nachweisen (*Mlynczak et al., 2008*). Der Ursprung dieser 9-tägigen Variation kann auf eine quasi-periodische Variation des Sonnenwindes zurückgeführt werden, die durch 3 (zu dieser Zeit um genau 120° versetzt liegende) Sonnenflecken hervorgerufen wurde.

Eine indirekte Wirkung auf die Ionosphäre hat der Sonnenwind über die Kopplung mit dem geomagnetischen Feld. In der Magnetopausenregion wird Energie des Sonnenwindes in die Magnetosphäre übertragen. In dieser Region wird ein Großteil des Verhaltens der Magnetosphäre und der Ionosphäre in hohen Breiten bestimmt (*Hargreaves, 1992*), denn wie in Kap 2.2.3 beschrieben wurde, beeinflusst das geomagnetische Feld die Bewegung ionisierter Partikel und modifiziert somit die elektrischen Ströme der Ionosphäre und die Bewegung des Plasmas.

Der Störungszustand des geomagnetischen Feldes wird durch verschiedene Indizes wiedergegeben (siehe Kap. 2.2.3). Einer davon ist der Kp-Index. Der Kp-Index beschreibt die Abweichung der magnetischen Feldstärke vom Mittel innerhalb von 3-Stunden-Intervallen, die von ca. 12 ausgewählten magnetischen Observatorien gemessen werden. Nach lokaler Wichtung und Mittelung wird der Kp-Wert für jede 3 Stunden eines Tages auf einer Skala von 0 (sehr ruhig) bis 9 (sehr gestört) festgelegt (*Hargreaves, 1992*). Die Skala ist quasi-logarithmisch und die Zahlenwerte sind noch einmal durch die Symbole + und – unterteilt.

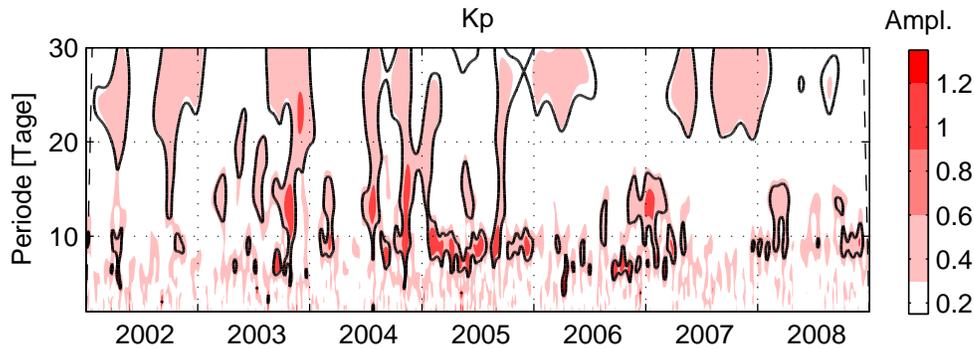


Abbildung 6.4: Waveletamplitudenspektrum des Kp-Index. Die vertikalen Gitterlinien kennzeichnen die Jahreswechsel (1. Januar).

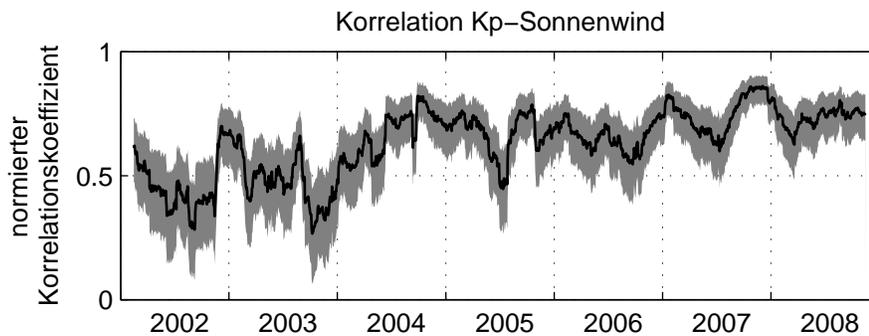


Abbildung 6.5: Korrelation zwischen Kp und Sonnenwind. Die Korrelation wurde unter einem gleitenden Fenster mit der Weite 90 Tage berechnet. Die graue Schattierung kennzeichnet das 95%-Vertrauensintervall. Die vertikalen Gitterlinien kennzeichnen die Jahreswechsel (1. Januar).

Der Einfluss des Sonnenwindes auf die Variationen des geomagnetischen Feldes ist gut zu erkennen, wenn das Waveletamplitudenspektrum von Kp (Abb. 6.4) mit dem des Sonnenwindes (Abb. 6.3) verglichen wird. Beide Spektren zeigen sehr ähnliche Merkmale. Beispielsweise tritt die dominante 9-tägige Periode im Jahr 2005 sowohl im Sonnenwind als auch im Kp deutlich in Erscheinung. Die Korrelationsstudie in Abb. 6.5 zeigt, dass der Korrelationskoeffizient zwischen Kp und der absoluten Sonnenwindgeschwindigkeit im Mittel bei 0.59 liegt. Die Korrelation ist im solaren Minimum (ca. 2006 bis 2008) höher als im solaren Maximum (ca. 2002 und 2003).

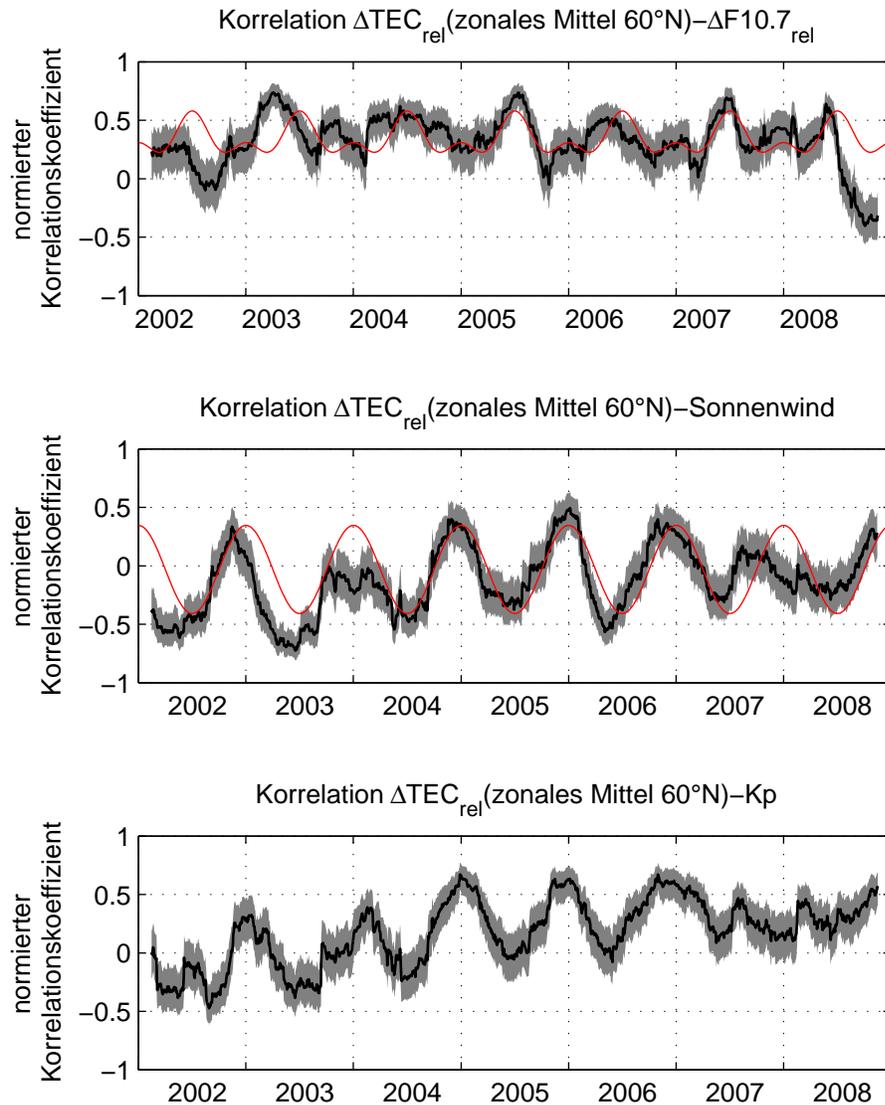


Abbildung 6.6: Korrelation von $\Delta\text{TEC}_{\text{rel}}$ (zonales Mittel 60°N) mit $\Delta\text{F10.7}_{\text{rel}}$ (oben), $\Delta\text{TEC}_{\text{rel}}$ mit der absoluten Sonnenwindgeschwindigkeit (Mitte) und $\Delta\text{TEC}_{\text{rel}}$ mit Kp (unten). Die Korrelation wurde unter einem gleitenden Fenster mit der Fensterlänge 90 Tage berechnet. Die graue Schattierung kennzeichnet das 95% Vertrauensintervall. Rote Kurven zeigen die mit der Methode der kleinsten Quadrate ermittelten Modelle der Korrelationswerte. Die vertikalen Gitterlinien kennzeichnen die Jahreswechel (1. Januar).

6.3 Korrelation zwischen TEC und solaren Parametern

Der Zusammenhang zwischen TEC und den drei im vorangehenden Kapitel beschriebenen Größen F10.7, Sonnenwind und Kp wird in diesem Abschnitt untersucht. Als Maß für den TEC wird das zonale Mittel von $\Delta\text{TEC}_{\text{rel}}$ bei 60°N (hier ist die Datenabdeckung vergleichsweise hoch) gewählt. Die Ergebnisse der Korrelationsanalysen sind in Abb. 6.6 dargestellt. Anders als bei der Korrelation zwischen Kp und dem Sonnenwind, deren Ergebnis durchgängig hohe Korrelationswerte zeigt, schwanken die Korrelationswerte zwischen $\Delta\text{TEC}_{\text{rel}}$ und den drei Größen F10.7, Sonnenwind und Kp deutlich.

Die Koeffizienten der Kreuzkorrelation zwischen $\Delta\text{TEC}_{\text{rel}}$ und dem differentiellen $\Delta\text{F10.7}_{\text{rel}}$ (Abb. 6.6, oben) schwanken zwischen -0.4 und 0.8 und liegen im Mittel bei 0.3. Erwartungsgemäß treten die höchsten Werte während des Untersuchungszeitraums im Sommer auf, wenn die Sonneneinstrahlung am größten ist. Sekundäre Maxima in den Korrelationskoeffizienten treten oft (vor allem im Sonnenaktivitätsminimum) im Winter auf. In der Nähe der Äquinoktien, wenn der TEC klimatologisch am größten ist, ist die Korrelation mit dem differentiellen F10.7 meist gering. Mit der Methode der kleinsten Quadrate ist ein Modell der Korrelationswerte approximiert worden (rote Kurve in Abb. 6.6, oben), das die beschriebene halbjährliche periodische Variation der Korrelation zwischen $\Delta\text{TEC}_{\text{rel}}$ und F10.7 wiedergibt. Die Betrachtung des Modells der Korrelationswerte läßt einen Zusammenhang zu Variationen der Neutralgasdichte vermuten. Aufgrund von Neutralgasdynamiken weist die Neutralgasdichte einen ähnlichen aber antikorrelierten halbjährlichen Zyklus auf. Die Neutralgasdichte in der Thermosphäre ist maximal an den Äquinoktien und minimal an den Solstizien. Das primäre Maximum liegt im Oktober und das primäre Minimum im Juni (bspw. *Sehnal*, 1987; *Tawadrous*, 1989). Mit der Dichte verändert sich die Rekombinationsrate. Je größer die Dichte, desto kleiner ist die freie Weglänge und desto größer ist die Rekombinationsrate, was zu einer geringeren Ionisation führt. Zusätzlich ist im Sommer das Verhältnis $\mathcal{R}[0/0_2]$ klein (geringere Ionisation) und die Sonne ist bei 60°N am höchsten im Zenit (größter Wirkungsgrad). Nur während einer geringen Neutralgasdichte im Juni wird somit die Variation des TEC maßgeblich durch die solare Strahlung beeinflusst. Die in den Jahren 2003 und 2004 beobachtete Abweichung der Korrelationswerte vom Modell/ von der Neutralgasdichte könnte seine Ursache in einer hohen Anzahl geomagnetischer Stürme haben. Sie verursachen kurzfristig starke Änderungen in der Ionisation, während die Thermosphäre nur langsam reagiert. Der Zusammenhang zur thermosphärischen Dichte wird somit durch andere Prozesse überlagert. Nicht erklären lässt sich zum aktuellen Zeitpunkt die negative Korrelation in der zweiten Hälfte des Jahres 2008. Die Klärung dieser Beobachtung geht jedoch über das Ziel dieser Arbeit hinaus.

Die Kreuzkorrelation zwischen $\Delta\text{TEC}_{\text{rel}}$ und der absoluten Windgeschwindigkeit des Sonnenwindes (Abb. 6.6, mittig) zeigt deutlich einen jährlichen Zyklus mit negativer Korrelation im Sommer und

positiver im Winter. Ein mit der Methode der kleinsten Quadrate ermitteltes Modell des klimatologischen Verlaufs der Korrelationskurve ist in Abb. 6.6 rot eingezeichnet. Der saisonale Zyklus der Korrelationswerte ist in der Übergangsphase vom solaren Maximum zum solaren Minimum (2004-2006) am stärksten ausgeprägt. Die größten absoluten Korrelationswerte werden 2005 und 2006 gemessen. Der maximale absolute Korrelationskoeffizient beträgt 0.7. In der Zeit der maximalen Korrelation wird auch eine größere Variabilität des Sonnenwindes aufgrund von CIRs beobachtet (*Zhang et al.*, 2008). Im solaren Maximum ist die Korrelation im Winter gering und im solaren Minimum fast Null. Weil der Sonnenwind in den Polregionen in die Magnetosphäre einkoppelt, wird sein Einfluss mit zunehmender Breite größer. In Polnähe ist der saisonale Zyklus deutlich stärker ausgeprägt und die maximalen Korrelationswerte sind größer als in mittleren Breiten. Bei 80°N wird in jedem Sommer ein Korrelationskoeffizient von mindestens -0.5 gemessen (keine Abbildung). Ähnliche saisonale Abhängigkeiten wurden für die Elektronendichteänderungen bei geomagnetischen Stürmen beobachtet (*Förster und Jakowski*, 2000). Der beobachtete saisonale Zyklus kann durch die veränderte Sonneneinstrahlung erklärt werden. Einfallende Partikel des Sonnenwindes führen im Sommer zu einer Aufheizung der unteren Thermosphäre. Die erhöhte Temperatur bewirkt die Diffusion molekularer Bestandteile in größere Höhen und somit eine größere Rekombination, die die negativen Korrelationswerte im Sommer erklärt. Im Winter, wenn das Verhältnis $\mathcal{R}[0/0_2]$ groß ist, können die durch den Sonnenwind eingetragenen Partikel zu einer Erhöhung der Ionisation führen. Zur Ermittlung der tatsächlichen Zusammenhänge zwischen den TEC- und den Sonnenwindvariationen sind detaillierte Untersuchungen notwendig. Diese Analysen gehen jedoch über das Ziel dieser Arbeit hinaus.

Aufgrund der hohen Korrelation zwischen Sonnenwind und Kp-Index ist zu erwarten, dass die Korrelation zwischen Kp und $\Delta\text{TEC}_{\text{rel}}$ ähnlich der Korrelation zwischen Sonnenwind und $\Delta\text{TEC}_{\text{rel}}$ ist. Tatsächlich ist derselbe saisonale Zyklus zu beobachten (Abb. 6.6, unten). Betrachtet man die Werte genauer, ist zu erkennen, dass $\Delta\text{TEC}_{\text{rel}}$ und Kp im Sommer nicht korrelieren. Der Effekt der Aufheizung der Thermosphäre durch den Teilcheneinfall im Sommer wirkt sich demnach kaum als geomagnetische Störung aus. Im Winter sind die Korrelationswerte positiv und meist größer als die Korrelationswerte zwischen Sonnenwind und $\Delta\text{TEC}_{\text{rel}}$. Dies deutet darauf hin, dass im Winter der Sonnenwind vor allem indirekt über die Kopplung in des Geomagnetfeld auf die Ionosphäre wirkt. Jedoch ist die Kopplung zwischen der geomagnetischen Aktivität und der Ionosphäre sehr komplex, weshalb die Korrelation zwischen $\Delta\text{TEC}_{\text{rel}}$ und Kp differenziert zu betrachten ist. Auf der einen Seite wird die geomagnetische Aktivität durch den Sonnenwind beeinflusst. Auf der anderen Seite finden aber auch Wechselwirkungen mit der Ionosphäre und dem Neutralgas statt, über die atmosphärische Parameter auf das Geomagnetfeld übertragen werden können. Diese Wechselwirkungen und der Fakt, dass die Energie des Sonnenwindes über die Magnetosphäre in die Ionosphäre gelangt, erklären die teilweise höheren Korrelationswerte zwischen Kp und $\Delta\text{TEC}_{\text{rel}}$ gegenüber denen

zwischen dem Sonnenwind und $\Delta\text{TEC}_{\text{rel}}$. Weil jedoch in Abb. 6.5 ein sehr starker Zusammenhang zwischen K_p und dem Sonnenwind gezeigt wurde, werden in dieser Arbeit die Variationen des K_p auf die Variation des Sonnenwindes zurückgeführt.

Die hier gezeigten Ergebnisse zeigen den dominierenden Einfluss der Sonne auf den TEC. Bestätigt werden diese durch die Korrelation von den genannten solaren Parametern mit den IGS-TEC-Daten (siehe Abb. B.1). Die solare EUV-Strahlung ist dabei für den größten Teil der TEC-Variationen verantwortlich. Aber auch der Sonnenwind hat über die Kopplung mit der Magnetosphäre einen erheblichen Einfluss, der gerade im Zeitskalenbereich von 2 bis 30 Tagen nicht vernachlässigt werden kann. Im Winter korreliert der Sonnenwind mit TEC positiv und im Sommer negativ.

Neben den solaren Einflüssen gibt es aber andere Prozesse, die den TEC derart beeinflussen, dass die Korrelation zu den solaren Größen reduziert wird. Eine Möglichkeit für solche Prozesse können atmosphärische Wellen sein. Die geringeren Korrelationswerte von F10.7 und Sonnenwind im Winter deuten auf meteorologische Einflüsse hin.

6.4 Abschätzung und Filterung der solaren Einwirkung

Den solaren Einfluss aus dem TEC-Signal zu eliminieren, ist eine komplexe Aufgabe. Zum einen erzeugt die Sonne quasi-periodische, diskontinuierliche Variationen mit ganz verschiedenen Frequenzen (siehe Abschnitt 6.3) und zum anderen kann die Sonne Auslöser von periodischen Prozessen sein, die mit keinem Sonnensignal korrelieren (bspw. die Anregung von AGW durch einen Sonnensturm). Für den ersten Fall, der periodischen Anregung durch die Sonne (erzwungene Schwingung), soll in diesem Kapitel der Anteil von $\Delta\text{TEC}_{\text{rel}}$ -Variationen bestimmt und eliminiert werden, der mit solaren Variationen korreliert. Der zweite Fall, der nur mittels Modellierung untersucht werden kann, ist ein aktuelles und komplexes Thema. Seine Untersuchung geht über den Umfang dieser Arbeit hinaus. Die Effekte solcher Ereignisse können zum heutigen Zeitpunkt nicht mit der erforderlichen Genauigkeit erfasst werden.

Periodische Variationen im $\Delta\text{F10.7}_{\text{rel}}$, Sonnenwind und K_p werden mit der kontinuierlichen Wavelettransformation (CWT) zeitlich und phasenmäßig lokalisiert. Die Waveletkoeffizienten im Spektrum des $\Delta\text{TEC}_{\text{rel}}$, die sich an den Positionen der 95% signifikanten Waveletkoeffizienten des $\Delta\text{F10.7}_{\text{rel}}$, Sonnenwind und K_p befinden, werden auf Null gesetzt. Das so reduzierte Waveletspektrum des $\Delta\text{TEC}_{\text{rel}}$ wird mit der inversen CWT zurücktransformiert, wodurch eine gefilterte Version des Signals entsteht ($\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$). Auf diese Weise können sehr genau lokalisierte Signale aus dem $\Delta\text{TEC}_{\text{rel}}$ eliminiert werden.

Für die Bestimmung der signifikanten Schwingungen im gefilterten Signal kann nicht mehr von weißem Rauschen als Hintergrundsignal ausgegangen werden. Mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation, bei der das beschriebene Filter auf weißes Rauschen angewendet wird, wird das neue Hin-

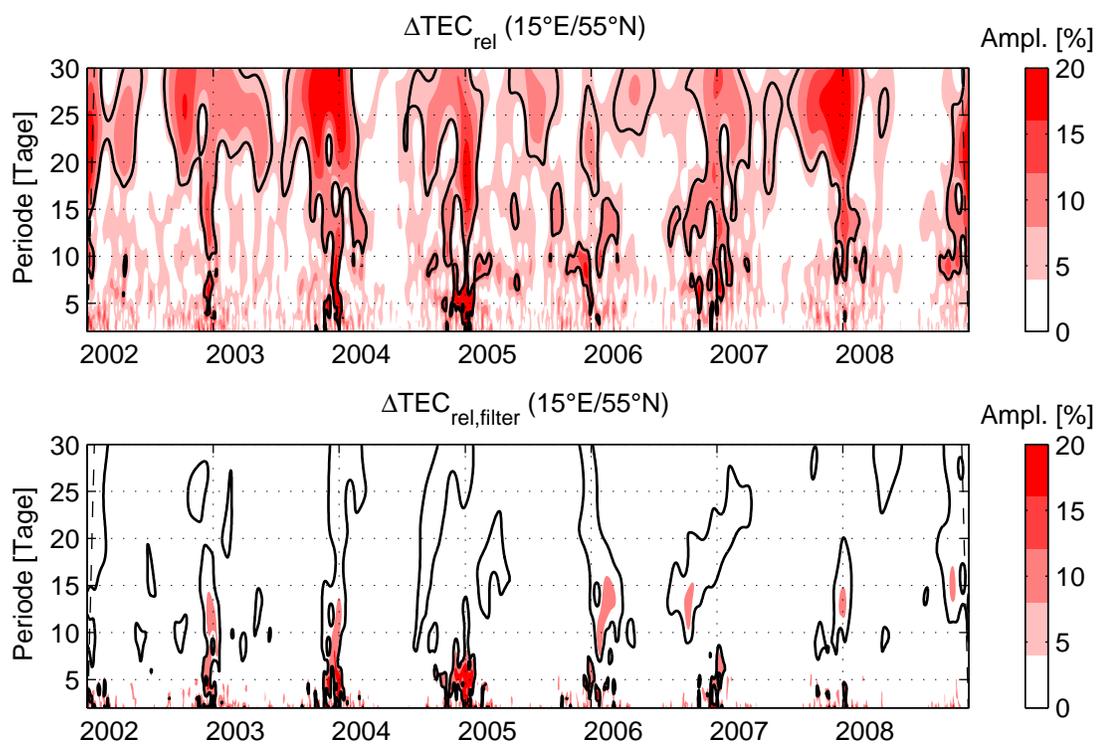


Abbildung 6.7: Oben: Waveletamplitudenspektrum von $\Delta\text{TEC}_{\text{rel}}$. Unten: Waveletspektrum des um die solaren Variationen bereinigten $\Delta\text{TEC}_{\text{rel}}$. 95% signifikante Amplituden sind mit schwarzen Linien umrandet. Die vertikalen Gitterlinien kennzeichnen die Jahreswechel (1. Januar).

tergrundspektrum des gefilterten Signals bestimmt. Durch die Verwendung des angepassten Hintergrundspektrums bei der Bestimmung des Signifikanzniveaus (Gl. 5.21) werden auch signifikante Oszillationen mit kleiner Amplitude im Waveletspektrum angezeigt (siehe Abb. 6.7 unten).

Ein Beispiel eines Waveletamplitudenspektrums von $\Delta\text{TEC}_{\text{rel}}$ für den Gitterpunkt $15^\circ\text{E}/55^\circ\text{N}$ wird in Abb. 6.7 oben gezeigt. Im Spektrum ist sehr deutlich die typische 27-tägige Sonnenrotationsperiode zu erkennen. Im Januar/Februar und November/Dezember 2005 ist auch die 9-tägige Periode, die aus dem Sonnenwind bekannt ist, zu erkennen. Diese Variationen treten nicht mehr im Waveletspektrum des gefilterten $\Delta\text{TEC}_{\text{rel}}$ (Abb. 6.7, unten) auf. Im Spektrum bleiben vor allem die Oszillationen im Winter und die kurzen Perioden erhalten.

Der Vergleich der Energie von $\Delta\text{TEC}_{\text{rel}}$ und $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$ zeigt, dass im Mittel ca. 50% der Energie von $\Delta\text{TEC}_{\text{rel}}$ den solaren Variationen zugeordnet werden (siehe Abb. 6.8, oben). Dieselben Analysen mit den IGS-TEC-Karten zeigen sogar einen Energieanteil der solaren Oszillationen der 60% übersteigt (siehe Abb. B.2, oben. Die Standardabweichung dieser Ergebnisse ist jedoch größer als die der DLR-TEC-Karten-Analysen). Zwischen solarem Maximum und Minimum gibt es keinen signifikanten Unterschied. Die separate Analyse für die Filterung von $\Delta\text{F10.7}_{\text{rel}}$ Oszillationen zeigt einen stärkeren Einfluss des EUV während des solaren Maximums (Abb. 6.8, unten links). Je größer die Aktivität der Sonne, desto stärker werden in der Ionosphäre Oszillationen im Periodenbereich von PW durch Variationen der EUV-Strahlung hervorgerufen. Eine wesentliche Rolle für die Wirkung der EUV-Strahlung auf die Ionisation hat der Zenitwinkel der Sonne. Je geringer der Zenitwinkel, desto stärker ionisierend wirkt die EUV-Strahlung. Dementsprechend ist in Abb. 6.8 (unten links) zu erkennen, dass der Anteil von EUV gesteuerten Variationen in $\Delta\text{TEC}_{\text{rel}}$ mit abnehmender geographischer Breite zunimmt.

Werden nur die Sonnenwindoszillationen gefiltert, ist kein signifikanter Unterschied zwischen solarem Maximum und Minimum zu erkennen (Abb. 6.8, unten rechts). In hohen Breiten ist der Einfluss des Sonnenwindes durch die einfallenden Partikel in der Cuspreionosphäre, die entlang der Feldlinien in die Ionosphäre eindringen, stärker. Deshalb ist zu erwarten, dass in hohen Breiten, ab 60°N bis zum Pol, ein höherer Anteil an PWTO durch den Sonnenwind angeregt wird. Weil aber der Sonnenwind genau wie der F10.7 die 27-tägige Periode enthält, kann der Anteil der Sonnenwindvariationen im $\Delta\text{TEC}_{\text{rel}}$ nicht genau bestimmt werden. Bei der Filterung des Sonnenwindsignals werden sowohl die durch den Sonnenwind angeregten Variationen als auch die des EUV gefiltert. Aus diesem Grund treten bei der Ermittlung des Anteils der Sonnenwindvariationen im $\Delta\text{TEC}_{\text{rel}}$ entgegen der Erwartung höhere Werte in mittleren Breiten auf, als am Pol (siehe Abb. 6.8, unten rechts).

Die Untersuchung zeigt, dass neben der Variabilität des EUV auch die Variation des Sonnenwindes für einen erheblichen Anteil der im $\Delta\text{TEC}_{\text{rel}}$ beobachteten PWTO verantwortlich ist. Beide Einflussgrößen zusammen verursachen ca. die Hälfte (bis zu 40-60%) der Energie der PWTO im

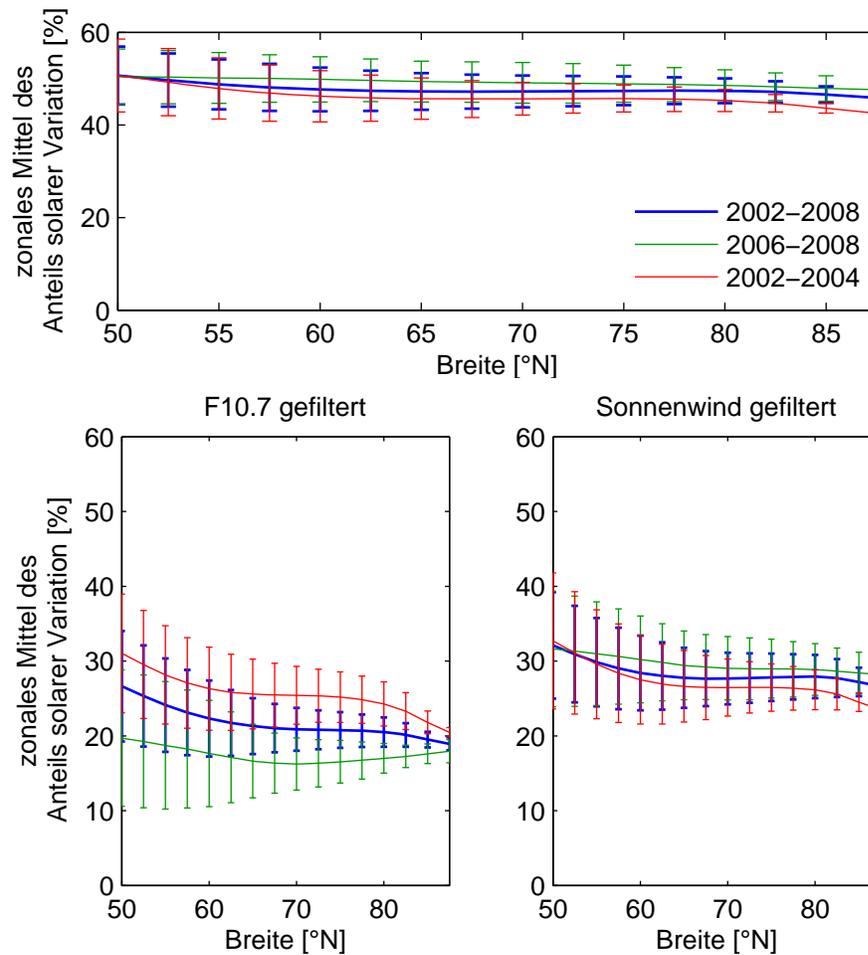


Abbildung 6.8: Abschätzung des Anteils solar gesteuerter Variationen im $\Delta\text{TEC}_{\text{rel}}$ in Abhängigkeit von der geographischen Breite. Dargestellt ist jeweils der zonal gemittelte Anteil. Oben: Filterung von $\Delta\text{F10.7}_{\text{rel}}$, Sonnenwind und K_p , Mittel der Jahre 2002-2008 (blau), Mittel im solaren Minimum 2006-2008 (grün); Mittel im solaren Maximum 2002-2004 (rot); Unten links: die Filterung des $\Delta\text{F10.7}_{\text{rel}}$ allein; Unten rechts: die Filterung des Sonnenwindes allein. Die Standardabweichung wird mit Balken angezeigt.

$\Delta\text{TEC}_{\text{rel}}$.

Abschließend wird noch einmal darauf hingewiesen, dass $\Delta\text{TEC}_{\text{rel}}$ bereits ein gefiltertes Signal ist. Die hier ermittelten Werte beschreiben nur den Anteil der solar gesteuerten PWTO, nicht den Anteil der solar gesteuerten TEC-Variation. Mit einfachen Mitteln, wie der multiplen Regression, lässt sich der TEC zu über 98% als Funktion des solaren Flusses (bspw. F10.7) und des Sonnenwindes darstellen. Das zeigt, dass der Anteil der PWTO ohne solaren Ursprung an der Gesamtvariation des TEC sehr gering ist.

Außerdem muss berücksichtigt werden, dass die verwendete Filtermethode „gierig“ ist. D.h., alle Variationen des $\Delta\text{TEC}_{\text{rel}}$, die zugleich und mit gleichen Eigenschaften wie solare Variationen auftreten, werden eliminiert, obwohl nicht mit Sicherheit ermittelt werden kann, ob sie der Auslöser für die $\Delta\text{TEC}_{\text{rel}}$ -Variation sind. Aus diesem Grund muss betont werden, dass bis zu 60% der $\Delta\text{TEC}_{\text{rel}}$ -Variationen einen solaren Ursprung haben.

Eine weitere Schwäche der Methode sind die verwendeten Daten. Da die Sonnenwinddaten nicht lückenlos sind und der F10.7 nur ein relativ grober Proxy der solaren EUV-Strahlung ist, ist es möglich, dass weiterhin solargesteuerte Variationen im gefilterten Signal enthalten sind. Dieser Fehlereinfluss wird als gering angenommen.

6.5 Zusammenfassung und Diskussion

In diesem Kapitel wurde die deutliche Korrelation von TEC zur solaren Variabilität belegt. Der starke Einfluss der Variation des EUV auf die Variabilität des TEC im Periodenbereich von ca. 27 Tagen ist lange bekannt (bspw. *Smith und Gottlieb, 1975; Jakowski et al., 1991; Kane et al., 1995*) und ist auch heute noch oft Diskussionsthema (*Oinats et al., 2008*). In der vorliegenden Arbeit wurde der Einfluss der EUV-Strahlung auf die Ionosphäre im Periodenbereich von 2-30 Tagen anhand einer Korrelationsstudie zwischen differentielltem TEC und differentielltem F10.7 untersucht. Eine hohe Korrelation wird durch die Kreuzkorrelation bestätigt (Korrelationskoeffizient bis zu 0.8). Dem Einfluss des Sonnenwindes mit der Zeitskala größer als 1 Tag wurde bis vor kurzem noch nicht viel Beachtung geschenkt. Erst 2008 wurden erste Messungen veröffentlicht, die eine durch den Sonnenwind induzierte 9-Tage-Periode in der oberen Atmosphäre beschreiben (*Mlynczak et al., 2008*). Kurz darauf erschienen auch erste Korrelationen zwischen Sonnenwindmessungen und TEC (*Lei et al., 2008*).

Die Untersuchung der Korrelationen mit einem laufenden Fenster enthüllt eine saisonale Abhängigkeit des Einflusses von Sonnenwind und EUV auf den TEC. Im Sommer ist der solare Einfluss am größten und zu den Äquinoktien am geringsten. Diese saisonal abhängige Korrelation wird auf die Variation der thermosphärischen Dichte, die Auswirkungen auf die Rekombinationsrate hat,

zurückgeführt. Im Winter ist die Korrelation zum differentiellen F10.7 und Sonnenwind geringer als im Sommer. Meteorologische Einflüsse, die in den folgenden Kapiteln näher untersucht werden, können die Ursache für die reduzierte Korrelation im Winter sein. Die Untersuchung der Korrelation von TEC und EUV-Strahlung während eines längeren Zeitraums wird für zukünftige Arbeiten angeregt, um die hier erzielten Ergebnisse statistisch zu fundieren. Eine Verbesserung wird auch durch die Verwendung von EUV-Messungen anstelle des Proxies F10.7 erwartet.

Die Oszillationen des $\Delta\text{TEC}_{\text{rel}}$ im Periodenbereich von PW, die durch quasi-periodische Variationen des Sonnenwindes oder quasi-periodischem Auftreten geomagnetischer Störungen (die meist direkt mit den Sonnenwindvariationen zusammenhängen) oder durch die Variation der einfallenden EUV-Strahlung hervorgerufen werden, konnten separiert, abgeschätzt und minimiert werden. Dazu wurden mit Hilfe der Wavelettransformation die sonnengetriebenen PWTO in den Spektren von Sonnenwind, Kp und $\Delta\text{F10.7}_{\text{rel}}$ lokalisiert und in den Spektren des relativen differentiellen TEC eliminiert. Dieser Ansatz, der neu im Zusammenhang mit der Analyse der PWTO ist, ist mathematisch motiviert, ignoriert jedoch physikalische Zusammenhänge und löscht gegebenenfalls mehr Signalkomponenten als notwendig. Weil mit dem aktuellen Stand der Forschung keine ausgereifte physikalische Methode entwickelt werden konnte, wurde diese Methode als beste Variante gewählt. Der Vergleich zwischen dem relativen differentiellen TEC und seinem gefilterten Signal hat gezeigt, dass im Mittel bis zu 50% der PWTO sonnengetrieben sind. Ein Großteil der ionosphärischen PWTO werden somit durch Variationen der einfallenden EUV-Strahlung oder durch Variationen des Sonnenwindes (bspw. in der Windstärke oder dem Druck) hervorgerufen. Während die Variationen der EUV-Strahlung sich direkt auf die Produktionsrate auswirken, werden die Sonnenwindvariationen indirekt durch die Kopplung des IMF mit dem geomagnetischen Feld und der Magnetosphäre oder der Aufheizung der unteren Thermosphäre bis in die Ionosphäre übertragen. Ähnliche Abschätzungen des Einflusses der geomagnetischen Aktivität wurden auch in *Xiong et al.* (2006) und *Forbes et al.* (2000) erzielt. Anhand einer Fallstudie wurde in *Xiong et al.* (2006) bestimmt, dass 30-50% der 5-, 10- und 13.5-Tage-Perioden, die in der kritischen Frequenz der F2-Schicht f_oF2 beobachtet werden, durch Variationen der geomagnetischen Intensität entstehen. In *Forbes et al.* (2000) wurde eine Variabilität der maximalen Elektronendichte $N_m(F2)$ (im Periodenbereich von 2 bis 30 Tagen) zu geomagnetisch gestörten Zeiten von ca. 45% festgestellt.

Bei der Auswertung der hier erzielten Ergebnisse und auch für die weiteren Analysen ist zu beachten, dass die verwendete Filtermethode nur periodische Signale eliminiert und nichtperiodische Signale, wie sie bspw. bei geomagnetischen Stürmen hervorgerufen werden, unberücksichtigt bleiben. Um diese TEC-Variationen zu filtern, müssten sie zunächst modelliert werden. Dies ist wegen der unterschiedlichen Auswirkung verschiedener Stürme in der Ionosphäre eine große Herausforderung. Es existiert eine Breite an Beobachtungen und Beschreibungen geomagnetischer Stürme (*Buonsanto*, 1999; *Förster und Jakowski*, 2000; *Afraimovich et al.*, 2001; *Baran et al.*, 2001; *Cander*

und Mihajlovic, 2005), jedoch sind für die hier vorgestellte Anwendung noch keine ausreichenden Modelle verfügbar. Da in dieser Arbeit periodische Effekte fokussiert werden, soll der aperiodische Einfluss der Sonne unberührt bleiben.

Kapitel 7

Charakteristische Eigenschaften der Signaturen planetarischer Wellen in der Ionosphäre

7.1 Einleitung

Nachdem im vorangehenden Kapitel der solare Einfluss weitestgehend aus dem $\Delta\text{TEC}_{\text{rel}}$ -Signal eliminiert wurde, sollen in diesem Kapitel ionosphärische PWTO anhand ihrer Wellenzahl, Bewegungsrichtung, Periodendauer und Stärke (Amplitude) charakterisiert werden. Diese Parameter werden aus den $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$ -Karten abgeleitet. Die TEC-Karten sind wegen ihrer räumlichen und zeitlichen Datenabdeckung momentan der einzige Datensatz, der eine solche Analyse ermöglicht. Andere Datensätze, wie bspw. die Messungen von Ionosonden und Magnetometern, bieten keine vergleichbare räumliche Abdeckung und Konsistenz. Jedoch ist es auch anhand der vorliegenden DLR-TEC-Karten noch nicht möglich, eine gültige Klimatologie der PWTO zu erklären. Der Untersuchungszeitraum von 7 Jahren (2002 bis 2008) ist relativ kurz, um das auftretende Spektrum der PWTO exakt erfassen zu können. Ein erster Eindruck der Klimatologie der PWTO kann dennoch vermittelt werden.

Im Folgenden werden die saisonale Abhängigkeit des Auftritts der PWTO in den mittleren Breiten (Abschnitt 7.2), die Breitenabhängigkeit der PWTO auf der Nordhemisphäre zwischen 50°N und dem Nordpol (Abschnitt 7.3) und die Bindung an das geomagnetische Feld untersucht (Abschnitt 7.4). Die Ergebnisse basieren auf der Wavelet-FK-Analyse, die für alle stehenden und wandernden Wellen mit den Wellenzahlen 1 bis 5 und das zonale Mittel durchgeführt wird. Eine Zusammenfassung und Diskussion der Ergebnisse findet in Abschnitt 7.5 statt.

7.2 Eigenschaften der Signaturen planetarischer Wellen in den mittleren Breiten

In diesem Abschnitt werden die gefilterten $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$ -Daten (siehe Kapitel 6) der mittleren Breiten systematisch nach dem Auftritt der PWTO untersucht, um ihre typischen Eigenschaften zu detektieren. Als Referenz für die Untersuchung dienen die Daten auf dem Breitenkreis 55°N . Die zu 95% signifikanten Amplituden im Waveletspektrum markieren die PWTO.

Um die PWTO statistisch zu erfassen, wird das Wavelet-Spektrum in verschiedene Periodenklassen unterteilt: 2-4, 5-7, 8-12, 13-18, 19-25, 26-35 Tage. Für jeden Tag wird geprüft, ob in den einzelnen Periodenklassen signifikante PWTO auftreten. Im Fall des Auftretts einer signifikanten PWTO wird der Tag mit 1 markiert, sonst mit 0. Zusammenhängende Tage, die innerhalb einer Klasse mit 1 markiert sind, werden als eine PWTO gezählt. Im gesamten Untersuchungszeitraum 2002-2008 treten in den mittleren Breiten insgesamt 383 PWTO auf. Die differenzierte Betrachtung der Auftrittshäufigkeit der PWTO (Fig. 7.1) separiert nach ihrer Wellenzahl macht deutlich, dass mit Abstand die meisten PWTO im zonalen Mittel auftreten (insgesamt 143). Diese Beobachtung steht im Gegensatz zu der PW-Aktivität in der mittleren Atmosphäre, wo die Oszillationen des zonalen Mittels nicht derart häufig sind (siehe Abb. A.1). Mit einer Wellenzahl größer gleich eins treten je nach Wellenzahl zwischen 72 und 13 beobachtete PWTO im Untersuchungszeitraum auf. Die Unterscheidung nach den Periodenbändern zeigt, dass PWTO mit Perioden zwischen 5 und 25 Tagen häufiger auftreten, als die Quasi-2-Tage- und Quasi-30-Tage-Wellen. Dabei sind die Quasi-5-Tage-Welle (Periode zwischen 5 und 7 Tagen) und die Quasi-10-Tage-Welle (Periode zwischen 8 und 12 Tagen) am häufigsten. Insgesamt beschreiben sie fast die Hälfte (Anzahl 182 PWTO) der auftretenden PWTO im $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$.

Im Folgenden wird angestrebt, die dominanten PWTO durch ihre mittleren Amplituden und saisonale Auftrittsabhängigkeit zu charakterisieren. Um die saisonale Abhängigkeit des Auftretts der PWTO abzubilden, werden die Ergebnisse der Wavelet-FK-Analyse für jede Jahreszeit (Winter (W): Dez-Feb; Frühjahr (F): Mär-Mai; Sommer (S): Jun-Aug; Herbst (H): Sep-Nov) separat betrachtet. Die 95% signifikanten Amplituden ($\tilde{W}_\psi^{(95)}$) werden quadriert und über der Translation τ integriert. Die Wurzel des nur noch von der Skala s abhängigen Ergebnisses wird als RMS bezeichnet.

$$RMS(s) = \sqrt{\int \tilde{W}_\psi^{(95)} f(s, \tau)^2 d\tau} \quad (7.1)$$

Für das Signal f wird der $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$ eingesetzt. Stehende und wandernde Wellen werden separat analysiert. Stationäre Wellen werden aus zwei Gründen nicht in dieser Arbeit betrachtet. Erstens sind im Fall, dass stationäre PWTO im TEC beobachtet werden, in erster Linie Unterschiede zwischen den geomagnetischen Feldlinien zum geographischen System anzunehmen. Zweitens werden

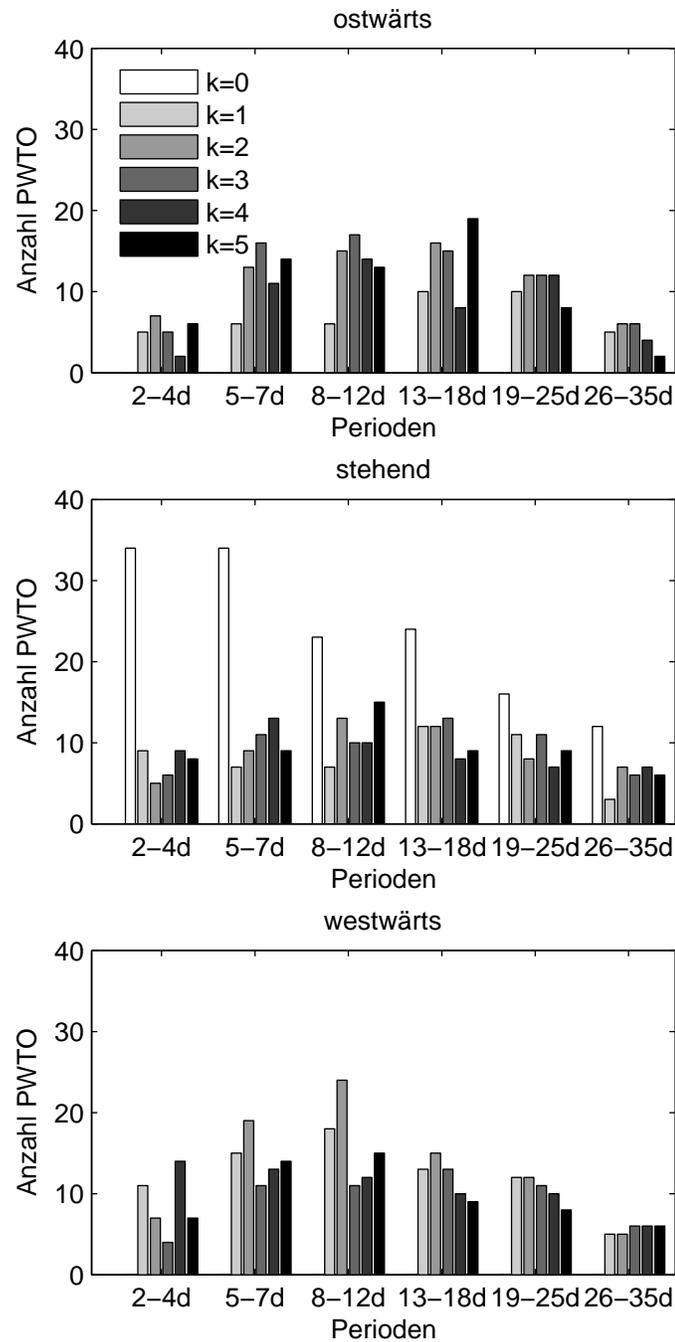


Abbildung 7.1: Anzahl beobachteter PWTO in $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$ in 55°N , 2002-2008, differenziert nach Wellenzahl und Periodenklasse. Oben: ostwärts wandernde PWTO; Mitte: stehende PWTO; Unten: westwärts wandernde PWTO. Die Grauwerte der Säulen markieren die Wellenzahl.

stationäre Komponenten durch die Verwendung des relativen differentiellen TEC ausgelöscht.

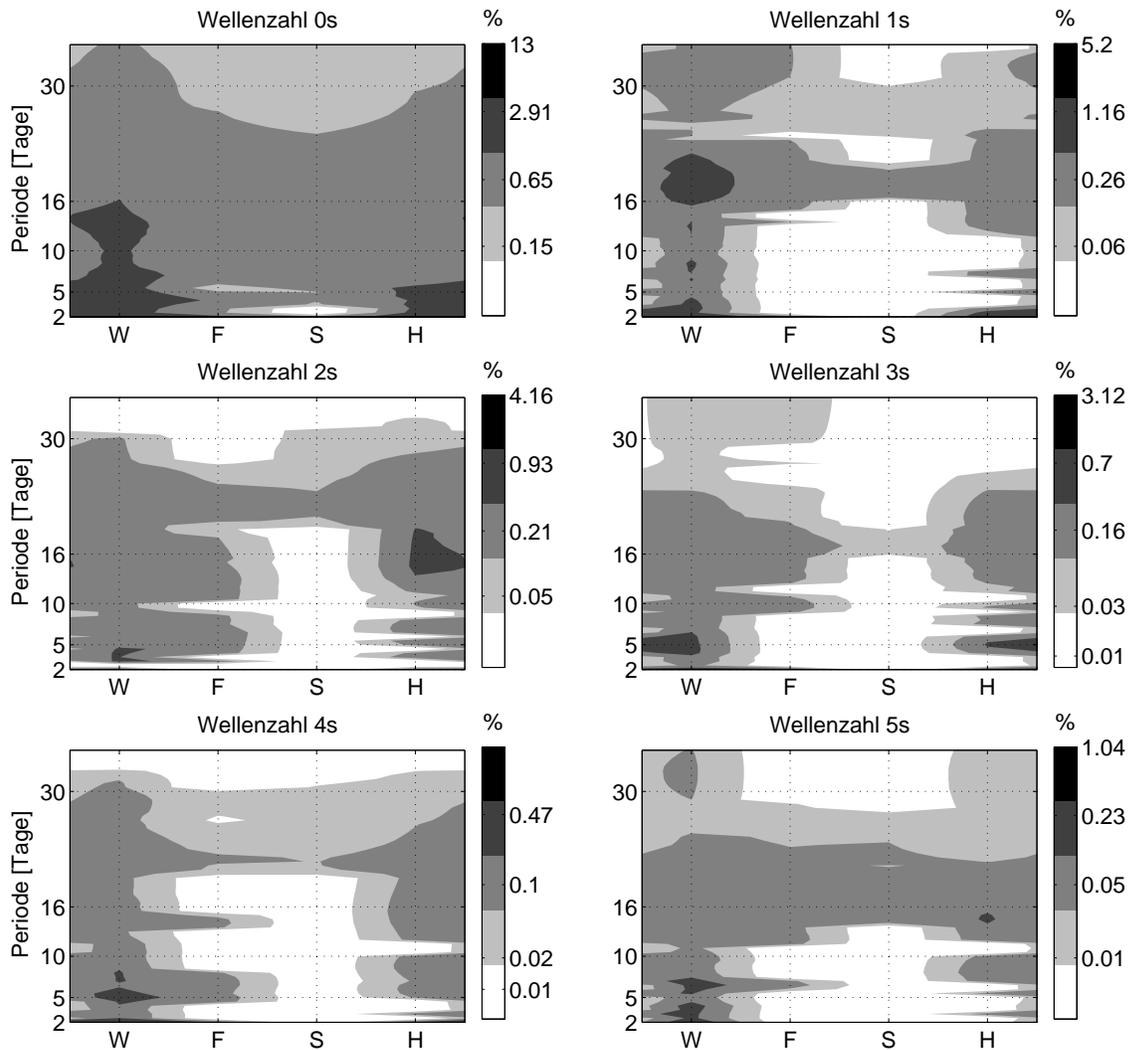


Abbildung 7.2: RMS der Amplitude der stehenden Wellen verschiedener Wellenzahlen auf 55°N beobachtet im $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$ (2002-2008) in Abhängigkeit von der Jahreszeit (W: Winter, F: Frühjah, S: Sommer, H: Herbst). Die Amplitude in % bezieht sich auf die prozentuale Abweichung zum 27-tägigen Median.

Abbildung 7.2 zeigt die RMS-Amplitudenspektren der Schwingungen des zonalen Mittels (Wellenzahl 0, oben links), sowie der stehenden Wellen mit den Wellenzahlen 1 bis 5 in Abhängigkeit von der Jahreszeit. Jeder Graph zeigt separat die Analyseergebnisse einer Wellenzahl bzw. des zonalen Mittels. Es muss beachtet werden, dass jeder Graph eine andere Grauwertskala mit logarithmischer Einteilung hat. Die RMS-Amplituden der Variationen des zonalen Mittels sind maximal. Somit sind

die PWTO im zonalen Mittel sowohl in der Häufigkeit ihres Auftritts (siehe Abb. 7.1) als auch in ihrer Amplitude dominant. Mit steigender Wellenzahl der PWTO werden die RMS-Amplituden kleiner. Die Abb. 7.2 zeigt deutlich einen saisonalen Zyklus der stehenden Wellen mit maximalen RMS-Amplituden im Winter und einem absoluten Minimum der Wellenaktivität im Sommer.

Maximal für alle Wellenzahlen ist die 2-tägige Oszillation. Sie ist maximal für das zonale Mittel mit einer RMS-Amplitude von 11%. Während die Quasi-2-Tage-Welle im zonalen Mittel häufiger auftritt, ist sie für die Wellenzahlen 1 bis 5 seltener (jedoch mit sehr großen Amplituden). Ihre maximalen Amplituden werden im $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$ im Winter beobachtet.

In den Variationen des zonalen Mittels (Abb. 7.2, oben links) tritt außerdem besonders stark eine PWTO mit der Periode von 5 Tagen hervor. Mit einer RMS-Amplitude von 6.4% ist sie nach der 2-tägigen PWTO die zweitstärkste PWTO. Oszillationen im zonalen Mittel mit Perioden zwischen 4 und 7 Tagen (Quasi-5-Tage-Oszillation) treten zwischen 2002 und 2008 in fast jedem Winter auf und zählen somit zu den typischen PWTO des zonalen Mittels. Am stärksten und längsten war die Quasi-5-Tage-Oszillation im Dezember 2004 bis Januar 2005 mit einer Amplitude von bis zu 19% im $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$ (nicht hier gezeigt). Daneben treten PWTO im zonalen Mittel mit den verschiedensten Perioden zwischen 2 und 20 Tagen auf. Ein weiterer häufiger Vertreter ist die 13-tägige PWTO. Sie kann während des gesamten Jahres beobachtet werden, mit der maximalen RMS-Amplitude im Winter.

PWTO mit der Wellenzahl 1 (Abb. 7.2 oben rechts) treten vornehmlich im Winter auf. Typische Vertreter sind die Quasi-5-Tage-Welle, die Quasi-10-Tage-Welle und die Quasi-16-Tage-Welle. Im Untersuchungszeitraum sind in vier Wintern stehende Wellen mit Perioden zwischen 4 und 7 Tagen zu beobachten und in fünf Wintern mit Perioden zwischen 8 und 12 Tagen. In sechs Wintern treten Perioden zwischen 13 und 25 Tagen auf. Die PWTO-Aktivität der stehenden Welle mit der Wellenzahl 1 ist jedoch nicht nur auf den Winter beschränkt. Einzelne schwächere Ereignisse können auch zu anderen Jahreszeiten beobachtet werden. Vor allem die Quasi-16-Tage-Welle ist während des gesamten Jahres zu beobachten.

PWTO mit der Wellenzahl 2, stehend (Abb. 7.2 mittig links), treten vornehmlich vom Herbst bis zum Frühjahr auf, wobei im Herbst und Winter ihre stärkste Ausprägung ist. Besonders stark ausgeprägt und relativ häufig sind die Quasi-5-Tage-Wellen, die in sechs Wintern mit einer RMS-Amplitude von 1% auftreten. Eine weitere typische PWTO der Wellenzahl 2, stehend, ist die Quasi-16-Tage-Welle. Sie tritt jedes Jahr im Untersuchungszeitraum auf (im Herbst und Winter), mit einer RMS-Amplitude von 1.2%.

Die Wellenphänomene mit der Wellenzahl 3 (Abb. 7.2 mittig rechts) treten vor allem im Herbst und Winter auf. Auch die PWTO mit der Wellenzahl 3 haben die größte Amplitude bei einer Quasi-Periode von 5 Tagen. Diese 5-Tage-Wellen treten im Untersuchungszeitraum fast jeden Winter (mit der Ausnahme 2006/2007) mit einer RMS-Amplitude von 1.1% auf. Auch die Quasi-16-Tage-

Periode der stehenden PWTO (Wellenzahl 3) ist sehr häufig.

Auch die PWTO mit der Wellenzahl 4 (Abb. 7.2, unten links) zeigen deutlich einen verstärkten Auftritt im Winter. Die stärkste PWTO ist die Quasi-10-Tage-Welle (0.4% RMS-Amplitude). In der Zeit mit höherer solarer Aktivität (2002-2006) sind die Amplituden etwas stärker als im solaren Minimum. Die Quasi-16-Tage-Welle (0.3% RMS-Amplitude) tritt im Untersuchungszeitraum zwei Mal mit signifikanter Amplitude auf. Dabei hatte das Ereignis im Herbst eine deutlich größere Amplitude (nicht hier abgebildet). Daneben ist sie aber auch in zwei weiteren Wintern zu beobachten, weshalb sie mit zu den typischen PWTO gezählt werden sollte.

Die PWTO mit der Wellenzahl 5 im $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$ (Abb. 7.2 unten rechts) haben die geringste Aktivität verglichen mit den PWTO der Wellenzahlen 0 bis 4. Im solaren Maximum 2002-2005 sind keine PWTO mit der Wellenzahl 5 zu beobachten. Zwischen 2006 und 2008 treten einige Quasi-16-Tage-Wellen auf, vornehmlich im Herbst.

Die Analyseergebnisse der wandernden Wellen werden in Abb. 7.3 zusammengefasst. Es werden die RMS-Amplituden der wandernden Wellen auf 55°N in Abhängigkeit von der Wellenzahl, der Bewegungsrichtung, der Periodenlänge und dem saisonalen Auftritt gezeigt. Dabei bedeuten die mit „w“ gekennzeichneten Wellenzahlen eine Bewegung nach Westen und entsprechend die mit „e“ gekennzeichneten Wellenzahlen eine Bewegung nach Osten. Zur besseren Vergleichbarkeit entsprechen die Grauwertskalen denen, die für die stehenden Wellen verwendet wurden.

Der Vergleich von Abb. 7.2 und 7.3 zeigt auf den ersten Blick, dass die RMS-Amplituden der wandernden PWTO von der gleichen Größenordnung, jedoch im Allgemeinen etwas kleiner sind als die der stehenden PWTO. Die im $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$ beobachteten PWTO scheinen also eher einen lokal pulsierenden Charakter, wie stehende Wellen zu haben. Trotzdem zeigen die RMS-Amplituden der wandernden PWTO in Abb. 7.3, dass auch diese Phänomene nicht zu vernachlässigen sind. Die RMS-Amplituden der wandernden PWTO liegen zwischen 1.6% für die Wellenzahl 1 westwärts und 0.3% für die Wellenzahl 5 westwärts.

Wie schon von den stehenden PWTO bekannt ist, unterliegt auch die Aktivität der wandernden PWTO einem jährlichen Zyklus mit dem Maximum im Winter und dem Minimum im Sommer. Auch die von den stehenden Wellen bekannte Abnahme der RMS-Amplitude mit kürzer werdender Wellenlänge ist entsprechend bei den wandernden PWTO zu beobachten.

Von allen wandernden PWTO dominieren die westwärts wandernden PWTO mit Wellenzahl 1 (Abb. 7.3, oben links) mit einer maximalen RMS-Amplitude der Quasi-16-Tage-Welle von 1.6%. Die Quasi-16-Tage-Welle ist sehr häufig. Sie tritt in jedem Winter auf.

PWTO mit der Wellenzahl 2 werden vor allem mit den Quasi-Perioden von 5, 10 und 16 Tagen beobachtet. Die Quasi-16-Tage-Welle ist die häufigste. Im Herbst dominieren die ostwärts wandernden Wellen und im Winter die westwärts wandernden. Dabei sind ostwärts und westwärts wandernde PWTO ähnlich stark ausgeprägt. Ihre maximalen RMS-Amplituden liegen bei 1% für

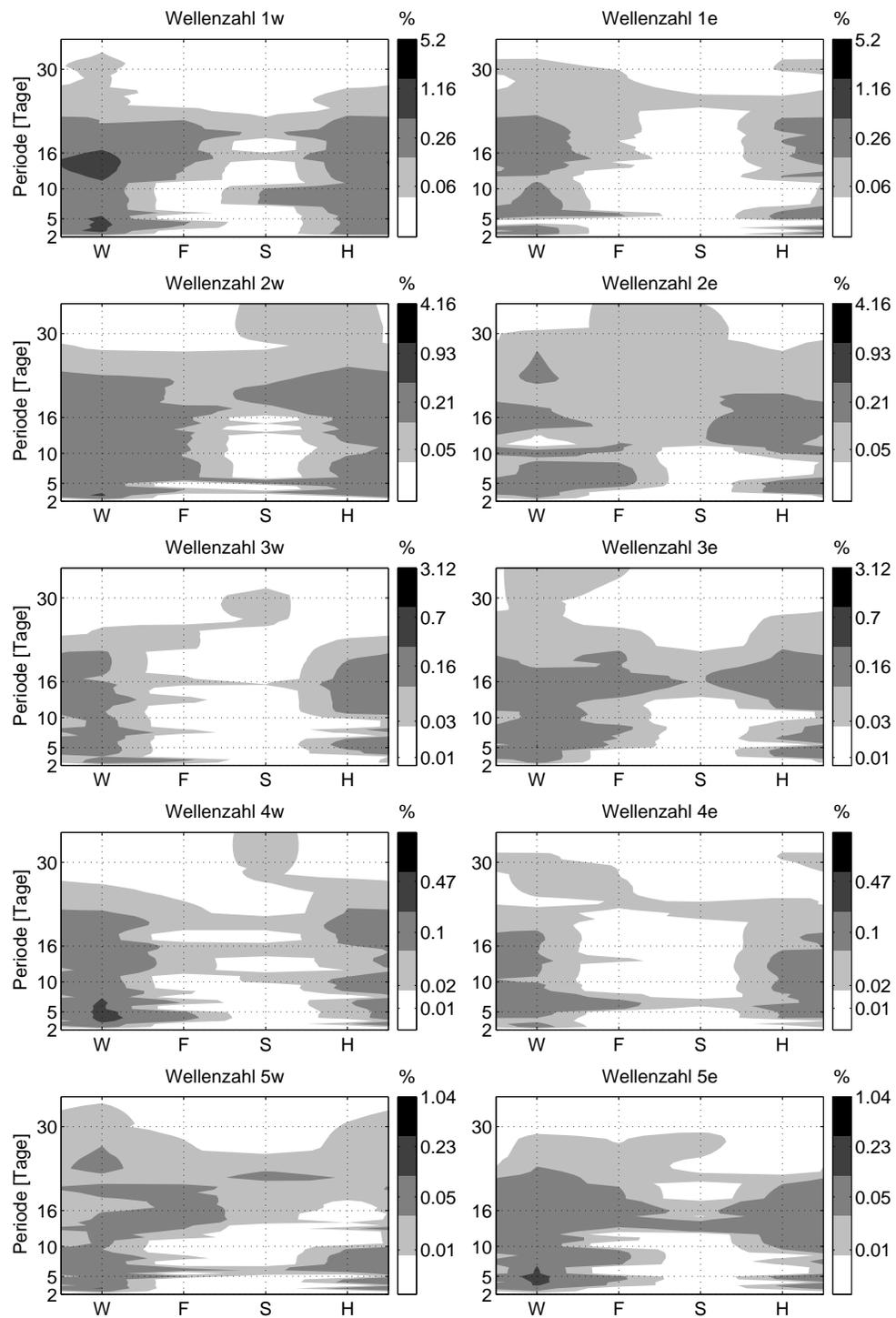


Abbildung 7.3: RMS der Amplitude der wandernden Wellen auf 55°N beobachtet im $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$ (2002-2008) während der verschiedenen Jahreszeiten.

die Quasi-5- und 16-Tage-Wellen. Dieselben typischen Perioden wurden auch bei den stehenden PWTO mit der Wellenzahl 2 beobachtet. Ein Zusammenhang liegt nahe. Einige PWTO, wie beispielsweise die Quasi-16-Tage-Welle, die im Oktober 2006 sehr stark ausgeprägt war, erscheinen zur gleichen Zeit sowohl als stehende Welle als auch als ostwärts wandernde Welle. Jeweils haben beide Wellen ähnliche Amplituden. Es ist möglich, dass eine Veränderung der Form der stehenden PWTO zu diesem Analyseergebnis führt.

Bei den PWTO mit der Wellenzahl 3 dominieren die ostwärts wandernden PWTO. Sie treten bevorzugt mit Quasi-Perioden von 5 und 16 Tagen auf. Auch der Auftritt der wandernden PWTO mit der Wellenzahl 3 scheint mit dem der stehenden PWTO der Wellenzahl 3 zusammen zu hängen, die meist gleichzeitig oder aufeinanderfolgend zu beobachten sind. Die RMS-Amplituden der ostwärts wandernden Welle 3 erreichen bis 0.7% bei den Quasi-5-Tage-Wellen.

Mit der Wellenzahl 4 treten starke westwärts wandernde Wellen mit 5 Tagen Periode auf. Die RMS-Amplituden von 0.6% sind größer als die RMS-Amplituden der stehenden PWTO mit der Wellenzahl 4. PWTO mit der Wellenzahl 5 sind stärker als ostwärts wandernde Welle ausgeprägt, wobei ihre RMS-Amplitude genauso groß ist wie die der stehenden Welle 5.

Wie bereits erwähnt, treten stehende und wandernde PWTO mit identischer Wellenzahl und Periode oft gleichzeitig oder aufeinander folgend auf, wobei davon ausgegangen wird, dass sie dasselbe Phänomen beschreiben. Zudem wird auch beobachtet, dass PWTO mit der gleichen Periode aber unterschiedlichen Wellenzahlen im selben Zeitraum, gleichzeitig oder direkt aufeinanderfolgend auftreten. Beispielsweise wird zwischen Dezember 2005 und Januar 2006 eine kräftige Quasi-16-Tage-Oszillation sowohl im zonalen Mittel, als auch mit den Wellenzahlen 1, 2, 4 beobachtet (nicht hier gezeigt). Zuerst (zum Jahreswechsel) erscheint die besonders starke Welle 2, dann (im Januar) die Welle 1 westwärts wandernd und zuletzt (Ende Januar/ Anfang Februar) die Oszillation des zonalen Mittels. Dies zeigt, dass in Gruppen auftretende PWTO wahrscheinlich den gleichen Ursprung haben. Die verschiedenen Wellenzahlen können durch Interaktion mit anderen Wellen oder dem Brechen der Wellen entstehen.

Die Ergebnisse der Analyse der IGS-TEC-Karten (Abb. B.3, B.4 und B.5) zeigen eine ähnliche Klimatologie der PWTO in der Ionosphäre wie die DLR-TEC-Karten, jedoch sind sie nicht ganz identisch. Die Größenordnung der RMS-Amplituden in den IGS-Karten ist dieselbe, wie sie in den DLR-Karten ermittelt wird. Zudem wird die Häufung der PWTO mit kürzeren Perioden durch die IGS-Karten bestätigt und auch die jahreszeitliche Abhängigkeit ist vergleichbar. Für die größeren Wellenzahlen ($k \geq 3$) werden in den IGS-Karten jedoch etwas kleinere RMS-Amplituden ermittelt als in den DLR-Karten. Die Quasi-5-Tage-Welle tritt zwar auch in den IGS-Karten häufig auf, erscheint aber nicht genauso dominant wie in den DLR-Karten.

Werden die Beobachtungen der ionosphärischen PWTO mit der stratosphärischen PW-Aktivität im Untersuchungszeitraum verglichen (bspw. mit Zonalwinddaten bei 10hPa, 55°N, siehe Abb. A.1,

A.2 und A.3 im Anhang), können deutliche Unterschiede in den dominanten Perioden festgestellt werden. Während in der Ionosphäre eher die PWTO mit den kleineren Perioden dominieren, sind in der Stratosphäre die PW mit den größeren Perioden (Periodendauer > 5 Tage) stärker. Auch die in der Ionosphäre dominanten Zonalmitteloszillationen sind nicht vergleichbar mit den in der Stratosphäre nur schwach ausgeprägten Zonalmitteloszillationen.

7.3 Die Breitenabhängigkeit der Signaturen planetarischer Wellen

Im vorangehenden Abschnitt wurden die Analysen auf den Breitenkreis 55°N beschränkt. Inwieweit das Auftreten und die Amplituden der PWTO von der geographischen Breite abhängen, soll im Folgenden untersucht werden. Die Analysen beschränken sich auf die Wintermonate, Dezember bis Februar, weil in diesem Zeitraum die meisten und stärksten PWTO beobachtet werden (siehe Abschnitt 7.2), und auf stehende Wellen, weil diese PWTO im $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$ den größten Anteil der Variation beschreiben.

Die RMS-Amplituden (siehe Gl. 7.1) der stehenden PWTO im Winter sind in Abb. 7.4 gegen ihre Periode und geographische Breite abgebildet. Es ist deutlich zu erkennen, dass die PWTO in Abhängigkeit von ihrer Wellenzahl bevorzugt in bestimmten Breiten auftreten. Die 5-Tage-Oszillation des zonalen Mittels ist am stärksten nahe dem Nordpol. Wenn die Datenabdeckung in Abb. 4.2 betrachtet wird, ist der hohe Anteil an Variationen des zonalen Mittels in direkter Polnähe nicht verwunderlich. Die Kartengitterpunkte liegen in diesem Bereich dicht zusammen, und die Datenabdeckung ist in dieser Kartenregion dünn, sodass Messwerte in Polnähe alle Gitterpunkte größer 85°N fast gleichmäßig beeinflussen. Die PWTO der Wellenzahl 1 haben die größten RMS-Amplituden bei 80°N. Sie sind jedoch nicht auf die hohen Breiten beschränkt, sondern haben ein zweites, etwas kleineres Aktivitätsmaximum in den mittleren Breiten, wobei das Aktivitätszentrum außerhalb der TEC-Kartenregion zu sein scheint. Mit zunehmender Wellenzahl scheinen sich die Aktivitätszentren der PWTO von den hohen Breiten Richtung mittlere Breiten zu verlagern. Die PWTO der Wellenzahl 2 haben ihr Maximum zwischen 70 und 80°N und ein sekundäres Maximum in den mittleren Breiten außerhalb des Kartenbereiches. Die PWTO der Wellenzahl 3 haben ein deutliches Aktivitätszentrum zwischen 55 und 65°N. Die Aktivität der PWTO der Wellenzahlen 4 und 5 ist am größten zwischen 50 und 70°N, wobei einzelne PWTO zwischen 60 und 70°N maximal sind und andere in den mittleren Breiten, wahrscheinlich außerhalb des Kartenbereiches, ihr Maximum haben.

Aus der Wellenzahl und der Angabe der geographischen Breite kann nun die zonale Wellenlänge der PWTO bestimmt werden. Die typischen Wellenlängen der PWTO sind:

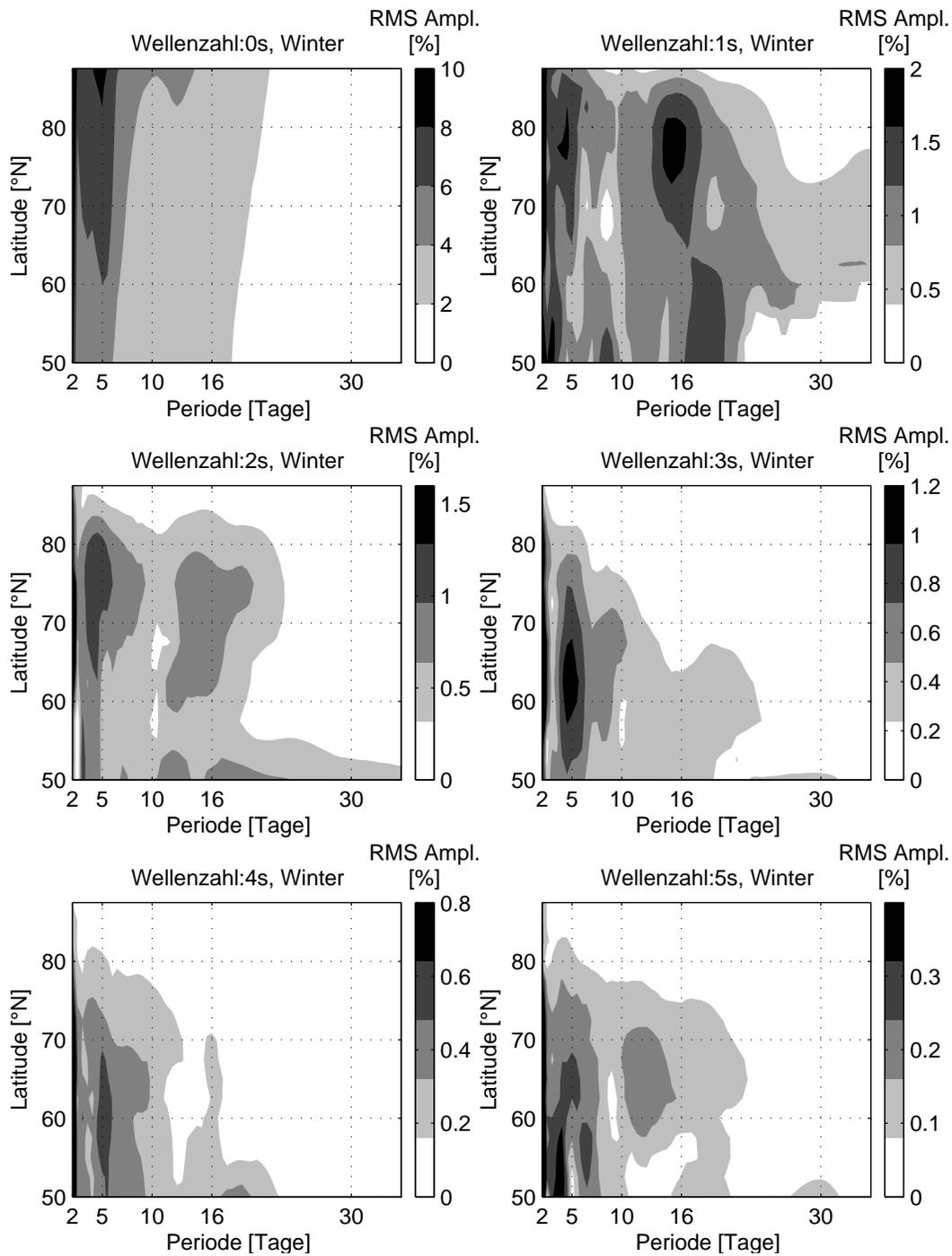


Abbildung 7.4: RMS-Amplitude der stehenden PWTO in den Wintermonaten Dezember-Februar, 2002-2008, in Abhängigkeit von der geographischen Breite.

- Wellenzahl $k=1$ (maximal bei $\approx 80^\circ\text{N}$): $\lambda \approx 6950\text{km}$
- Wellenzahl $k=2$ (maximal bei $70\text{-}80^\circ\text{N}$): $\lambda = 3475 - 6845\text{km}$
- Wellenzahl $k=3$ (maximal bei $55\text{-}65^\circ\text{N}$): $\lambda = 5640 - 7650\text{km}$
- Wellenzahl $k=4$ (maximal bei $50\text{-}70^\circ\text{N}$): $\lambda = 3420 - 6431\text{km}$
- Wellenzahl $k=5$ (maximal bei $\approx 50^\circ\text{N}$): $\lambda = 2736 - \approx 5144\text{km}$

Im Groben sind die Wellenlängen der PWTO mit verschiedenen Wellenzahlen somit ähnlich. Die Analysen der IGS-Karten (siehe Abb. B.6) liefern ein ähnliches Bild über die Breitenabhängigkeit der PWTO in der Ionosphäre wie die DLR-Karten. Ein wesentlicher Unterschied wird dennoch festgestellt. Im Gegensatz zu den DLR-TEC-Karten zeigen die IGS-TEC-Karten deutlich ein Maximum der Welle 1 zwischen 50 und 60°N . Dieser Unterschied der TEC-Karten ist nicht zu erklären, denn die aktiven Regionen der anderen PWTO mit den Wellenzahlen 2-5 stimmen überein. Die tatsächliche geographische Lage der PWTO mit der Wellenzahl 1 in der Ionosphäre bleibt daher ungelöst und kann nur durch zusätzliche Beobachtungen/Datenquellen geklärt werden.

Der Vergleich mit der PW-Aktivität in der Stratosphäre (am Beispiel des Zonalwindes in 10hPa , siehe Abb. A.4) zeigt, dass sich dort (begrenzt auf das Untersuchungsgebiet $50\text{-}90^\circ\text{N}$ und den Untersuchungszeitraum 2002-2008) die stärksten Wellenaktivitäten in ähnlichen Breiten wie in der Ionosphäre ereignen. Übereinstimmungen gibt es für alle Wellenzahlen größer als 1. Besonders deutlich werden die Übereinstimmungen für die Wellenzahl 2, die am stärksten zwischen 70 und 80°N ist, und die Wellenzahl 3, die bei ca. 60°N am stärksten ist. Obwohl sich also die beobachteten Perioden der PWTO von denen der PW im Zonalwind (10hPa) unterscheiden, stimmen dennoch die Regionen der stärksten Aktivität der Wellen überein. Die Aktivitätszentren der PWTO mit den Wellenzahlen 0 und 1 unterscheiden sich von denen der stratosphärischen PW. Die Analyse beschreibt die maximale Variation des zonalen Mittels in der Stratosphäre zwischen 60 und 80°N . Die stratosphärische Welle 1 ist in unmittelbarer Nähe zum Pol am stärksten. Diese Welle 1 am Pol wird durch die Verschiebung des Polarwirbels vom Nordpol verursacht. Ein zweites Maximum der stratosphärischen Welle 1 befindet sich bei ca. 60°N . Obwohl die DLR-TEC-Karten das Maximum der Welle 1 in ca. 80°N anzeigen, wird in den IGS-TEC-Karten ein Maximum der Welle 1 in derselben geographischen Region angezeigt, wo auch stratosphärische PW mit der Wellenzahl 1 maximal sind.

7.4 Diskussion des Einflusses des geomagnetischen Feldes

Obwohl zwischen den ionosphärischen PWTO und den PW der mittleren Atmosphäre einige Ähnlichkeiten existieren, ist zu untersuchen, ob nicht andere Ursachen für diese Variationen existieren.

Oft wird diskutiert, ob die in der Ionosphäre beobachteten PWTO nicht auch in situ, durch solar gesteuerte quasi-periodische Variationen des geomagnetischen Feldes oder der EUV-Strahlung von der Sonne hervorgerufen werden können (z.B. *Forbes et al.*, 2000; *Altadill et al.*, 2001, 2003; *Laštovička*, 2006; *Rishbeth*, 2006; *Xiong et al.*, 2006). Diese beiden Einflüsse wurden schon durch die Verwendung des $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$ minimiert. Wie jedoch bereits in Kapitel 6 erklärt wurde, können nicht alle solaren und geomagnetischen Einwirkungen auf den TEC ausgeschlossen werden.

Die Frage nach dem Ursprung der PWTO soll in diesem Abschnitt der Arbeit mit Hilfe eines neuen Ansatzes näher beleuchtet werden. Der Ansatz basiert auf der Annahme, dass sich PWTO, die durch atmosphärische PW ausgelöst werden, um den geographischen Pol zentrieren (wie die PW), während sich in situ oder durch Variationen des geomagnetischen Feldes entstandene PWTO um den geomagnetischen Pol bewegen (aufgrund der Bindung des Plasmas an das geomagnetische Feld).

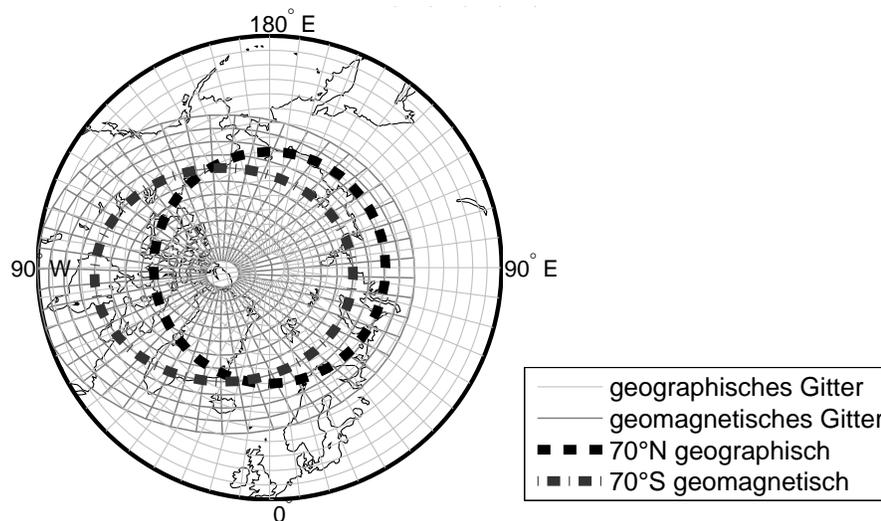


Abbildung 7.5: Kartengitter der TEC-Karten. Hellgrau: geographisches Gitter; Dunkelgrau: geomagnetisches Gitter; Gepunkteter schwarzer Kreis: Breitenkreis $70^{\circ}\text{N}_{\text{geographisch}}$; Grauer Punkt-Strich Kreis: Breitenkreis $70^{\circ}\text{S}_{\text{geomagnetisch}}$.

Um diese Frage zu studieren, wird ein neues Kartengitter eingeführt, das den Feldlinien des geomagnetischen Feldes angepasst ist. Das neue Gitter ist um den geomagnetischen Südpol zentriert, der ca. bei geographisch $114^{\circ}\text{W}/83^{\circ}\text{N}$ liegt (Stand 2005, die Position kann sich innerhalb eines Jahres um wenige Bogenminuten ändern), und reicht bis $60^{\circ}\text{S}_{\text{geomagnetisch}}$. Die Gittergröße ist mit $2.5^{\circ}/7.5^{\circ}(\Delta\text{Länge}/\Delta\text{Breite})$ an die des geographischen TEC-Kartengitters angepasst (Abb. 7.5, dunkelgraue Linien). Das verwendete geomagnetische Koordinatensystem ist ein modifiziertes Apexkoordinatensystem, das von *Richmond* (1995) entwickelt wurde. Die $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$ -Daten werden mit linearer Interpolation vom geographischen in das geomagnetische Gitter übertragen.

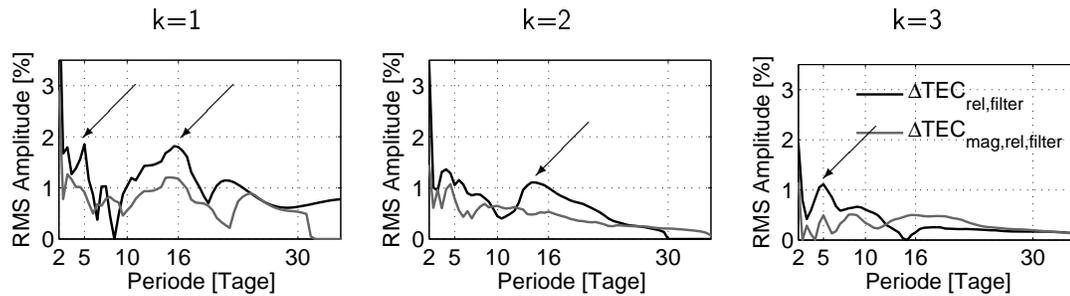


Abbildung 7.6: Vergleich zwischen den in geomagnetischen (graue Linien) und geographischen (schwarze Linien) Koordinatensystemen gemessenen PWTO für stehende Wellen im Winter (Dez-Feb) 2002-2008. Links: Wellenzahl 1; Mitte: Wellenzahl 2; Rechts: Wellenzahl 3. Der Pfeil markiert PWTO, die deutlich im geographischen Gitter dominieren.

Die beiden Kartengitter sind zum Vergleich in Abb. 7.5 dargestellt. PWTO Analysen werden auf dem Breitenkreis 70°S des geomagnetischen Gitters durchgeführt und mit den Ergebnissen des geographischen Gitters verglichen. Diese Region ist besonders geeignet, weil die Datenabdeckung relativ gleichmäßig ist (siehe Abb. 4.2). Wegen der verstärkten PWTO-Aktivität während der Wintermonate sind die Analysen auf die Monate Dezember bis Februar beschränkt. Zudem sind die Analysen auf die Wellenzahlen 1 bis 3 limitiert, weil, wie im vorangehenden Abschnitt (Abschnitt 7.3) gezeigt, nur diese in hohen Breiten dominant sind.

Die Ergebnisse, dargestellt in Abb. 7.6 für stehende Wellen und Abb. 7.7 für wandernde Wellen, zeigen sehr ähnliche Ausprägungen der PWTO auf dem geographischen Gitter und dem geomagnetischen Gitter. Oft ist eine leicht stärkere Ausprägung der PWTO im geographischen Gitter zu beobachten. Diese PWTO sind mit Pfeilen markiert (Abb. 7.6 und 7.7). Für die PWTO mit der Wellenzahl 1 westwärts wandernd wird kein klares Ergebnis erzielt. Ihre Ausprägung ist im geographischen und geomagnetischen Gitter fast identisch.

Diese Ergebnisse lassen keine eindeutige Schlussfolgerung zu. Jedoch scheint es, dass die PWTO, die in den ionosphärischen TEC-Karten beobachtet werden, bevorzugt um den geographischen Pol zirkulieren, nicht um den geomagnetischen. Das deutet darauf hin, dass die PWTO tatsächlich nicht an das geomagnetische Feld gebunden sind und nicht durch externe oder interne Kopplung entstehen. Stattdessen bestehen Parallelen zu den PW der unteren und mittleren Atmosphäre, die durch die Wirkung der Corioliskraft um den geographischen Pol zentriert sind. Die hier gezeigten Ergebnisse könnten somit ein Indiz für eine Kopplung der mittleren und oberen Atmosphäre durch atmosphärische Wellen sein.

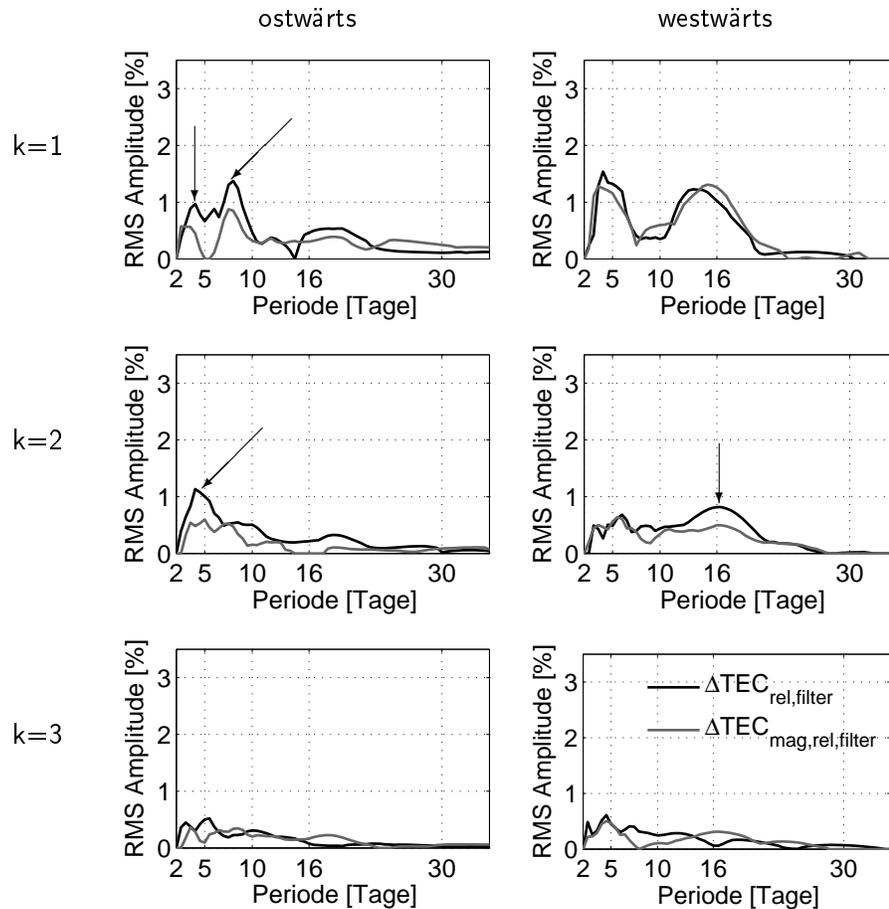


Abbildung 7.7: Vergleich zwischen den in geomagnetischen (graue Linien) und geographischen (schwarze Linien) Koordinatensystemen gemessenen PWTO für wandernde Wellen im Winter (Dez-Feb) 2002-2008. Oben: Wellenzahl 1; Mitte: Wellenzahl 2; Unten: Wellenzahl 3. Linke Spalte: ostwärts wandernde PWTO; Rechte Spalte: Westwärts wandernde PWTO. Die Pfeile markieren PWTO, die deutlich im geographischen Gitter dominieren.

7.5 Zusammenfassung und Diskussion

In diesem Kapitel wurde eine spektrale Zerlegung des gefilterten $\Delta\text{TEC}_{\text{rel}}$ Signals vorgenommen. Anhand der Analyseergebnisse konnten charakteristische Merkmale der PWTO in den Jahren 2002-2008 ermittelt werden. Der Vergleich zur Aktivität der stehenden und wandernden PW in der Stratosphäre zeigt, dass das typische Auftreten (saisonale Abhängigkeiten und Wellenparameter) der PWTO im $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$ gut mit dem der stratosphärischen PW im Untersuchungszeitraum übereinstimmt. Beide weisen ein Aktivitätsmaximum im Winter auf und ein Aktivitätsminimum im Sommer. Auch die Betrachtung der geographischen Lage der Aktivitätszentren der Wellen zeigt gute Übereinstimmungen zwischen ionosphärischen PWTO und stratosphärischen PW für alle Wellenzahlen größer als 1 (die geographische Lage des Aktivitätszentrums der PWTO mit der Wellenzahl 1 konnte nicht genau festgestellt werden). Weiterhin wurden die für die Atmosphäre bekannten Eigenfrequenzen in den Oszillationen des $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$ nachgewiesen, was darauf hindeutet, dass die beobachteten PWTO wahrscheinlich freie Oszillationen sind. Die in dieser Arbeit beschriebenen häufigsten Perioden werden auch in zahlreichen Beobachtungen von PWTO in den letzten Jahrzehnten (bspw. *Altadill et al.*, 2001, 2004; *Jacobi et al.*, 2007; *Laštovička*, 2006, 1997) beschrieben. Die genannte Literatur zu den Analysen der PWTO in der Ionosphäre in mittleren Breiten beschränkt sich oft nur auf einen kurzen Zeitraum, auf einen Ort oder einzelne PWTO bzw. Periodenbereiche. Vergleiche zu den Ergebnissen dieser Arbeit können deshalb nur individuell vorgenommen werden. Übereinstimmungen mit der in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Aktivität der PWTO im gefilterten $\Delta\text{TEC}_{\text{rel}}$ gibt es mit *Gordienko et al.* (2005) und *Laštovička* (2006), die die größte Tag-zu-Tag Variabilität des f_oF2 bzw. die größten PWTO Amplituden in den Wintermonaten beobachten. Dasselbe trifft für die Beobachtung von *Altadill et al.* (2004) zu, die das häufigste Auftreten der PWTO mit größeren Perioden (10-16 Tage) im Winter messen. Auch die Dominanz der Variationen des Zonalmittels ($k = 0$) in Häufigkeit und Amplitude wird von verschiedenen Arbeiten bestätigt (z.B. *Altadill*, 2000; *Pancheva et al.*, 2009). *Laštovička* (2006) stellt im Verlauf eines solaren Zyklus keine signifikante Variation der Amplitude der PWTO im relativen f_oF2 fest. Übereinstimmend kann auch in der Aktivität der PWTO im $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$ keine Abhängigkeit vom solaren Zyklus gefunden werden (nicht hier gezeigt). Z.B. sind die im $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$ beobachteten dominanten Quasi-5-Tage-Wellen während des gesamten Untersuchungszeitraums (2002-2008) fast gleichmäßig stark ausgeprägt (nicht hier gezeigt).

Teilweise werden in der Literatur Eigenschaften der PWTO abweichend von den hier aufgeführten Ergebnissen beschreiben. Z.B. beschreiben *Altadill und Apostolov* (2003) maximale Amplituden der 2- bis 6.5-Tage-Wellen im f_oF2 an den Äquinoktien. Weil jedoch absolute und nicht relative Amplituden verwendet werden, ist diese Aussage nicht mit den im $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$ gemessenen PWTO-Amplituden vergleichbar.

Der Vergleich der in den DLR-TEC-Karten beobachteten PWTO zu stratosphärischen PW in den mittleren Breiten enthüllt im Wesentlichen zwei Unterschiede. Erstens dominiert in der Ionosphäre die Variation des zonalen Mittels, während in der Stratosphäre die Variation des zonalen Mittels schwächer ist als die PW mit den Wellenzahlen $k \geq 1$ (siehe Abb. A.2 und A.3). Zweitens sind in der Ionosphäre Oszillationen mit kürzeren Perioden ($T \leq 5$ Tage) dominant, wohingegen in der Stratosphäre Perioden größer als 10 Tage am stärksten sind.

Die Beobachtung der Dominanz der Zonalmittelvariationen wird bestätigt durch TIMED/SABER-Analysen in der unteren Thermosphäre (Pancheva et al., 2009) und f_oF_2 -Analysen (Altadill, 2000). Pancheva et al. (2009) machen vor allem die Variationen der solaren Parameter für die Zonalmittelvariationen verantwortlich. Da dieser Einfluss jedoch im $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$ deutlich verringert wurde, erscheint dieser Erklärungsansatz nicht ausreichend. Einen anderen Erklärungsansatz beschreiben Horton et al. (2008), die auf Grundlage von analytischen Untersuchungen AGW Auslöser der Zonalmittelvariationen in der MLT-Region vermuten. Die Aufklärung der tatsächlichen Ursache der Zonalmitteloszillationen in der Ionosphäre bleibt ein interessantes Forschungsziel.

Die Beobachtung von vorwiegend niedrigen Perioden in der Ionosphäre stimmt gut mit den Ergebnissen von Pogoreltsev et al. (2007) überein. Sie beschreiben anhand von Analysen mit einem mechanistischen Modell der mittleren und oberen Atmosphäre (MUAM), dass der Aufstieg langperiodischer PW nicht möglich ist. Nach ihrer Aussage sind nur kurzperiodische Normalmoden und ultraschnelle Kelvinwellen in der Lage, bis in die untere Thermosphäre aufzusteigen. Auch in Hunt (1984) wurde die Abschwächung der langperiodischen PW und die Verstärkung der kurzperiodischen PW oberhalb der Stratosphäre beschrieben. Maximale Amplitude im $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$ hat für alle Wellenzahlen die PWTO mit zwei Tagen Periode. Ein Zusammenhang mit der Quasi-2-Tage-Welle, die in der Mesosphäre ein bekanntes Phänomen ist (Fröhlich, 2005; Jacobi und Kürschner, 2007), ist wegen des Unterschieds im saisonalen Auftritt jedoch nicht anzunehmen. Während die Aktivität der Quasi-2-Tage-Welle in der Mesosphäre wegen der vertikalen Windgradienten im Sommer maximal ist (Jacobi et al., 1998), werden die PWTO mit zwei Tagen Periode im $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$ hauptsächlich im Winter beobachtet. Stattdessen ist anzunehmen, dass diese 2-tägigen Oszillationen das Abbild von drastischen Änderungen im TEC sind, wie sie bei geomagnetischen Stürmen entstehen. Dies würde auch ihre große Amplitude erklären, denn zu geomagnetischen Stürmen werden Abweichungen des TEC vom mittleren Verhalten von bis zu 200% gemessen (Jakowski und Schlüter, 1999; Afraimovich et al., 2001). Die Korrelationsanalyse von der Amplitude der 2-Tage-Oszillation des zonalen Mittels und dem geomagnetischen Index A_p zeigt, dass einige Extrema übereinstimmen. Jedoch ist der Korrelationskoeffizient mit 0.3 (95% signifikant) klein. D.h., zu Zeiten geomagnetischer Störungen sind oft Quasi-2-Tage-Oszillationen zu beobachten, jedoch nicht jedes Mal. Eine Verstärkung der Aktivität der Quasi-2-Tage-Welle während geomagnetischer Stürme wird dennoch auch in hmF_2 beobachtet (Pancheva et al., 2002). Dass die Quasi-5-Tage-

Welle in der Ionosphäre stärker gemessen wird als in der Stratosphäre und Mesosphäre, kann durch unabhängige Beobachtungen (Lawrence und Jarvis, 2003) bestätigt werden. Allerdings wird, im Unterschied zum Maximum der 5-Tage-Welle im $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$ im Dezember und Januar, das Maximum der 5-Tage-Welle in f_oF_2 und SABER/TIMED Temperaturen an den Äquinoktien (Oktober und April) gemessen (Altadill et al., 2001; Pancheva et al., 2010). Es ist jedoch zu beachten, dass mit absoluten Amplituden verglichen wird und dass die Messungen nicht exakt in der gleichen Region stattfanden. Weil ihr saisonales Auftreten weder mit stratosphärischen noch mit mesosphärischen oder ionosphärischen 5-Tage-Wellen koinzidiert, bleibt der Ursprung der PWTO mit einer 5-Tage-Periode ungeklärt (Borries und Hoffmann, 2010).

Zu beachten ist, dass die Abwesenheit der hohen Perioden in den Beobachtungen des $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$ nicht überbewertet werden darf, denn durch die angewendete kostenintensive Filtermethode (siehe Abschnitt 6.4) wurden alle Oszillationen, die gleichzeitig mit Oszillationen des solaren Signals auftreten, ausgelöscht. Da fast kontinuierlich Oszillationen mit Perioden zwischen 25 und 30 Tagen (die 27tägige Rotationsperiode der Sonne) im Sonnensignal auftreten, werden Signale in diesem Periodenbereich fast völlig ausgelöscht. Oszillationen mit dementsprechenden Perioden, die durch den Einfluss PW aus der mittleren Atmosphäre entstehen, können somit nicht oder kaum analysiert werden.

Die in der Stratosphäre so dominanten stationären PW (siehe Abb. A.5) sind im $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$ wegen der angewandten Filtermethode nicht mehr detektierbar. Andere Methoden müssten speziell zur Untersuchung der stationären Wellen in der Ionosphäre entwickelt werden. Die Entstehung von quasi-stationären Wellen durch die Abweichung des geomagnetischen Pols vom geographischen ist dabei zu berücksichtigen.

Der Vergleich zur PWTO-Aktivität im geomagnetischen Koordinatensystem hat gezeigt, dass die PWTO-Aktivität in den meisten Fällen stärker im geographischen als im geomagnetischen Bezugssystem ausgeprägt ist. Diese Beobachtung ist ein Hinweis darauf, dass sich die PWTO um den geographischen Pol konzentrieren, ähnlich wie die PW in der mittleren Atmosphäre. Da jedoch die Unterschiede der Messungen nur klein sind und Signifikanzen sich nicht ermitteln lassen, ist dieses Ergebnis nur unter Vorbehalt zu sehen.

Offen bleibt die Frage, welchen Ursprung die im $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$ -Signal beobachteten PWTO haben. Nachdem in diesem Kapitel einige Parallelen zu den PW der mittleren Atmosphäre gezeigt wurden, stellt sich die Frage, ob Zusammenhänge zwischen einzelnen stratosphärischen PW und ionosphärischen PWTO festgestellt werden können. Ein möglicher Zusammenhang zu aufsteigenden PW aus der Stratosphäre soll im folgenden Kapitel anhand von differenzierten Betrachtungen verschiedener potentieller Kopplungsmechanismen untersucht werden.

Kapitel 8

Potentielle Zusammenhänge zu stratosphärischen planetarischen Wellen

8.1 Einleitung

Dieses Kapitel befasst sich mit den Kopplungsmechanismen zur Übertragung der Energie von PW in die Ionosphäre. Eine Auswahl von in der Literatur vorgeschlagenen Kopplungsmechanismen wurde in Abschnitt 3.5 vorgestellt. Nicht alle der genannten Mechanismen können geprüft werden, zum einen aufgrund des Mangels an entscheidenden Daten (vor allem in der Höhe zwischen 90 und 200km) und zum anderen um den Umfang dieser Arbeit zu beschränken. Deshalb werden nur drei ausgewählte Untersuchungen in diesem Kapitel beschrieben. Im Abschnitt 8.2 wird das gleichzeitige Auftreten von PW in der Stratosphäre und PWTO in der Ionosphäre mit gleichen Wellenparametern (Wellenzahl und Phasengeschwindigkeit) geprüft. Dies soll Informationen über das Wirken des 1. oder 2. Kopplungsmechanismus liefern. Die Möglichkeit der nichtlinearen Interaktion von PW wird in Abschnitt 8.3 analysiert (5. Kopplungsmechanismus) und die Modulation von AGW (4. Kopplungsmechanismus) in Abschnitt 8.4. Eine Zusammenfassung und Diskussion der Ergebnisse findet in Abschnitt 8.5 statt.

8.2 Gleichzeitige Aktivitäten in der Stratosphäre und Ionosphäre

Der einfachste Ansatz, einen Zusammenhang zwischen der PW-Aktivität in der Stratosphäre und ionosphärischen PWTO zu untersuchen, ist der Vergleich des gleichzeitigen Auftretens von Wellen mit gleichen Merkmalen in beiden Atmosphärenschichten. Dabei wird davon ausgegangen, dass

der erste oder zweite der in Abschnitt 3.5 vorgestellten Kopplungsmechanismen wirkt. Weil ohne die Untersuchung ergänzender Daten in der Mesosphäre nicht festgestellt werden kann, ob sich die PW auf das Windsystem oder die thermosphärische Zusammensetzung auswirken, kann nicht unterschieden werden, welcher der beiden Mechanismen wirkt. Dies soll jedoch in diesem Kapitel unberücksichtigt bleiben.

Der hier betrachtete Ansatz vernachlässigt zwei Details. Zum einen berücksichtigt er nicht, dass eine unbekannte Verzögerung beim Aufstieg der PW entstehen kann. Zum anderen impliziert er, dass sich die PW direkt mit konstanter Periode und Wellenzahl in die Ionosphäre ausbreiten. Wie bereits in Abschnitt 3.5 beschrieben, ist das nicht für alle PW möglich. Weil dennoch die Beobachtung von koexistierenden Wellen nicht ausgeschlossen ist (bspw. *Lawrence und Jarvis*, 2003; *Borries et al.*, 2007; *Pancheva et al.*, 2008b; *Mukhtarov et al.*, 2010), soll mit dieser Methode nach Hinweisen für eine mögliche Kopplung gesucht werden.

Für die folgenden Untersuchungen wird die Annahme zugrundegelegt, dass bei einer Übertragung der Energie von stratosphärischen PW in die Ionosphäre die entsprechenden PWTO in der Ionosphäre wenn überhaupt nur mit einer geringen zeitlichen Verzögerung (weniger als die Periodendauer) zu den ursprünglichen PW in der Stratosphäre auftreten und die Frequenz und Wellenlänge nahezu konstant bleiben. Die FK-Wavelet-Spektren von $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$ in 55°N und NCEP-Zonalwinddaten in 10hPa und 55°N werden auf gleichzeitige signifikante Wellenphänomene geprüft. Dazu wird wie in Abschnitt 7.2 der Periodenbereich in sechs Klassen eingeteilt. Tage, an denen sowohl in der Stratosphäre, als auch in der Ionosphäre signifikante Amplituden in der selben Klasse auftreten werden mit 1 markiert, alle anderen mit 0. Zusammenhängende Tage, die mit 1 markiert sind, werden als eine koexistierende PWTO gezählt. Die Anzahl der Übereinstimmungen ist nichtssagend ohne den Vergleich zur Anzahl der Übereinstimmungen mit zufällig auftretenden Oszillationen. Hierzu wurde ein Monte Carlo Test mit 1000 Spektren von gefiltertem¹ weißem Rauschen durchgeführt. Mittelwert und Standardabweichung der Anzahl der Übereinstimmungen wurden aus dem Test abgeleitet. Weil die Ergebnisse annähernd gaußverteilt sind, wird als Signifikanzniveau der Mittelwert plus doppelte Standardabweichung, entsprechend dem 95% Signifikanzniveau normalverteilter Daten festgelegt. Das Signifikanzniveau ist in Abb. 8.1 mit roten Balken markiert.

Die Summe der beobachteten gleichzeitigen PW in der Stratosphäre und PWTO in der Ionosphäre ist für die einzelnen Wellenzahlen und Frequenzbänder in Abbildung 8.1 aufgeschlüsselt. Die Abbildung enthält zum Teil Übereinstimmungen von Wellen, die früher in der Ionosphäre auftreten als in der Stratosphäre. Weil sich beim vertikalen Transport der Energie der PW die Phase der Welle zeitlich nach vorn verlagert (z.B. *Brown und John*, 1979), wurden diese Fälle nicht aus der Auflistung eliminiert. Zudem kann der Oszillationsbeginn oft nicht exakt auf den Tag bestimmt werden (bspw. bei nicht konstanter Frequenz, langsam ansteigender Amplitude oder mehreren

¹Weißes Rauschen wurde mit derselben Methode gefiltert wie $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$.

Schwingungen mit ähnlichen Frequenzen, die nicht genau separiert werden können).

Anhand der Ergebnisse in Abbildung 8.1 wird deutlich, dass im Vergleich zu den auftretenden PW-TO (siehe Abb. 7.1) ca. ein Drittel (insgesamt 128 von 383) gleichzeitig mit stratosphärischen PW beobachtet werden. Übereinstimmungen werden nur für PW mit Perioden ≥ 5 Tagen beobachtet, was damit zusammenhängt, dass in der Stratosphäre kaum signifikante PW mit Perioden kleiner als 5 Tage auftreten. Die meisten Übereinstimmungen werden für PW/PWTO mit Perioden größer als 12 Tage und einer Wellenzahl größer als 1 gefunden.

PWTO mit einer signifikanten Anzahl von Übereinstimmungen mit stratosphärischen PW sind die ostwärts wandernde Quasi-16-Tage-Welle mit der Wellenzahl 2, die Quasi-20-Tage- und die Quasi-30-Tage-Variation des zonalen Mittels, die stehende Quasi-16-Tage-Welle mit der Wellenzahl 2 und die stehende Quasi-30-Tage-Welle mit der Wellenzahl 3. Für die westwärts wandernden PW-TO werden keine signifikanten Übereinstimmungen zu stratosphärischen PW gefunden. Insgesamt liegt für die meisten PWTO im $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$ die Anzahl der beobachteten Übereinstimmungen zu stratosphärischen PW im Zonalwind unterhalb des ermittelten Signifikanzniveaus, weshalb in diesen Fällen von zufälligen Übereinstimmungen auszugehen ist. Von den insgesamt 96 untersuchten Wellenklassen werden für nur 6 Wellentypen signifikante Übereinstimmungen beobachtet (6%). Die Anzahl der mit stratosphärischen PW koinzidierenden PWTO in den IGS-Karten ist etwas geringer als es für die DLR-Karten bestimmt wurde. Hier werden nur 2 signifikante Übereinstimmungen ermittelt, wobei nur für eine Wellenklasse übereinstimmend in den DLR- und IGS-Daten das Signifikanzniveau erreicht wird.

Es ist davon auszugehen, dass mit dem verwendeten Signifikanztest auch wenige Wellenklassen zufällig signifikante Ergebnisse liefern können. Weil der Anteil signifikant übereinstimmender Wellenklassen nur gering ist, ist es möglich, dass keines der Ergebnisse signifikant ist. Es ist jedoch zu beachten, dass die signifikanten Wellentypen in Clustern auftreten. Aufgrund dieser Clusterung erscheint ein Zusammenhang für die ostwärts wandernden Quasi-16-Tage-Wellen und stehenden Wellen mit Perioden größer als 13 Tage möglich. Untersuchungen anhand von Fallstudien könnten weitere Ergebnisse zu diesem Aspekt liefern. Weil diese Untersuchungen über den Umfang der vorliegenden Arbeit hinausgehen, werden sie für Folgearbeiten vorgeschlagen.

Zusammenfassend zeigen die hier ermittelten signifikanten Übereinstimmungen zwischen stratosphärischen PW und ionosphärischen PWTO, dass ein Zusammenhang zwischen beiden Phänomenen möglich ist. Diese Erkenntnis ist jedoch statistisch nicht gesichert und auch exakte Aussagen über die Kopplungsmechanismen (1. oder 2. Kopplungsmechanismus) können anhand dieser Ergebnisse nicht erzielt werden.

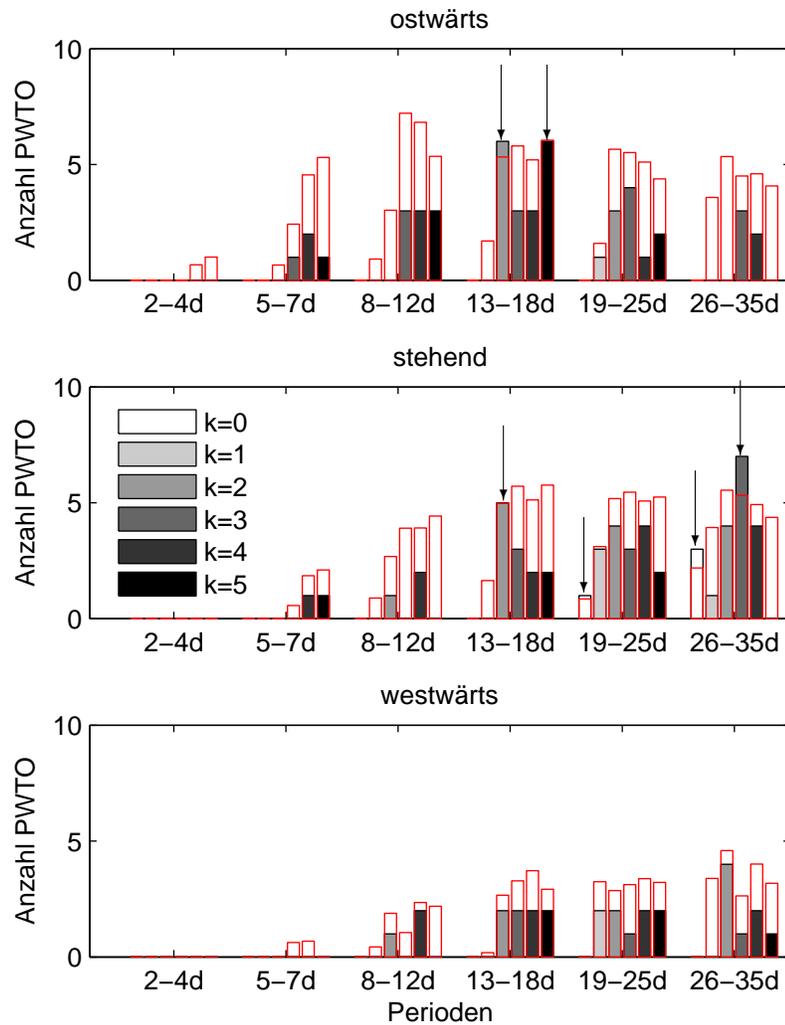


Abbildung 8.1: Anzahl gleichzeitig beobachteter PW (NCEP Zonalwind, 10hPa, 55°N) und PWTO ($\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}} 55^\circ\text{N}$). Die Grauschattierung der Balken zeigt die Wellenzahl an. Rote Balken kennzeichnen das 95% Signifikanzniveau. Die Pfeile markieren die signifikanten Wellenklassen.

8.3 Resultate nichtlinearer Interaktion

In diesem Abschnitt wird die nichtlineare Interaktion von PW untersucht. Dieser Vorgang löst verschiedene Sekundärwellen aus, deren Wellenparameter von den Primärwellen abhängen (Summe/Differenz der Frequenz und Wellenzahl).

Die nichtlineare Interaktion zwischen zwei Wellen wirkt wie folgt: Gegeben ist ein Signal X , das aus 2 Wellen mit den Wellenzahlen k_1 und k_2 und den Kreisfrequenzen ω_1 und ω_2 besteht.

$$X = \cos(k_1\lambda + \omega_1 t) + \cos(k_2\lambda + \omega_2 t) \quad (8.1)$$

Ein quadratisches System, das auf dieses Signal wirkt, bewirkt die nichtlineare Interaktion der beiden Wellen (Primärwellen), deren Resultat die beiden Primärwellen und vier Sekundärwellen sind (siehe z.B. *Angelats i Coll und Forbes*, 2002).

$$\begin{aligned} X^2 = 1 &+ \frac{1}{2}[\cos(2k_1\lambda + 2\omega_1 t) + \cos(2k_2\lambda + 2\omega_2 t)] \\ &+ \cos((k_1 + k_2)\lambda + (\omega_1 + \omega_2)t) \\ &+ \cos((k_1 - k_2)\lambda + (\omega_1 - \omega_2)t) \end{aligned} \quad (8.2)$$

Wie aus Gl. 8.2 hervorgeht, haben diese vier Sekundärwellen die Wellenzahlen/Frequenzen $(2k_1/2\omega_1)$, $(2k_2/2\omega_2)$, $(k_1 + k_2/\omega_1 + \omega_2)$ und $(k_1 - k_2/\omega_1 - \omega_2)$. Die vier Arten der Sekundärwellen werden hier als Typ I-IV durchnummeriert. Bei der nichtlinearen Interaktion zwischen hochfrequenten und niederfrequenten Wellen liegen die Frequenzen von zwei Sekundärwellen dicht bei der Frequenz der hochfrequenten Primärwellen, wodurch der Effekt der Amplitudenmodulation entsteht. In der Atmosphäre sind z.B. Amplitudenmodulationen von Gezeiten durch PW zu beobachten.

Angenommen, die Welle (k_1, ω_1) ist eine stratosphärische PW, deren Parameter bekannt sind, und die Welle (k_2, ω_2) eine beliebige atmosphärische Welle, deren Parameter unbekannt sind, dann kann die Sekundärwelle vom Typ I genau bestimmt werden, während die Typen II bis IV von der unbekanntem zweiten Primärwelle abhängen. Handelt es sich bei der zweiten Primärwelle um Gezeiten, werden die Perioden der Sekundärwellen mit den Typen II bis IV unter einem Tag (oder knapp darüber) liegen und somit nicht direkt als PWTO beobachtbar sein (ggf. sind die Effekte der Schwebung/Modulation in der Ionosphäre wahrnehmbar). Ist die zweite Primärwelle auch eine PW, so ist die Typ-II-Sekundärwelle in den Ergebnissen des Typ I enthalten. Die Typen III und IV sind nur mit einer sehr differenzierten Analyse identifizierbar. Weil dieser Aufwand sehr hoch ist, wird exemplarisch die Interaktion zwischen wandernden PW und SPW analysiert.

Folgend wird nun geprüft, ob die vier bei der nichtlinearen Interaktion zwischen stratosphärischen wandernden PW (k_w, ω_w) und stratosphärischen SPW $(k_s, 0)$ entstehenden Sekundärwellentypen in der Ionosphäre beobachtet werden können. Laut Gl. 8.2 können die folgenden vier Sekundärwellen

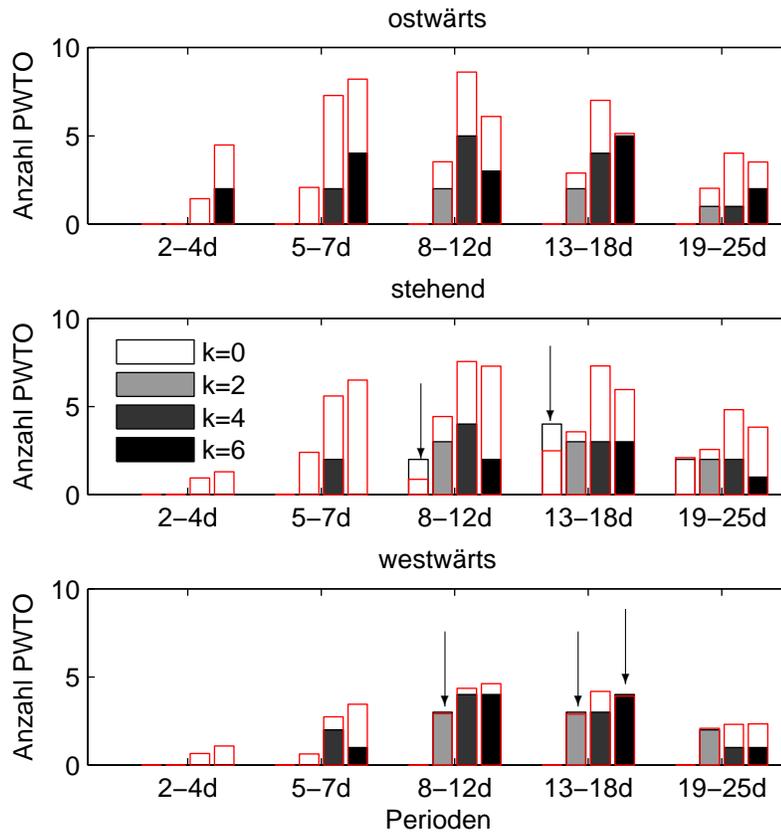


Abbildung 8.2: Anzahl gleichzeitig beobachteter PWTO in $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}(55^\circ\text{N})$ und Wellen des Sekundärwellentyps I, die theoretisches Ergebnis der nichtlinearen Interaktion von PW und SPW (NCEP Zonalwind, 10hPa, 55°N) sind. Das 95% Signifikanzniveau ist mit roten Balken gekennzeichnet. Die Pfeile markieren die signifikanten Wellenklassen.

aus ihrer nichtlinearen Interaktion resultieren:

$$\text{Typ I: } (2k_w; 2\omega_w)$$

$$\text{Typ II: } (2k_s; 0)$$

$$\text{Typ III: } (k_w + k_s; \omega_w)$$

$$\text{Typ IV: } (k_w - k_s; \omega_w)$$

Für k_s werden die Wellenzahlen 1 bis 3 eingesetzt. Für die Parameter k_w und ω_w werden die Frequenzen und Wellenzahlen der, aus NCEP-Reanalyse-Zonalwinddaten berechneten, signifikanten PW der FK-Spektren eingesetzt. Die theoretischen Resultate der Interaktionen der gemessenen stratosphärischen PW werden mit Beobachtungen im $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$ verglichen.

Der Sekundärwellentyp I entsteht unabhängig mit welcher Welle die primäre PW nichtlinear interagiert, sei es eine SPW, eine Gezeitenwelle oder eine andere Welle. In Abb. 8.2 werden die

Übereinstimmungen der Typ-I-Sekundärwellen von stratosphärischen PW mit den ionosphärischen PWTO angezeigt. Insgesamt werden 77 Übereinstimmungen von PWTO mit dem Sekundärwellentyp I gefunden. Das sind deutlich weniger als für die gleichzeitigen PW/PWTO in Abschnitt 8.2 beobachtet wurden. Jedoch birgt schon die Analysemethode in sich, dass es zu weniger Übereinstimmungen kommt. Gezeigt wird das durch die kleineren Signifikanzniveaus (in Abb. 8.2 rote Balken). Die kleinere Anzahl an Übereinstimmungen ist bedingt durch weniger Spektren, die miteinander verglichen werden (nur die Hälfte). Für die meisten Wellenklassen (graue Balken in Abb. 8.2) liegt die Anzahl der Übereinstimmungen jedoch unter dem Signifikanzniveau. In fünf Fällen überschreitet sie es. Diese fünf Fälle sind PWTO mit der Wellenzahl 0 und westwärts wandernde PWTO mit den Wellenzahlen 2 und 6 mit Quasi-Perioden von 10 und 16 Tagen.

Der Typ II, der hier betrachteten Sekundärwellen, sind stationäre Wellen. Weil stationäre Wellen im $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$ nicht analysierbar sind (siehe Abschnitt 7.2), wird dieser Sekundärwellentyp hier nicht aufgeführt.

Für den Sekundärwellentyp III treten insgesamt 132 Übereinstimmungen zwischen theoretisch entstehenden Sekundärwellen in der Stratosphäre und PWTO in der Ionosphäre auf. Diese Anzahl ist sehr ähnlich der Anzahl direkter Übereinstimmungen zwischen stratosphärischen PW und ionosphärischen PWTO. Signifikante Zahlen treten in diesem Fall für sieben Typen der PWTO auf. Diese sind die ostwärts wandernde Welle 5 mit Quasi-16-Tage- und Quasi-20-Tage-Periode, die Zonalmittelvariationen mit Quasi-16-Tage-, Quasi-20-Tage- und Quasi-30-Tage-Periode, die stehende Welle 4 mit Quasi-20-Tage-Periode und die westwärts wandernde Welle 2 mit Quasi-20-Tage-Periode (Abb. 8.3).

Ein sehr ähnliches Ergebnis wird für die Sekundärwellen des Typ IV beobachtet (Abb. 8.4). Hier ist die Summe der gemessenen Übereinstimmungen 116. Signifikante Häufungen treten für sechs Typen von PWTO auf, die Zonalmitteloszillationen mit Quasi-10-, 16-, 20- und 30-Tage-Periode, die westwärts wandernde Welle 1 mit Quasi-16-Tage-Periode und die westwärts wandernde Welle 2 mit Quasi-10-Tage-Periode.

Die IGS-Daten geben eine geringere Anzahl von Übereinstimmungen zwischen ionosphärischen PWTO und potentiellen stratosphärischen Sekundärwellen wieder (siehe Abb. B.8-B.9) als die DLR-Daten. Anstatt der insgesamt 18 Wellenklassen mit signifikanten Übereinstimmungen in den DLR-Daten werden in den IGS-Daten insgesamt 11 Wellenklassen mit signifikanten Übereinstimmungen ermittelt. Diese beschränken sich fast ausschließlich auf die Zonalmitteloszillationen.

Die Untersuchung der potentiellen nichtlinearen Interaktion von PW hat gezeigt, dass einige PWTO im $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$ mit stratosphärischen PW in Verbindung gebracht werden können, wenn von einer nichtlinearen Interaktion zwischen wandernden PW und SPW ausgegangen wird. Diese Vermutung geht davon aus, dass die Sekundärwellen durch veränderte Wellenparameter (Wellenlänge und Pha-

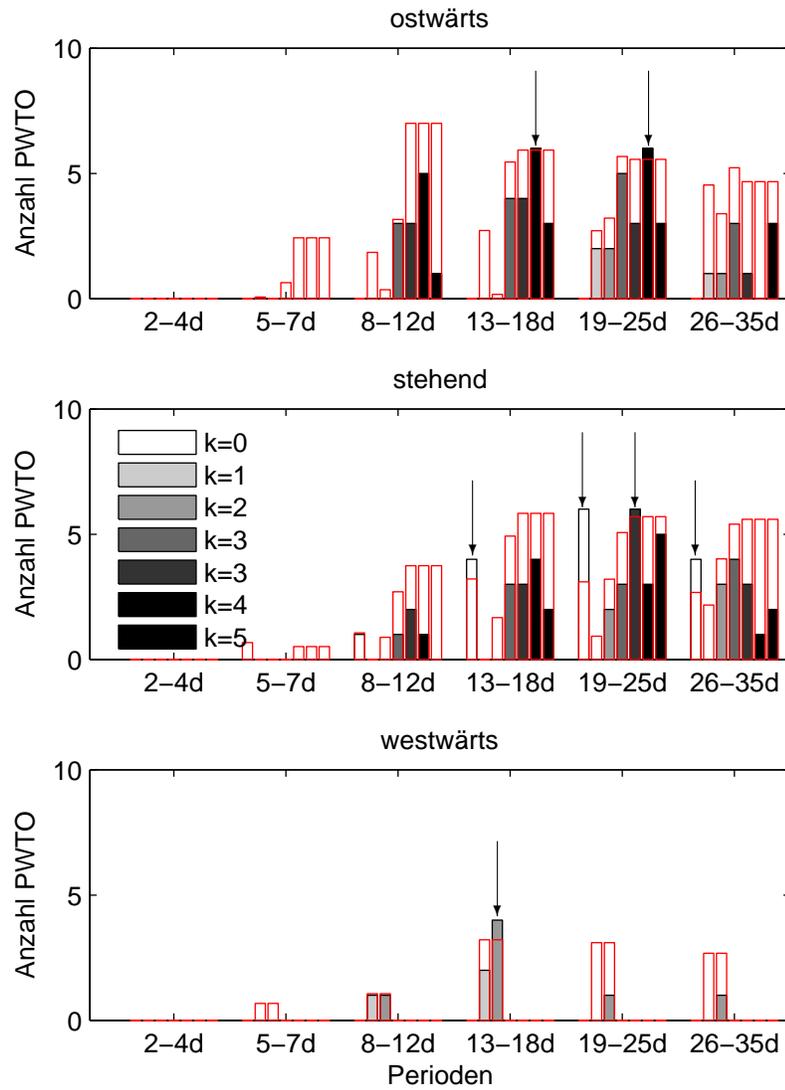


Abbildung 8.3: Anzahl gleichzeitig beobachteter PWTO in $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}(55^\circ\text{N})$ und Wellen des Sekundärwellentyps III, die theoretisches Ergebnis der nichtlinearen Interaktion von PW und SPW (NCEP Zonalwind, 10hPa, 55°N) sind. Das 95% Signifikanzniveau ist mit roten Balken gekennzeichnet. Die Pfeile markieren die signifikanten Wellenklassen.

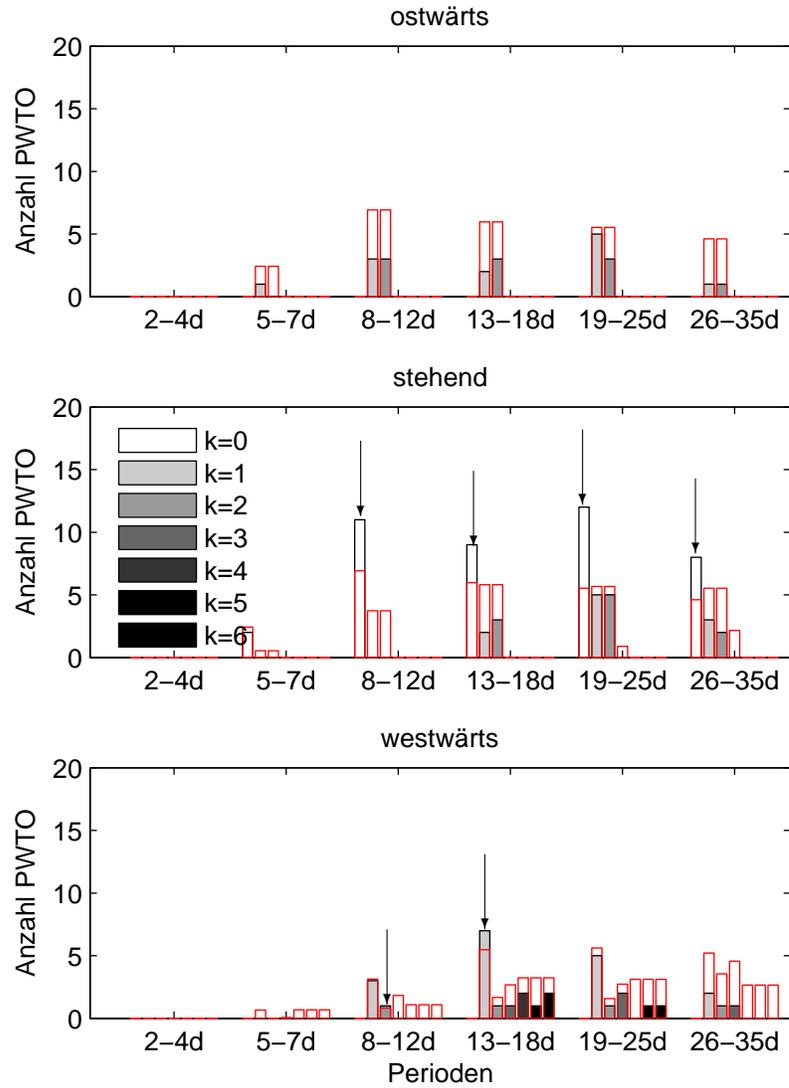


Abbildung 8.4: Anzahl gleichzeitig beobachteter PWTO in $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}(55^\circ\text{N})$ und Wellen des Sekundärwellentyps IV, die theoretisches Ergebnis der nichtlinearen Interaktion von PW und SPW (NCEP Zonalwind, 10hPa, 55°N) sind. Das 95% Signifikanzniveau ist mit roten Balken gekennzeichnet. Die Pfeile markieren die signifikanten Wellenklassen.

sengeschwindigkeit) höher aufsteigen können als die Primärwellen. Im Fall eines primären Einflusses der nichtlinearen Interaktion auf die Kopplungsmechanismen zwischen der unteren und mittleren Atmosphäre und der Ionosphäre wären deutlich mehr Übereinstimmungen zwischen PWTO und potentiellen Sekundärwellen (besonders vom Typ I, der unabhängig von der zweiten Primärwelle ist) zu erwarten als direkte Übereinstimmungen zwischen PWTO und stratosphärischen PW. Beobachtet werden jedoch ähnliche Zahlen an Übereinstimmungen zwischen PWTO und potentiellen Sekundärwellen, wie Übereinstimmungen zwischen PWTO und PW gemessen wurden. Für nur 18 von 270 (6.7%) der untersuchten Klassen der PWTO erreicht die Anzahl der Übereinstimmungen das 95% Signifikanzniveau. Somit kann mit der verwendeten statistischen Methode kein entscheidendes Indiz für einen primären Einfluss des 5. Kopplungsmechanismus (siehe Abschnitt 3.5) festgestellt werden. Stattdessen werden für folgende Untersuchungen Fallstudien vorgeschlagen. Obwohl nur wenige signifikante Übereinstimmungen gemessen wurden, lassen diese trotzdem einen Zusammenhang mit sich vertikal ausbreitenden Sekundärwellen vermuten. Gehäuft werden signifikante Übereinstimmungen, die zum Teil weit über das Signifikanzniveau hinaus gehen, für die Variationen des zonalen Mittels gemessen. Wegen der Clusterung des Auftretens steht die Vermutung nahe, dass diese PWTO mit stratosphärischen PW zusammenhängen.

Bei der Auswertung der Ergebnisse sind einige Schwächen der verwendeten Methode zu beachten. Wie im vorangehenden Abschnitt wird bei diesen Analysen nicht differenziert, ob zuerst die PWTO oder die PW mit signifikanter Amplitude auftritt. Weiterhin kann die Klassifizierung dazu führen, dass eine Welle in benachbarten Klassen gleichzeitig erfasst wird.

8.4 Modulierung atmosphärischer Schwerewellen

Zu den theoretischen Möglichkeiten der Übertragung der Energie der PW in die Ionosphäre gehört auch die Modulation der AGW, durch die in der E-Region sekundäre PW erzeugt werden können (Kopplungsmechanismus 4). Die Modulation der AGW mit Eigenschaften der PW ist ein linearer Effekt. Die Übertragung der PW-Signaturen auf die AGW erfolgt durch die Beeinflussung der sich vertikal ausbreitenden AGW durch die mit PW geprägten Windsysteme in der Stratosphäre. Dadurch können Variationen der Häufigkeit und Amplitude der AGW hervorgerufen werden. Dieser Übertragungsprozess von PW in die Ionosphäre wurde von Meyer (1999) vorgeschlagen und durch Modellierung geprüft. Meyer (1999) konnte eine Übertragung der PW-Energie bis in die untere Thermosphäre nachweisen. Nach bisherigem Kenntnisstand wurden jedoch noch keine empirischen Analysen durchgeführt, die die Relevanz des 4. Kopplungsmechanismus für die Atmosphären-Ionosphären-Kopplung untersuchen.

Dringen die AGW bis in die Thermosphäre vor, wird davon ausgegangen, dass ihre Signaturen auch in der Ionosphäre zu sehen sind. Diese Annahme basiert auf der Beobachtung von koinzidierenden

Signaturen von AGW im ionosphärischen TEC und AGW in der MLT-Region (*Saito et al.*, 2002, 2007; *Tsugawa et al.*, 2007). Die Signaturen von AGW in der Ionosphäre werden als Travelling Ionospheric Disturbances (TID) bezeichnet. Ein signifikanter Einfluss von AGW auf die Ionosphäre wurde durch *Vadas und Liu* (2009) theoretisch und empirisch ermittelt. Sie beschreiben, dass sekundäre AGW (d.h. durch nichtlineare Interaktion in der unteren Thermosphäre entstandene Sekundärwellen) sogar bis in die F2-Schicht aufsteigen können.

In diesem Kapitel soll die folgende Aktionskette untersucht und geprüft werden: PW→Modulation der AGW→Modulation der TID→PWTO. Zuerst werden PW in der Stratosphäre beobachtet. Zur gleichen Zeit wird eine Modulation der AGW Amplituden festgestellt, die sich bis in die untere Thermosphäre fortsetzt. Daraufhin tritt eine Modulation der TIDs im TEC auf und gleichzeitig werden PWTO beobachtet. Wenn keine Unterbrechung der Kette auftritt, ist die Modulation von AGW ein wahrscheinlicher Übertragungsmechanismus. Tritt jedoch eine Unterbrechung der Aktionskette auf, gilt der 4. Kopplungsmechanismus als unwahrscheinlich. Im Folgenden wird zuerst die Beobachtung der TID-Aktivität und anschließend die AGW-Aktivität erläutert, bevor die Untersuchung der Aktionskette beginnt.

Ionosphärische TIDs können sehr genau anhand der differentiellen Trägerphasen der GNSS Signale bestimmt werden. Eine bewährte Methode zur Bestimmung der TID-Amplituden ist, Link-bezogen² die TEC-Differenzen zu einem gleitenden stündlichen TEC-Mittel (auch Link-bezogen) zu bilden (die Messmethode ist ausführlich in *Borries et al.* (2009) beschrieben). Auf diese Weise können über Europa alle 30 Sekunden ca. 1000-2000 TID-Amplituden gemessen werden. Für die Untersuchung der Variation der TID-Aktivität wird für jede Stunde die Varianz der gemessenen TID-Amplituden für die europäische Region (-10-30°E, 35-65°N) bestimmt. Vorstudien haben gezeigt, dass die TID-Aktivität in dieser Region zonal weitestgehend homogen ist, während meridional starke Unterschiede bestehen. Deshalb wird die Untersuchungsregion meridional in 6 Teilregionen unterteilt, die jeweils eine meridionale Ausdehnung von 5° haben. Die Varianz der gemessenen TID-Amplituden ist für die Teilregion 10°W-30°E, 50-55°N und den Zeitraum 2002 bis 2007 in Abb. 8.5 (blau) dargestellt.

Während des Untersuchungszeitraums (2002-2007) ist ein deutlich abnehmender Trend der Varianz der TID-Amplituden zu beobachten. Lokale Varianz-Maxima treten an den Äquinoktien auf. Der Vergleich in Abb. 8.5 zeigt, dass die Varianz der TID-Amplituden annähernd proportional zum quadratischen TEC ist. Als Maß für die TID-Aktivität wird deshalb der Quotient aus der Amplitudenvarianz (σ_{TID}^2) und dem Quadrat des Medians des zonal gemittelten TEC gewählt.

$$P_{TID}(\varphi, t) = \frac{\sigma_{TID}^2(\varphi, t)}{\text{median}_{27}(m_{\lambda}(TEC(\lambda, \varphi, t)))^2} \quad (8.3)$$

²„Link“ bedeutet in diesem Fall die ununterbrochene Messung zwischen einem Satelliten und einer Bodenstation.

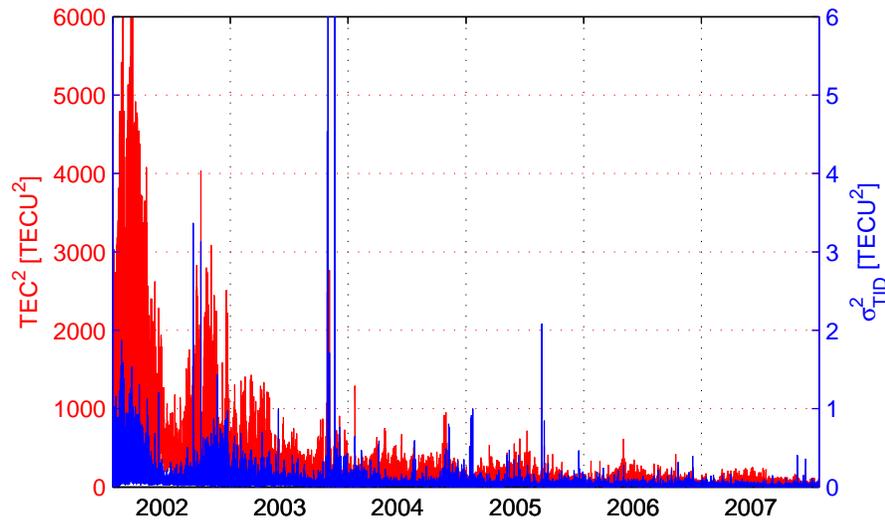


Abbildung 8.5: Vergleich der Varianz der TID-Amplituden (blau) mit dem quadratischen TEC (rot, entnommen aus den Europa-TEC-Karten des DLR) in der Teilregion (10°W - 30°E , 50 - 55°N). Die blaue Achse beschriftet die Varianz, die rote Achse den quadratischen TEC. Die vertikalen Gitterlinien kennzeichnen die Jahreswechel (1. Januar).

Die Funktion m_{λ} berechnet das zonale Mittel. Allerdings deckt das Untersuchungsgebiet der TIDs nur den Längenbereich 10°W bis 30°E . Der Median wird in einem 27-tägigen laufenden Fenster berechnet. Die TID-Aktivität P_{TID} wird für jede Teilregion mit der mittleren Breite φ mit einer zeitlichen Auflösung von 1 Stunde berechnet. Auszüge aus den Messungen der TID-Aktivität für den Untersuchungszeitraum 2002 bis 2007 für unterschiedliche Universalzeiten (UT, wobei Universalzeit und Lokalzeit in dieser Region nah beieinander liegen) werden in Abb. 8.6 darstellt. Zu erkennen ist eine deutlich erhöhte TID-Aktivität während der Wintermonate, die auch schon von *Tsybulya* (2005) festgestellt wurde. Der Vergleich der verschiedenen Uhrzeiten zeigt eine deutlich geringere TID-Aktivität am Tag und eine sehr große Variabilität in der Nacht, wobei nachts sehr große Amplituden entstehen können. In den Morgenstunden (6UT) ist die TID-Aktivität allgemein groß, mit einem deutlichen saisonalen Zyklus. Die relativ kleine Varianz unterhalb des saisonalen Zyklus zu dieser UT deutet auf einen klimatologischen Effekt hin. Dies ist der solare Terminator, der sich mit seinen relativ großen Gradienten auf diese Weise in der TID-Aktivität abbildet. Der Jahreszyklus entsteht hier durch die lokale Veränderung der Sonnenaufgangszeit während eines Jahres.

Wegen des relativ kleinen Störungsgrades wurde die TID-Aktivität um 12UT als Gegenstand der Untersuchung der Modulation mit Perioden von PW gewählt. Mit der kontinuierlichen Wavelettransformation wird die TID-Aktivität spektral analysiert. Signifikante Oszillationen im Wave-

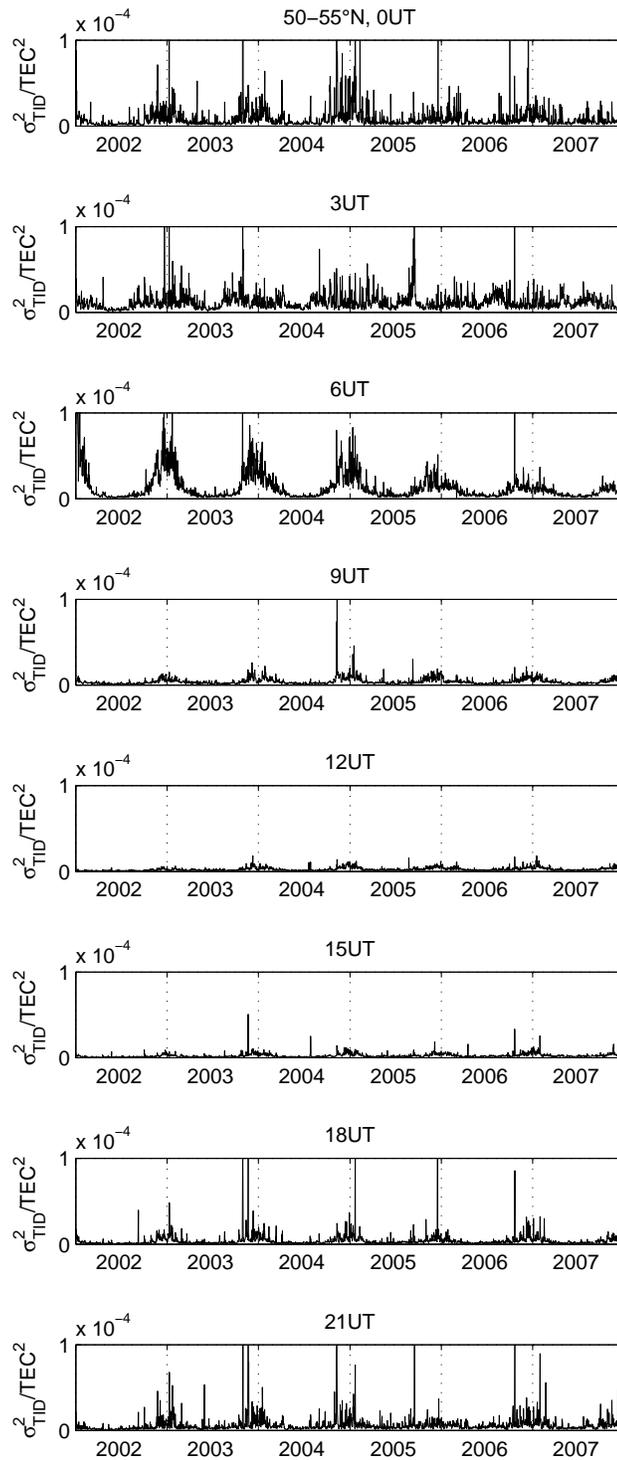


Abbildung 8.6: Varianz der TID-Amplituden im Verhältnis zum TEC in der Region $10^{\circ}\text{W}-30^{\circ}\text{E}$, $50-55^{\circ}\text{N}$. Jeder Graph bildet eine andere Universalzeit (UT) ab: oben 00UT, unten 21UT. Die vertikalen Gitterlinien kennzeichnen die Jahreswechsel (1. Januar).

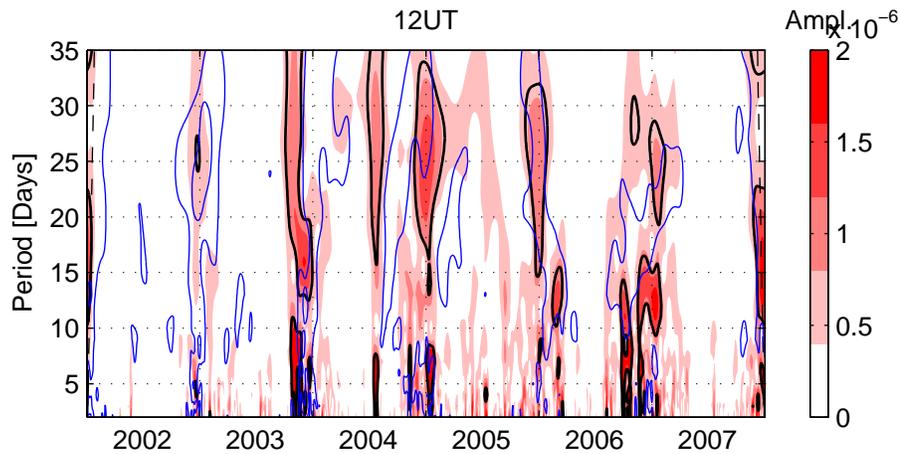


Abbildung 8.7: Waveletspektrum der TID-Aktivität (12UT) in der Region $-10-30^{\circ}\text{E}, 50-55^{\circ}\text{N}$. Die rote Schattierung zeigt die Amplitude der Oszillation an, die schwarzen Linien umranden die 95% signifikanten Amplituden. Blaue Linien umranden Bereiche mit 95% signifikanten Oszillationen des $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$ (zonales Mittel $-10-30^{\circ}\text{E}, 50^{\circ}\text{N}$). Die vertikalen Gitterlinien kennzeichnen die Jahreswechsel (1. Januar).

letamplitudenspektrum der TID-Aktivität (Teilregion $10^{\circ}\text{W}-30^{\circ}\text{E}, 50-55^{\circ}\text{N}$) sind in Abbildung 8.7 schwarz markiert. Während der Wintermonate sind deutlich signifikante Oszillationen im Periodenbereich von PW zu erkennen. Ähnlichkeiten zur PW-Aktivität in der mittleren Atmosphäre können somit in der Modulation von ionosphärischen TID-Amplituden nachgewiesen werden.

Signifikante Oszillationen des zonalen Mittels von $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$ ($10^{\circ}\text{W}-30^{\circ}\text{E}, 50^{\circ}\text{N}$) werden in Abb. 8.7 durch blaue Linien umschlossen. Der Vergleich zwischen den PWTO-Modulationen der TID-Aktivität und den PWTO im $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$ zeigt einige Übereinstimmungen in Wintermonaten. Ein Zusammenhang zwischen den Modulationen der TID und den ionosphärischen PWTO scheint somit möglich zu sein.

AGW-Analysen basieren auf SABER/TIMED³ Temperatur-Daten. Die orbitalen Satellitenmessungen (einzelne Temperaturprofile von 30-130km) werden getrennt nach tages- und nachtzeitlichen Überflügen analysiert. Durch Hochpassfilterung der Signale mit vertikalen Wellenlängen $\lambda_z < 6\text{km}$ wird für jedes Temperaturprofil die Amplitude T' des AGW-Anteils bestimmt. Pro Tag werden Messungen auf ca. 15 Orbits in ein reguläres 3-dimensionales Gitter (Länge, Breite, Höhe) interpoliert, wobei eine durchgängige Breitenabdeckung von 50°S bis 50°N erzielt wird. Für den Vergleich zur ionosphärischen TID-Aktivität werden die AGW-Amplituden für $\approx 50^{\circ}\text{N}$ verwendet.

³SABER (Sounding of the Atmosphere using Broadband Emission Radiometry) ist eines der Instrumente der TIMED (Thermosphere Ionosphere Mesosphere Energetics and Dynamics)-Mission der NASA, zur globalen Erkundung der Mesosphäre und unteren Thermosphäre.

Weil die Auswertung der SABER-Daten komplex ist und die Modulation der AGW durch PW nicht direkt durch spektrale Analysen ermittelt werden kann, wurden in Zusammenarbeit mit P. Hoffmann (Universität Leipzig) spezielle Proxies zur Beschreibung der Amplitudenmodulation durch PW entwickelt. Diese PW-Proxies werden durch folgende Gleichungen beschrieben:

$$\begin{aligned} PW_a^{zon}(t, \varphi) &= \sigma_t(m_\lambda(a)) \\ &= \sqrt{\frac{1}{T-1} \sum_{x=t-\frac{T}{2}}^{t+\frac{T}{2}} \left(\frac{1}{\Lambda} \sum_{\lambda=1}^{\Lambda} a(x, \lambda, \varphi) - \frac{1}{T} \sum_{y=t-\frac{T}{2}}^{t+\frac{T}{2}} \frac{1}{\Lambda} \sum_{\lambda'=1}^{\Lambda} a(y, \lambda', \varphi) \right)^2} \end{aligned} \quad (8.4)$$

$$\begin{aligned} PW_a^{prop}(t, \varphi) &= m_\lambda(\sigma_t(a - m_\lambda(a))) \\ &= \frac{1}{\Lambda} \sum_{\lambda=1}^{\Lambda} \sqrt{\frac{1}{T-1} \sum_{x=t-\frac{T}{2}}^{t+\frac{T}{2}} \left(b(x, \lambda, \varphi) - \frac{1}{T} \sum_{y=t-\frac{T}{2}}^{t+\frac{T}{2}} b(y, \lambda, \varphi) \right)^2} \end{aligned} \quad (8.5)$$

$$\text{mit } b(x, \lambda, \varphi) = a(x, \lambda, \varphi) - \frac{1}{\Lambda} \sum_{\lambda'=1}^{\Lambda} a(x, \lambda', \varphi)$$

$$\begin{aligned} PW_a^{stat}(t, \varphi) &= \sigma_\lambda(m_t(a)) \\ &= \sqrt{\frac{1}{\Lambda-1} \sum_{\lambda=1}^{\Lambda} \left(\frac{1}{T} \sum_{x=t-\frac{T}{2}}^{t+\frac{T}{2}} a(x, \lambda, \varphi) - \frac{1}{\Lambda} \sum_{\lambda'=1}^{\Lambda} \frac{1}{T} \sum_{y=t-\frac{T}{2}}^{t+\frac{T}{2}} a(y, \lambda', \varphi) \right)^2} \end{aligned} \quad (8.6)$$

Die Funktionen σ_t und m_t berechnen die zeitliche Standardabweichung und den zeitlichen Mittelwert in einem gleitenden Fenster mit der Breite $T = 30$ Tage, und die Funktionen σ_λ und m_λ berechnen entsprechend die zonale Standardabweichung und den zonalen Mittelwert. Dabei ist Λ der verfügbare Längenbereich. Aussagekräftige PW-Proxies werden nur dann gewonnen, wenn der Längenbereich $0-360^\circ$ verfügbar ist. Zonalmittelvariationen werden durch den PW-Proxy PW_a^{zon} beschrieben, stationäre PW durch den Proxy PW_a^{stat} , und der Proxy PW_a^{prop} beinhaltet die wandernden PW. Diese PW-Proxies können aus beliebigen Datensätzen a , die eine zonale und zeitliche Dimension haben, berechnet werden. Sie ermöglichen somit eine allgemeinen Beschreibung der PW-Aktivität ohne eine spektrale Zerlegung (*Borries and Hoffmann, 2010*). Die Normierung der Daten mit ihrer Standardabweichung ermöglicht den Vergleich ihrer PW-Proxies.

Für die Analyse der Aktionskette werden die angegebenen PW-Proxies aus den stratosphärischen Reanalysen, SABER AGW-Daten, TID-Daten und TEC-Daten berechnet. Es besteht eine Einschränkung in der Berechnung der PW-Proxies für die TIDs, weil die zonale Variation der TIDs wegen der geringen zonalen Ausdehnung der Untersuchungsregion ($10^\circ\text{W}-30^\circ\text{E}$) nicht aufgelöst werden kann. Die PW-Proxies, die aus der TID-Aktivität berechnet werden, können deshalb nur als sehr grobe Approximation verstanden werden und müssen differenziert betrachtet werden. Letztendlich ermöglicht die Verwendung der PW-Proxies den gesuchten Vergleich zwischen der strato-

identifizierbar. Dennoch scheint eine Tendenz zu höheren Amplituden im Winter vorhanden zu sein. In der Ionosphäre ($\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$) ist ein deutlicher saisonaler Zyklus zu beobachten. Mit dem Amplitudenmaximum im Winter, beginnend im Oktober und endend im April/Mai, ähnelt der saisonale Zyklus dem der wandernden und stehenden Wellen im stratosphärischen Zonalwind. Für die TID-Aktivität kann der Proxy PW_a^{prop} nicht berechnet werden mangels der zonalen Abdeckung der Daten.

Für die Interpretation der Ergebnisse sind einige, teilweise schon benannte, Einschränkungen zu beachten. Die größte Schwäche dieser Analyse ist die geringe zonale Abdeckung der TID-Daten, die die PW-Proxies der TID-Aktivität unzuverlässig machen. Eine weitere zu beachtende Schwäche ist, dass der PW_a^{prop} nicht nur die wandernden und stehenden Wellen, sondern auch das Rauschen der Daten beinhaltet. Somit kann bei kleinem Signal zu Rausch-Verhältnis die Amplitude des PW_a^{prop} durch das Rauschen beeinträchtigt werden. Darüberhinaus ist zu beachten, dass TIMED-SABER sonnensynchron ist, wodurch eine Art Welle erzeugt wird, deren Effekt auf diese Analyse zu betrachten ist.

Zusammenfassend ist für keinen der drei PW-Wellentypen (Zonalmittelvariationen, stationäre Wellen und wandernde und stehende Wellen) die Aktionskette $\text{PW} \rightarrow \text{Modulation der AGW} \rightarrow \text{Modulation der TID} \rightarrow \text{PWTO}$ nachweisbar. Abgesehen von den Einschränkungen bei der Berechnung der PW-Proxies von den TID-Amplituden wird die Aktionskette jeweils in der oberen Mesosphäre (ca. 80km Höhe) unterbrochen. Eine Übertragung der PW-Amplituden auf das dynamoinduzierte E-Feld erscheint somit unwahrscheinlich. Trotzdem können für Zonalwindvariationen und wandernde und stehende Wellen ähnliche Amplituden der PW-Proxies in der Stratosphäre und der Ionosphäre beobachtet werden. Deutliche Übereinstimmungen zwischen lokalen Maxima von stratosphärischen und ionosphärischen Proxies können jedoch in den Abbildungen 8.8 bis 8.10 nicht gefunden werden. Obwohl die Aktionskette nicht durchgehend beobachtet werden kann, erscheint es verfrüht, den 4. Kopplungsmechanismus als nicht möglich zu verwerfen. Deutlichere Ergebnisse werden erwarten, wenn gezielt PW-Proxy-Maxima zu Zeiten, in denen koinzidente stratosphärische PW und ionosphärische PWTO aus den FK-Analysen bekannt sind, diskutiert werden. Entsprechende Analysen werden für Folgearbeiten vorgeschlagen.

8.5 Zusammenfassung und Diskussion

In diesem Kapitel wurden mögliche Zusammenhänge zwischen stratosphärischen PW und ionosphärischen PWTO untersucht und mögliche Kopplungsmechanismen betrachtet. Es sei an dieser Stelle betont, dass nicht alle Kopplungsmechanismen einbezogen wurden. Es wurde sich auf eine Auswahl von Prozessen konzentriert, die wahrscheinlich erschienen und für die geeignete Analysemethoden und Daten zur Verfügung standen.

Erstens wurden Hinweise für die direkte Ausbreitung von PW in die untere Thermosphäre gesucht (Kopplungsprozesse 1 und 2), indem direkte Übereinstimmungen in den Wellenparametern von signifikanten stratosphärischen PW und ionosphärischen PWTO analysiert wurden. Zweitens wurde der mögliche Einfluss von sekundären PW, die bei einer nichtlinearen Interaktion von PW entstehen, auf die untere Thermosphäre analysiert (5. Kopplungsmechanismus), indem Übereinstimmungen zwischen potentiellen Sekundärwellen und ionosphärischen PWTO geprüft wurden. Drittens wurde die Kopplung durch modulierte AGW (4. Kopplungsmechanismus) untersucht, indem die Aktionskette $PW \rightarrow$ Modulation der AGW \rightarrow Modulation der TID \rightarrow PWTO analysiert wurde. Einige Hinweise auf eine Kopplung zwischen den ionosphärischen wellenartigen Phänomenen mit atmosphärischen Wellen konnten aufgedeckt werden. Zudem wurden auch Differenzen entdeckt, die zu diskutieren sind.

Schon an den in Kapitel 7 aufgezeigten Unterschieden in der Klimatologie der PW in der Stratosphäre und den Eigenschaften der ionosphärischen PWTO ist zu erkennen, dass nicht viele direkte Übereinstimmungen zwischen stratosphärischen PW und PWTO zu erwarten sind. Dementsprechend liegt auch die Anzahl der ermittelten direkten Übereinstimmungen zwischen stratosphärischen PW und ionosphärischen PWTO zum Großteil im zufälligen Bereich. Für wenige Wellentypen geht die Anzahl der Übereinstimmungen über das zufällige Maß hinaus. Vor allem für langperiodische PW (Quasi-16-Tage-Welle und Quasi-30-Tage-Welle) mit Wellenzahlen größer eins werden signifikante Übereinstimmungen festgestellt. Ein Beispiel für die direkte Ausbreitung der Quasi-16-Tage-Welle mit der Wellenzahl 1 bis in die untere Thermosphäre (120km Höhe) konnte kürzlich mit Beobachtungen von SABER/TIMED-Temperaturen belegt werden (*Mukhtarov et al.*, 2010). Zudem wurde gleichzeitig mit der 16-Tage-Temperaturwelle in der unteren Thermosphäre eine Quasi-16-Tage-Welle sowohl in f_oF2 als auch in ΔTEC_{rel} beobachtet. Weil die Quasi-16-Tage-Welle in der E-Region wahrscheinlich keine entsprechend große Amplitude besitzt, um den Winddynamo der E-Region zu beeinflussen (*Forbes et al.*, 1995; *Forbes*, 1996), ist anzunehmen, dass die mit der PW verbundene Variation der thermosphärischen Zusammensetzung sich auf die Ionosphäre auswirkt (1. Kopplungsmechanismus). Die Vermutung liegt nahe, dass auch die hier festgestellten signifikanten Übereinstimmungen zwischen stratosphärischen PW und ionosphärischen PWTO über den 1. Kopplungsmechanismus miteinander in Beziehung stehen. Weil jedoch die Anzahl der signifikanten Übereinstimmungen nicht groß ist, ist nicht von einem primären Kopplungsmechanismus auszugehen. Zudem ist zu beachten, dass die Analysen der IGS-Karten nur für 2 Wellenklassen signifikante Übereinstimmungen anzeigt (siehe Abb. B.7).

Im Unterschied zu den wenigen signifikanten Übereinstimmungen der Primärwellen, ist die Anzahl der Übereinstimmungen zwischen potentiellen Sekundärwellen der stratosphärischen PW und ionosphärischen PWTO für einige Wellentypen signifikant. Ein besonderes Indiz für den Beitrag der nichtlinearen Interaktion zur Atmosphären-Ionosphären-Kopplung sind besonders viele Koin-

zidenzen für die PWTO des zonalen Mittels, die in Abschnitt 8.3 beschrieben wurden. Die im $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$ besonders starken Zonalmitteloszillationen stehen weder mit dem solaren Einfluss, noch mit Zonalmitteloszillationen in der unteren und mittleren Atmosphäre in direktem Zusammenhang (siehe Kapitel 6 und 7). Anhand der Ergebnisse in Abschnitt 8.3 scheint es jedoch wahrscheinlich, dass die Zonalmitteloszillationen als Sekundärwellen durch die nichtlineare Interaktion zwischen PW entstehen. Aber auch diverse andere PWTO mit Wellenzahlen zwischen 0 und 6 und Perioden länger als 8 Tage finden signifikante Übereinstimmungen mit potentiellen sekundären PW. Die Analysen der IGS-Karten zeigen ein sehr ähnliches Ergebnis (siehe Abb. B.8- B.10). Die nichtlineare Interaktion zwischen PW könnte somit ein wesentlicher Bestandteil der Übertragung der PW-Energie in die Ionosphäre (5. Kopplungsmechanismus) sein.

Die Modulation von AGW-Amplituden als möglicher Bestandteil der Kopplung des Atmosphären-Ionosphären-Systems (4. Kopplungsmechanismus) wurde in Abschnitt 8.4 untersucht. Die Untersuchung anhand von Proxies der PW-Modulation in verschiedenen Höhengiveaus zwischen 30 und ca. 250km Höhe zeigte Ähnlichkeiten zwischen stratosphärischen PW und ionosphärischen PWTO. Zudem scheinen in der Stratosphäre und unteren Mesosphäre die AGW-Amplituden durch die PW moduliert zu sein. Jedoch verschwindet diese Modulation in der Mesopausenregion. In dieser Region, in der Nähe der Null-Windlinie oder Region mit geringen Zonalwinden, befindet sich die „Wellen Turbopause“ (Offermann *et al.*, 2007). Aufgrund der niedrigen Windgeschwindigkeiten brechen aufsteigende Wellen verstärkt in dieser Region. Die brechenden Wellen wiederum erzeugen Turbulenzen, geben Energie und Impuls an die Umgebung ab und rückkoppeln mit dem Zonalwind. Nach den Ergebnissen in Abschnitt 8.4 scheinen die AGW verstärkt in der „Wellen-Turbopause“ zu brechen, wodurch die Energie ihrer Modulation in dieser Region freigesetzt wird. Es konnte keine durchgehende PW-Aktivität in der Aktionskette PW→Modulation der AGW→Modulation der TID→PWTO nachgewiesen werden, weshalb der 4. Kopplungsmechanismus unwahrscheinlich erscheint. Weil die vollzogenen Analysen einen relativ großen Zeitraum von fast 2 Jahren abdecken, wurden keine einzelnen Phänomene betrachtet. Weiterführende Analysen der PW-Proxies zu Zeiten in denen Koinzidenzen von stratosphärischen PW und ionosphärischen PWTO auftreten sind nötig, um den 4. Kopplungsmechanismus (Modulation der AGW) zu be- bzw. widerlegen.

Der 3. Kopplungsmechanismus (Modulation der Gezeiten) wurde in dieser Arbeit aus genannten Gründen nicht näher analysiert. In der Literatur sind jedoch zahlreiche Hinweise auf sein Wirken zu finden. Schon vor längerer Zeit haben Modellstudien gezeigt, dass die Gezeiten in der Thermosphäre (über 120km Höhe) während Sonnenflecken Minimumbedingungen durch Kräfte von unten angetrieben werden (Hong und Lindzen, 1976) und aktuelle Beobachtungen (Immel *et al.*, 2009; Forbes *et al.*, 2009) bestätigen diese Studien. Demzufolge liegt die Vermutung nahe, dass während eines Sonnenfleckenminimums die Gezeiten Signale aus der mittleren Atmosphäre in die Ionosphäre/Thermosphäre übertragen werden können. Neueste Modellstudien mit dem NCAR TIME-GCM

(Thermosphere-Ionosphere-Mesosphere-Electrodynamics General Circulation Model des National Center for Atmospheric Research) bekräftigen diese Hypothese (*Liu et al.*, 2010a). *Liu et al.* (2010a) beschreiben den Einfluss von Quasi-SPW auf die Ionosphäre (Dynamo, Ionendrift, F2-Schicht Höhe, maximale Elektronendichte und TEC) im Sonnenfleckenminimum durch die nichtlineare Interaktion mit Gezeiten. Auch in verschiedenen Beobachtungen werden Hinweise zu diesem Kopplungsmechanismus gefunden. *Huang et al.* (2009) beschreiben bspw. die Modulation der täglichen Gezeit in der unteren und mittleren Atmosphäre (mittlere Breiten). Einige Beobachtungen von PW und Gezeiten in der MLT-Region zeigen das Auftreten diverser Sekundärwellen, die durch nichtlineare Interaktion bzw. Amplitudenmodulation entstehen (*Manson und Meek*, 1990; *Teitelbaum und Vial*, 1991; *Beard et al.*, 1999). Auch *Pancheva et al.* (2008b) beschreiben den Beitrag von modulierten Gezeiten zur Erzeugung von PWTO in der MLT-Region in den Tropen. Zudem wurden in mittleren Breiten in den Parametern der sporadischen E-Schicht, die eng mit der halbtägigen Gezeit zusammenhängt, räumliche Strukturen, wie sie von PW bekannt sind, gefunden (*Haldoupis und Pancheva*, 2002; *Zykov et al.*, 2009). Ergänzend können Vergleiche zwischen Mesopausenwinden (Meteorradardaten von Collm, 13°E, 51.3°N) und $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$ Koinzidenzen in der Modulation der in der Mesosphäre dominanten halbtägigen Gezeit und PWTO im $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$ aufzeigen. Abbildung 8.11 zeigt ein Beispiel für eine solche Koinzidenz. Im Januar 2006 ist gleichzeitig die halbtägige Gezeit mit einer Quasi-10-Tage-Welle moduliert und eine PWTO mit einer Periode von 10 Tagen im Zonalmittel des $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$ zu beobachten. Im Februar 2006 tritt gleichzeitig eine Quasi-16-Tage-Welle in der Modulation der halbtägigen Gezeit und im $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$ auf. Empirische Untersuchungen, wie sie in diesem Kapitel durchgeführt wurden, liefern Hinweise über mögliche Kopplungsmechanismen zwischen der unteren und mittleren Atmosphäre und der Ionosphäre. In Kombination mit Modellierungsanalysen, wie sie bspw. in *Liu et al.* (2010a) und *Pogoreltsev et al.* (2007) durchgeführt wurden, können die physikalischen Mechanismen der Kopplung belegt werden.

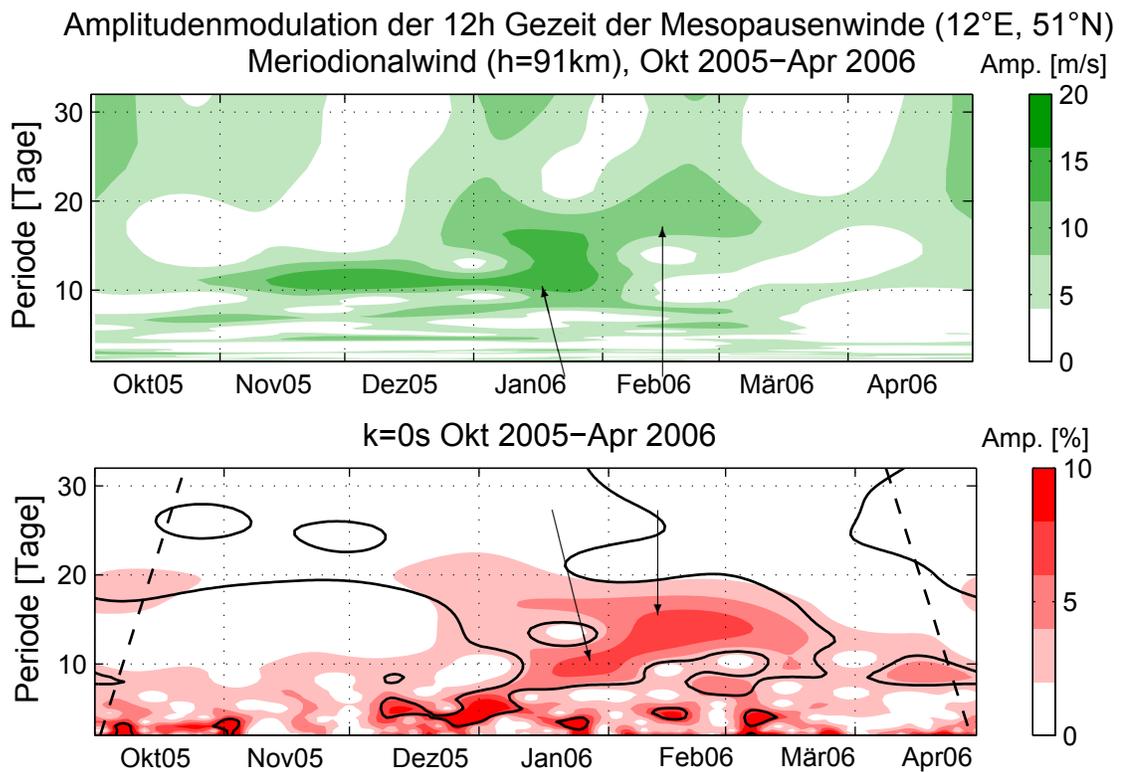


Abbildung 8.11: Oben: Fourieramplitudenspektrum der Modulation der halbtägigen Gezeit des Meridionalwindes in 91km Höhe, gemessen mit dem Meteorradar in Collm (13°E , 51.3°N). Unten: Waveletspektrum der Zonalmittelvariation im $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$, 52.5°N . Die Pfeile zeigen gleichzeitige Oszillationen an.

Kapitel 9

Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurden sogenannte planetarische wellenartige Schwingungen (PWTO), d.h. ionosphärische großskalige periodische Variationen mit Wellenlängen von mehreren Tausend Kilometern und Perioden zwischen 2 und 30 Tagen, untersucht. Die Analysen hatten das Ziel, einen Beitrag zu leisten, die Hypothese der Kopplung zwischen der mittleren Atmosphäre mit der Ionosphäre durch planetarische Wellen (PW) zu be- oder widerlegen.

Genutzt wurden regionale hemisphärische Karten, die den Gesamtelektronengehalt (TEC) der Atmosphäre in der Nordhemisphäre (50°N-Nordpol) wiedergeben. Dieser Datensatz liefert neue genauere Informationen über die horizontale Ausdehnung und Bewegung der PWTO als bisher angewandte lokale Messungen von Ionosonden. Zusätzlich sind durch seine lückenlose Verfügbarkeit charakteristische Merkmale ableitbar. Weil die bisher verfügbaren TEC-Karten entweder nicht genau genug oder auf zu kleine Regionen beschränkt waren, ist dieser Datensatz besonders gewinnbringend für die Untersuchung der PWTO.

Für die Analysen wurden aktuelle und bewährte Methoden der Spektralanalyse (Wavelettransformation und Fouriertransformation) verwendet. Sie wurden gewählt, weil sie besonders gut für diskrete, äquidistante Daten geeignet sind und periodische Signale am besten approximieren. Außerdem erfordern sie keine weiteren Annahmen an das Signal. Eine Kombination aus räumlichen und zeitlichen Analysen (Frequenz-Wellenzahl-Analyse) ermöglichte die spektrale Zerlegung des Datensatzes in einzelne Wellenkomponenten, die durch ihre zonale Wellenzahl, Periode und zonale Bewegungsrichtung charakterisiert sind.

Korrelationsanalysen zwischen TEC und solaren Parametern (F10.7 und Sonnenwindgeschwindigkeit) gaben den erheblichen Einfluss der Sonne auf die Variation des TEC im Zeitskalenbereich von Tagen wieder. Sowohl die Sonnenrotationsperiode (27 Tage) als auch ihre Subharmonischen (13.5 Tage, 9 Tage und 7 Tage) konnten im TEC-Signal nachgewiesen werden. Interessante saisonale Abhängigkeiten in der Art der Korrelation (korreliert/antikorreliert) wurden beobachtet, die mit Dichteänderungen und Änderung der Ekliptik erklärt werden könnten. Weiterführende Studien, die

diese Beobachtungen ausbauen und die Ursachen tiefergehend ergründen, können an dieser Stelle ansetzen. Es wurde gezeigt, dass die quasi-periodischen Signale der solaren Parameter erzwungene Oszillationen im TEC-Signal erzeugen. Mit einer auf der Wavelettransformation basierenden speziellen Filtermethode wurden diese erzwungenen solar gesteuerten Oszillationen gezielt aus dem TEC-Signal entfernt. Der Vergleich vom gefilterten und ungefilterten Signal hat gezeigt, dass bis zu 50% der Energie der PWTO im TEC-Signal (Periodenbereich 2-30Tage) durch solare Variationen erzeugt wird.

Das gefilterte TEC-Signal wurde mit der Frequenz-Wellenzahl-Analyse spektral zerlegt, um die Eigenschaften der im Signal verbliebenen Oszillationen im Skalenbereich von PW festzustellen. Die Analysen ergaben, dass die PWTO einige gemeinsame Eigenschaften mit PW haben, aber auch wesentliche Unterschiede vorhanden sind. Gemeinsamkeiten sind das Wellenaktivitätsmaximum im Winter, die bevorzugten geographischen Breiten, die Bewegung der Wellen um den geographischen Pol und typische Perioden von PW. Die PWTO unterscheiden sich von den stratosphärischen PW durch die Dominanz der Zonalmitteloszillationen und vorwiegend kürzere Perioden. Die Unterschiede schließen jedoch nicht aus, dass trotzdem eine Kopplung existiert.

Für die Kopplung zwischen unterer Atmosphäre und Ionosphäre gibt es in der Literatur verschiedene Erklärungsansätze, von denen einige in der vorliegenden Arbeit empirisch beleuchtet wurden. Untersucht wurden erstens der direkte Aufstieg der PW in die untere Thermosphäre, zweitens die nichtlineare Interaktion zwischen PW und drittens die Modulation von atmosphärischen Schwerkwellen (AGW). Dabei wird davon ausgegangen, dass die Übertragung der PW-Energie in die Ionosphäre in der unteren Thermosphäre entweder über die PW-Variation der thermosphärischen Zusammensetzung oder die Modulation des Winddynamos erfolgt. Die Analysen haben einige, aber nur wenige Anzeichen für eine direkte Ausbreitung von PW in die untere Thermosphäre ergeben. Deutlich mehr Hinweise wurden für die nichtlineare Interaktion zwischen PW gefunden. Vor allem die Zonalmitteloszillationen, die in der Ionosphäre dominieren und deren Ursprung bisher nicht geklärt werden konnte, lassen sich mit Sekundärwellen von PW in Zusammenhang bringen. Die Analyse der AGW hat keine Amplitudenmodulation der AGW in der unteren Thermosphäre nachweisen können. Dieser Prozess scheint deshalb eine untergeordnete Rolle in der Atmosphären-Ionosphären-Kopplung zu spielen.

Letztendlich führen die aufgeführten Ergebnisse dieser Arbeit zur Schlussfolgerung, dass eine Kopplung der mittleren Atmosphäre und Ionosphäre durch PW möglich ist, d.h. dass ein Teil der Energie von PW in die Ionosphäre übertragen wird. Der Prozess der nichtlinearen Interaktion zwischen PW scheint wesentlicher Bestandteil des Übertragungsprozesses der PW-Energie in die Ionosphäre zu sein. Die entstehenden Sekundärwellen, die sich bis in die untere Thermosphäre ausbreiten, beeinflussen entweder den Winddynamo der E-Region, was sich wiederum auf das dynamoinduzierte E-Feld und die vertikale Ionendrift auswirkt, oder die thermosphärische Zusammensetzung, wo-

durch sich ihre Variation in der Rekombinationsrate widerspiegelt. Für einige PW, wie z.B. die Quasi-16-Tage-Welle, ist es möglich sich direkt bis in die untere Thermosphäre auszubreiten und dort Variationen der thermosphärischen Zusammensetzung zu verursachen.

Trotz der umfangreichen Analysen mussten aus Mangel an geeigneten Analysemethoden und Daten einige Aspekte, die zum Thema der Atmosphären-Ionosphären-Kopplung durch PW dazu gehören, in der vorliegenden Arbeit vernachlässigt werden. Dies betrifft bspw. die Untersuchung der Wirkung von Stratosphärenerwärmungen auf die Kopplung und die Auswirkung der PW auf die Elektrojets und sporadischen E-Schicht, die in zukünftigen Arbeiten tiefgründiger untersucht werden können. Auch die Modulation von atmosphärischen Gezeiten, die bereits als potentieller Kopplungsmechanismus identifiziert werden konnte, wird für weitere Analysen empfohlen.

Desweiteren wurden in der vorliegenden Arbeit einige neue Themen eröffnet, die es sich lohnt genau zu untersuchen. Zum einen wurden in Kapitel 6 interessante Ergebnisse zum Zusammenhang zwischen Sonnenwind und TEC erzielt, die detaillierter analysiert werden sollten. Zum anderen hat das Kapitel 8.4 neue Einblicke in die Klimatologie und Modulation der AGW gegeben, die in weiteren Untersuchungen vertieft werden können. Weil der verwendete Datensatz zum heutigen Zeitpunkt noch relativ kurz ist, können zukünftige Analysen über einen noch längeren Zeitraum mehr und damit statistisch sicherere Informationen über die Klimatologie der PWTO ermöglichen.

Anhang A

FK-Spektren von Stratosphären­daten

Zur Analyse der stratosphärischen PW-Aktivität werden NCEP-Reanalysedaten genutzt. Die Daten werden in 17 verschiedenen Druckniveaus in einem globalen Gitter mit $2.5 \times 2.5^\circ$ Auflösung in Länge und Breite und einer zeitlichen Auflösung von 1 Tag vom NOAA/OAR/ESRL PSD, Boulder, Colorado, USA zur Verfügung gestellt. Repräsentativ werden in den hier dargestellten spektralen Analysen die Zonalwinddaten in 10hPa verwendet.

Es werden dieselben Analysen für dieselbe geographische Region wie in Kapitel 7 durchgeführt. Die hier festgestellte Klimatologie muss nicht exakt mit der aus der Literatur bekannten Klimatologie der PW-Aktivität in der Stratosphäre übereinstimmen, weil der untersuchte Zeitraum verhältnismäßig kurz und somit nicht repräsentativ ist.

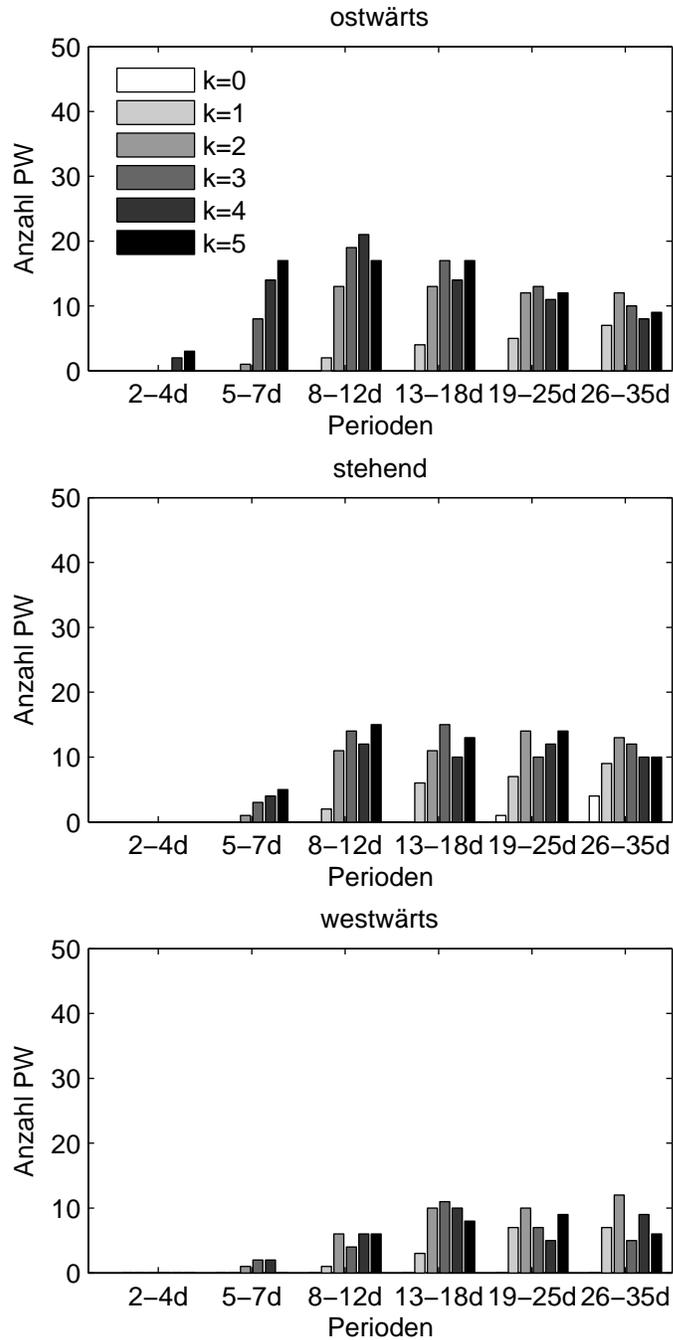


Abbildung A.1: Anzahl beobachteter PW im NCEP-Zonalwind, 10hPa, in 55°N, 2002-2008, differenziert nach Wellenzahl und Periodenklasse. Oben: ostwärts wandernde PW; Mitte: stehende PW; Unten: westwärts wandernde PW. Die Grauwerte der Säulen markieren die Wellenzahl.

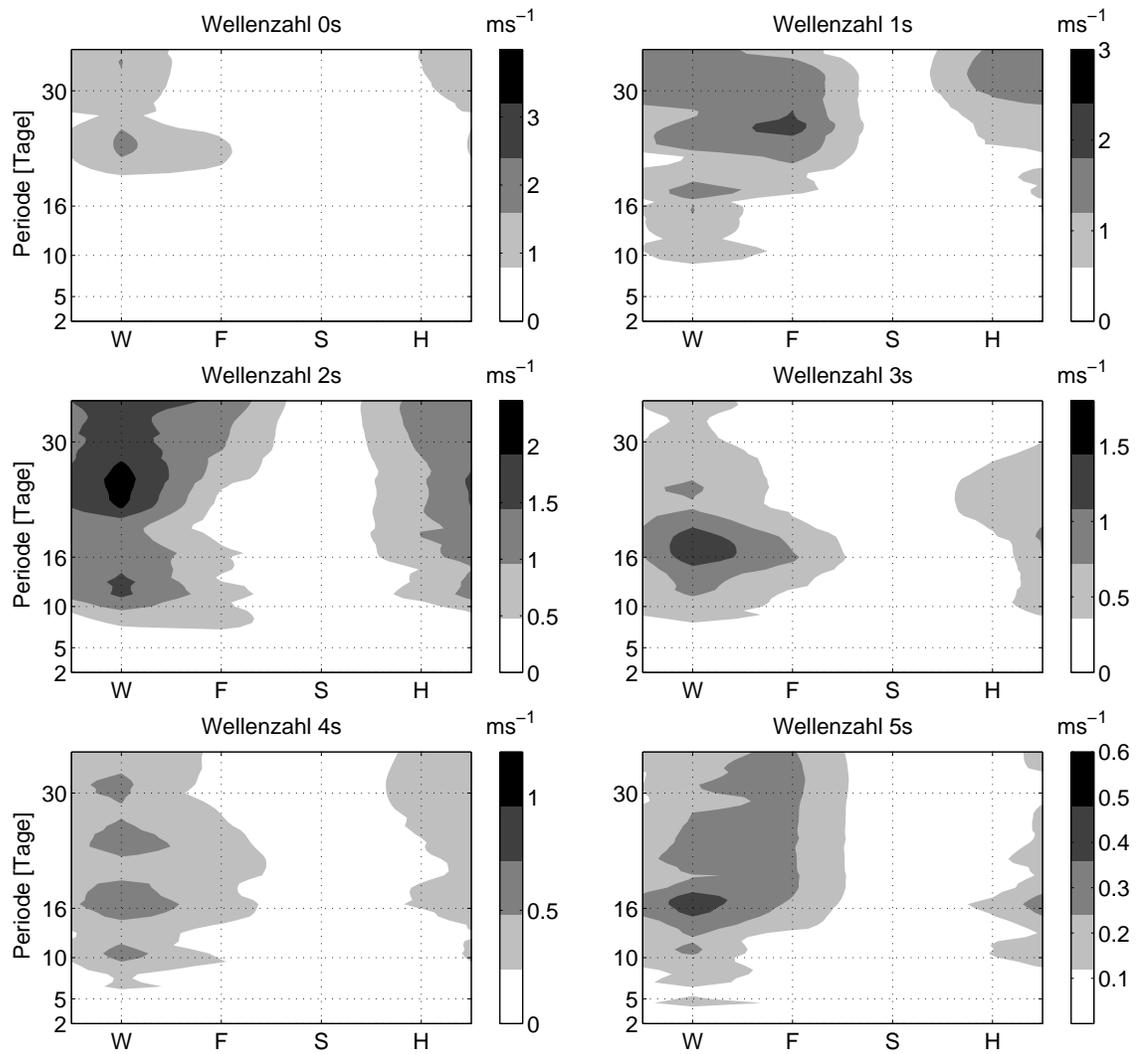


Abbildung A.2: RMS der Amplitude der stehenden Wellen verschiedener Wellenzahlen auf 55°N beobachtet im Zonalwind bei 10hPa (NCEP-Reanalysen, 2002-2008) in Abhängigkeit von der Jahreszeit (W: Winter, F: Frühjahr, S: Sommer, H: Herbst).

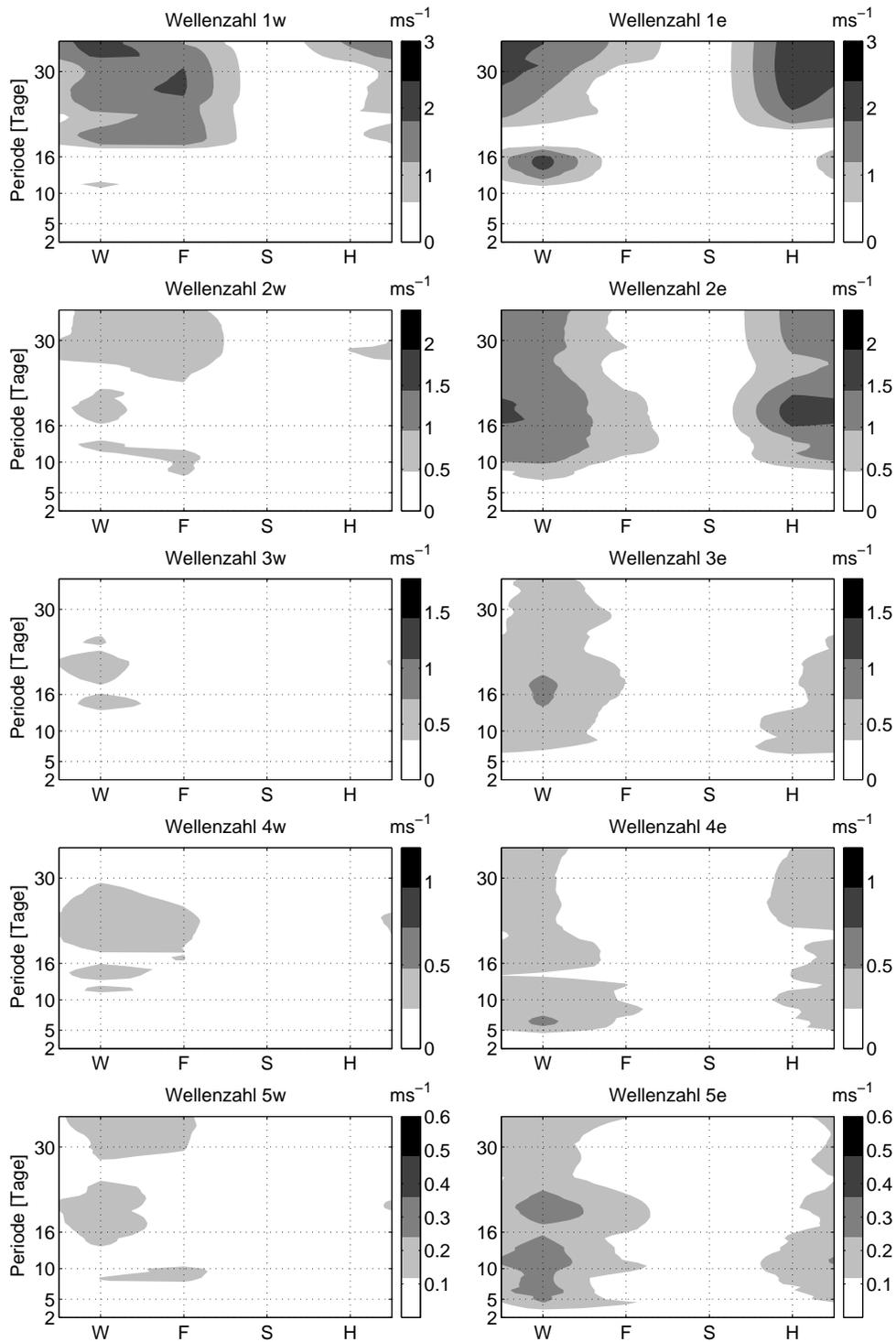


Abbildung A.3: RMS der Amplitude der wandernden Wellen auf 55°N beobachtet im Zonalwind bei 10hPa (NCEP-Reanalysen, 2002-2008) während der verschiedenen Jahreszeiten.

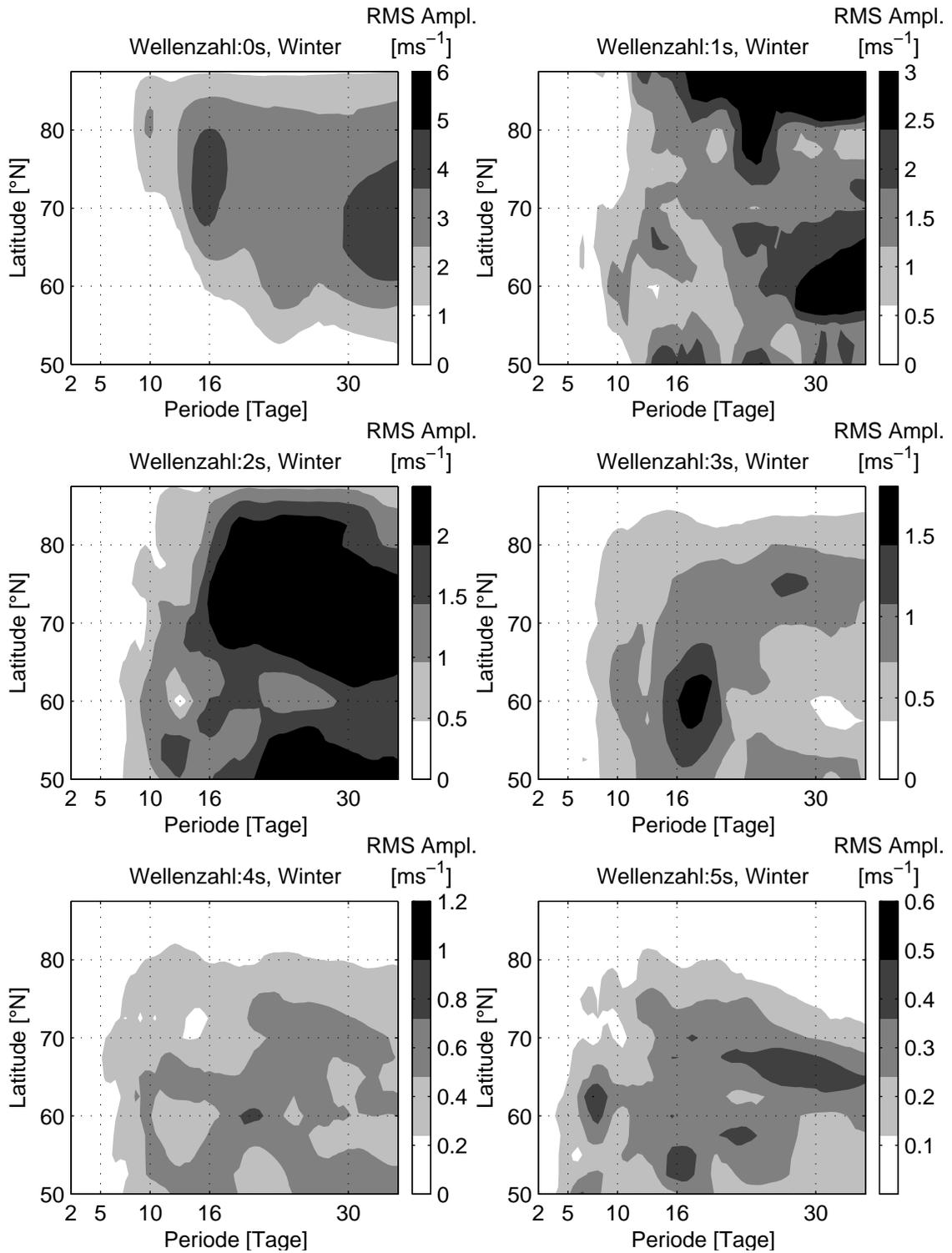


Abbildung A.4: RMS Amplitude der stehenden PW in den Wintermonaten Dezember-Februar in Abhängigkeit von der geographischen Breite. Beobachtet in NCEP-Reanalysen vom Zonalwind in 10hPa, 2002-2008

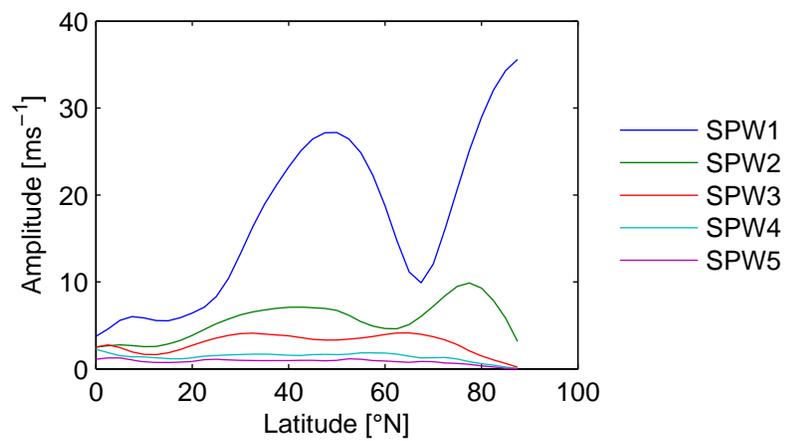


Abbildung A.5: Breitenabhängigkeit der stationären PW im Zonalwind (10hPa) für die Wellenzahlen 1 (blau) bis 5 (violett).

Anhang B

Analysen der IGS-TEC-Karten

Die in den Kapiteln 6 bis 8 beschriebenen Analysen werden parallel mit IGS-TEC-Karten durchgeführt. Die Ergebnisse sind in den Abschnitten B.1 bis B.3 dargestellt.

Die vom International GNSS Service (IGS) bereitgestellten TEC-Karten sind das gewichtete Mittel von TEC-Karten, die an vier verschiedenen Einrichtungen hergestellt werden: das „Center for Orbit Determination in Europe“ (CODE) an der Universität Bern in der Schweiz, die „European Space Operations Centre Ionosphere Monitoring Facility“ der ESA in Darmstadt, die „Ionospheric and Atmospheric Remote Sensing Group“ am Jet Propulsion Laboratory (JPL) in Pasadena, Californien, USA, und die „Research Group of Astronomy and Geomatics“ an der Technischen Universität von Catalonien (UPC) in Barcelona, Spanien. Die Gewichtung beruht zum einen auf dem Vergleich des slant TEC einer kleinen Anzahl von IGS Stationen und zum anderen auf dem Ergebnis einer externen Selbstkonsistenz-Validierung. Die IGS-TEC-Karten werden seit 2001 routinemäßig mit TOPEX-Altimeter-Messungen validiert. Sie werden mit einer zeitlichen Auflösung von 2 Stunden und einer Gittergröße von 2.5° in der Breite und 5° in der Länge produziert.

B.1 TEC-Variationen mit solarem Ursprung

Die Korrelation zwischen TEC und solaren Parametern wird in Abb. B.1 gezeigt. Der Anteil solarer Variation im $\Delta\text{TEC}_{\text{rel}}$ ist in Abb. B.2 dargestellt.

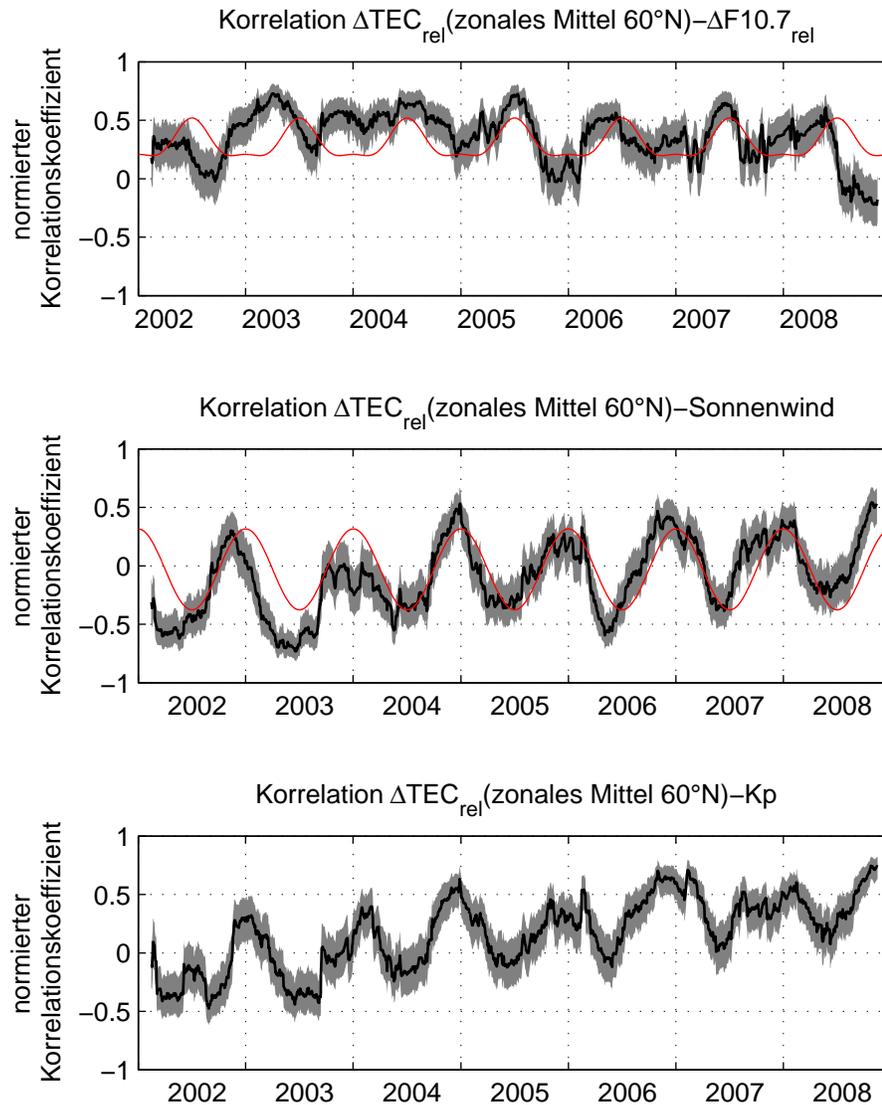


Abbildung B.1: Korrelation von IGS- $\Delta\text{TEC}_{\text{rel}}$ (zonales Mittel 60°N) mit $\Delta\text{F10.7}_{\text{rel}}$ (oben), IGS- $\Delta\text{TEC}_{\text{rel}}$ mit der absoluten Sonnenwindgeschwindigkeit (Mitte) und IGS- $\Delta\text{TEC}_{\text{rel}}$ mit Kp (unten). Die Korrelation wurde unter einem gleitenden Fenster mit der Fensterlänge 90 Tage berechnet. Die graue Schattierung kennzeichnet das Vertrauensintervall 95% Signifikanz. Rote Kurven zeigen die mit der Methode der kleinsten Quadrate ermittelten Modelle der Korrelationswerte. Die vertikalen Gitterlinien kennzeichnen die Jahreswechel (1. Januar).

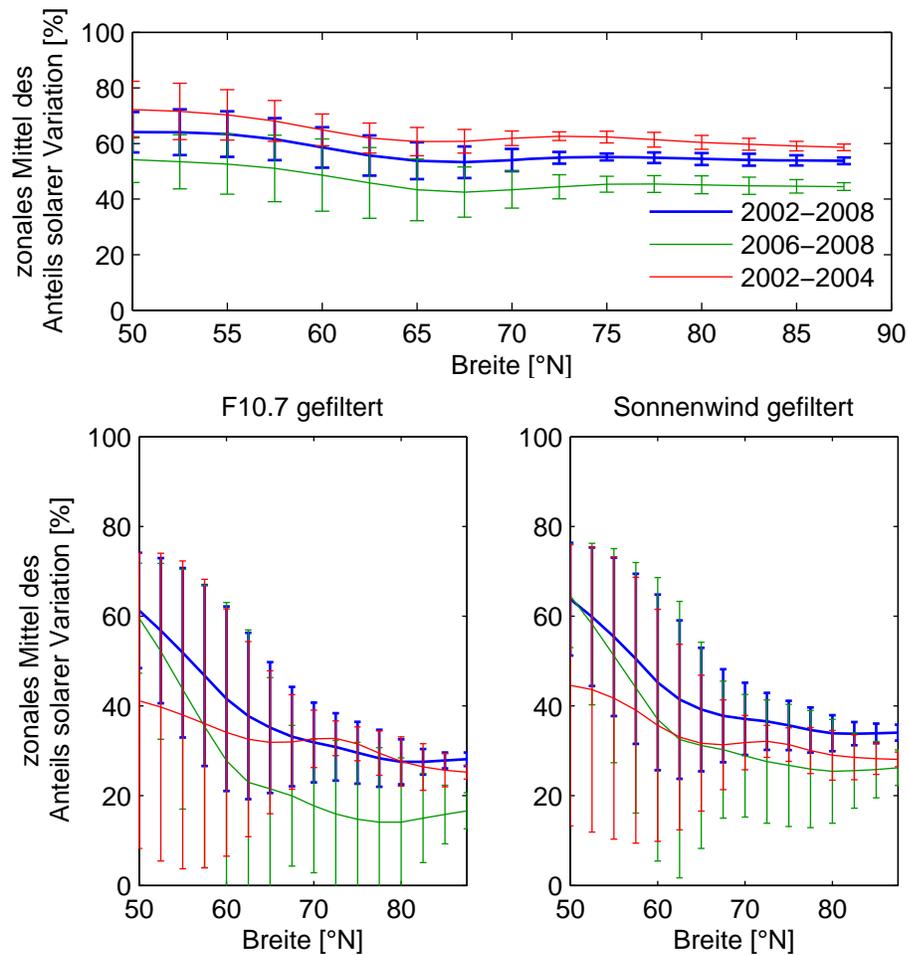


Abbildung B.2: Abschätzung des Anteils solar gesteuerter Variationen im $\Delta\text{TEC}_{\text{rel}}$ in IGS-Karten in Abhängigkeit von der geographischen Breite. Dargestellt ist jeweils der zonal gemittelte Anteil. Oben: Filterung von F10.7, Sonnenwind und Kp, Mittel der Jahre 2002-2008 (blau), Mittel im solaren Minimum 2006-2008 (grün); Mittel im solaren Maximum 2002-2004 (rot); Unten links: die Filterung des F10.7 allein; Unten rechts: die Filterung des Sonnenwindes allein. Die Standardabweichung wird mit Balken angezeigt.

B.2 Charakteristische Eigenschaften der Signaturen planetarischer Wellen in der Ionosphäre

Die Anzahl beobachteter PWTO in den IGS-Karten wird in Abb. B.3 dargestellt. Die RMS-Amplituden der stehenden Wellen verschiedener Wellenzahlen im $\text{IGS-}\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$ werden in Abb. B.4 gezeigt und die RMS-Amplituden für die wandernden Wellen in Abb. B.5. Die Breitenabhängigkeit der PWTO, die in den IGS-Karten beobachtet werden, ist in Abb. B.6 dargestellt.

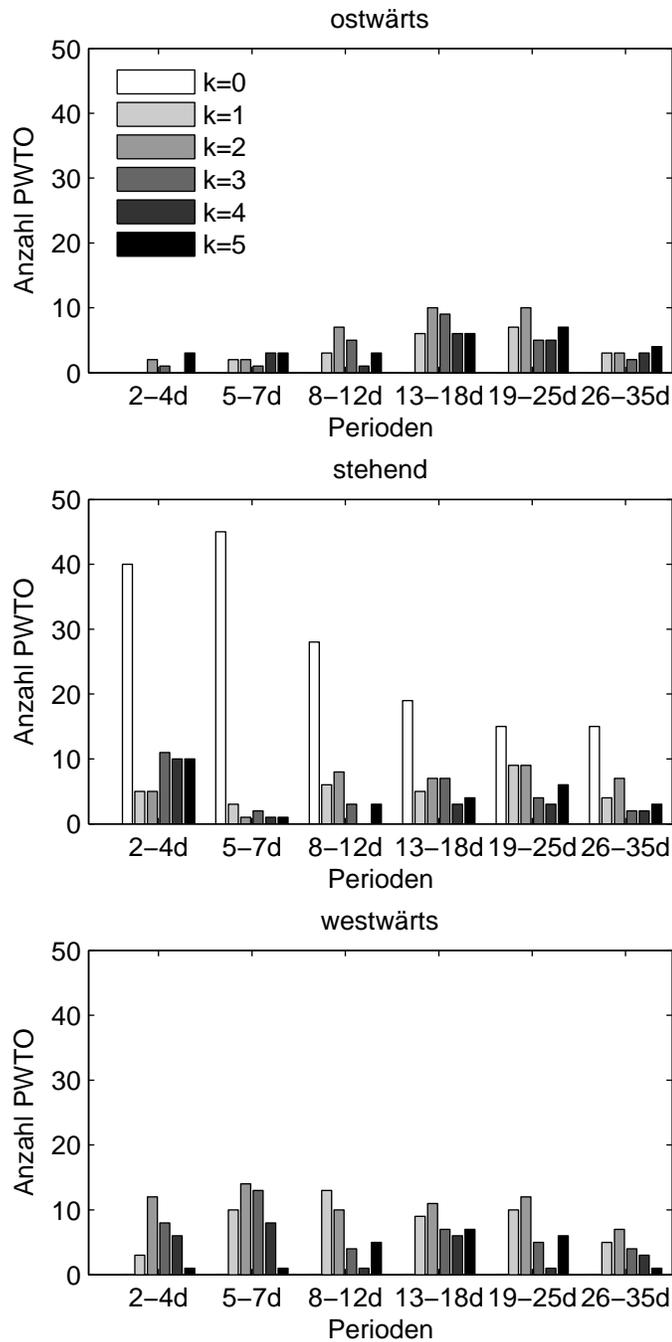


Abbildung B.3: Anzahl beobachteter PWTO in $IGS-\Delta TEC_{rel,filter}$ in $55^\circ N$, 2002-2008, differenziert nach Wellenzahl und Periodenklasse. Oben: ostwärts wandernde PWTO; Mitte: stehende PWTO; Unten: westwärts wandernde PWTO. Die Grauwerte der Säulen markieren die Wellenzahl.

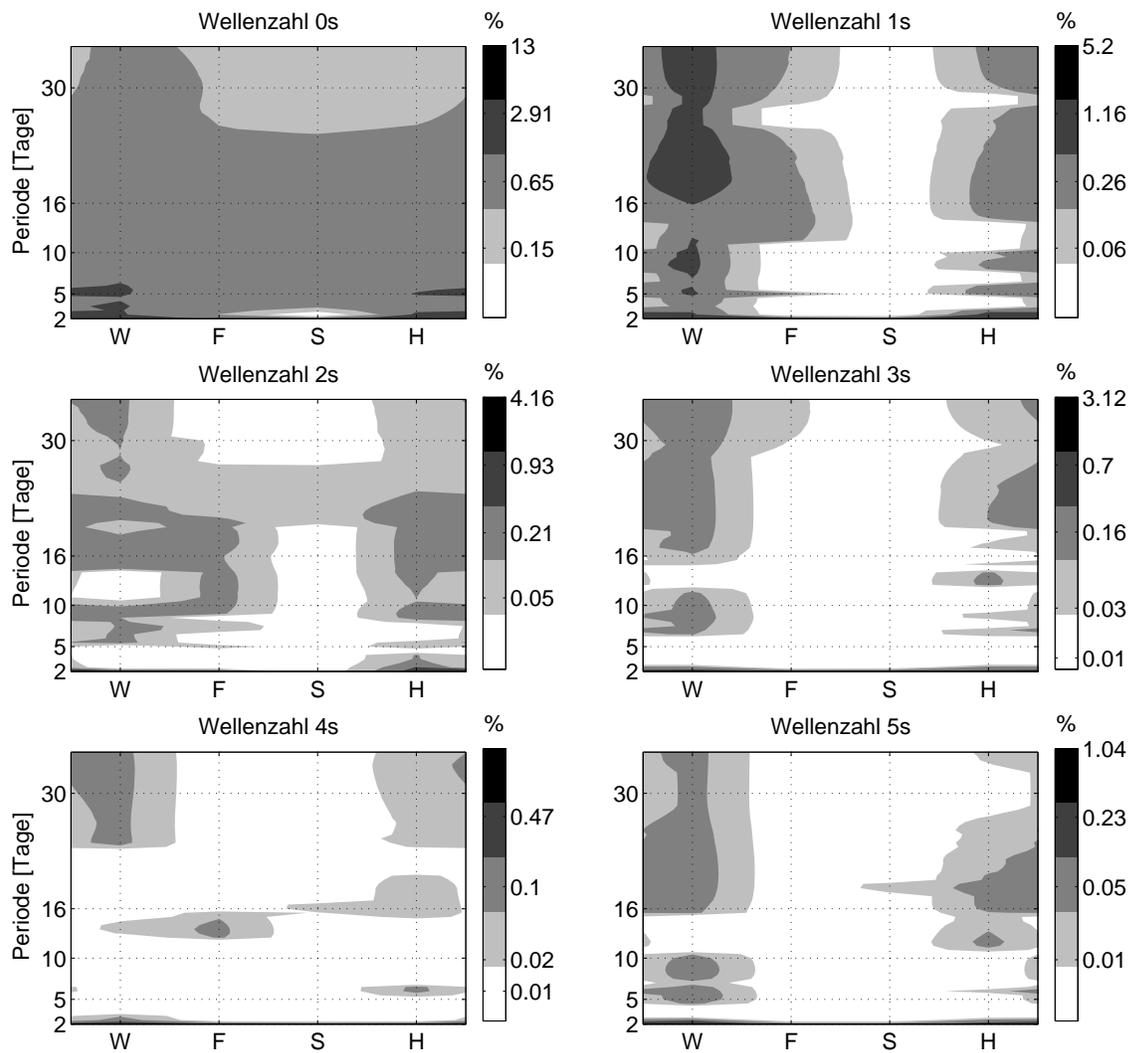


Abbildung B.4: RMS der Amplitude der stehenden Wellen verschiedener Wellenzahlen auf 55°N beobachtet im IGS- $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$ (2002-2008) in Abhängigkeit von der Jahreszeit (W: Winter, F: Frühjahr, S: Sommer, H: Herbst). Die Amplitude in % bezieht sich auf die prozentuale Abweichung zum 27-tägigen Median.

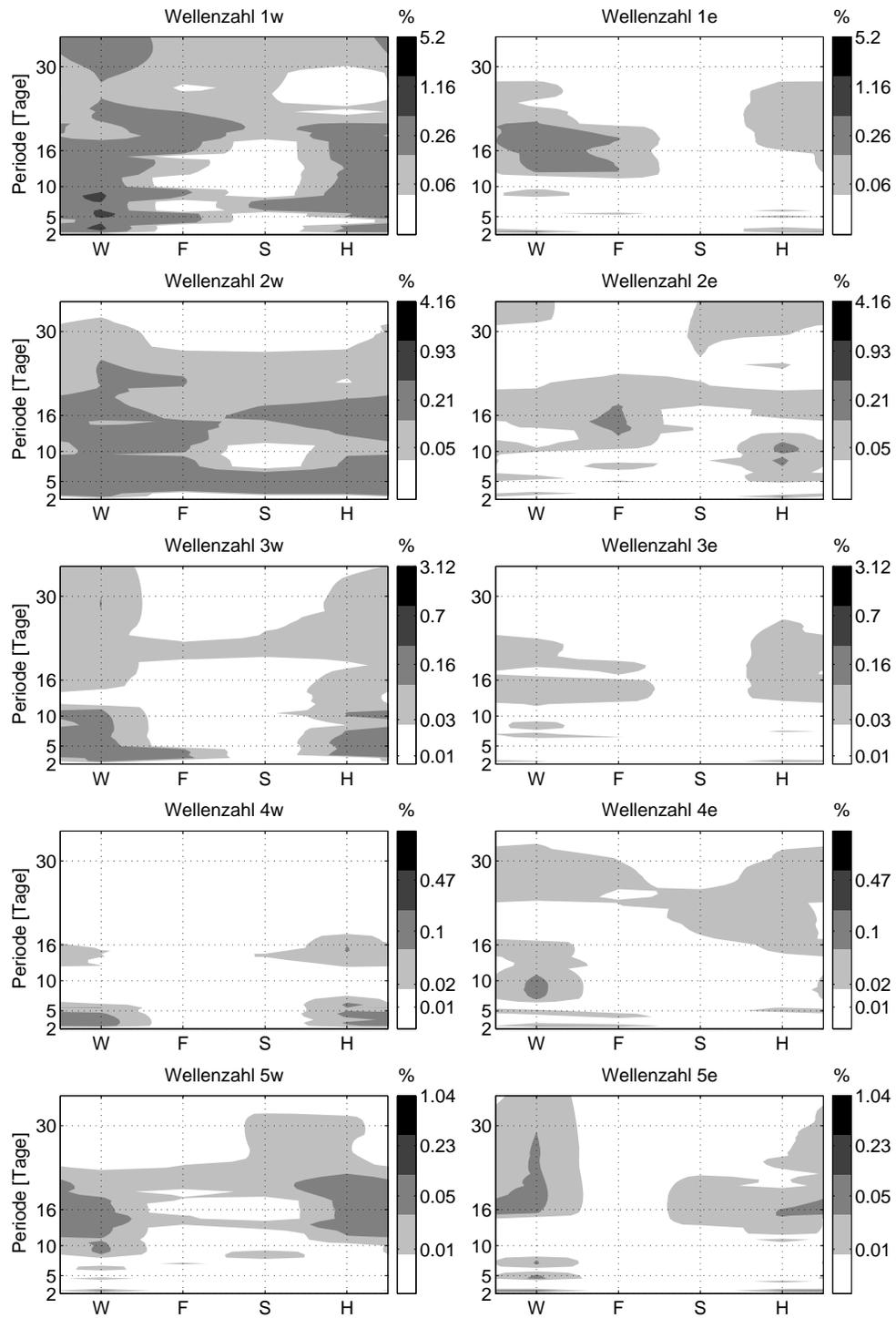


Abbildung B.5: RMS der Amplitude der wandernden Wellen auf 55°N beobachtet im IGS- $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$ (2002-2008) während der verschiedenen Jahreszeiten.

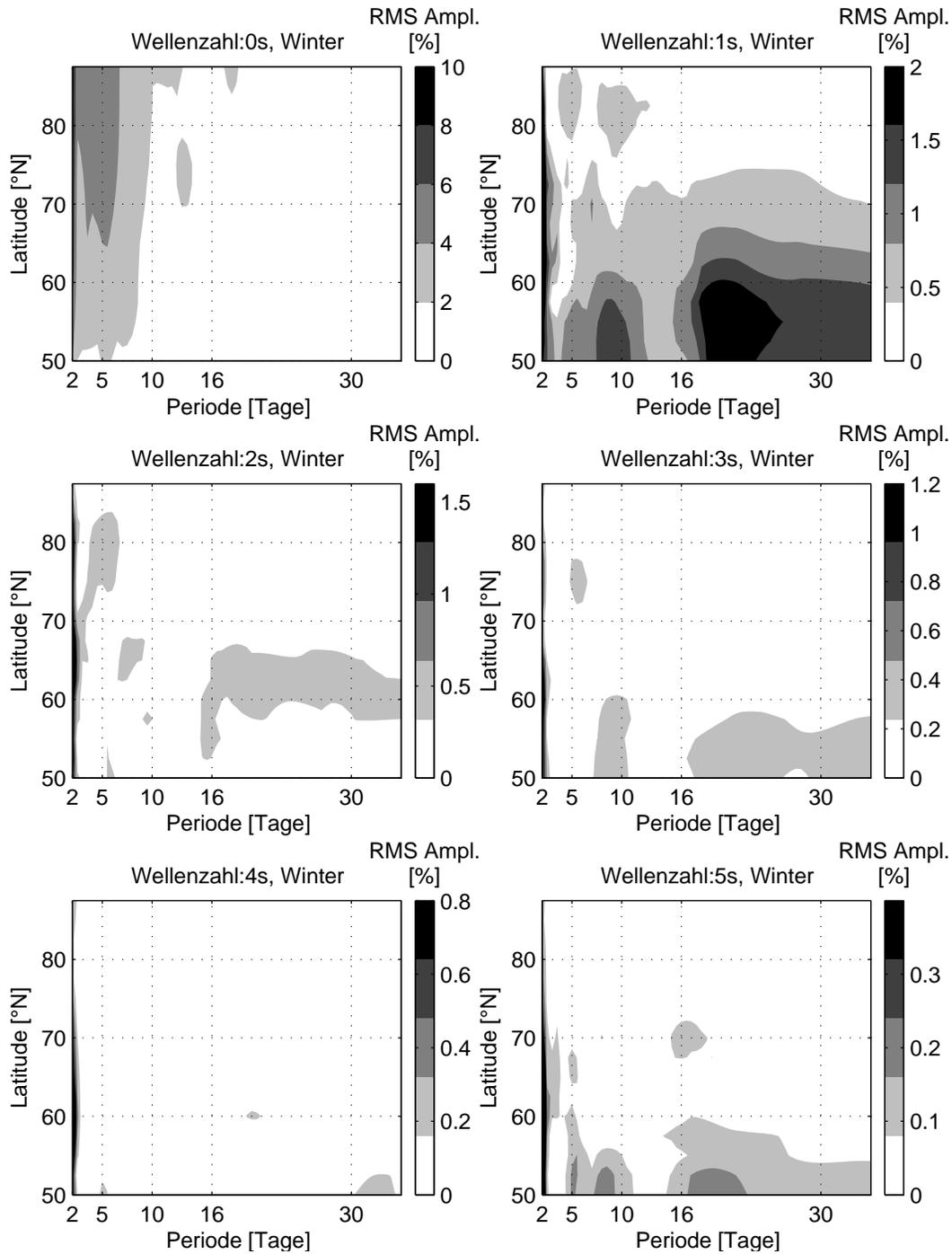


Abbildung B.6: RMS-Amplitude der stehenden PWTO in den Wintermonaten Dezember-Februar, 2002-2008, in Abhängigkeit von der geographischen Breite.

B.3 Potentielle Zusammenhänge zu stratosphärischen planetarischen Wellen

In diesem Abschnitt werden die Anzahl gleichzeitig beobachteter PWTO in Abb. B.7, potentielle Übereinstimmungen mit Sekundärwellen des Typ I in Abb. B.8, mit Sekundärwellen des Typ III in Abb. B.9 und mit Sekundärwellen des Typ IV in Abb. B.10 gezeigt.

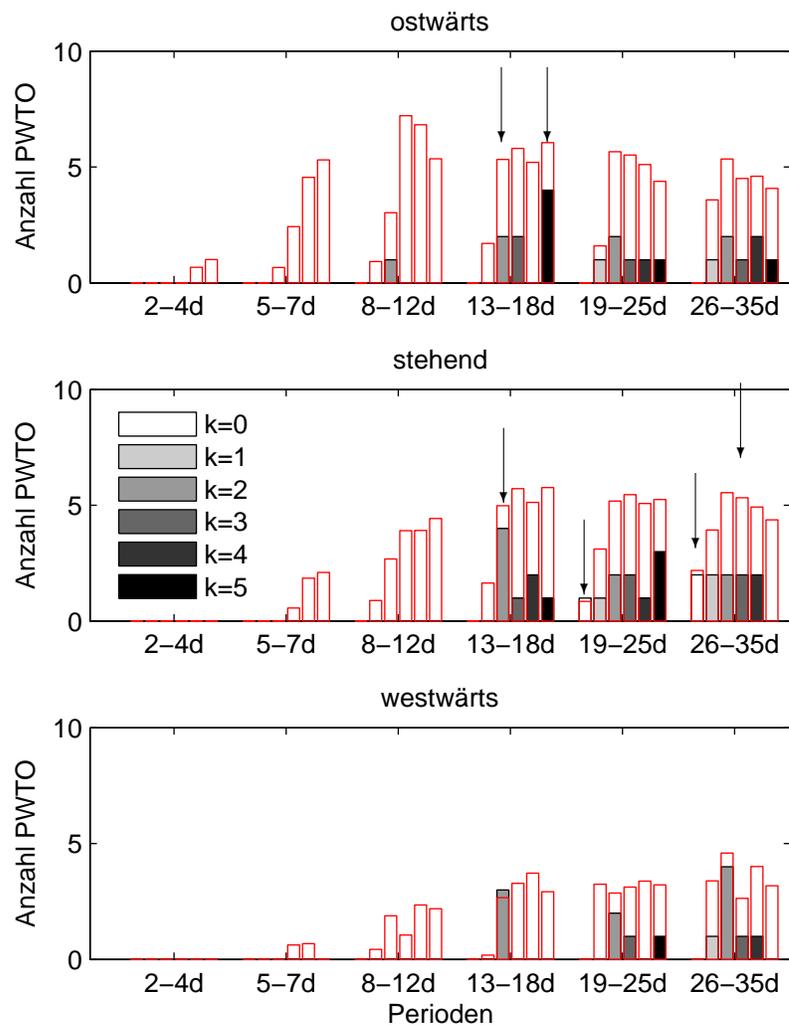


Abbildung B.7: Anzahl gleichzeitig beobachteter PW (NCEP Zonalwind, 10hPa, 55°N) und PWTO (IGS- $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$ 55°N). Die Grauschattierung der Balken zeigt die Wellenzahl an. Rote Balken kennzeichnen das 95% Signifikanzniveau. Die Pfeile markieren die signifikanten Wellenklassen der DLR- $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$ -Karten.

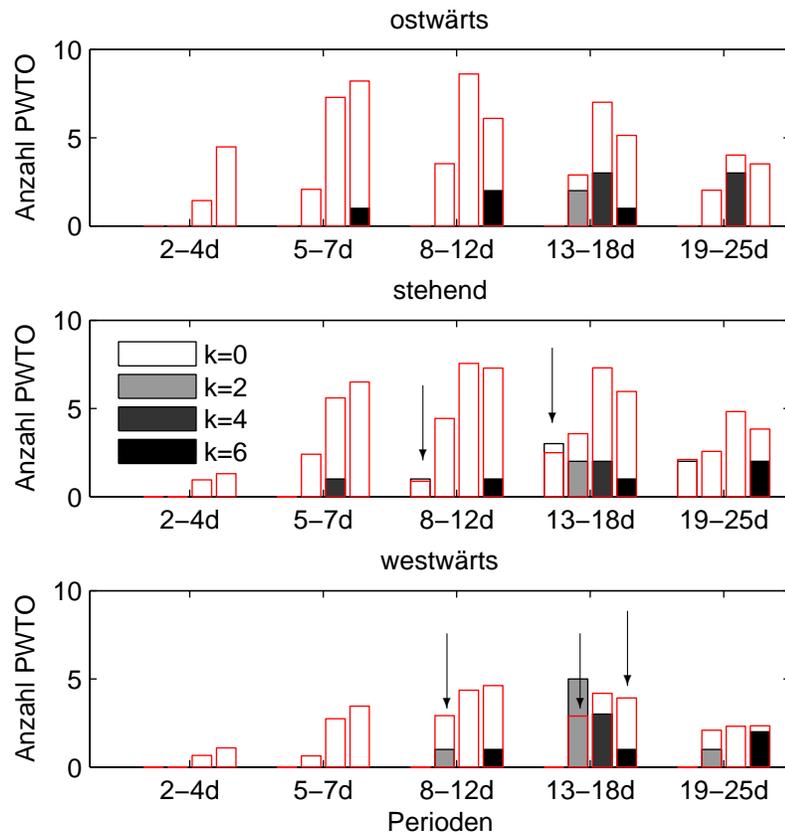


Abbildung B.8: Anzahl gleichzeitig beobachteter PWTO in IGS- $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}(55^\circ\text{N})$ und Wellen des Sekundärwellentyps I, die theoretisches Ergebnis der nichtlinearen Interaktion von PW und SPW (NCEP Zonalwind, 10hPa, 55°N) sind. Das 95% Signifikanzniveau ist mit roten Balken gekennzeichnet. Die Pfeile markieren die signifikanten Wellenklassen der DLR- $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$ -Karten.

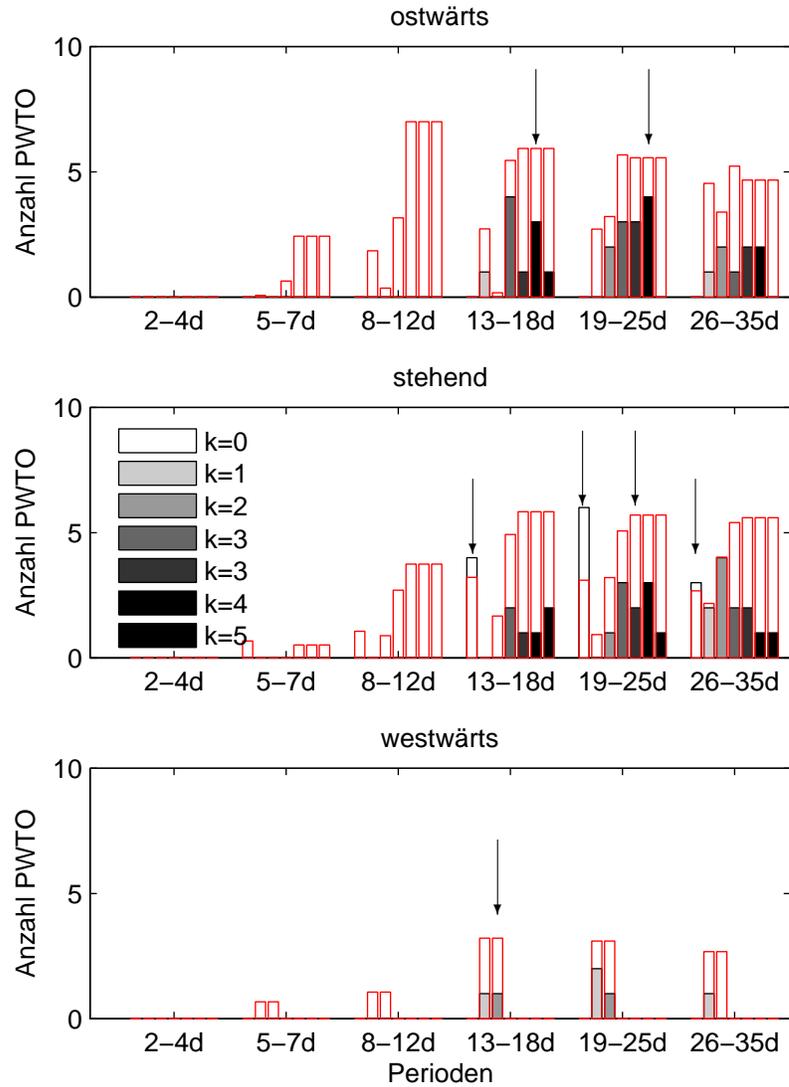


Abbildung B.9: Anzahl gleichzeitig beobachteter PWTO in $IGS-\Delta TEC_{rel,filter}(55^\circ N)$ und Wellen des Sekundärwellentyps III, die theoretisches Ergebnis der nichtlinearen Interaktion von PW und SPW (NCEP Zonalwind, 10hPa, $55^\circ N$) sind. Das 95% Signifikanzniveau ist mit roten Balken gekennzeichnet. Die Pfeile markieren die signifikanten Wellenklassen der $DLR-\Delta TEC_{rel,filter}$ -Karten.

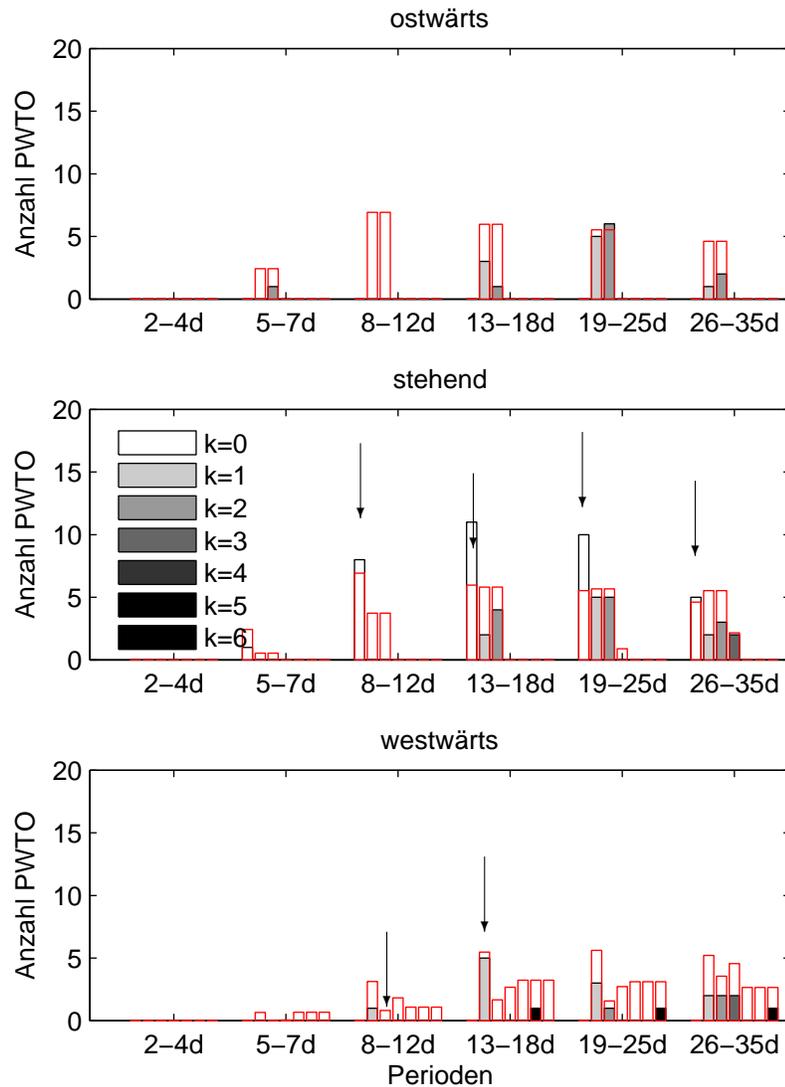


Abbildung B.10: Anzahl gleichzeitig beobachteter PWTO in IGS- $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}(55^\circ\text{N})$ und Wellen des Sekundärwellentyps IV, die theoretisches Ergebnis der nichtlinearen Interaktion von PW und SPW (NCEP Zonalwind, 10hPa, 55°N) sind. Das 95% Signifikanzniveau ist mit roten Balken gekennzeichnet. Die Pfeile markieren die signifikanten Wellenklassen der DLR- $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$ -Karten.

Abbildungsverzeichnis

| | | |
|-----|--|----|
| 1.1 | Temperaturprofil der Atmosphäre | 2 |
| 2.1 | Temperaturprofil der unteren und mittleren Atmosphäre | 6 |
| 2.2 | Wellendreieck | 14 |
| 2.3 | Kopplungsprozesse im Ionosphären-Thermosphären-System | 16 |
| 3.1 | Aktivität planetarischer Wellen in der Atmosphäre | 23 |
| 3.2 | Schema der Kopplungsmechanismen | 29 |
| 4.1 | Mapping Funktion zur Umrechnung des $sTEC$ in einen vertikalen TEC | 35 |
| 4.2 | Datenabdeckung der DLR Nordpol-TEC-Karte | 37 |
| 4.3 | DLR Nordpol-TEC-Karte | 37 |
| 4.4 | Vergleich zwischen den DLR Nordpol-TEC-Karten, den IGS-TEC-Karten und $foF2$ -Messungen der Ionosonde Juliusruh | 38 |
| 5.1 | Amplitudenspektrum der Kurzzeit-Fourieranalyse | 43 |
| 5.2 | Waveletamplitudenspektrum | 47 |
| 6.1 | 10.7cm Radioflussindex, laufendes Mittel und relative Differenzen zum laufenden Mittel. | 54 |
| 6.2 | Waveletamplitudenspektrum von $\Delta F_{10.7_{rel}}$ | 55 |
| 6.3 | Waveletamplitudenspektrum vom Sonnenwind | 57 |
| 6.4 | Waveletamplitudenspektrum des Kp-Index. | 58 |
| 6.5 | Korrelation zwischen Kp und Sonnenwind. | 58 |
| 6.6 | Korrelation von ΔTEC_{rel} mit $\Delta F_{10.7_{rel}}$, Sonnenwind und Kp. | 59 |
| 6.7 | Waveletamplitudenspektren von ΔTEC_{rel} und dem um die solaren Variationen bereinigten ΔTEC_{rel} | 63 |
| 6.8 | Abschätzung des Anteils solar gesteuerter Variationen im ΔTEC_{rel} | 65 |
| 7.1 | Anzahl beobachteter PWTO in $\Delta TEC_{rel,filter}$ | 71 |

| | | |
|------|--|-----|
| 7.2 | RMS Amplitude der stehenden Wellen verschiedener Wellenzahlen im $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$. | 72 |
| 7.3 | RMS der Amplitude der wandernden Wellen im $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$. | 75 |
| 7.4 | RMS-Amplitude der stehenden PWTO in den Wintermonaten in Abhängigkeit von der geographischen Breite. | 78 |
| 7.5 | Kartengitter der geographischen und geomagnetischen TEC-Karten. | 80 |
| 7.6 | Vergleich zwischen den in geomagnetischen und geographischen Koordinatensystemen gemessenen PWTO für stehende Wellen. | 81 |
| 7.7 | Vergleich zwischen den in geomagnetischen und geographischen Koordinatensystemen gemessenen PWTO für wandernde Wellen. | 82 |
| 8.1 | Anzahl gleichzeitig beobachteter PW und PWTO. | 90 |
| 8.2 | Anzahl gleichzeitig beobachteter PWTO und stratosphärischer Wellen des Sekundärwellentyps I. | 92 |
| 8.3 | Anzahl gleichzeitig beobachteter PWTO und stratosphärischer Wellen des Sekundärwellentyps III. | 94 |
| 8.4 | Anzahl gleichzeitig beobachteter PWTO und stratosphärischer Wellen des Sekundärwellentyps IV. | 95 |
| 8.5 | Varianz der TID-Amplituden und quadratischer TEC. | 98 |
| 8.6 | Varianz der TID-Amplituden im Verhältnis zum TEC. | 99 |
| 8.7 | Waveletspektrum der TID-Aktivität. | 100 |
| 8.8 | PW-Proxy der Zonalmittelvariationen. | 102 |
| 8.9 | PW-Proxy der stationären Wellen. | 103 |
| 8.10 | PW-Proxy der wandernden und stehenden Wellen. | 104 |
| 8.11 | Modulation der halbtägigen Gezeit in der Mesosphäre. | 109 |
| A.1 | Anzahl beobachteter PW im NCEP-Zonalwind. | 116 |
| A.2 | RMS Amplituden der stehenden PW im Zonalwind bei 10hPa. | 117 |
| A.3 | RMS Amplitude der wandernden PW im Zonalwind bei 10hPa. | 118 |
| A.4 | RMS Amplitude der stehenden PW im Zonalwind in 10hPa. | 119 |
| A.5 | Breitenabhängigkeit der stationären PW. | 120 |
| B.1 | Korrelation von IGS- $\Delta\text{TEC}_{\text{rel}}$ mit $\Delta F10.7_{\text{rel}}$, Sonnenwind und Kp. | 122 |
| B.2 | Abschätzung des Anteils solar gesteuerter Variationen im $\Delta\text{TEC}_{\text{rel}}$ in IGS-Karten. | 123 |
| B.3 | Anzahl beobachteter PWTO in IGS- $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$. | 125 |
| B.4 | RMS Amplitude der stehenden Wellen verschiedener Wellenzahlen im IGS- $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$. | 126 |
| B.5 | RMS der Amplitude der wandernden Wellen im IGS- $\Delta\text{TEC}_{\text{rel,filter}}$. | 127 |

| | | |
|------|--|-----|
| B.6 | RMS-Amplitude der stehenden PWTO in den Wintermonaten in Abhängigkeit von der geographischen Breite. | 128 |
| B.7 | Anzahl gleichzeitig beobachteter PW und PWTO. | 129 |
| B.8 | Anzahl gleichzeitig beobachteter PWTO und stratosphärischer Wellen des Sekundärwellentyps I. | 130 |
| B.9 | Anzahl gleichzeitig beobachteter PWTO und stratosphärischer Wellen des Sekundärwellentyps III. | 131 |
| B.10 | Anzahl gleichzeitig beobachteter PWTO und stratosphärischer Wellen des Sekundärwellentyps IV. | 132 |

Literaturverzeichnis

- Abdu, M., T. Ramkumar, I. Batista, C. Brum, H. Takahashi, B. Reinisch, und J. Sobral (2006), Planetary wave signatures in the equatorial atmosphere–ionosphere system, and mesosphere-E- and F-region coupling, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, *68*, 509–522, doi:10.1016/j.jastp.2005.03.019.
- Afraimovich, E. L., E. A. Kosogorov, L. A. Leonovich, O. S. Lesyuta, und I. I. Ushakov (2001), Novel technology for detecting atmospheric disturbances using GPS. Instantaneous response of the ionosphere to a sudden commencement of the strong magnetic storms, *Advances in Space Research*, *27*(6-7), 1345–1350.
- Altadill, D. (2000), Planetary Wave Type Oscillations in the Ionospheric F-Region, *Adv. Space Res.*, *26*(8), 1287–1296.
- Altadill, D., und E. M. Apostolov (2003), Time and scale size of planetary wave signatures in the ionospheric F-region. Role of the geomagnetic activity and mesosphere/lower thermosphere winds, *J. Geophys. Res.*, *108*, A11, doi:10.129/2003JA010015.
- Altadill, D., E. M. Apostolov, J. Solé, und C. Jacobi (2001), Origin and Development of Vertical Propagating Oscillations with Periods of Planetary Waves in the Ionospheric F Region, *Phys. Chem. Earth (C)*, *26*(6), 387–393,.
- Altadill, D., E. M. Apostolov, C. Jacobi, und N. J. Mitchell (2003), Six-day westward propagating wave in the maximum electron density of the ionosphere, *Annales Geophysicae*, *21*, 1577–1588.
- Altadill, D., E. M. Apostolov, J. Boska, J. Laštovička, und P. Sauli (2004), Planetary and gravity wave signatures in the F-region ionosphere with impact on radio propagation predictions and variability, *Annals of Geophysics*, *47*(2/3), 1109–1119.
- Angelats i Coll, M., und J. M. Forbes (2002), Nonlinear interactions in the upper atmosphere: The $s = 1$ and $s = 3$ nonmigrating semidiurnal tides, *Journal of Geophysical Research*, *107*(A8), 1157, doi:10.1029/2001JA900179.

- Aushev, V., I. Fedulina, G. Gordienko, M. López-González, A. Pogoreltsev, S. Ryazapova, und M. Shepherd (2006), Springtime effects in the mesosphere and ionosphere observed at northern midlatitudes, *Planetary and Space Science*, *54*, 559–571, doi:10.1016/j.pss.2006.01.002.
- Bachmann, K. T., H. Maymani, K. Nautiyal, und V. Te Velde (2004), An analysis of solar-cycle temporal relationships among activity indicators, *Advances in Space Research*, *34*(2), 274–281, doi:10.1016/j.asr.2004.03.010.
- Bäni, W. (2002), *Wavelets : eine Einführung für Ingenieure*, 1 ed., IX, 264 pp., München ; Wien : Oldenbourg.
- Baran, L., I. Ephishov, und I. Shagimuratov (2001), Ionospheric Total Electron Content Behaviour During November 1997 Storm, *Phys. Chem. Earth (C)*, *26*(5), 341–345.
- Barnett, J., und K. Labitzke (1990), Climatological Distribution of Planetary Waves in the Middle Atmosphere, *Advances in Space Research*, *10*(12), 63–91.
- Barthlott, C. (2003), Kohärente Wirbelstrukturen in der atmosphärischen Grenzschicht, *Wissenschaftliche Berichte des Instituts für Meteorologie und Klimaforschung der Universität Karlsruhe*, *33*.
- Beard, A. G., N. J. Mitchell, P. J. S. Williams, und M. Kunitake (1999), Non-linear interactions between tides and planetary waves resulting in periodic tidal variability, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, *61*, 363–376, doi:10.1016/S1364-6826(99)00003-6.
- Borries, C., und P. Hoffmann (2010), The Characteristics of F2-layer Planetary Wave Type Oscillations in Northern Middle and High Latitudes during 2002-2008, *Journal of Geophysical Research - Space Science*, *115*, A00G10, doi:10.1029/2010JA015456.
- Borries, C., N. Jakowski, C. Jacobi, P. Hoffmann, und A. Pogoreltsev (2007), Spectral analysis of planetary waves seen in ionospheric total electron content (TEC) : First results using GPS differential TEC and stratospheric reanalyses, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, *69*(17-18), 2442–2451, doi:10.1016/j.jastp.2007.02.004.
- Borries, C., N. Jakowski, und V. Wilken (2009), Storm induced large scale TIDs observed in GPS derived TEC, *Annales Geophysicae*, *27*(4), 1605–1612.
- Bouwer, S. D. (1992), Periodicities of solar irradiance and solar activity indices. II, *Solar Physics*, *142*, 365–389, doi:10.1007/BF00151460.
- Brown, G., und J. John (1979), Vertical penetration of planetary waves into the lower ionosphere, *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, *41*, 379–385.

- Buonsanto, M. (1999), Ionospheric Storms — A Review, *Space Science Reviews*, 88(3-4), 563–601, doi:10.1023/A:1005107532631.
- Buttkus, B. (1991), *Spektralanalyse und Filtertheorie in der angewandten Geophysik*, Springer.
- Cander, L. R., und S. J. Mihajlovic (2005), Ionospheric spatial and temporal variations during the 29–31 October 2003 storm, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 67, 1118–1128, doi:10.1016/j.jastp.2005.02.020.
- Charney, J., und P. Drazin (1961), Propagation of planetary-scale disturbances from the lower into the upper atmosphere, *Journal of Geophysical Research*, 66, 83–109.
- Daubechies, I. (1992), *Ten Lectures on Wavelets*, *CBMS-NSF Regional Conference Series in Applied Mathematics*, vol. 61, xx+357 pp., Society for Industrial and Applied Mathematics Philadelphia, Pennsylvania, Philadelphia, PA.
- Davies, K. (1996), Winds and Drifts, in *The Upper Atmosphere - Data Analysis and Interpretation*, edited by W. Dieminger, G. Hartmann, und R. Leitinger, 1 ed., Springer, Berlin.
- de Adler, N. O., A. G. Elías, und J. R. Manzano (1997), Solar cycle length variation: its relation with ionospheric parameters, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 59, 159–162, doi:10.1016/S1364-6826(96)00056-9.
- Dickinson, R. E. (1969), Vertical Propagation of Planetary Rossby Waves through an Atmosphere with Newtonian Cooling, *Journal of Geophysical Research*, 74(4), 929–938.
- Dudok de Wit, T., M. Kretzschmar, J. Aboudarham, P.-O. Amblard, F. Auchère, und J. Liliensten (2008), Which solar EUV indices are best for reconstructing the solar EUV irradiance?, *Advances in Space Research*, 42, 903–911, doi:10.1016/j.asr.2007.04.019.
- Floyd, L., J. Newmark, J. Cook, L. Herring, und D. McMullin (2005), Solar EUV and UV spectral irradiances and solar indices, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 67(1-2), 3–15, doi:10.1016/j.jastp.2004.07.013.
- Forbes, J. M. (1996), Planetary Waves in the Thermosphere-Ionosphere System, *J. Geomag. Geoelectr.*, 48, 91–98.
- Forbes, J. M. (2007), Dynamics of the Thermosphere, *J. Meteorol. Soc. Japan*, 85B, 193–213.
- Forbes, J. M., und X. Zhang (1997), Quasi 2-day oscillation of the ionosphere: A statistical study, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 59(9), 1025–1034,.

- Forbes, J. M., M. Hagan, S. Miyahara, F. Vial, A. Manson, C. Meek, und Y. Portnyagin (1995), Quasi 16-day oscillation in the mesosphere and lower thermosphere, *Journal of Geophysical Research*, 100(D5), 9149–9163.
- Forbes, J. M., S. Palo, und X. Zhang (2000), Variability of the ionosphere, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 62, 685–693.
- Forbes, J. M., S. L. Bruinsma, X. Zhang, und J. Oberheide (2009), Surface-exosphere coupling due to thermal tides, *Geophysical Research Letters*, 36, L15,812, doi:10.1029/2009GL038748.
- Förster, M., und N. Jakowski (2000), Geomagnetic Storm Effects on the Topside Ionosphere and Plasmasphere: A Compact Tutorial and New Results, *Surveys in Geophysics*, 21(1), 47–87, doi:10.1023/A:1006775125220.
- Fröhlich, C. (2005), The Quasi Two-Day Wave - its impact on the zonal mean circulation and wave-wave interactions in the middle atmosphere, Ph.D. thesis, University Leipzig.
- Gordienko, G. I., V. M. Aushev, I. N. Fedulina, S. S. Ryazapova, und M. G. Shepherd (2005), Observation of the F2-layer variability from the “Alma-Ata” observatory, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 67, 563–580, doi:10.1016/j.jastp.2004.07.039.
- Habarulema, J. B., L.-A. McKinnell, und B. D. L. Opperman (2009), A recurrent neural network approach to quantitatively studying solar wind effects on TEC derived from GPS; preliminary results, *Annales Geophysicae*, 27(5), 2111–2125.
- Hagan, M., J. M. Forbes, und F. Vial (1993), Numerical investigation of the propagation of the quasi-two-day wave into the lower thermosphere, *Journal of Geophysical Research*, 98(D12), 23,193–23,205.
- Haldoupis, C., und D. Pancheva (2002), Planetary Waves and Midlatitude Sporadic E Layers: Strong Experimental Evidence for a Close Relationship, *Journal of Geophysical Research*, 107, JA000,212.
- Hargreaves, J. K. (1992), *The Solar-Terrestrial Environment*, Cambridge atmospheric and space science series, 1 ed., Cambridge Univ Press.
- Hathaway, D. H. (2010), The Solar Cycle, *Living Reviews in Solar Physics*, 7, 1–+.
- Hayashi, Y. (1971), A generalized method of resolving disturbances into progressive and retrogressive waves by space Fourier and time cross-spectral analyses, *Journal of the Meteorological Society of Japan*, 49(2), 125–128.

- Hirooka, T., und I. Hirota (1985), Normal mode Rossby waves observed in the upper stratosphere, Part II: Second antisymmetric and symmetric modes of wavenumbers 1 and 2, *Journal of Atmospheric Science*, 42(6), 536–548.
- Hirota, I., und T. Hirooka (1984), Normal mode Rossby waves observed in the upper stratosphere, Part I: First symmetric modes of zonal wavenumbers 1 and 2, *Journal of Atmospheric Science*, 41(8), 1253–1264.
- Holton, J. (1972), *An Introduction to Dynamic Meteorology*, 1 ed., Academic Press, New York and London.
- Hong, S.-S., und R. D. Lindzen (1976), Solar Semidiurnal Tide in the Thermosphere, *Journal of Atmospheric Sciences*, 33, 135–153.
- Horton, W., T. D. Kaladze, J. W. Van Dam, und T. W. Garner (2008), Zonal flow generation by internal gravity waves in the atmosphere, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 113(A12), 8312–+, doi:10.1029/2007JA012952.
- Huang, C. M., S. D. Zhang, und F. Yi (2009), Intensive radiosonde observations of the diurnal tide and planetary waves in the lower atmosphere over Yichang (111°18' E, 30°42' N), China, *Annales Geophysicae*, 27, 1079–1095.
- Hunt, B. G. (1984), Some wave characteristics of the middle atmosphere simulated in a general circulation model extending from the surface to 100 km, *The Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 110(463), 187 – 202, doi:10.1002/qj.49711046313.
- Immel, T. J., S. B. Mende, M. E. Hagan, P. M. Kintner, und S. L. England (2009), Evidence of Tropospheric Effects on the Ionosphere, *EOS Transactions*, 90, 69–70, doi:10.1029/2009EO090001.
- Ito, R., S. Kato, und T. Tsuda (1986), Consideration of an Ionospheric Wind Dynamo Driven by a Planetary Wave with a Two-Day Period, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 48, 1–14.
- Jacobi, C., und D. Kürschner (2007), Interannual variability of the quasi two-day wave over Central Europe (52°N, 15°E), *Wiss. Mitteil. Inst. f. Meteorol. Univ. Leipzig*, 41, 17–26.
- Jacobi, C., R. Schminder, und D. Kürschner (1998), Planetary wave activity obtained from long-period (2–18 days) variations of mesopause region winds over Central Europe (52°N, 15°E), *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 60(1), 81–93.
- Jacobi, C., N. M. Gavrilov, D. Kürschner, und K. Fröhlich (2006), Gravity wave climatology and trends in the mesosphere/lower thermosphere region deduced from low-frequency drift measurements 1984–2003 (52.11N, 13.21E), *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 68, 1913–1923, doi:10.1016/j.jastp.2005.12.007.

- Jacobi, C., N. Jakowski, A. Pogoreltsev, K. Fröhlich, P. Hoffmann, und C. Borries (2007), The CPW-TEC project: Planetary waves in the middle atmosphere and ionosphere, *Advances in Radio Science*, 5, 393–397.
- Jakowski, N. (1996), TEC Monitoring by Using Satellite Positioning Systems, in *Modern Ionospheric Science*, edited by H. Kohl, R. Rüster, und K. Schlegel, 1 ed., pp. 371–390, European Geophysical Society.
- Jakowski, N., und E. Paasch (1984), Report on the observations of the total electron content on the ionosphere in Neustrelitz/GDR from 1976 to 1980, *Annales Geophysicae*, 2(4), 501–504.
- Jakowski, N., und S. Schlüter (1999), Ionospheric storms detected by GPS based TEC monitoring, in *COST 251/Workshop on "Procedures and Testing of the Models for Ionospheric Telecommunications Application"*, pp. 103–107.
- Jakowski, N., B. Fichtelmann, und A. Jungstand (1991), Solar Activity Control of Ionospheric and Thermospheric Processes, *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 53(11/12), 1125–1130.
- Juusola, L., K. Kauristie, O. Amm, und P. Ritter (2009), Statistical dependence of auroral ionospheric currents on solar wind and geomagnetic parameters from 5 years of CHAMP satellite data, *Annales Geophysicae*, 27(3), 1005–1017.
- Kaiser, G. (1994), *A Friendly Guide to Wavelets*, 1 ed., 300 pp., Birkhäuser, Boston, Basel, Berlin.
- Kane, R. P., E. R. de Paula, und N. B. Trivedi (1995), Variations of solar EUV, UV and ionospheric foF2 related to the solar rotation period, *Annales Geophysicae*, 13(7), 717–723.
- Labitzke, K., und H. van Loon (1992), Klimatologie der mittleren Atmosphäre: Beobachtungen bis 80km Höhe, *ProMet*, 22(2-4), 45–49.
- Langematz, U., und S. Pawson (1992), Klimatologie der Mittleren Atmosphäre, *ProMet*, 22(2-4), 50–57.
- Laštovička, J. (1997), Observations of Tides and Planetary Waves in the Atmosphere-Ionosphere System, *Advances in Space Research*, 20(6), 1209–1222.
- Laštovička, J. (2001), Effects of Gravity and Planetary Waves on the Lower Ionosphere as Obtained from Radio Wave Absorption Measurements, *Phy. Chem. Earth (B)*, 26(6), 381–386.
- Laštovička, J. (2006), Forcing of the ionosphere by waves from below, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 68(3-5), 479–497, doi:10.1016/j.jastp.2005.01.018.

- Laštovička, J., und P. Sauli (1999), Are planetary wave type oscillations in the F2 region caused by planetary wave modulation of upward propagating tides?, *Advances in Space Research*, 24(11), 1473–1476.
- Laštovička, J., P. Krizan, P. Sauli, und D. Novotna (2003), Persistence of the planetary wave type oscillations in foF2 over Europe, *Annales Geophysicae*, 21, 1543–1552.
- Laštovička, J., P. Sauli, und P. Krizan (2006), Persistence of planetary wave type oscillations in the midlatitude ionosphere, *Annals of Geophysics*, 49(6), 1235–1246.
- Lawrence, A., und M. Jarvis (2003), Simultaneous observations of planetary waves from 30 to 220 km, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 65, 765–777, doi:10.1016/S1364-6826(03)00081-6.
- Lei, J., J. Thayer, J. M. Forbes, Q. Wu, C. She, W. Wan, und W. Wang (2008), Ionosphere response to solar wind high-speed streams, *Geophysical Research Letters*, 35, L19,105, doi: 10.1029/2008GL035208.
- Lindzen, R. D. (1967), Planetary waves on beta planes, *Monthly Weather Review*, 95, 441–451.
- Lindzen, R. D. (1990), The Atmosphere - A Challenge, A memorial to Jule Charney, in *Historical Monograph Series of the Am. Meteor. Soc.*, edited by R. Lindzen, E. Lorenz, und G. Platzman, 1 ed.
- Liu, H.-L., W. Wang, A. D. Richmond, und R. G. Roble (2010a), Ionospheric variability due to planetary waves and tides for solar minimum conditions, *Journal of Geophysical Research*, 115, A00G01, doi:10.1029/2009JA015188.
- Liu, J., B. Zhao, und L. Liu (2010b), Time delay and duration of ionospheric total electron content responses to geomagnetic disturbances, *Annales Geophysicae*, 28(3), 795–805.
- Madden, R. (1979), Observations of large-scale traveling waves, *Rev. Geophys. Space Phys.*, 17, 1935.
- Madden, R., und K. Labitzke (1981), A free Rossby wave in the troposphere and stratosphere during January 1979, *Journal of Geophysical Research*, 86, 1247–1254.
- Manson, A., C. Meek, Y. Luo, W. Hocking, J. MacDougall, D. Riggan, D. Fritts, und R. Vincent (2003), Modulation of gravity waves by planetary waves (2 and 16 d): observations with the North American-Pacific MLT-MFR radar network, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 65, 85–104.

- Manson, A. H., und C. E. Meek (1990), Long period (about 8-20 h) wind oscillations in the upper middle atmosphere at Saskatoon (55 deg N) - Evidence for non-linear tidal effects, *Planetary and Space Science*, 38, 1431–1441, doi:10.1016/0032-0633(90)90118-A.
- Maraun, D., und J. Kurths (2004), Cross wavelet analysis: significance testing and pitfalls, *Nonlinear Processes in Geophysics*, 11, 505–514.
- Mayr, H., J. Mengel, E. Talaat, H. Porter, und K. Chan (2004), Modeling study of mesospheric planetary waves: genesis and characteristics, *Annales Geophysicae*, 22, 1885–1902.
- Meyer, C., und J. Forbes (1997), Natural oscillations of the ionosphere-thermosphere-mesosphere (ITM) system, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 59(17), 2185–2202.
- Meyer, C. K. (1999), Gravity wave interactions with mesospheric planetary waves: A mechanism for penetration into the thermosphere-ionosphere system, *Journal of Geophysical Research*, 104(A12), 28,181–28,196, doi:10.1029/1999JA900346.
- Mikhailov, A. (1983), A Possible Mechanism of In-Phase Variation of Electron Density in the E and F2 Regions of the Ionosphere, *Geomagn. Aeron.*, 23, 557–561.
- Mitchell, N., P. Williams, und A. Beard (1996), Nonlinear Planetary/Tidal Wave Interactions in the Lower Thermosphere Observed by Meteor Radar, *Ann. Geophys.*, 14, 364–366.
- Mlynczak, M. G., F. J. Martin-Torres, C. J. Mertens, B. T. Marshall, R. E. Thompson, J. U. Kozyra, E. E. Remsberg, L. L. Gordley, J. M. R. III, und T. Woods (2008), Solar-terrestrial coupling evidenced by periodic behavior in geomagnetic indexes and the infrared energy budget of the thermosphere, *Geophysical Research Letters*, 35, L05,808, doi:10.1029/2007GL032620.
- Mukhtarov, P., B. Andonov, C. Borries, D. Pancheva, und N. Jakowski (2010), Forcing of the ionosphere from above and below during the Arctic winter of 2005/2006, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 72(2-3), 193–205, doi:10.1016/j.jastp.2009.11.008.
- Offermann, D., M. Jarisch, H. Schmidt, J. Oberheide, K. Grossmann, O. Gusev, J. Russell III, und M. Mlynczak (2007), The "wave turbopause", *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 69(17-18), 2139–2158, doi:10.1016/j.jastp.2007.05.012.
- Oinats, A. V., K. G. Ratovsky, und G. V. Kotovich (2008), Influence of the 27-day solar flux variations on the ionosphere parameters measured at Irkutsk in 2003 2005, *Advances in Space Research*, 42(4), 639–644, doi:10.1016/j.asr.2008.02.009.
- Palmroth, M., T. I. Pulkkinen, J. Polvi, A. Viljanen, und P. Janhunen (2009), On the response of ionospheric electrojets to solar wind discontinuities, *Annales Geophysicae*, 27(10), 3791–3803.

- Palo, S. E., R. G. Roble, and H. M. E. (1999), Middle atmosphere effects of the quasi two-day wave determined from a General Circulation Model, *Earth Planets Space*, *51*, 629–647.
- Pancheva, D., and I. Lysenko (1988), Quasi-two-day fluctuations observed in the summer F-region electron maximum, *Bulg. Geophys. J.*, *24*(2), 41–51.
- Pancheva, D., A. Beard, N. Mitchell, and H. Muller (2000), Nonlinear interactions between planetary waves in the mesosphere/ lower-thermosphere region, *Journal of Geophysical Research*, *105*(A1), 157–170.
- Pancheva, D., N. J. Mitchell, R. Clark, J. Drobjeva, and J. Laštovička (2002), Variability in the maximum height of the ionospheric F2-layer over Millstone Hill (September 1998- March 2000); influence from below and above, *Annales Geophysicae*, *20*, 1807–1819.
- Pancheva, D., P. Mukhtarov, and B. Andonov (2007), Zonally symmetric oscillations in the Northern Hemisphere stratosphere during the winter of 2003–2004, *Geophysical Research Letters*, *34*, L04,807, doi:10.1029/2006GL028666.
- Pancheva, D., P. Mukhtarov, N. J. Mitchell, B. Andonov, E. Merzlyakov, W. Singer, Y. Murayama, S. Kawamura, J. Xiong, W. Wan, W. Hocking, D. Fritts, D. Rigglin, C. Meek, and A. Manson (2008a), Latitudinal wave coupling of the stratosphere and mesosphere during the major stratospheric warming in 2003/2004, *Ann. Geophys.*, *26*, 467–483.
- Pancheva, D., P. Mukhtarov, N. Mitchell, D. Fritts, D. Rigglin, H. Takahashi, P. Batista, B. Clemesha, S. Gurubaran, and G. Ramkumar (2008b), Planetary wave coupling (5–6-day waves) in the low-latitude atmosphere–ionosphere system, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, *70*, 101–122, doi:10.1016/j.jastp.2007.05.014.
- Pancheva, D., P. Mukhtarov, B. Andonov, N. Mitchell, and J. Forbes (2009), Planetary waves observed by TIMED/SABER in coupling the stratosphere–mesosphere–lower thermosphere during the winter of 2003/2004: Part 2—Altitude and latitude planetary wave structure, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, *71*(1), 75–87, doi:10.1016/j.jastp.2008.09.027.
- Pancheva, D., P. Mukhtarov, B. Andonov, and J. M. Forbes (2010), Global distribution and climatological features of the 5-6-day planetary waves seen in the SABER/TIMED temperatures (2002-2007), *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, *72*, 26–37, doi:10.1016/j.jastp.2009.10.005.
- Pancheva, D. V., P. J. Mukhtarov, M. G. Shepherd, N. J. Mitchell, D. C. Fritts, D. M. Rigglin, S. J. Franke, P. P. Batista, M. A. Abdu, I. S. Batista, B. R. Clemesha, and T. Kikuchi (2006),

- Two-day wave coupling of the low-latitude atmosphere-ionosphere system, *J. Geophys. Res.*, *111*, A07,313, doi:10.1029/2005JA011562.
- Pendlebury, D., T. G. Shepherd, M. Pritchard, und C. McLandress (2007), Normal mode rossby waves and their effects on chemical composition in the late summer stratosphere, *Atmos. Chem. Phys. Discuss.*, *7*, 12,011–12,033.
- Perlwitz, J., und N. Harnik (2003), Observational Evidence of a Stratospheric Influence on the Troposphere by Planetary Wave Reflection, *Journal of Climate*, *16*, 3011–3026.
- Pogoreltsev, A., A. A. Vlasov, K. Fröhlich, und C. Jacobi (2007), Planetary waves in coupling the lower and upper atmosphere, *Journal of Atmospheric and Solar- Terrestrial Physics*, *69*(17-18), 2083–2101, doi:doi:10.1016/j.jastp.2007.05.014.
- Prölls, G. W. (2004), *Physik des erdnahen Weltraums - eine Einführung*, 2 ed., XV, 529 pp., Springer, Berlin [u.a.].
- Richmond, A. (1995), Ionospheric Electrodynamics Using Magnetic Apex Coordinates, *J. Geomag. Geoelectr.*, *47*, 191–212.
- Rishbeth, H. (2006), F-region links with the lower atmosphere?, *Journal of Atmospheric and Solar- Terrestrial Physics*, *68*(3-5), 469–478, doi:10.1016/j.jastp.2005.03.017.
- Rodger, A., und M. Jarvis (2000), Ionospheric research 50 years ago, today and tomorrow, *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, *62*, 1629–1645.
- Rodgers, C. (1976), Evidence for the 5-day wave in the upper stratosphere, *Journal of Atmospheric Science*, *33*, 710–711.
- Saito, A., M. Nishimura, M. Yamamoto, S. Fukao, T. Tsugawa, Y. Otsuka, S. Miyazaki, und M. Kelley (2002), Observations of traveling ionospheric disturbances and 3-m scale irregularities in the nighttime F-region ionosphere with the MU radar and a GPS network, *Earth, Planets Space*, *54*(1), 31–44.
- Saito, S., M. Yamamoto, H. Hashiguchi, A. Maegawa, und A. Saito (2007), Observational evidence of coupling between quasi-periodic echoes and medium scale traveling ionospheric disturbances, *Annales Geophysicae*, *25*, 2185–2194.
- Salby, M. L. (1981), Rossby normal modes in nonuniform background configurations. Part II: equinox and solstice conditions, *Journal of Atmospheric Sciences*, *38*, 1827–1840.
- Salby, M. L. (1984), Survey of planetary-scale traveling waves: the state of theory and observations, *Rev. Geophys. Space Phys.*, *22*, 209.

- Sardón, E., A. Rius, und N. Zarraoa (1994), Estimation of the transmitter and receiver differential biases and the ionospheric total electron content from Global Positioning System observations, *Radio Science*, 29(3), 577–586.
- Schunk, R. W., und A. F. Nagy (2000), *Ionospheres*, 1 ed., 572 pp., Cambridge University Press.
- Sehnal, L. (1987), Semi-annual variation of the thermospheric density, *Advances in Space Research*, 7, 199–202, doi:10.1016/0273-1177(87)90092-5.
- Shalimov, S., und V. Lapshin (2003), Dynamics of Planetary Waves in the Ionosphere as Observed from GPS Satellites, *Cosmic Research*, 41(3), 216–220.
- Smith, E. V. P., und D. M. Gottlieb (1975), Solar flux and its variations, *NASA Special Publication*, 366, 97–117.
- Song, H. Q., Y. Chen, K. Liu, S. W. Feng, und L. D. Xia (2009), Quasi-Periodic Releases of Streamer Blobs and Velocity Variability of the Slow Solar Wind near the Sun, *Solar Physics*, 258, 129–140, doi:10.1007/s11207-009-9411-0.
- Speth, P., und R. Madden (1983), Space-time spectral analyses of northern hemisphere geopotential heights, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 40, 1086–1100.
- Tawadrous, M. Y. (1989), Comparison of observed and modelled semi-annual thermospheric density variations, *Bulletin of the Astronomical Institutes of Czechoslovakia*, 40, 28–30.
- Teitelbaum, H., und F. Vial (1991), On tidal variability induced by nonlinear interaction with planetary waves, *Journal of Geophysical Research*, 96, 14,169–+, doi:10.1029/91JA01019.
- Torrence, C., und G. Compo (1998), A Practical Guide to Wavelet Analysis, *Bulletin of the American Meteorological Society*, 79(1), 61–78.
- Tsugawa, T., N. Kotake, Y. Otsuka, und A. Saito (2007), Medium-scale traveling ionospheric disturbances observed by GPS receiver network in Japan: a short review, *GPS Solutions*, 11, 139–144, doi:10.1007/s10291-006-0045-5.
- Tsybulya, K. (2005), Detection and Analysis of the Ionospheric Electron Density Structures Using GPS Radio Occultations onboard the CHAMP Satellite, Ph.D. thesis, University Leipzig.
- Vadas, S. L., und H. Liu (2009), Generation of large-scale gravity waves and neutral winds in the thermosphere from the dissipation of convectively generated gravity waves, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 114, 10,310–+, doi:10.1029/2009JA014108.

- Vellante, M., M. Förster, U. Villante, T. L. Zhang, und W. Magnes (2007), Solar activity dependence of geomagnetic field line resonance frequencies at low latitudes, *Journal of Geophysical Research*, 112(A02205), 1–14.
- Volland, H. (1988), *Atmospheric Tidal and Planetary Waves*, Atmospheric Science Library, 1 ed., 348 pp., Kluwer Academic Publishers.
- Wüst, S. (2008), Wechselwirkungen zwischen atmosphärischen Schwerewellen, planetaren Wellen und dem Grundstrom während der DYANA-Kampagne, Ph.D. thesis, Universität Augsburg.
- Xiong, J., W. Wan, B. Ning, L. Liu, und Y. Gao (2006), Planetary wave-type oscillations in the ionosphere and their relationship to mesospheric/lower thermospheric and geomagnetic disturbances at Wuhan (30.6°N, 114.5°E), *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 68(3-5), 498 – 508, doi:DOI:10.1016/j.jastp.2005.03.018.
- Yun, W.-T. (1996), Veränderung der transienten Wellen und Anregungsmechanismen durch anthropogene Einflüsse, Ph.D. thesis, Universität zu Köln.
- Zhang, Y., W. Sun, X. Feng, C. Deehr, C. Fry, und M. Dryer (2008), Statistical analysis of corotating interaction regions and their geoeffectiveness during solar cycle 23, *Journal of Geophysical Research*, 113, A08,106, doi:10.1029/2008JA013095.
- Zykov, E. Y., O. N. Sherstyukov, und A. D. Akchurin (2009), Effects of planetary waves in parameters of the midlatitude sporadic E layer, *Geomagnetism and Aeronomy/Geomagnetizm i Aeronomiia*, 49, 519–523, doi:10.1134/S0016793209040136.

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass diese Arbeit bisher von mir weder im Fachbereich Geowissenschaften der Freien Universität Berlin noch einer anderen wissenschaftlichen Einrichtung zum Zwecke der Promotion eingereicht wurde. Ferner erkläre ich, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die darin angegebenen Hilfsmittel benutzt habe.

Berlin, 21. Oktober 2010

Über die Autorin

Lebenslauf

Der Lebenslauf ist in der Online-Version
aus Gründen des Datenschutzes nicht enthalten

Publikationen in referierten Zeitschriften

Borries, C. und Hoffmann, P. (2010). The Characteristics of F2-layer Planetary Wave Type Oscillations in Northern Middle and High Latitudes during 2002 to 2008, *Journal of Geophysical Research - Space Science*, *in press*, doi:10.1029/2010JA015456.

Mukhtarov, P., Andonov, B., **Borries, C.**, Pancheva, D. und Jakowski, N. (2010). Forcing of the ionosphere from above and below during the Arctic winter of 2005/2006. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, **72**(2-3), 193–205, doi:10.1016/j.jastp.2009.11.008.

Teschke, G. und **Borries, C.** (2010). Accelerated projected steepest descent method for non-linear inverse problems with sparsity constraints. *Inverse Problems*, **26**(2), 025007 (23pp), doi:10.1088/0266-5611/26/2/025007.

Borries, C., Jakowski, N. und Wilken, V. (2009). Storm induced large scale TIDs observed in GPS derived TEC. *Annales Geophysicae*, **27**(4), 1605–1612.

Jakowski, N., Stankov, S., Wilken, V., **Borries, C.**, Altadill, D., Chum, J., Buresova, D., Boska, J., Sauli, P., Hruska, F. und Cander, L. R. (2008). Ionospheric behavior over Europe during the solar eclipse of 3 October 2005. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, **70**(6), 836–853, doi:10.1016/j.jastp.2007.02.016.

Jakowski, N., Mielich, J., **Borries, C.**, Cander, L., Krankowski, A., Nava, B., und Stankov, S. M. (2008). Large-scale ionospheric gradients over Europe observed in October 2003. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, **70**, 1894–1903, doi:10.1016/j.jastp.2008.03.020.

Borries, C., Jakowski, N., Jacobi, C., Hoffmann, P. und Pogoreltsev, A. (2007). Spectral analysis of planetary waves seen in ionospheric total electron content (TEC) : First results using GPS differential TEC and stratospheric reanalyses. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, **69**(17-18), 2442–2451, doi:10.1016/j.jastp.2007.02.004.

Jacobi, C., Jakowski, N., Pogoreltsev, A., Fröhlich, K., Hoffmann, P., und **Borries, C.** (2007). The CPW-TEC project: Planetary waves in the middle atmosphere and ionosphere. *Advances in Radio Science*, **5**, 393–397.

Andere Veröffentlichungen

Borries, C. (2010). The Application of Wavelet Analysis for the Detection of Planetary Wave Type Oscillations in the Ionospheric Total Electron Content. In A. Fitt, J. Norbury, H. Ockendon, and E. Wilson, editors, *Progress in Industrial Mathematics at ECMI 2008*, volume 1 of *Mathematics in Industry*.

Borries, C., Jakowski, N. und Jacobi, C. (2010). Observation of Large Scale Waves in the Thermosphere-ionosphere System. In *Proceedings of ESA's 2nd SWARM International Science Meeting*.

Jakowski, N., Mayer, C., **Borries, C.**, Wilken, V. und Dubey, S. (2009). Ionospheric Perturbation Characteristics and their Potential Impact on GNSS Applications. In *IEEE Proceedings of EUCAP 2009*.

Jakowski, N., Mayer, C., **Borries, C.** und Pannowitsch, T. (2009). Large and mid-scale ionospheric perturbation characteristics deduced from GNSS measurements. In *Proceedings of the IRST 2009*.

Jakowski, N., Mayer, C., **Borries, C.** und Wilken, V. (2009). Space weather monitoring by ground and space based GNSS measurements. In *Proceedings of the ION 2009*.

Jakowski, N., Mayer, C. und **Borries, C.** (2008). Ionospheric storm characteristics and capabilities for describing their potential impact on radio systems. In *IES Proceedings*. Springer Heidelberg.

Danksagung

Bei der Erstellung dieser Arbeit unterstützten mich viele Personen, denen ich an dieser Stelle herzlichst danken möchte.

Frau Prof. Dr. Langematz danke ich für ihre Bereitschaft, als Erstgutachterin und Doktormutter meine Promotion zu begleiten, die umfassende fachliche Betreuung und die herzliche Aufnahme in ihr Team. Zudem danke ich vielmals Prof. Dr. Jacobi für die Übernahme des Koreferats und die ausgezeichnete fachliche Unterstützung zu Themen der mittleren und oberen Atmosphäre während der gesamten Promotion.

Mein besonderer Dank gilt Prof. Dr. Teschke, nicht nur für die gute Ausbildung im Bereich der Signalanalyse, sondern auch für sein Vertrauen in mich und die Eröffnung von Freiräume zur Bearbeitung meiner Dissertation. Herrn Dr. Jakowski danke ich herzlichst für sein Vertrauen in meine Arbeit, sein stets offenes Ohr bei Fragen und Problemen und die konstruktive Kritik beim Lesen meiner Manuskripte. Meinen Kollegen vom DLR-IKN möchte ich für ihr Interesse und ihre zahlreichen Anregungen danken, insbesondere Dr. Wilken und Dr. Mayer.

Diskussionen auf Tagungen waren für mich eine entscheidende Orientierung und haben meiner Arbeit immer eine gewisse Lenkung in die richtige Richtung gegeben. Für wertvolle Anregungen möchte ich insbesondere Prof. Dr. Pancheva, Prof. Dr. Forbes und Prof. Dr. Holschneider danken. Meiner Familie, die meine Arbeit nicht nur einmal gelesen hat, obwohl sie nicht so viel Interesse und Verständnis für die Ionosphäre und obere Atmosphäre hat wie ich, danke ich von Herzen. Mein ganz besonderer Dank gilt meinem Liebsten Marc, der meine frustrierten Momente ertragen hat und mir immer wieder Mut und Hoffnung gegeben hat, weiter zu arbeiten.

Zuletzt möchte ich Prof. Dr. Wehrenpfennig für sein Bemühen, mich für eine Promotion zu begeistern danken. Ohne seine Ermutigung hätte ich die Promotion wahrscheinlich nicht begonnen.

In der vorliegenden Arbeit werden Daten von verschiedenen Einrichtungen/Personen verwendet für deren Bereitstellung ich mich an dieser Stelle bedanke. Der F10.7 und Kp-Index werden freundlicherweise durch das National Geophysical Data Center, das Teil des National Oceanic & Atmospheric Administration (NOAA) ist, zur Verfügung gestellt (ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/GEOMAGNETIC_DATA/INDICES/KP_AP/). Das Space Physics Center der University of California

stellt die Sonnenwinddaten des Solar Wind Experiment auf dem IGPP Solar Wind Data Server bereit (<http://www-ssc.igpp.ucla.edu>). Das NOAA/OAR/ESRL PSD, Boulder, Colorado, USA, veröffentlicht stratosphärische Reanalysedaten auf ihrer Web-Seite <http://www.esrl.noaa.gov/psd/>. Die Schwerewellenanalysen der SABER-Daten wurden von P. Hoffmann (Universität Leipzig) berechnet und zur Verfügung gestellt.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danke ich für die Unterstützung durch die Grants JA 836/24-1 und JA 640/5-1.