



**Einfluss der Variationen atmosphärischer Größen und der  
Ionisation auf mesosphärische Radarechos in polaren und  
mittleren Breiten**

von  
Olof Zeller

Dieser Forschungsbericht wurde als Dissertation von der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Rostock  
angenommen.

Gutachter: Prof. Dr. F.-J. Lübken (Universität Rostock)  
Prof. Dr. Ch. Jacobi (Universität Leipzig)

verteidigt am: 20. Juni 2008

urn:nbn:de:gbv:28-diss2008-0075-9



## **Zusammenfassung**

Diese Arbeit konzentriert sich auf den Einfluss der Variationen atmosphärischer Größen und der Ionisation auf Radarechos in der Mesosphäre. Die Messungen wurden mit VHF-Radars (53,5 MHz) in Kühlungsborn (54°N) und Andenes (69°N) durchgeführt. Im Sommer wurden sehr starke Echos in einer Höhe von 80–92 km beobachtet, während in den Wintermonaten die mesosphärischen Echos deutlich schwächer in 55–85 km auftreten.

Mesosphärische Sommerechos existieren allgemein nur bei Temperaturen unter dem Frostpunkt von Wasserdampf. Besonders in mittleren Breiten schwankt die Temperatur um diesen Frostpunkt, und zusätzlich existiert dort ein starker, äquatorwärts meridionaler Temperaturgradient aufgrund der meridional-vertikalen Zirkulation. Unter diesen Bedingungen widerspiegeln die durch planetare Wellen verursachten Variationen des Meridionalwindes deutlich die Radarechostrukturen.

Eine verstärkte Ionisation in der D-Schicht führt meist zu stärkeren Radarechos. Mittels einer Mehrfachregression zur Eliminierung des Ionisationseinflusses wird ein leicht positiver Trend mesosphärischer Sommerechos seit Mitte der 90er-Jahre abgeleitet. Ursache können sowohl Temperaturrückgang oder Zunahme des Wasserdampfes sein. Beide Ursachen sind wichtig als Indizien für eine Klimaänderung und tragen zum Verständnis thermodynamischer Vorgänge in der gesamten Atmosphäre bei.

Radarechos treten im Winter deutlich seltener auf als im Sommer. Untersuchungen von Winterechos sind hauptsächlich konzentriert auf Ionisationsquellen. Die meisten Echos werden tagsüber beobachtet, wobei deren Auftreten während der Präzipitation hochenergetischer Partikel stark erhöht wird. Eine positive Korrelation zwischen Winterechos und der turbulenten Energiedissipationsrate unterstreicht die Annahme von Turbulenz im Neutralgas als wichtigste Ursache für die Erzeugung von Winterechos.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Mesosphärische Radarechos</b>	<b>7</b>
2.1	Beschreibung der (P)MSE . . . . .	8
2.1.1	Morphologie . . . . .	8
2.1.2	Physikalischer Hintergrund . . . . .	10
2.2	Winterechos (P)MWE . . . . .	13
<b>3</b>	<b>Daten und Messmethoden</b>	<b>15</b>
3.1	Grundlagen zum Messprinzip von Radars . . . . .	15
3.2	Daten von Radar, Lidar und Modellen . . . . .	19
3.2.1	(P)MSE, (P)MWE und Wind . . . . .	19
3.2.2	Temperatur und Wasserdampf . . . . .	21
3.3	extraterrestrische Parameter . . . . .	23
<b>4</b>	<b>Ergebnisse für MSE</b>	<b>27</b>
4.1	MSE allgemein . . . . .	27
4.2	MSE – atmosphärische Größen . . . . .	29
4.2.1	Temperatur und Feuchte . . . . .	29
4.2.2	Temperatur und Wind . . . . .	32
4.2.3	MSE und Meridionalwind . . . . .	35
4.3	MSE – Ionisation . . . . .	42
4.3.1	Solare Wellenstrahlung . . . . .	43
4.3.2	Geomagnetische Aktivität . . . . .	45
4.4	Vorläufiger Trend von MSE . . . . .	48
<b>5</b>	<b>Ergebnisse für PMSE</b>	<b>50</b>
5.1	PMSE allgemein . . . . .	50
5.2	PMSE – tageszeitliche Schwankungen . . . . .	54
5.3	PMSE – atmosphärische Größen . . . . .	58
5.3.1	Temperatur und Feuchte . . . . .	58
5.3.2	Meridionaler Wind . . . . .	63
5.4	PMSE – Ionisation . . . . .	68
5.4.1	Ionisation durch solare Wellenstrahlung . . . . .	68
5.4.2	Ionisation im Zusammenhang mit geomagnetischer Aktivität . . . . .	72

5.5	Vorläufiger Trend der PMSE . . . . .	76
<b>6</b>	<b>Ergebnisse für (P)MWE</b>	<b>78</b>
6.1	Phänomenologische Beschreibung der PMWE . . . . .	79
6.1.1	Häufigkeit, Höhe, Dauer und vertikale Ausdehnung der PMWE . . . . .	79
6.1.2	Tagesgang und saisonaler Verlauf der PMWE . . . . .	82
6.2	Solare Einflüsse auf PMWE . . . . .	85
6.2.1	Monatliche und tägliche Abhängigkeit von PMWE . . . . .	85
6.2.2	PMWE während eines starken solaren Ereignisses im November 2004 . . . . .	88
6.3	Winterechos über Kühlungsborn allgemein und im Oktober 2003 . . . . .	91
6.4	Winterechos – physikalischer Hintergrund . . . . .	95
6.4.1	Turbulenz im Neutralgas . . . . .	95
6.4.2	Ionen-akustische Wellen . . . . .	99
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>102</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>105</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Seit sich der Mensch mit der Wissenschaft beschäftigt, erforscht er die Atmosphäre der Erde. Denn Veränderungen in der Atmosphäre wirken sich stark auf das menschliche Leben aus. Die meisten unmittelbar wirkenden Vorgänge geschehen dabei im unteren Teil der Atmosphäre. Dieser macht zwar mit etwa 8–16 km nur 1–2% der Gesamtdicke der Atmosphäre mit 600–1000 km aus, aber wegen der exponentiellen Abnahme von Luftdruck und Luftdichte sind hier 85% von deren Gesamtmasse und fast der gesamte Wasserdampf enthalten. Aber auch in der mittleren Atmosphäre, die sich in einer Höhe zwischen ca. 10 und 100 km erstreckt, gibt es Phänomene, die erst gegen Ende des 19. Jahrhunderts Beachtung fanden. Es handelt sich vor allem um polare stratosphärische Wolken in einer Höhe von 25–30 km, deren Bedeutung im Zusammenhang mit dem Ozonabbau in polaren Breiten gestiegen ist, und um leuchtende Nachtwolken in einer Höhe von etwa 82 km, über deren Häufigkeit man unter anderem Rückschlüsse auf Änderungen der Temperatur im kältesten Bereich der Atmosphäre zu gewinnen hofft. Mit Hilfe technischer Geräte wie Satelliten, Lidars, Raketen und Radars wurde der Einblick in die Vorgänge der Atmosphäre deutlich erweitert, wobei die Auswertung von Ergebnissen aus Radarmessungen in einer Höhe von 50–90 km Hauptgegenstand der vorliegenden Arbeit ist. Aktuell ist die Beobachtung und Erforschung von Erscheinungen in der mittleren Atmosphäre wichtiger denn je. Zum einen erwartet man weitere Erkenntnisse über die thermischen und dynamischen Kopplungsmechanismen zwischen den verschiedenen Höhenbereichen der Atmosphäre und zum anderen Kenntnisse über eine mögliche Klimaänderung, deren Ursache zu einem bedeutenden Anteil auf anthropogene Einflüsse zurückzuführen ist.

### Aufbau der Erdatmosphäre

Die Atmosphäre wird auf verschiedene Weisen in Unterbereiche eingeteilt. Am verbreitetsten ist die Einteilung nach dem vertikalen Temperaturprofil. Die schon erwähnte unterste Schicht ist die Troposphäre. Diese ist durch eine nach oben stark abnehmende Temperatur geprägt (Abb. 1.1). Darüber schließt sich die Stratosphäre bis in etwa 50 km Höhe an. Die Temperatur nimmt dabei wieder zu bis zur Stratopause. Kennzeichnend für die Stratosphäre ist die Ozonschicht, die sich vor allem in einer Höhe von 15–35 km konzentriert und deren größte Dichte in einer Höhe von 22 km liegt. Die Mesosphäre erstreckt sich in einem Höhenbereich von 50–90 km und ist erneut von einer Temperaturabnahme geprägt, wobei in der Mesopause die tiefsten Temperaturen innerhalb der Erdatmosphäre gemessen werden. In diesem Bereich gefriert der Wasserdampf während der Sommermonate, und es bilden sich Wolken, die als leuchtende Nachtwolken (NLC – *noctilucent clouds*) bezeichnet wer-

den, wenn man sie mit dem Auge oder Lidar beobachtet. Oberhalb der Mesopause schließt sich die Thermosphäre an, in der die Temperatur nach oben kräftig ansteigt und in ca. 600 km über 1000 K erreicht.

In der Atmosphäre überwiegen in allen Höhenbereichen die Neutralteilchen. Dennoch spielen geladene Teilchen beispielsweise bei der Reflexion von Radiowellen eine wichtige Rolle, weswegen die Atmosphäre auch bezüglich der Ladung ihrer Teilchen eingeteilt wird. Unterhalb von 60 km sind die Teilchen in der Regel neutral, darüber, in der Ionosphäre, nimmt der Anteil an Ionen und Elektronen mit der Höhe zu und der von Neutralteilchen ab. Innerhalb der Ionosphäre gibt es charakteristische Höhenbereiche, die als D-, E- und F-Schicht bezeichnet werden. Die D-Schicht umfasst den Höhenbereich zwischen 60 und 90 km und existiert in der Regel nur tagsüber. Darüber schließt sich die E-Schicht in einer Höhe von etwa 90–150 km an. Die F-Schicht liegt in einem Höhenbereich von etwa 150–450 km, wobei die F-Schicht sich tagsüber und bevorzugt in der Sommerzeit in F<sub>1</sub>- und F<sub>2</sub>-Schicht aufteilt. In der F<sub>2</sub>-Schicht ist die Dichte geladener Teilchen am höchsten und nimmt darüber wieder ab. Doch selbst in der F<sub>2</sub>-Schicht liegt das Verhältnis zwischen geladenen und neutralen Teilchen bei maximal  $10^{-4}$ , während in der D-Schicht dieses Verhältnis unter ruhigen Bedingungen bei  $10^{-12}$  liegt, so dass selbst in der Ionosphäre die Neutralteilchen überwiegen. Die D-Schicht ist in dieser Arbeit von Belang, da sie jenen Höhenbereich betrifft, in dem mesosphärische Radarechos beobachtet werden. Diese bilden den Hauptgegenstand der vorliegenden Arbeit. Oberhalb der Ionosphäre schließt sich die Magnetosphäre an, deren Obergrenze in einer Höhe von bis zu 10 Erdradien liegt. Eine deutliche Grenze zwischen der Ionosphäre und der Magnetosphäre gibt es nicht. Während die Existenz geladener Teilchen die Ionosphäre kennzeichnet, ist für die Magnetosphäre prägend, dass Bewegungen der geladenen Teilchen maßgeblich durch das Erdmagnetfeld kontrolliert werden.

### **Beschreibung der thermodynamischen Struktur der Mesosphäre**

Da es in dieser Arbeit um Vorgänge und Zustände in der Mesosphäre geht, ist eine genauere Beschreibung dieser atmosphärischen Schicht erforderlich. Die Mesopausenregion ist dabei der kälteste Bereich der Atmosphäre, wie Abb. 1.1 zeigt. Die Höhe der Mesopause liegt von April bis September bei 87 km und von September bis April bei 100 km. Der Übergang von der oberen Mesopause Ende April in die untere erfolgt nicht durch ein zeitliches Absinken der Mesopause, sondern durch gleichzeitige Auflösung der oberen und Entstehung der unteren Mesopause. Entsprechend umgekehrt verhält es sich im September. Während dieser Übergangsphasen können vorübergehend gleichzeitig zwei Temperaturminima im Höhenbereich zwischen 80 und 110 km vorkommen.

Abb. 1.1 zeigt ferner, dass das Temperaturminimum in der Mesopausenregion in mittleren Breiten (54°N) im Sommer bei etwa 150 K und im Winter bei etwa 180 K liegt. Die Abhängigkeit der Temperatur und der Winde von der geographischen Breite und der Höhe wird in einem globalen Zirkulationsmodell, das in *Garcia und Solomon* (1985) näher beschrieben wird, in Abb. 1.2 dargestellt. Abb. 1.2d zeigt, dass die in Abb. 1.1 beobachteten Temperaturunterschiede zwischen Sommer und Winter in der Mesopause mit zunehmender Breite größer werden. Das ist aber im Widerspruch zur solaren Einstrahlung, die im Sommer in polaren Breiten nahezu ununterbrochen vorherrscht und im Winter nur sehr gering ist. Daher wurde aufgrund von ersten Messungen und Modellergebnissen ein starker meridionaler Wind vom Sommer- zum Winterpol als Teil einer globalen Zirkulation angenommen (Abb. 1.2b). Dabei steigt am Sommerpol die Luft auf und kühlt sich adiabatisch ab, während am Winterpol die Luft absinkt und sich adiabatisch erwärmt (Abb. 1.2c). Ohne diese globa-

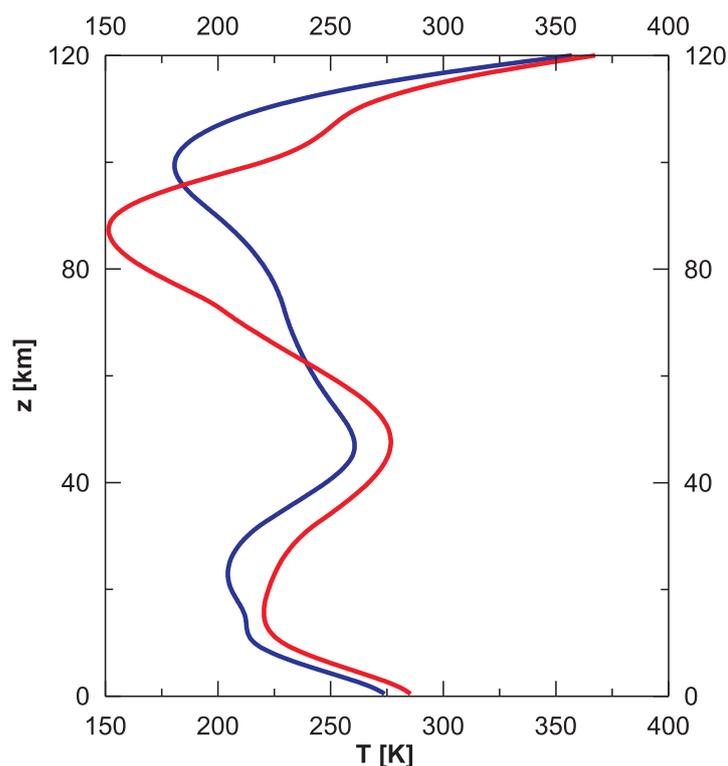


Abb. 1.1: Vertikales Temperaturprofil der Erdatmosphäre aus NRLMSISE00-Daten für  $54^\circ\text{N}$  vom 1. Januar (blaue Linie) und vom 1. Juli (rote Linie); NRL bedeutet *US Naval Research Laboratory*, MSIS *Mass Spectrometer and Incoherent Scatter Radar*, 00 die Modellierung im Jahr 2000 und E die Erfassung bis in die Exosphäre; eine Beschreibung des Modelles ist in *Picone et al. (2002)* dargestellt.

le, meridional-vertikale Zirkulation wäre die Temperatur in der Mesopause nur durch die Strahlung bedingt und würde einen starken westwärts gerichteten Zonalwind bewirken (negativer Zonalwind), was durch den meridionalen Temperaturgradienten bedingt ist. So ein Wind wird auch tatsächlich in der sommerlichen polaren Mesosphäre beobachtet, was in Abb.1.2a für sommerliche Verhältnisse auf der Südhalbkugel dargestellt ist. Aber in der Mesosphäre und unteren Thermosphäre brechende Schwerewellen, die sich von der Troposphäre nach oben ausbreiten, beeinflussen die Zirkulation so, dass der Zonalwind oberhalb von 90 km positiv wird, also nach Osten gerichtet ist. Dadurch wird der oben genannte meridionale Wind erzeugt, der zum Winterpol gerichtet ist.

Die hier gezeigten Modelldaten stimmen gut mit Beobachtungsdaten überein: Die horizontalen Windkomponenten wurden mit Hilfe von Radarmessungen gewonnen und die Temperaturprofile aus Lidar- und Raketenmessungen. Lediglich der sehr geringe Vertikalwind konnte bisher nicht experimentell nachgewiesen werden. Im Winter sind die Windverhältnisse bezüglich der Windrichtung von allen Windkomponenten in der Mesosphäre und in der unteren Thermosphäre entsprechend umgekehrt, d.h. oberhalb von 90 km ist der Zonalwind westwärts und unterhalb ostwärts gerichtet, der Meridionalwind ist geringfügig polwärts und der Vertikalwind abwärts gerichtet.

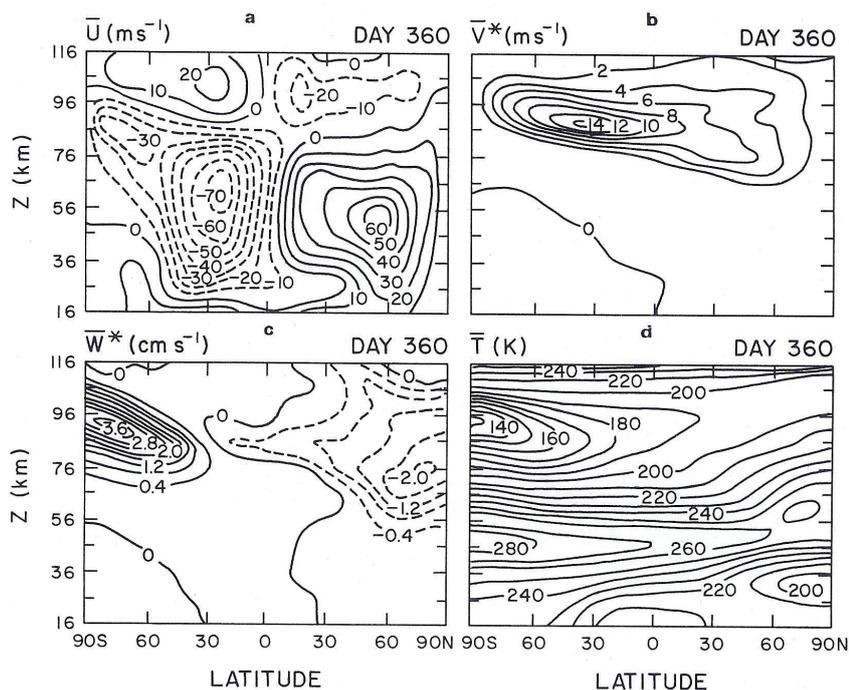


Abb. 1.2: Mittlere zonale Winde  $\bar{u}$  (a), meridionale Winde  $\bar{v}^*$  und vertikale Winde  $\bar{w}^*$  der residuellen Zirkulation (b,c) und Temperaturen  $\bar{T}$  (d) in der Atmosphäre für sommerliche Bedingungen auf der Südhalbkugel in Abhängigkeit von der geographischen Breite und Höhe nach einer Modellrechnung von Garcia und Solomon (1985).

### Radarechos in der Mesosphäre

Die Mesosphäre liegt zu einem großen Teil im Bereich der unteren Ionosphäre. Die D-Schicht erstreckt sich von 60–90 km und resultiert daher aus Ionisationsvorgängen in der mittleren und oberen Mesosphäre. Diese Schicht existiert in der Regel nur tagsüber, solange die Mesosphäre der solaren Wellenstrahlung ausgesetzt ist, durch die es zur Ionisation kommt. Während der Nachtzeit kann Ionisation nur durch den Einfall von hochenergetischen Teilchen (Elektronen und Protonen) erzeugt werden. Bei ruhigen Bedingungen werden diese Teilchen in der Regel oberhalb von 90 km (Untergrenze der E-Schicht) absorbiert, so dass unterhalb davon keine Ionisation mehr stattfindet. Bei starken Ereignissen wie solaren Flares (erhöhte Röntgenstrahlung), geomagnetischen Störungen bzw. gesteigerten Protonenflüssen kann es auch in tieferen Bereichen der Mesosphäre zur Ionisation kommen, die tagsüber weit unter 60 km reichen kann.

Die D-Schicht wird seit vielen Jahren mit unterschiedlichen Radaranlagen untersucht (z.B. Flock und Balsley (1967)). Seit Ende der 70er-Jahre des vorigen Jahrhunderts wurden sehr starke Rückstreuerechos aus der sommerlichen Mesosphäre ([P]MSE – [polar] mesosphere summer echoes) und deutlich schwächere Echos aus der winterlichen Mesosphäre ([P]MWE – [polar] mesosphere winter echoes) beobachtet. Die Untersuchung dieser Echos hinsichtlich atmosphärischer und solarer sowie geomagnetischer Einflüsse ist Gegenstand dieser Arbeit.

## Motivation zur Erforschung der Mesosphäre

In der Mesosphäre sind Direktmessungen von atmosphärischen Größen sehr schwierig. Bisher hat kein Flugzeug die Höhe der Mesosphäre erreicht. An Ballons befestigte Radiosonden erreichen in der Regel eine maximale Höhe von ca. 35 km, was der mittleren Stratosphäre entspricht. Für Satelliten ist die Mesosphäre dagegen zu niedrig; sie würden darin durch die Reibung mit der Luft abgebremst und abstürzen. Daher kann die Mesosphäre hauptsächlich nur über Fernerkundungsmethoden vom Erdboden (z. B. Radar, Lidar) bzw. hoch fliegenden Satelliten erforscht werden. Ende der 80er-Jahre gab es erste Messungen mit dem Lidar, mit welchem das vertikale Profil der Temperatur in der Mesopausenregion und erstmals NLC gemessen wurden. Aber schon seit den 50er-Jahren wurden Messgeräte mit Hilfe von Raketen in die Mesosphäre gebracht, so dass erstmals direkte Messungen möglich geworden sind. Raketenmesskampagnen sind jedoch aufgrund ihrer hohen Kosten nur auf kurze Zeiträume beschränkt. Daher ist das Radar für langzeitliche Messungen in der Mesosphäre am besten geeignet, zumal es im Gegensatz zu bodengebundenen Lidarmessungen nicht durch Wolkenbedeckung behindert wird. Allerdings können aus Radardaten hauptsächlich nur Winde und Turbulenz bestimmt und aus der rückgestreuten Leistung auf die Existenz von (P)MSE und (P)MWE geschlossen werden.

Ferner ist die Mesosphäre derjenige Bereich, der terrestrischen und solaren Einflüssen ungefähr gleich stark ausgesetzt ist. Die solaren Einflüsse tragen maßgeblich zum Energiehaushalt und zur Ionisation in der Mesosphäre bei. Auch die atmosphärischen Gezeiten sind solar bedingt und bestimmen stark den Tagesgang der atmosphärischen Größen. Die terrestrischen Einflüsse sind für die Erzeugung von Schwerewellen, aber auch von planetaren Wellen wie Rossbywellen wichtig. Durch ihre Ausbreitung in obere atmosphärische Schichten prägen sie Temperatur und Wind in der Mesosphäre. Daher ist die Mesosphäre derjenige Bereich, in welchem die stärksten Wechselwirkungen zwischen solaren und terrestrischen Einflüssen stattfinden.

Die Erforschung der Mesosphäre trägt dazu bei, die thermischen und dynamischen Kopplungen und Wechselwirkungen mit den benachbarten Unterbereichen der Atmosphäre besser zu verstehen. Das ist ein wichtiger Beitrag zum Verständnis der Atmosphäre als Ganzes. Auch erhofft man sich in der Mesosphäre Hinweise auf Klimaänderungen, was z.B. durch langzeitliche Trends in der Temperatur oder in der Häufigkeit der NLC und (P)MSE angezeigt werden könnte. Eine Zunahme von NLC oder (P)MSE kann durch einen Temperaturrückgang bedingt sein, aber auch durch eine Zunahme von Wasserdampf, die durch die Oxidation von anthropogen erzeugtem Methan zu Wasser begründet sein kann (*Thomas et al.*, 1989).

## Aufbau und Ziel der Arbeit

Schwerpunkt dieser Arbeit ist die Erforschung der Auswirkungen von Wind, Temperatur und Feuchtigkeit als atmosphärische Größen sowie der Ionisation durch von solare Einstrahlung, geomagnetische Aktivität und Protonenfluss auf mesosphärische Radarechos. Diese Untersuchungen wurden getrennt auf mittlere und polare Breiten durchgeführt. Damit werden Unterschiede der Einflüsse auf die Radarechos in verschiedenen Breiten herauskristallisiert. Ziel ist es, Zusammenhänge dieser Größen mit den Radarechos zu erforschen, um damit einen Beitrag zum tieferen Verständnis der oberen und mittleren Mesosphäre zu leisten.

In Kapitel 2 werden die Radarechos in der Mesosphäre, ihre Beobachtungen und deren physikalischen Ursachen beschrieben. Anschließend werden in Kapitel 3 die für die Untersuchungen in dieser Arbeit benötigte Datenmaterial und die Messgeräte beschrieben, aus denen die Daten gewonnen

wurden. In Kapitel 4 und 5 werden die Ergebnisse der Zusammenhänge zwischen Variationen der atmosphärischen Größen und der Ionisation und mesosphärischen Sommerechos in mittleren bzw. in polaren Breiten. Die Beschreibung der winterlichen Radarechos in der Mesosphäre sowie deren Zusammenhänge mit der Ionisation und der Turbulenz im Neutralgas folgt in Kapitel 6, bevor in Kapitel 7 die Ergebnisse der drei vorhergehenden Kapitel zusammengefasst werden sowie ein Ausblick auf zukünftige Untersuchungen gegeben wird.

## Kapitel 2

# Radarechos in der Mesosphäre in mittleren und polaren Breiten

Radarechos in der Mesosphäre entstehen durch Streuung und Reflexion der Radarwellen an Irregularitäten des Brechungsindex, der in der Mesosphäre durch Irregularitäten in der Elektronendichte hervorgerufen wird. Diese Elektronendichtestrukturen verursachen nur dann deutliche Radarrückstreuungen, wenn sie im Größenbereich der halben Wellenlänge des gesendeten Radarstrahls  $\lambda/2$  liegen (Tatarskii, 1961). Diese Größe wird als Bragg-Wellenlänge  $S_B$  bezeichnet. Solche Echos wurden erstmals Ende der 70er-Jahre mit einem VHF-Radar (*very high frequency*) auf 53,5 MHz ( $S_B = 2,8$  m) nahe Katlenburg-Lindau im Harz registriert (Czechowsky *et al.*, 1979; Schmidt *et al.*, 1979). Dabei zeigen Messungen an einzelnen Tagen im Mai, Oktober und Dezember 1978 deutliche Echos in einer Höhe von ca. 70 km und im Juni 1979 dagegen noch wesentlich stärkere Echos in ca. 85 km. Messungen über einen längeren Zeitraum, die erstmals in Poker Flat (Alaska) durchgeführt wurden (Ecklund und Balsley, 1981), sind qualitativ in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Katlenburg-Lindau mit starken Echos während der Sommersaison von Mitte Mai bis Ende August vorzugsweise in 80–90 km und mit schwächeren Echos von September bis April meist in 60–80 km. Daraus ergeben sich zwei Echomaxima in unterschiedlichen Höhen: Ein starkes und ziemlich ausgeprägtes Maximum in ca. 85 km in den Sommermonaten und ein deutlich schwächeres Maximum in ca. 70 km in den Winter- und Äquinoktialmonaten. Abb. 2.1 zeigt ein Radarecho vom 12.11. (links) und vom 08.06. (rechts) als jeweilige Beispiele typischer Radarechos über Andenes (69°N, Norwegen) im Jahr 2004 aus Messungen vom ALWIN-Radar (ALOMAR<sup>1</sup>-WIND-Radar) (Zeller *et al.*, 2006). Radarechos, die im Sommer in der polaren Mesosphäre beobachtet werden, werden als PMSE bezeichnet (*polar mesosphere summer echoes*, siehe Röttger *et al.*, 1988) und entsprechende Radarechos in mittleren Breiten als MSE (*mesosphere summer echoes*). Analog zu den Sommerechos werden die von September bis April vorkommenden Echos als Winterechos bezeichnet, in polaren Breiten als PMWE (Kirkwood *et al.*, 2002a) und in mittleren Breiten als MWE (Zeller *et al.*, 2006). Im Folgenden werden das Auftreten und die physikalischen Ursachen der (P)MSE und (P)MWE beschrieben.

---

<sup>1</sup>Arctic Lidar Observatory for Middle Atmosphere Research

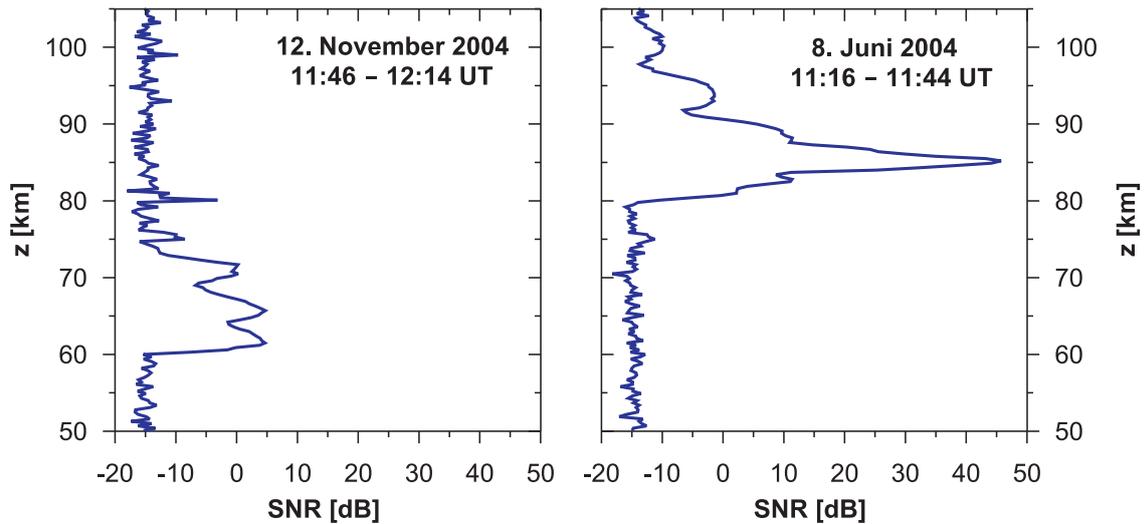


Abb. 2.1: Profile des Signal-Rausch-Verhältnisses eines Winterechos über Andenes am 12. November 2004 (links) und eines Sommerechos am 8. Juni 2004 (rechts), gemessen mit dem ALWIN-Radar.

## 2.1 Beschreibung der (P)MSE

### 2.1.1 Morphologie

Die Morphologie von Radarechos wird oft aus Darstellungen ihrer Stärke in Abhängigkeit von ihrer Höhe und Beobachtungszeit gewonnen. So erscheinen die PMSE oft in Schichten, deren Dicke sich von wenigen 100 m bis zu mehreren Kilometern erstrecken kann (*Franke et al.*, 1992). Dabei erscheinen sie bisweilen in zwei oder mehr Schichten (z.B. *Hoffmann et al.*, 2005). Oft werden die PMSE-Schichten um einige Kilometer gehoben oder gesenkt, was innerhalb von einigen Minuten geschehen kann (*Havnes et al.*, 1992). Über längere Zeit betrachtet sinken PMSE aber langsam mit einer Geschwindigkeit von 1–2 km/h ab, wobei vertikale Bewegungen der Schicht auch scheinbar sein können, wenn sich eine geneigte PMSE-Schicht horizontal über dem Messort hinwegbewegt (*van Eyken et al.*, 1991).

Weitere Informationen über die Eigenschaften von Radarechoschichten werden durch die spektrale Breite der Echos und deren Aspektempfindlichkeit angezeigt. Bei der spektralen Breite handelt es sich um das durch den Dopplereffekt verbreiterte Spektrum des Radarsignals. Zum Dopplereffekt kommt es, wenn die Bewegungsrichtung von Streuobjekten (im allgemeinen durch den Wind), hier die Irregularitäten im Elektronengas, zumindest teilweise parallel zum Radarstrahl ist. Da der Radarstrahl meist vertikal oder nur wenige Grad von der Vertikalen ausgerichtet ist, ist die spektrale Breite daher hauptsächlich ein Maß für die vertikalen Geschwindigkeitsfluktuationen der Streuobjekte. Dabei hängt die spektrale Breite auch von der Sendefrequenz des Radars ab. Genaueste Daten der spektralen Breite von mesosphärischen Radarechos wurden durch Messungen mit dem EISCAT (*European Incoherent SCATter*) VHF-Radar auf einer Frequenz von 224 MHz in Tromsø (Nordnorwegen) gewonnen (*Röttger et al.*, 1988). Demnach ist bei inkohärenter Streuung, welche in der Ionosphäre durch die Brown'sche Bewegung der ambipolar an positive Ionen gekoppelten Elektronen hervorgerufen wird, die spektrale Breite in der Größenordnung von 100 Hz deutlich größer als bei kohärenter

Streuung, wie sie bei starken Radarechos vorherrscht, wo sie maximal 10–15 Hz, teilweise aber auch nur 1 Hz beträgt. Unter der Frequenz von 224 MHz berechnen sich Geschwindigkeitsfluktuationen der Streuobjekte von 0,5–10 m/s, wie von Röttger *et al.* (1988) beschrieben.

Eine weitere charakteristische Eigenschaft der Radarechos ist ihre Aspektempfindlichkeit. Sie beschreibt die Abhängigkeit des empfangenen Signals von der Neigung des Radarstrahles (Schwenkwinkel) bezüglich der Vertikalen. Nach Hocking *et al.* (1986) wird sie durch den Winkel  $\theta_S$  beschrieben als halbe Breite des Polardiagrammes der Rückstreuung. Hohe Aspektempfindlichkeit (niedriges  $\theta_S$ ) bedeutet schnelles Abschwächen des Signals mit zunehmendem Schwenkwinkel, was auf eine spiegelartige Struktur der Streuquellen hinweist. Niedrige Aspektempfindlichkeit (hohes  $\theta_S$ ) bedeutet langsames Abschwächen, was auf einen isotropen Streuer deutet (z.B. durch Turbulenz erzeugt). Die ersten Messungen von  $\theta_S$  wurden von Czechowski *et al.* (1988) und Reid *et al.* (1988) durchgeführt. Dabei wurden im unteren Teil der PMSE-Schicht niedrige  $\theta_S$  gemessen, welche nach zunehmen. Diese Ergebnisse wurden von Czechowsky und Ruster (1997) quantifiziert, wonach 90% der gemessenen PMSE eine schmale spektrale Breite und eine hohe Aspektempfindlichkeit haben und 10% eine sehr hohe spektrale Breite und niedrige Aspektempfindlichkeit, was durch erhöhte Turbulenz bedingt ist. Diese 10% kommen meistens oberhalb von 86 km vor. Andere unabhängige Untersuchungen stimmen mit diesen Ergebnissen überein (Hoppe *et al.*, 1990; Huaman und Balsley, 1996; Singer und Latteck, 2001; Zecha *et al.*, 2001; Chilson *et al.*, 2002).

MSE treten oft nur über einen Zeitraum von wenigen Stunden auf; ausgedehnte Schichten wie bei den PMSE sind in Höhen-Zeit-Plots meist nur ansatzweise an Tagen mit hoher MSE-Häufigkeit zu erkennen (Zecha *et al.*, 2003). Ansonsten kommt es wie bei den PMSE zu Hebungen oder Senkungen von MSE-Echos, was auf Schwerewellen oder auf Bewegungen von geneigten MSE-Schichten zurückzuführen ist. Auch die spektrale Breite und die Aspektempfindlichkeit der MSE sind denen der PMSE ähnlich (Zecha *et al.*, 2003).

Leuchtende Nachtwolken (NLC – *noctilucent clouds*) wurden im 19. Jahrhundert erstmals entdeckt (Leslie, 1885; Blackhouse, 1885; Jesse, 1885). Es handelt sich um Eiswolken, die während der Sommermonate in beiden Hemisphären in einer Höhe um 83 km auftreten. Sie werden in Breiten zwischen  $55^\circ$  und  $65^\circ$  während der Dämmerung beobachtet, da die Aerosole dieser Wolken immer noch von der Sonne beleuchtet werden (Thomas, 1991). Mit Hilfe unterschiedlicher Messtechniken wie Lidar (Hansen *et al.*, 1989) oder Satelliten (Donahue *et al.*, 1972) konnte die Beobachtung von NLC ausgeweitet werden. Während durch Lidars NLC bei klarem Wetter zu jeder Tageszeit beobachtet werden können, wurden mit Hilfe von Satelliten in der gesamten polaren Mesosphäre im Sommer Wolken beobachtet, die hier als polare mesosphärische Wolken (PMC – *polar mesospheric clouds*) bezeichnet werden. Bei NLC und PMC handelt es sich physikalisch betrachtet um dasselbe Phänomen, jedoch beruhen PMC auf Satellitenbeobachtungen und NLC auf bodengebundene Beobachtungen mit dem bloßen Auge und mit Lidars.

Bei gleichzeitigen Beobachtungen von PMSE durch das ALOMAR SOUSY-Radar (SOUNDing SYstem) und NLC durch das ALOMAR-Lidar wurden bei den meisten NLC auch PMSE beobachtet (Nussbaumer *et al.*, 1996). Dabei traten die NLC in der Regel im unteren Bereich der PMSE-Schicht in einer Höhe von 82–84 km auf, wobei der untere Rand von NLC und PMSE nahezu gleiche Höhe und Struktur aufweist (von Zahn und Bremer, 1999). Ursache ist, dass die Eisteilchen in der Mesopause in ca. 88 km entstehen und langsam durch die Schwerkraft absinken. Dabei wachsen sie durch Anlagerung weiterer Wassermoleküle, bis dann im NLC-Niveau Eisteilchen mit einem Radius von mindestens 30 nm das Sonnenlicht stark genug streuen, um als NLC während der Dämmerung

beobachtet zu werden. Damit kann erwartet werden, dass in der oberen PMSE-Schicht die meisten Eisteilchen Radien unter 30 nm haben und sie damit das Licht nicht mehr genügend streuen, um als NLC beobachtet zu werden.

### 2.1.2 Physikalischer Hintergrund

Die notwendige Bedingung für Radarechos ist, wie schon erwähnt, die Variation des Brechungsindex im Skalenbereich der Bragg-Wellenlänge. Der Brechungsindex  $n$  ist durch folgende Gleichung gegeben (Gage, 1990):

$$n = 1 + \frac{3,73 \cdot 10^{-1}e}{T^2} + \frac{77,6 \cdot 10^{-6}p}{T} - \frac{N_e}{2N_c} \quad \text{mit } N_c = \sqrt{\frac{N_e e^2}{\varepsilon_0 m_e}} \quad (2.1)$$

Darin sind  $p$  der Luftdruck und  $e$  der Partialdruck des Wasserdampfes in hPa,  $T$  ist die absolute Temperatur in K,  $N_e$  die Elektronendichte in  $\text{m}^{-3}$  und  $N_c$  die kritische Plasmadichte in Abhängigkeit von  $N_e$  mit  $e$  und  $m_e$  als Elektronenladung bzw. -masse und  $\varepsilon_0$  als Dielektrizitätskonstante. Der 2. und 3. Term auf der rechten Seite der Gleichung 2.1 hängen maßgeblich vom Wasserdampfgehalt, der Temperatur und dem Druck ab und sind entscheidend in der Troposphäre und Stratosphäre und können daher für Betrachtungen der Mesosphäre vernachlässigt werden. Somit wird in der Mesosphäre der Brechungsindex vom 4. Term dominiert, da dort Inhomogenitäten der Elektronendichte groß im Vergleich zu Fluktuationen von Temperatur, Wasserdampfdruck und dem Gesamtdruck sind.

Die Frage ist nun, was diese kleinräumigen Elektronendichtestrukturen erzeugt. Zunächst wurde angenommen, dass Turbulenzen im Neutralgas zu Schwankungen der Elektronendichte auf Skalen der Bragg-Wellenlänge führen (Ecklund und Balsley, 1981). Ein durch Turbulenz adiabatisch bewegtes Luftpaket führt zu Unterschieden in der Dichte mit der umgebenden Luft. Solche relativen Dichteschwankungen sind daher ein Tracer für die Turbulenz und können durch theoretisch hergeleitete Spektren beschrieben werden. Der Skalenbereich der Turbulenz ist geprägt durch einen Transfer der Bewegungsenergie in immer kleinere Skalen geprägt (Turbulenzkaskade) und wird als der inertielle Unterbereich bezeichnet. Dabei ist innerhalb dieses Bereiches die Leistungsspektraldichte der Dichteschwankungen proportional zu  $k^{-5/3}$  mit  $k$  als Wellenzahl Kolmogoroff (1941). Bei sehr kleinen Skalen (großes  $k$ ) wird die Bewegungsenergie in Reibungswärme dissipiert. Dieser Prozess hängt stark von der Viskosität ab und wird daher als viskoser Unterbereich bezeichnet. Hier verschwinden die Fluktuationen der Dichte durch die molekulare Reibung, wobei ein theoretisch hergeleitetes Spektrum von Heisenberg (1948) eine Proportionalität der Dichteschwankung zu  $k^{-7}$  ergibt. Der Übergang vom inertialen zum viskosen Unterbereich liegt bei der inneren Skala  $l_0$ , die proportional zur sogenannten Kolmogorov-Mikroskala  $\eta$  ist:

$$\eta = \left( \frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} \quad (2.2)$$

Dabei ist  $\nu$  die kinematische Viskosität und  $\varepsilon$  die turbulente Energiedissipationsrate. Nach einem Modell zur Berechnung turbulenter Parameter aus atmosphärischen Dichtefluktuationen von Lübken (1992) wurde ein Verhältnis von  $l_0 = 9,9\eta$  berechnet. In der oberen Mesosphäre muss nach Balsley et al. (1983) bei  $\nu \approx 1 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$  für von VHF-Radars messbare turbulente Strukturen in der Bragg-Wellenlänge von ca. 3 m die Energiedissipation mindestens 19 W/kg betragen, damit turbulente

Strukturen existieren können. Eine solche Energiedissipation würde in der oberen Mesosphäre eine Erwärmungsrate  $Q$  von 1730 K/d ergeben (entsprechend  $Q = \varepsilon/c_p$  mit  $c_p = 1013 \text{ J/(kg K)}$ ) als spezifische Wärmekapazität unter konstantem Druck). Übliche Erwärmungsraten, welche durch Strahlung und Dynamik bedingt sind, liegen bei 10 – 30 K/d. Somit ist eine Energiedissipation von 19 W/kg unrealistisch. Aus Radarmessungen (*Thrane et al.*, 1985; *Watkins et al.*, 1988) und Raketenmessungen (*Lübken et al.*, 2002) abgeleitete Werte von  $\varepsilon$  liegen meist zwischen 5 – 100 mW/kg, wobei nur kurzzeitig 1000 mW/kg erreicht wurden. Damit sind die durch Messungen errechneten Energiedissipationsraten meist um 2–3 Größenordnungen niedriger, als für von VHF-Radars messbare Turbulenz von Neutralteilchen erforderlich wäre.

Einen entscheidenden Durchbruch lieferten Arbeiten von *Kelley et al.* (1987) und *Kelley und Ulwick* (1988). Hier wurde vermutet, dass große positive Wasserclusterionen die Elektronendiffusion vermindern. Wenn der Elektronendiffusionskoeffizient  $D_e$  kleiner ist als die kinematische Viskosität  $\nu$ , dann können demnach im Elektronengas kleinere Strukturen der Dichteschwankungen existieren als im Neutralgas. Dieser Sachverhalt wird durch die Schmidt-Zahl  $Sc$  beschrieben mit  $Sc = \nu/D_e$ . Basis dafür ist die Theorie von *Batchelor* (1959), wonach Dichtestrukturen um die innere Skala  $l_0$  wegen der Geschwindigkeitsgradienten im Turbulenzfeld zu kleineren Strukturen unter  $l_0$  transferiert werden. Diese Dichtestrukturen können nur durch molekulare Diffusion vernichtet werden. Wenn aber  $D_e$  deutlich kleiner ist als  $\nu$  ( $Sc \gg 1$ ), dann können im Elektronengas Strukturen deutlich unter  $l_0$  bestehen. Dieser Bereich, in welchem bereits Strukturen im Neutralgas durch die Viskosität vernichtet werden, aber das Elektronengas durch Turbulenz dominiert wird, wird als der konvektiv-viskose Bereich bezeichnet, wobei nach *Batchelor* (1959) die Abhängigkeit zwischen der spektralen Leistungsdichte der Dichtefluktuationen mit  $k^{-1}$  abgeschätzt wurde. Abb. 2.2 zeigt die spektrale Leistungsdichte eines passiven Tracers für zwei verschiedene  $Sc$ -Werte. Für die turbulente Energiedissipation und die kinematische Viskosität wurden mit  $\varepsilon = 0,2 \text{ m}^2/\text{s}^3 = 200 \text{ mW/kg}$  und  $\nu = 1,5 \text{ m}^2/\text{s}$  typische, in der oberen sommerlichen Mesosphäre vorherrschende Werte gewählt (*Rapp et al.*, 2003a). Für die innere Skala wurde hier  $l_0^H$  als Symbol verwendet, da für deren Berechnung auf die Turbulenztheorie von *Heisenberg* (1948) zurückgegriffen wurde. Bei einer Skalengröße  $l > l_0^H$  ist der inertielle Unterbereich mit der charakteristischen Abhängigkeit der spektralen Leistungsdichte um  $k^{-5/3}$ . Für  $Sc = 1$  nimmt die spektrale Leistungsdichte bei  $l < l_0^H$  mit zunehmendem  $k$  rasch ab, wohingegen sie für  $Sc = 100$  zunächst proportional zu  $k^{-1}$  ist, was den konvektiv-viskosen Unterbereich kennzeichnet, und erst deutlich unterhalb der Bragg-Wellenlänge eines VHF-Radars (Punkt-Strich-Linie) schneller zurückgeht. Damit können aber die starken Radarechos erklärt werden.

Quantitative Betrachtungen der Theorie von *Kelley et al.* (1987) zeigen jedoch, dass Wasserclusterionen nach experimentellen Nachweisen (z.B. *Johannessen und Krankowsky*, 1972) nicht groß genug sind, um die Diffusion der Elektronen so abzusinken, dass sie PMSE erklären würden. Nach einem Modell, das in *Cho et al.* (1992) beschrieben wird, bewirken geladene Eisteilchen, welche deutlich schwerer als die nachgewiesenen Wasserclusterionen sind, eine genügend hohe Reduzierung von  $D_e$ , so dass dadurch Dichteschwankungen im Bragg-Scale eines VHF-Radars existieren und damit die Existenz von (P)MSE erklärt werden kann. So wurden tatsächlich im Rahmen von Raketenmesskampagnen in Andenes mit Hilfe von Fallenden Kugeln (*Inhester et al.*, 1994; *Schmidlin et al.*, 1991) und später auch mit Ionisations-Manometern (*Rapp et al.*, 2001) Temperaturwerte gemessen, die innerhalb von PMSE-Schichten in den meisten Fällen unter dem Sublimationspunkt des Wasserdampfes lagen und damit Eisteilchenbildung ermöglichen (*Lübken et al.*, 2002). Nach dem Modell von *Cho et al.* (1992) müssen etwas mehr als 50% der negativen Ladungsträger an diese Eisteilchen gebunden

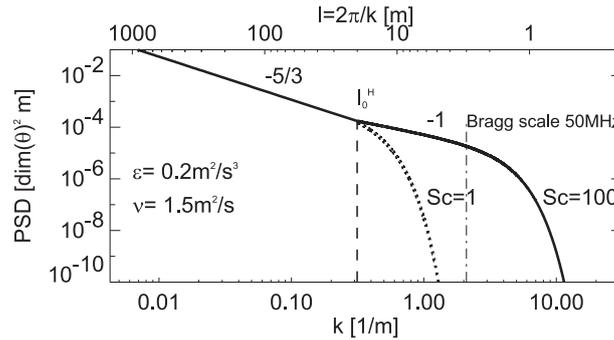


Abb. 2.2: Leistungsspektraldichte eines passiven Tracers für die Schmidt-Zahlen 1 (gepunktet) und 100 (durchgezogen); obere x-Achse zeigt die Wellenlänge und untere x-Achse die entsprechende Wellenzahl;  $-5/3$  und  $-1$  sind die Exponenten  $x$  der Potenzgesetze  $PSD \sim k^x$  für die entsprechenden Bereiche (siehe Text); die gestrichelte Linie markiert die innere Skala und die punkt-gestrichelte den Bragg-Scale eines 50 MHz-Radars (aus Rapp *et al.*, 2003a).

sein, damit  $D_e$  um mehrere Größenordnungen abnimmt. Diese Theorie wurde aber durch Messungen nicht bestätigt, denn es wurden häufig PMSE beobachtet bei einem Anteil der an Eisteilchen gebundenen, negativen Ladungsträger von weit unter 50% (Havnes *et al.*, 2001). Dagegen ergaben weitere Auswertungen, dass die PMSE-Stärke und die relative Änderung der Elektronendichte  $\Delta N_e/N_e$  in der Bragg-Wellenlänge eines VHF-Radars (2,8 m) hoch korrelieren unabhängig von der Höhe des Anteils negativer Ladungsträger an Eisteilchen (Blix *et al.*, 2003).

Im Rahmen weiterer Raketenmesskampagnen in Andenes, in denen unter anderem Messungen der Turbulenz im Neutralgas in der Mesopausenregion durchgeführt wurden (Lübken *et al.*, 1993, 2002; Müllermann *et al.*, 2003; Strelnikov *et al.*, 2003), zeigten die Resultate, dass über 50% der PMSE dort gemessen wurden, wo keine Turbulenz vorherrschte. Ein Vergleich zwischen der Höhenverteilung von Turbulenz- und PMSE-Häufigkeit zeigt zwar, dass die oberen und unteren Höhenbegrenzungen von PMSE und Turbulenz zwar fast gleich sind; aber das Turbulenzmaximum ist mit 88 km um 3 km höher als das Maximum der PMSE-Häufigkeit, wodurch v.a. unterhalb von 87 km PMSE häufiger als Turbulenz beobachtet wurde (Lübken *et al.*, 2002). Nach Rapp und Lübken (2003a) bleiben turbulente Strukturen auch nach Abflauen der Turbulenz über einen gewissen Zeitraum erhalten (Rapp und Lübken, 2003a), was als „fossile Turbulenz“ bezeichnet wird. Dabei hängt die Abklingzeit maßgeblich vom Radius der Eisteilchen  $r_A$  ab. In einem Modell von Rapp und Lübken (2003a) wurde die Diffusionsdauer abgeschätzt, wobei abwechselnd eine 15-minütige Turbulenz und eine 45-minütige Ruhezeit simuliert wurden (Abb. 2.3). Dabei ist die Diffusionsdauer proportional zu  $r_A^2$ , was bedeutet, dass v.a. große Eisteilchen zu einer langen Diffusionsdauer führen. Besonders bei Eisteilchen mit einer Größe von 50 nm dauert es mehrere Stunden, bis eine durch Turbulenz erzeugte Struktur verschwindet. Das aber erklärt das Auftreten der PMSE unter nicht-turbulenten Bedingungen.

Für die Simulation von  $r_A$  in Abhängigkeit von der Höhe wurde das CARMA-Modell<sup>2</sup> benutzt, in welchem die Verteilungen von Meteorstaub, Eisteilchen und Wasserdampf modelliert werden (Rapp *et al.*, 2002a; Toon *et al.*, 1988). Die Simulation zeigt, dass die Eisteilchendichte  $N_A$  am höchsten wird, wenn die Temperatur am niedrigsten und die Sättigung am höchsten ist, d. h. in der Mesopause

<sup>2</sup>Community Aerosol and Radiation Model for Atmospheres

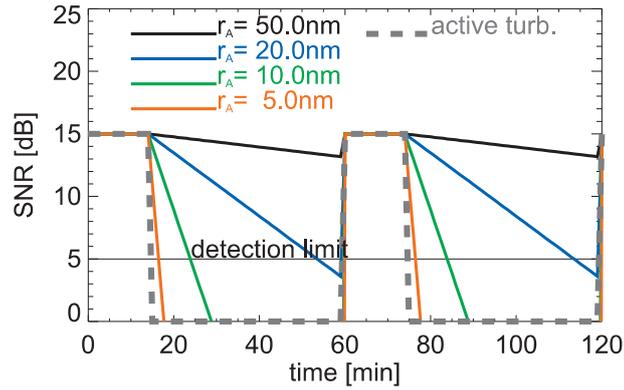


Abb. 2.3: Zeitliche Entwicklung der SNR von PMSE nach regelmäßigen Pulsanregungen der Turbulenz von Neutralteilchen (grau gestrichelte Linien), welche eine SNR von 15 dB hervorbringen; farbige Linien zeigen Abfall der SNR bei Unterbrechung der Turbulenz in Abhängigkeit von der Eisteilchengröße an, dünne Linie (5 dB) zeigt PMSE-Nachweisgrenze bei  $\text{SNR} = 5$  dB an; diese Darstellung ist nach einem Modell von *Rapp und Lübken* (2003a).

in einer Höhe von ca. 88 km (*Rapp et al.*, 2002a). Diese Eisteilchen sinken wegen der Schwerkraft langsam ab, wobei sie sich durch Anlagerung von weiteren Wassermolekülen vergrößern. In ca. 82 km erreichen sie mit Radien von teilweise über 50 nm ihre maximale Größe, bevor sie dann durch weiteres Abfallen in wärmeren Regionen sublimieren. Diese Ergebnisse stimmen mit Beobachtungen gut überein, denn gerade in Höhen zwischen 82 und 85 km kommen Eisteilchen mit Radien von über 30 nm vor. Das ist in Übereinstimmung, dass NLC meist in diesem Höhenbereich beobachtet werden (*von Zahn und Bremer*, 1999). Ferner zeigen Beobachtungen, dass im Bereich von NLC die stärksten PMSE beobachtet wurden (*Rapp et al.*, 2003b). Allerdings liegt die maximale Dichte der Eisteilchen  $N_A$  sowie deren Ladungsdichte  $|Z_A|N_A$  nach CARMA-Modell mit 85 km über derjenigen von  $r_A$  mit 82 km. Das zeigt aber, dass die PMSE-Stärke stark vom Eisteilcheradius abhängt. Nun ist nach dem Modell von *Cho et al.* (1992) die Elektronendiffusivität antiproportional zu  $r_A^2$ . Daher wurde von *Rapp et al.* (2003b) ein Proxy für die PMSE-Stärke vorgeschlagen, welcher proportional zur Reflektivität  $\eta$  is:

$$\eta \sim |Z_A|N_A \cdot r_A^2 \quad (2.3)$$

Vergleiche mit Messungen zeigen bei der mittleren, höhenabhängigen Verteilung der PMSE eine gute Übereinstimmung, wobei sowohl bei den beobachteten PMSE als auch beim Proxy das Maximum der Stärke bei 85 km liegt.

## 2.2 Winterechos (P)MWE

Radarechos außerhalb der PMSE-Saison in der Mesosphäre, also von September bis April, wurden sowohl in polaren als auch in mittleren Breiten zumeist mit VHF-Radars um 50 MHz oder 224 MHz gemessen. Diese Echos sind deutlich schwächer als die PMSE und erscheinen in ungefähr 70 km Höhe, wie bereits die ersten Radarechomessungen von *Czechowsky et al.* (1979, 1989) und *Ecklund und Balsley* (1981) zeigen. Außerdem treten sie deutlich seltener auf als die Sommerechos. Seit der Saison 2001/2002 wurden Winterechos über Andenes und seit 2003 über Kühlungsborn regelmäßig

mit den VHF-Radars ALWIN bzw. OSWIN (OSTsee WIND) beobachtet (*Zeller et al.*, 2006). Weitere Winterechos werden mit dem ESRAD (ESrange MST RADar) VHF-Radar (52 MHz) in Esrange (Schweden) und mit dem EISCAT VHF-Radar in Tromsø (224 MHz) gemessen (*Kirkwood et al.*, 2002a).

Die erste Interpretation wurde von *Ecklund und Balsley* (1981) geliefert. Demnach sind die Winterechos Folge von nichtlinearen, brechenden Schwerewellen, also Turbulenz, was auch von *Reid et al.* (1987) und *Czechowsky et al.* (1989) vermutet wurde. Während einer Raketenmesskampagne über Andøya im Januar 2005, die Teil des ROMA-Projektes (*Rocket borne Observations in the Middle Atmosphere*) war, konnte nachgewiesen werden, dass Turbulenz im Neutralgas in der Tat die Hauptursache für die Entstehung von Winterechos ist (*Lübken et al.*, 2006). Wegen der relativ geringen Viskosität in einer Höhe um 70 km (ca.  $0,25 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ) ist die für die Erzeugung turbulenter Strukturen in der Bragg-Wellenlänge eines VHF-Radars erforderliche turbulente Erwärmungsrate mit ca. 10 K/d ausreichend für die Existenz von PMWE, was durch Messungen bestätigt wurde (*Lübken et al.*, 2007). Weitere Auswertungen der Messergebnisse unterstützten die Annahme stark, wonach PMWE auf Turbulenz im Neutralgas zurückzuführen sind (*Brattli et al.*, 2006; *Lübken et al.*, 2007). Damit wären im Gegensatz zu den PMSE keine Aerosole nötig, um Elektronendichteschwankungen in der Skalengröße der Bragg-Wellenlänge eines VHF-Radars zu erzeugen. Einen direkten Nachweis von Aerosolen in der unteren und mittleren Mesosphäre gibt es bislang nicht. Signale von Lidarmessungen konnten nicht eindeutig auf Aerosole zurückgeführt werden (*Stebel et al.*, 2004). Das Ergebnis eines *Heating-Experimentes* deutet dagegen auf einen indirekten Nachweis von Aerosolen hin, was in Kapitel 6.4 diskutiert wird.

Eine andere Theorie für die Entstehung von Strukturen im Bragg-Scale ist die von *Kirkwood et al.* (2006) beschriebene Entstehung von PMWE durch stark gedämpfte Diffusionswellen ähnlich den *Charged-dust-diffusive waves* nach *Cho und Röttger* (1997), auch *ion-acoustic waves* genannt (*Mathews*, 1984). Diese entstehen aus Viskositätswellen (*Hocking et al.*, 1991; *Hocking*, 1996), die wiederum durch die Teilreflexion von Infraschall-Wellen an Schichten von starken vertikalen Temperaturgradienten oder von Windscherung entstehen (*Hocking*, 2003). Wie bei der durch Messungen bestätigten Turbulenztheorie von *Lübken et al.* (2006) sind auch hier keine geladenen Aerosole für die Entstehung von Winterechos nötig. Diese beiden Theorien nach *Lübken et al.* (2006) und *Kirkwood et al.* (2006) werden im Kapitel 6.4 diskutiert.

# Kapitel 3

## Daten und Messmethoden

### 3.1 Grundlagen zum Messprinzip von Radars

In der vorliegenden Arbeit werden Messergebnisse atmosphärischer Radars (*RADio Detection And Ranging*) unter verschiedenen Gesichtspunkten untersucht. Im folgenden werden die Prinzipien der Messung und die Geräte vorgestellt. Ein Radar besteht aus einem Sender, welcher elektromagnetische Wellen gebündelt als Primärsignal sendet und einem Empfänger (Antenne), der an Gegenständen oder atmosphärischen Brechungsindex-Inhomogenitäten (siehe Gleichung 2.1) zurückgestreute Echos als Sekundärsignal empfängt und auswertet. Die Stärke von Radarechos hängt einerseits vom Rückstreuquerschnitt pro Volumen  $\eta(z)$ , welcher auch als die Volumenreflektivität des Streuobjekts bezeichnet wird, und der Entfernung von der Sende- und Empfangseinheit  $z$  ab (in den meisten Fällen die Höhe), andererseits auch von technischen Eigenschaften der Antennen und von der Sendeleistung  $P_0$ . Das Verhältnis zwischen der Sendeleistung und dem empfangenen Rückstreusignal  $P_S(z)$  wird im VDI 3786, Blatt 17<sup>1</sup> durch die Radargleichung folgendermaßen definiert:

$$P_S(z) = K_1 P_0 l^2 g^2 \lambda^2 \alpha_3^2 \frac{\Delta z}{z^2} \eta(z) \quad (3.1)$$

$K_1$  ist ein numerischer Faktor, der bei einem gaußförmig und kreissymmetrisch angenommenen Strahl mit  $K_1 = 1 / ((4\pi)^3 8 \ln 2)$  bei ca.  $9 \cdot 10^{-5}$  liegt;  $l$  ist ein Verlustfaktor des Speisesystems der Antenne,  $g$  der Antennengewinn, das heißt die Leistungsdichte in Strahlrichtung im Verhältnis zu der eines verlustfreien Kugelstrahlers mit gleicher Leistung,  $\lambda$  die Wellenlänge des Radarstrahls,  $\alpha_3$  die Strahlbreite und  $\Delta z$  die Höhenauflösung. Dabei charakterisieren  $K_1$ ,  $P_0$ ,  $l$ ,  $g$ ,  $\lambda$  und  $\alpha_3$  die Eigenschaften des Radars. Ferner sind  $\alpha_3$  und  $g$  nicht unabhängig, sondern hängen mit der Öffnung der Antenne (Apertur) zusammen. Sie sind mit der Aperturfläche  $K_2 A = g^2 \lambda^2 \alpha_3^2$  verknüpft, so dass Gleichung 3.1 dadurch vereinfacht werden kann:

$$P_S(z) = K_1 K_2 P_0 l^2 A \frac{\Delta z}{z^2} \eta(z) \quad (3.2)$$

Dabei ist  $K_2$  ein numerischer Faktor, der von der Form und von der Ausleuchtung der Apertur abhängt. Man erkennt, dass die empfangene Rückstreuleistung  $P_S(z)$  bezüglich der Geräteeigenschaften proportional zur Aperturfläche, dem Quadrat des Verlustfaktors des Antennensystems und der

---

<sup>1</sup>Verband deutscher Ingenieure, 2007

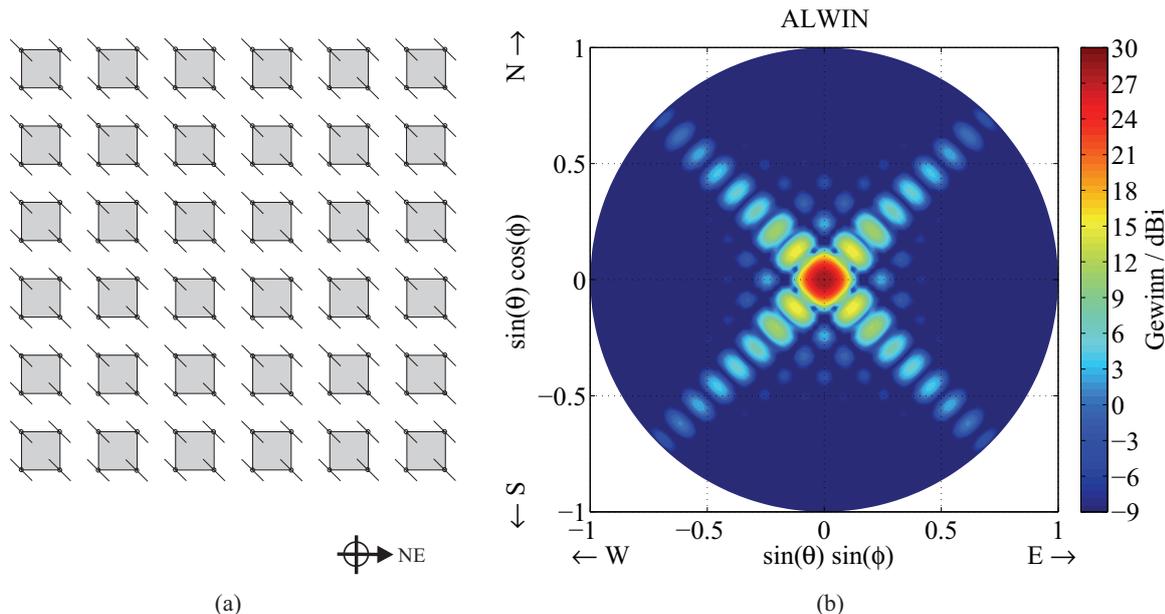


Abb. 3.1:  $12 \times 12$ -Yagi-Antennenfeld (a) und Antennendiagramm (b) des ALWIN-Radars mit Haupt- und Nebenmaxima (siehe auch *Latteck et al.*, 1999a).

Sendeleistung ist. Weiter bewirkt eine Verfeinerung der Höhenauflösung  $\Delta z$  eine Verminderung des Rückstreusignal  $P_S(z)$ . Dagegen ist  $P_S(z)$  antiproportional zum Quadrat der Reflexionshöhe  $z$ , da nicht nur die Leistungsdichte des gesendeten, sondern auch des reflektierten Radarstrahls mit zunehmender Höhe abnimmt. Ferner ist  $P_S$  proportional zur Reflektivität  $\eta$ .

Abb. 3.1 (a) zeigt als Beispiel für eine Antennenkonfiguration eines VHF-Radars diejenige des ALWIN-Radars von Andenes. Es handelt sich um ein Feld aus  $12 \times 12$ -Yagi-Antennen. Neben der vertikalen Ausrichtung kann der Radarstrahl durch definierten Phasenversatz in Spalten bzw. Zeilen um bestimmte Winkel aus der Vertikalen nach NW, NO, SO und SW geschwenkt werden. Diese Konfiguration findet man auch beim OSWIN-Radar in Kühlungsborn, wobei hier der Radarstrahl neben der Vertikalen allerdings nach N, O, S oder W geneigt werden kann. Weitere technische Angaben sind bereits in Tab. 3.1 beschrieben.

Abb. 3.1 (b) zeigt das Antennendiagramm des ALWIN-Radars mit der Leistungsdichte des Radarstrahls in Abhängigkeit des Zenitwinkels  $\theta$  und Azimutwinkels  $\phi$ . Dabei wird die Richtung der maximalen Abstrahlung als Hauptmaximum bezeichnet, während die um mindestens 10 dB schwächeren Spitzen die Nebenmaxima sind. Das Hauptmaximum zeigt dabei vertikal nach oben ( $\theta = 0$ ) oder in die genannten Schwenkrichtungen. Definiert wird die Breite des Hauptmaximums oft als derjenige Winkelbereich, innerhalb dessen die Intensität mindestens die Hälfte (3 dB) des Maximums des Radarstrahles beträgt. Dieser Winkel wird auch als der Öffnungswinkel bezeichnet (siehe Tab. 3.1). Messergebnisse beruhen damit fast vollständig auf Rückstreuung der Abstrahlung innerhalb des Öffnungswinkels.

Radarsignale werden in kurzen Pulsen mit einer Dauer  $\Delta t$  gesendet. Die Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Pulsen wird durch die Pulswiederholdauer  $t_p$  oder durch die Pulswiederholffrequenz  $f_p$  definiert, wobei das Verhältnis  $\Delta t/t_p \cdot 100$  den prozentualen zeitlichen Anteil der Pulsdauer an der gesamten Zeit zwischen zwei Pulsen beschreibt. Dieser wird auch als *Duty Cycle* bezeichnet und zeigt

das Verhältnis von mittlerer Leistung des Senders und Pulssendeleistung an. Ein typischer *Duty cycle* liegt bei 0,1 – 5%, wie in den Tabellen 3.1 und 3.2 zu erkennen ist. Für einen vertikalen Strahl wird die Höhenauflösung  $\Delta z$  durch die Pulsdauer bestimmt mit  $\Delta z = c \cdot \Delta t / 2$  mit  $c$  als Lichtgeschwindigkeit. Messwerte mit einem Abstand größer als  $\Delta z$  sind demnach voneinander unabhängig.

Oft sind Signale sehr schwach und unterscheiden sich daher nur geringfügig vom Rauschen. Deshalb werden die Signale von mehreren aufeinander folgenden Pulsen addiert, was zur Folge hat, dass Signale mit physikalischem Hintergrund sich deutlicher vom Rauschen hervorheben. Dies wird als kohärente Integration bezeichnet, deren Zahlenwerte die Anzahl der addierten Signale angeben (siehe Tabellen 3.1 und 3.2). Außerdem wird oftmals die inkohärente Integration durchgeführt: Hier werden zunächst die Spektren der Signale aus den jeweiligen Pulsen ermittelt und danach addiert, um die Detektierbarkeit der oftmals schwachen Radarechos zu verbessern. Das Aufaddieren von Radarsignalen geht allerdings zu Lasten der zeitlichen Auflösung.

In dieser Arbeit werden überwiegend Messergebnisse von MST-Radars (*mesosphere-stratosphere-troposphere radar*) zur Untersuchung der dynamischen Struktur der Mesosphäre verwendet. Nun sind die Streuzentren aufgrund der dynamischen Verhältnisse in der Mesosphäre meist in Bewegung, wodurch die rückgestreuten Radiowellen dem Doppler-Effekt unterliegen: Wenn sich der Abstand zwischen Sender und Streuobjekt mit der Radialgeschwindigkeit  $v_r$  verändert, dann ist die empfangene Frequenz  $f'$  gegenüber der gesendeten  $f_0$  verschoben. Das Verhältnis von  $f'$  und  $f_0$  in linearer, nicht-relativistischer Näherung lautet folgendermaßen:

$$f' - f_0 = \Delta f = -2 \frac{v_r}{c} f_0 \quad (3.3)$$

Aus dieser Gleichung kann man  $v_r$  ermitteln. Bewegungen der Strukturen innerhalb des Streuobjektes ergeben bei kohärenter Streuung eine Gauß'sche Verteilung des Rückstreusignals  $P_S$  um  $\Delta f$ . Der Frequenzbereich, innerhalb dessen die Intensität von  $P_S$  höchstens 3 dB unter dessen Maximum liegt, wird als die spektrale Breite bezeichnet. Daraus berechnen sich die Geschwindigkeitsfluktuationen innerhalb des Streuobjektes.

Zur Bestimmung des dreidimensionalen Windvektors  $\mathbf{v}$  gibt es zwei Möglichkeiten: Mit der DBS-Methode (*Doppler-Beam-Swinging*) werden Radarstrahlen in mindestens drei Richtungen gesendet und aus den empfangenen Rückstreusignalen  $\mathbf{v}$  berechnet (siehe rechter Teil von Abb. 3.2). Als Beispiel sei ein Radar mit vertikalem Strahl und zwei um einen Winkel  $\alpha$  geneigten Strahlen in Nord- und Ostrichtung gegeben.  $v_{r1}$  ist die radiale Windkomponente für den nach Osten geneigten Strahl,  $v_{r2}$  für den nach Norden geneigten und  $v_{r3}$  für den vertikalen Strahl. Während die vertikale Windkomponente  $w$  mit  $v_{r3}$  identisch ist und nach Gleichung 3.3 hergeleitet werden kann, können die zonale und die meridionale Windkomponenten  $u$  bzw.  $v$  folgendermaßen gewonnen werden:

$$\begin{aligned} u(z) &= \frac{v_{r1} - v_{r3}(z) \cos \alpha}{\sin \alpha} \\ v(z) &= \frac{v_{r2} - v_{r3}(z) \cos \alpha}{\sin \alpha} \\ w(z) &= v_{r3}(z) \end{aligned} \quad (3.4)$$

Voraussetzung für das DBS-System ist aber, dass das Windfeld im Bereich der geneigten Strahlen homogen ist. In der Mesosphäre decken diese Strahlen schon ein ziemlich großes Gebiet ab. Als

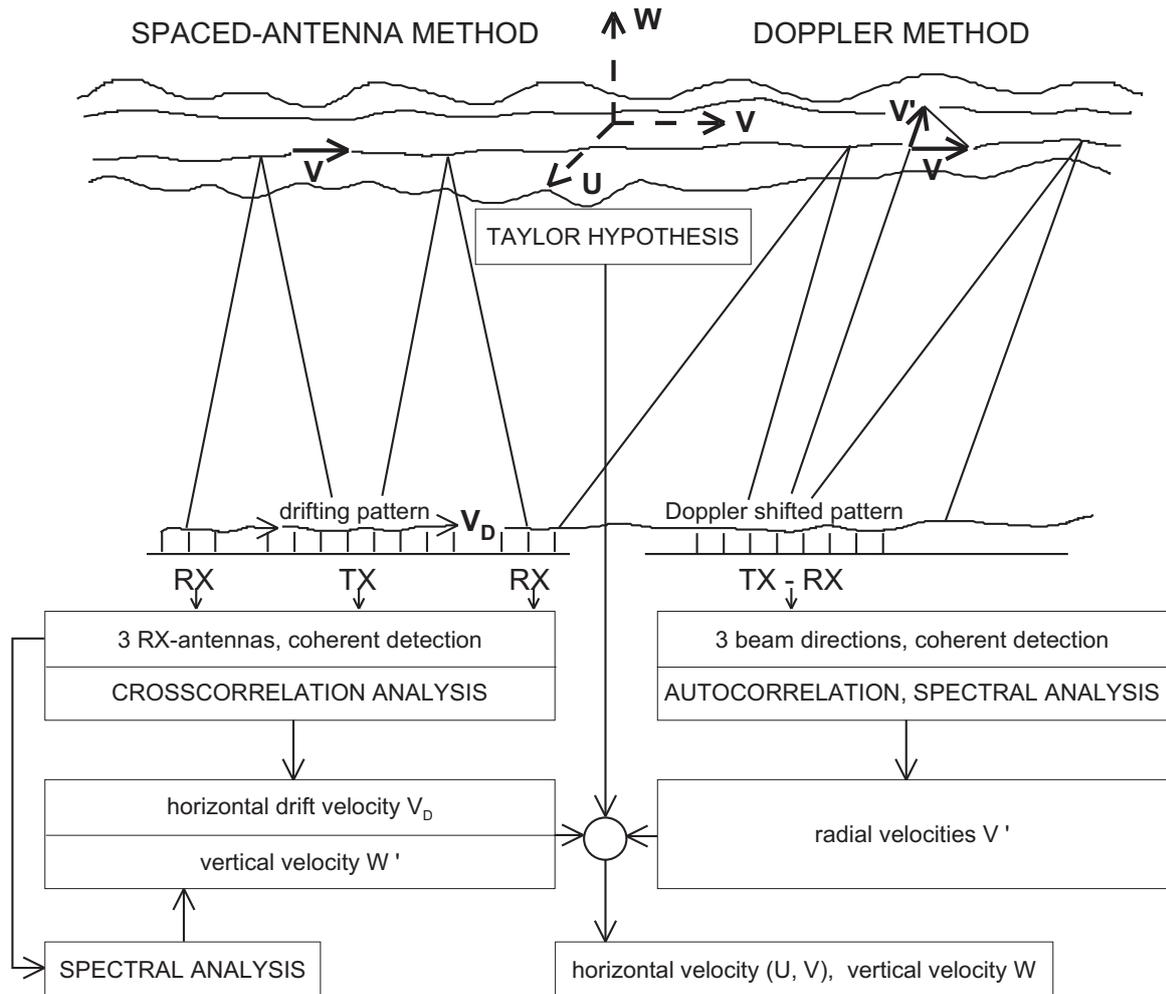


Abb. 3.2: Prinzip der Messungen des dreidimensionalen Windvektors  $\mathbf{v}$  mit Hilfe der Spaced Antenna (links) und der Doppler beam swinging Methode (rechts) (aus Röttger, 1989).

Beispiel sei der Abstand der Radarstrahlen  $d$  für die Messung von Radarechos in einer Höhe von 70 km bei einem Neigungswinkel  $\alpha$  von  $7^\circ$  gegeben: Mit  $d = \tan \alpha \cdot z$  beträgt der horizontale Abstand zwischen vertikalem und geschwenktem Strahl 8,6 km. Bei Abständen dieser Größe kann nicht immer ein homogenes Windfeld erwartet werden.

Eine weitere Methode, um aus Radarmessungen das Windfeld in der Meso- und unteren Thermosphäre abzuleiten zu können, ist das *Spaced-Antenna-Verfahren* (SA-Verfahren). Hier wird nur ein Radarstrahl in vertikale Richtung gesendet. Mindestens drei Empfänger an räumlich getrennten Empfangsorten erfassen die Amplitude und Phase des durch Streuung hervorgehenden Beugungsmusters (siehe linker Teil von Abb. 3.2). Damit kann aus einem Streuvolumen das horizontale und vertikale Windfeld mit Hilfe der sogenannten FCA-Analyse (*Full Correlation Analysis*) abgeleitet werden (Briggs, 1984). Im Gegensatz zur DBS-Methode wird das Windfeld quasi punktuell erfasst, so dass Unsicherheiten bezüglich der Homogenität von  $\mathbf{v}$  ausgeschlossen sind.

Neben dem dreidimensionalen Windfeld können noch andere charakteristische Messgrößen aus Radarmessungen gewonnen werden: die spektrale Breite und die Aspektempfindlichkeit des Radarechos, die beide in ihren Grundzügen im Kap. 2.1.2 beschrieben wurden.

## 3.2 Daten von Radar, Lidar und Modellen

### 3.2.1 (P)MSE, (P)MWE und Wind

In dieser Arbeit werden MSE und MWE über Kühlungsborn (54,1°N, 11,8°O) sowie PMSE und PMWE über Andenes (Norwegen; 69,17°N, 16,01°O) für Untersuchungen verwendet, weswegen auf die dort eingerichteten Radars näher eingegangen wird. Über Kühlungsborn werden mesosphärische Radarechos seit 1998 mit dem OSWIN-Radar<sup>2</sup> und über Andenes seit 1999 mit dem ALWIN-Radar<sup>3</sup> und davor von 1994–1997 mit dem ALOMAR SOUSY-Radar<sup>4</sup> gemessen. Die technische Daten dieser Radars sind in Tab. 3.1 zusammengestellt, wobei vor allem das ALWIN- und OSWIN-Radar in Aufbau und Ausführung sehr ähnlich sind. Weitere Details sind in *Singer et al. (1995)* für das ALOMAR SOUSY-Radar, in *Latteck et al. (1999a)* für das ALWIN-Radar und in *Latteck et al. (1999b)* für das OSWIN-Radar enthalten. Da viele Radarkomponenten sehr ähnlich sind, sind die unterschiedlichen Messergebnisse vom ALWIN und OSWIN-Radar hauptsächlich physikalischer Natur. Das ist im Vergleich zu anderen Radars, die mesosphärische Echos messen, nicht selbstverständlich, denn die Eigenschaften anderer VHF-Radars sind teilweise deutlich unterschiedlicher, was einen Vergleich mit deren Ergebnissen schwieriger macht und nur bei einer Absolutkalibrierung dieser Anlagen sinnvoll ist (*Latteck et al., 2005b, 2007*).

Zur Untersuchung der mesosphärischen Sommerechos (P)MSE wurden tägliche Häufigkeitsraten  $HR$  berechnet. Dazu wurde das Verhältnis der Beobachtungsdauer mit Signalen oberhalb eines minimalen Signal-Rausch-Verhältnisses (SNR – *signal-to-noise ratio*) zur täglichen Messzeit  $t_{gem}$  folgendermaßen bestimmt:

$$HR = \frac{t(\text{SNR} > \text{SNR}_{min})}{t_{gem}} \cdot 100 \quad (3.5)$$

Für die MSE-Untersuchungen wurden die Daten der Jahre 1998 und 2000–2006 verwendet. Da es im Laufe der Jahre zu technisch bedingten Änderungen der kohärenten Integration und auch der Sendeleistung kam, musste für Langzeituntersuchungen das Minimum der SNR für die jeweiligen Jahre entsprechend festgelegt werden, um daraus vergleichbare Echo-Häufigkeiten zu erhalten. So liegt das gewählte  $\text{SNR}_{min}$  für die Daten vom OSWIN-Radar für die Jahre 2001–2006 bei 3 dB. Da während der Jahre 1998 und 2000 die Sendeleistung halbiert und die kohärente Integrationen teilweise geändert wurden, wurde zur Anpassung der Daten für das Jahr 1998 die  $\text{SNR}_{min}$  auf 3 dB, für das Jahr 2000 zunächst bei 6 dB und ab dem 21. Juni 2000 bei 0 dB festgelegt. Im Jahr 1999 wurden während der MSE-Saison keine Messungen durchgeführt.

Von den SNR-Werten der PMSE wurden die stündlichen Mittel der PMSE-Stärke für 16 Höhenbereiche mit einem Höhenabstand von 0,9 km zwischen 78,5 und 92,0 km berechnet. Bei den Radardaten über Andenes wurden zwei Radars verwendet: Von 1994–1997 wurden Echos mit dem ALOMAR SOUSY-Radar gemessen. Deren  $\text{SNR}_{min}$  wurde mit 10 dB festgelegt, um den Einfluss

<sup>2</sup>Ostsee-Wind-Radar

<sup>3</sup>ALOMAR-WIND-Radar

<sup>4</sup>Arctic Lidar Observatory for Middle Atmosphere Research SOUNDing SYstem radar

Radar	ALOMAR SOUSY <sup>4</sup>	ALWIN <sup>3</sup>	OSWIN <sup>2</sup>
Ort	Andenes	Andenes	Kühlungsborn
geographische Lage	69,3°N, 16,0°O	69,3°N, 16,0°O	54,1°N, 11,8°O
Frequenz	53,5 MHz	53,5 MHz	53,5 MHz
Spitzenleistung	100 kW	36 kW	72 kW (36 kW)
<i>Duty Cycle</i>	4%	5 %	5 %
Kohärente Integration	124	64 (32)	20 (128, 80)
Pulslänge	2 $\mu$ s	2 $\mu$ s	2 $\mu$ s
Höhenauflösung	300 m	300 m	300 m
Antenne	148 Yagi	144 Yagi	144 Yagi
Öffnungswinkel	6,5°	6,0°	6,0°
Antennenausrichtungen	V, N, S, O, W	V, NW, SO, NO, SW	V, N, S, O, W
Zenitwinkel	8°	7°, 14°, 21°	7°
Höhenbereich	75 – 95 km	50 – 100 km	65 – 95 km
Messmethode	DBS	DBS	DBS und SA

Tab. 3.1: Technische Daten von ALOMAR SOUSY-, ALWIN- und OSWIN-Radar, mit welchen mesosphärische Echos gemessen wurden bzw. noch werden.

externer Störquellen zu minimieren. Von 1999–2006 wurden die Echos mit dem ALWIN-Radar gemessen. Zur Anpassung an die Daten von 1994–1997 wurde von 1999–2003, 2005 und 2006 die  $SNR_{min}$  auf 4 dB bestimmt, da die Sendeleistung von ALWIN deutlich niedriger als die von ALOMAR SOUSY und die kohärente Integration nur halb so hoch ist. Im Jahr 2004 wurde die  $SNR_{min}$  auf 1 dB festgelegt, weil die kohärente Integration in diesem Jahr auf 32 halbiert wurde (*Bremer et al.*, 2006). Diese Änderungen der  $SNR_{min}$  waren damit durch technische Änderungen bedingt und dienen zur Untersuchung der langzeitlichen Variationen der PMSE-Häufigkeit und -Stärke.

Bei den (Polaren) Mesosphärischen Winterechos (P)MWE wurde aus den täglichen Höhen-Zeit-Diagrammen die tägliche Dauer der Echos bestimmt und in Relation zur Gesamtmesszeit die Häufigkeit wie in Gleichung 3.5 berechnet. Dabei wurden MWE aus dem Zeitraum von Februar 2003 bis April 2005 und PMWE aus dem Zeitraum von Oktober 2001 bis April 2005 analysiert und daraus die Häufigkeitsrate berechnet.

Für die Windkomponenten wurden im wesentlichen die Daten von MF-Radars verwendet. Für die Untersuchung der MSE über Kühlungsborn mit der meridionalen Windkomponente wurden Tageswerte der Winddaten der Jahre 1998 und 2001–2006 vom MF-Radar in Juliusruh (*Keuer et al.*, 1996) und für das Jahr 2000 vom SKiMET-Radar<sup>5</sup> verwendet. Die Winddaten über Andenes stammen vom MF-Radar Andenes (*Singer et al.*, 1997) aus dem Zeitraum von 1999–2005. Technische Daten dieser Radars sind in Tab. 3.2 zusammengestellt. Während bei den MF-Radars die Windwerte aus Spaced-Antenna-Messungen gewonnen werden, werden die Daten vom Meteor-Radar aus Dopplermessungen an Ionisationsspuren einfallender Meteoroiden gewonnen. Diese Meteoroiden verursachen beim Eindringen in die Atmosphäre einen Ionisationsschlauch, deren Elektronendichtegradient vom Meteor-Radar erfasst wird, falls der Radarstrahl senkrecht auf die Meteorspur trifft. Aus der zeitlichen Bewegung dieser Ionisationsspur wird die radiale Windgeschwindigkeit, und aus einer Vielzahl solcher Messungen der mittlere Windvektor  $\mathbf{v}$  bestimmt.

<sup>5</sup>all-Sky interferometer METeor radar

Radar (Ort)	Andenes MF	Saura MF	Juliusruh MF	SKiMET <sup>5</sup>
Lage	69,3°N, 16,0°O	69,1°N, 16,0°O	54,6°N, 13,4°O	69,3°N, 16,0°O
Frequenz	1,98 MHz	3,17 MHz	3,18 MHz	32,55 MHz
Spitzenleistung	50 kW	116 kW	128 kW	12 kW
<i>Duty Cycle</i>	0,11%	0,08%	0,15%	2,85%
Koh. Integration	2	2	2	4
Pulslänge	27 $\mu$ s	7, 10, 13,3 $\mu$ s	0,67 $\mu$ s	13,3 $\mu$
Höhenauflösung	4 km	1–2 km	1,5 km	2 km
Sendeantenne	4 $\lambda/2$ -Dipole	mills-cross	mills-cross	1 gekreuzter Yagi-Dipol
Empfangsantenne	3 gekreuzte $\lambda/2$ -Dipole	mills-cross	mills-cross	5 gekreuzte Yagi-Dipole
Zenitwinkel	0°, 7°	0°, 7,3°	7,3°	0°
Höhenbereich	50–98 km	50–98 km	50–98 km	80–110 km
Messmethode	SA	DBS	SA	Interferometer

Tab. 3.2: Technische Daten der MF-Radars von Andenes, Saura und Juliusruh sowie dem Meteor-Radar SKiMET.

Die Tageswerte der Windgeschwindigkeitskomponenten werden nicht durch das arithmetische Mittel aus allen Einzelwerten des Tages berechnet, sondern aus der harmonischen Analyse der stündlichen Windwerte bei Berücksichtigung der atmosphärischen 24 h- und 12 h-Gezeitenkomponenten (*Singer et al.*, 1992):

$$\mathbf{v}(t) = \mathbf{v}_0 + \mathbf{v}_{24} \cos\left(\frac{2\pi}{24}(t + c_{24})\right) + \mathbf{v}_{12} \cos\left(\frac{2\pi}{12}(t + c_{12})\right) \quad (3.6)$$

$\mathbf{v}(t)$  sind die aus Messungen gewonnenen Stundenwerte des Windvektors,  $\mathbf{v}_{24}$  und  $\mathbf{v}_{12}$  sowie  $c_{24}$  und  $c_{12}$  sind die Geschwindigkeitsamplituden der 24 h- bzw. 12 h-Gezeit sowie deren Phasen,  $\mathbf{v}_0$  ist der mittlere Tageswert des Windes und  $t$  die Zeit in Stunden.

Zur Untersuchung von PMWE mit der turbulenten Energiedissipation wurden Daten vom MF-Radar in Saura nahe Andenes (*Latteck et al.*, 2005a) vom 01.09.2004 – 20.04.2005 verwendet. Die Energiedissipationsrate als Maß der Turbulenz wird dabei aus dem turbulenten Anteil der spektralen Breite der Radarechos abgeleitet. Die technischen Radardaten sind ebenfalls in Tab. 3.2 angegeben.

### 3.2.2 Temperatur und Wasserdampf

Temperaturwerte aus Messungen vom Meteor-Radar werden folgendermaßen gewonnen: Aus der Abklingzeit der Meteorechos werden mittlere tägliche Temperaturen  $T$  in der Mesopausenregion abgeschätzt, wobei die Abklingzeit umgekehrt proportional zum ambipolaren Diffusionskoeffizient  $D_a$  und  $D_a \sim T^2/p$  ist mit  $p$  als Druck (*Jones und Jones*, 1990; *Hocking*, 1999). Um die Temperatur unabhängig vom Druck zu bestimmen, wurde nach einem empirischen Modell ein linearer, vertikaler Temperaturgradient für die Höhe des Maximums der Meteorschicht bestimmt (*Hocking*, 1999). Damit stellt die Temperatur einen Mittelwert über die Meteorschicht dar, wobei diese im Sommer eine Halbwertsdicke von etwa 8 km hat (*Singer et al.*, 2004). Für eine zuverlässige Bestimmung von  $T$  sind daher einige tausend Meteore erforderlich, was der täglich vom Radar erfassten Menge entspricht.

Die Höhe des Maximums der Meteorschicht schwankt etwas im Jahresgang, wobei im Sommer die Höhe etwas unter 90 km liegt und in den Äquinoktien über 90 km (*Singer et al.*, 2004). Dabei zeigen ausgewählte Ergebnisse in Andenes von 2002–2005, dass die Höhe der aus den Meteorspuren abgeleiteten Temperatur Mitte Mai bis Ende August zwischen 89,6 und 90,3 km schwankt. Problem ist, dass insbesondere unter adiabatischen Verhältnissen (also unter der Bedingung  $-10$  K/km) die Temperaturreihe fehlerhaft sein kann, hier von bis zu  $\pm 4$  K. Temperaturmessungen aus fallenden Kugeln über Andenes ergeben vertikale Temperaturgradienten von  $+1$  bis  $+3$  K/km in Höhen zwischen 89 und 90 km und  $+2$  bis  $+6$  K/km zwischen 90 und 91 km während der PMSE-Saison (*Lübken*, 1999). Damit ist vor allem unterhalb von 90 km der Betrag des vertikalen Gradienten wesentlich geringer als unter adiabatischen Verhältnissen. Unter Berücksichtigung dieser Ergebnisse liegen die Fehler der Temperaturreihe vom Meteor-Radar bei maximal 2,5 K. Dennoch ist die Bestimmung des Temperaturgradienten für die Meteorschicht ein nicht zu unterschätzender Unsicherheitsfaktor. Eine Änderung des Temperaturgradienten um 1 K hat eine Änderung der Temperatur innerhalb der Meteorschicht um 10–15 K zur Folge (*Singer et al.*, 2004). Daher sind Ergebnisse der Temperatur vom Meteor-Radar auch im Falle der Signifikanz stets mit einer gewissen Unsicherheit behaftet. Detaillierte Beschreibungen des SKiMET-Radars gibt es in *Hocking et al.* (2001) und *Latteck et al.* (2004).

Für Juliusruh sind Temperaturdaten von November 1999 bis August 2001 und für Andenes ab September 2001 erhältlich. Für den Vergleich mit sommerlichen Radarechos in der Mesosphäre werden damit tägliche Temperaturdaten für die MSE-Saisons der Jahre 2000 und 2001 von Juliusruh und über Andenes in ca. 90 km von 2002–2005 verwendet. Seit 2005 werden auch Temperaturdaten mit dem OSWIN-Radar gewonnen, wobei derselbe Sender wie für die Messung von MSE verwendet wird. Als Empfangsantenne dienen allerdings wie beim SKiMET-Radar fünf gekreuzte Yagi-Dipole (*Hoffmann et al.*, 2007). Wegen der höheren Frequenz ist die stärkste Reflexionsrate in einer Höhe von ca. 87 km. Zum Vergleich mit den MSE werden täglichen Temperaturwerte vom Sommer 2005 für Kühlungsborn verwendet. Aber auch hier müssen diese Werte wegen der Unsicherheiten bei der Bestimmung des vertikalen Temperaturgradienten kritisch betrachtet werden.

Desweiteren wurden Temperaturdaten in Höhen zwischen 85 und 89 km aus Messungen mit dem Kalium-Lidar (*Light Detection And Ranging*) in Kühlungsborn von Juli 1996 bis Februar 1999 und Februar 2003 bis Dezember 2005 genutzt. Laserimpulse mit einer Wellenlänge von 770 nm werden in die Mesosphäre gesendet, was der Resonanz der Kaliumlinie entspricht. Photonen werden von den Kaliumatomen in der oberen Mesosphäre rückgestreut und von einem parabolischen Spiegel in einen Analysator geleitet. Die Temperatur der Kaliumteilchen entspricht wegen des thermischen Gleichgewichtes mit der Atmosphäre derjenigen der Umgebung. Prinzip der Herleitung der Temperatur ist die Bestimmung der spektralen Breite der Kalium-Resonanzlinie. Diese spektrale Breite ist durch die mittlere thermische Bewegung der K-Atome gegeben, welche durch die umgebende Temperatur bedingt ist. Eine kompakte Beschreibung des Kaliumlidars gibt es in *von Zahn und Höffner* (1996) und eine umfangreiche in *Fricke-Begemann* (2004). Zu berücksichtigen ist, dass die Temperaturmessungen von Lidars nur während der Nachtzeit bei klarem Wetter möglich waren, da Tageslicht und Wolken die Messungen stark behindern. Da aber MSE nur tagsüber erscheinen und von den Windwerten nur die Tagesmittel verwendet werden, ist auch hier der Vergleich mit Lidar-Temperaturen nur eingeschränkt möglich. Für die Vergleiche mit Wind- und MSE-Daten werden die zugehörigen Temperaturdaten der vorangegangenen Nacht verwendet. Durch technische Weiterentwicklung sind aber seit 2003 auch tageszeitliche Lidar-Messungen möglich. Seitdem gab es auch zeitgleiche Messungen von Temperaturen und MSE (*Gerding et al.*, 2007), witterungsbedingt allerdings sehr selten.

Langzeitliche Vergleiche zwischen der Temperatur aus Lidarmessungen und der MSE-Häufigkeit sind deshalb auch weiterhin nur sehr stark eingeschränkt möglich. Für einen sinnvollen Vergleich zwischen den Temperaturwerten aus dem Zeitraum von 1996–1999 und aus demjenigen von 2003–2005 wurden nur die Daten aus nächtlichen Messungen verwendet.

Daten des Wasserdampfgehaltes werden aus dem Modell von *Körner und Sonnemann* (2001) entnommen. Hier handelt es sich um eine Kopplung zweier Modelle, nämlich dem dynamischen COMMA-IAP-Modell und einem chemischen Transportmodell. Das dynamische Modell umfasst die Höhen von 0–150 km und das chemische jene von 30–150 km, wobei die Höhenauflösung bei beiden Modellen bei 1,1 km liegt. Das horizontale Gitter der beiden Modelle hat eine Auflösung von  $5^\circ$  in der Breite und  $5,625^\circ$  in der Länge. Durch die Kopplung dieser beiden Modelle konnten Angaben über den Wasserdampfgehalt der sommerlichen Mesosphäre in mittleren und hohen Breiten gewonnen werden. Daraus wurden die Wasserdampfwerte in 85 km verwendet. Die zeitliche Auflösung liegt hier bei vier Werten pro Monat. Aus diesem Wasserdampfgehalt, der Temperatur  $T$  nach Raketenmessungen und fallenden Kugeln (*Lübken*, 1999) und dem Luftdruck  $p$  und  $T$  aus CIRA-86-Daten (*COSPAR<sup>6</sup> International Reference Atmosphere*) außerhalb des Messbereiches der fallenden Kugeln wird der Sättigungsgrad  $S$  bestimmt. Für die Bestimmung des Sättigungsdampfdruckes  $p_S$  gibt es zur Zeit zwei Formeln. Nach *Marti und Mauersberger* (1993) wird  $p_S$  folgendermaßen bestimmt:

$$\lg p_S = -2663,5/T + 12,357 \quad (3.7)$$

Nach *Mauersberger und Krankowsky* (2003) lautet die Formel für  $p_S$  dagegen:

$$\lg p_S = -3059/T + 14,88 \quad (3.8)$$

Den Sättigungsgrad  $S$  gewinnt man aus dem Verhältnis zwischen dem aus oben beschriebenen Datenquellen berechneten Wasserdampfdruck  $e$  und  $p_S$  mit  $S = e/p_S$ . Nach *Rapp und Thomas* (2006) weicht die Sättigungsformel von *Mauersberger und Krankowsky* (2003) von unabhängigen Messergebnissen ab, so dass in der vorliegenden Arbeit für die Bestimmung des Sättigungsgrades Gleichung 3.7 verwendet wird. Während der PMSE-Saison ist bei Temperaturen um 120–140 K in einer Höhe von 85 km der Sättigungsgrad nach Gleichung 3.8 mit bis zu 300 fast um eine ganze Größenordnung höher als nach Gleichung 3.7 mit maximal 50 (siehe Abb. 5.9).

### 3.3 Parameter zur Beschreibung extraterrestrischer Einflüsse

Zur Charakterisierung der solaren Einstrahlung wird der F10.7-Index verwendet. Er ist ein Maß für die Stärke des von der Sonne ausgehenden Strahlungsflusses mit einer Wellenlänge von 10,7 cm auf die Erde, wobei der Wert des F10.7-Index dessen Strahlungsleistung in  $10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$  darstellt. Zudem ist er ein guter Indikator für Änderungen der solaren Lyman- $\alpha$ -Strahlung (121,6 nm), welche die wichtigste solare Wellenstrahlung für die Ionisation von Stickoxid (NO) und damit für die gesamte Ionisation in der D-Schicht der Ionosphäre ist (*Brasseur und Solomon*, 1984; *Hargreaves*, 1992). Der tägliche Wert des F10.7-Indexes wird im Radio-Observatorium von Penticton nahe Ottawa in Kanada um 12 Uhr Lokalzeit gemessen. Während die gesamte solare Einstrahlung (Solarkonstante) nur sehr geringfügig schwankt, sind die Variationen der 10,7 cm-Strahlung wesentlich stärker. Der

<sup>6</sup>Committee on SPACe Research

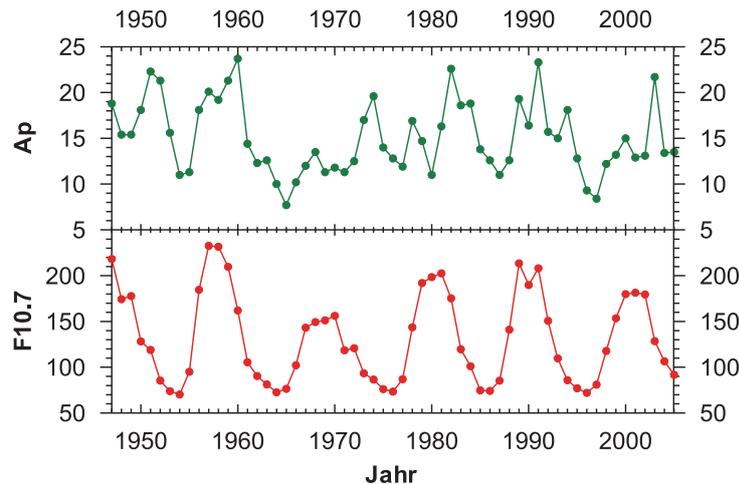


Abb. 3.3: Jahresmittel des Ap-Indexes als Indikator der geomagnetischen Aktivität (oben) und des F10.7-Indexes als Indikator der solaren EUV-Strahlung (unten) von 1947–2005.

untere Teil von Abb. 3.3 zeigt die Jahresmittel des F10.7-Indexes von 1947–2005, in der sich der 11-jährige Sonnenfleckenzyklus deutlich widerspiegelt. Betrachtet man eine Datenserie aus Tageswerten des F10.7-Indexes, dann ist eine Variation von 27-Tagen klar zu erkennen, welche auf die Variation der solaren Strahlung einzelner aktiver Regionen auf der Sonne aufgrund der Eigenrotation der Sonne zurückzuführen ist. Für den Vergleich mit mesosphärischen Radarechos wurden Tageswerte des F10.7-Indexes aus den Jahren 1994–2006 verwendet (NOAA, 1994–2006)<sup>7</sup>.

Zur Darstellung der geomagnetischen Aktivität gibt es unterschiedliche Indizes, wobei folgende verwendet werden: Als lokaler Index werden sogenannte K-Indizes von ausgewählten Stationen verwendet und als globaler Index der sogenannte Ap-Index. Beide charakterisieren Änderungen des Erdmagnetfeldes durch den Einfall hochenergetischer Partikel (v. a. Elektronen). Die meisten Partikel werden durch das Erdmagnetfeld in polare Breiten abgelenkt. Dabei bewirken Elektronen bis 10 keV Polarlichter und Störungen des Erdmagnetfeldes und Elektronen ab 20 keV zusätzlich eine gesteigerte Ionisation in der D-Schicht.

Der K-Index wird folgendermaßen beschrieben (Siebert, 1971; Siebert und Meyer, 1996; Menvielle und Berthelier, 1991): Alle Störungen des Erdmagnetfeldes, die durch den Einfall solarer Partikel innerhalb eines 3 h-Intervalles bedingt sind, bestimmen den K-Index, wohingegen andere reguläre und nicht reguläre Störungen des Magnetfeldes den K-Index nicht betreffen. Dabei werden lokale Störungen aus Messungen der maximalen Variation der Horizontalkomponenten des geomagnetischen Feldes (Differenz zwischen höchstem und niedrigstem Wert) während der jeweiligen 3 h-Intervalle bestimmt. Diese Differenzen werden jeweils in einen lokalen K-Index umgewandelt (seit 1938 zuerst eingeführt im Observatorium in Niemeck, Südbrandenburg), den ganzzahlige Werte von 0 (sehr ruhig) bis 9 (extrem gestört) zugeordnet werden. Diese Zuordnung der Differenzen zwischen maximalen und minimalen Werten der horizontalen Magnetfeldkomponenten und den K-Index-Werten entspricht einer quasi-logarithmischen Skala. Als Maß für Tageswerte der lokalen geomagnetischen Aktivität wird häufig  $\Sigma K$  verwendet, welches die Summe der 8 täglichen K-Indizes ist. Zum Ver-

<sup>7</sup>National Oceanic & Atmospheric Administration

K	Tromsø [nT] ( <i>TGO</i> )	Niemegk [nT] ( <i>Menville et al., 1995</i> )
0	0 – 19	0 – 4
1	20 – 39	5 – 9
2	40 – 79	10 – 19
3	80 – 159	20 – 39
4	160 – 279	40 – 69
5	280 – 479	70 – 119
6	480 – 799	120 – 199
7	800 – 1349	200 – 329
8	1350 – 1999	330 – 499
9	≥ 2000	≥ 500

Tab. 3.3: Bereiche der maximalen Differenz der horizontalen Komponenten der Magnetfeldstärke (in nT) innerhalb eines 3 h-Intervalles für die jeweiligen K-Indizes von Tromsø und Niemegk.

gleich mit den Sommer- und Winterechos über Andenes wird der K-Index von Tromsø (Nordnorwegen, *TGO* (1999–2006)<sup>8</sup>) und über Kühlungsborn der K-Index von Niemegk (*NGK*, 1998–2006)<sup>9</sup> verwendet. Tabelle 3.3 zeigt die Zuordnung der K-Indizes dieser beiden Stationen für die jeweiligen Bereiche der Differenzen der Magnetfeldstärke. Auffallend ist, dass für denselben K-Index für Tromsø die Differenzen viermal so hoch sind wie diejenigen von Niemegk. Ursache dafür ist, dass die meisten solaren Partikel aufgrund des Erdmagnetfeldes in die polare Regionen abgelenkt werden und damit das Magnetfeld erheblich stärker stören als in mittleren Breiten.

Da der K-Index, wie schon erwähnt, ein lokaler Index ist, sind in diesem auch die Eigenheiten wie geographische Breite bzw. jahres- und tageszeitliche Variationen der geomagnetischen Störungen der jeweiligen Station enthalten. Um die geomagnetische Aktivität auch im globalen Rahmen mit Hilfe eines Indexes darstellen zu können, hat Bartels (1949) diese stations-spezifischen Eigenheiten durch statistische Methoden eliminiert. Durch die Anwendung von Umwandlungstabellen wurde ein standardisierter Ks-Index für jede von insgesamt 13 ausgewählten Stationen bestimmt. Dieser wird im Gegensatz zum K-Index in einer Skala von Dritteln ausgedrückt, welche damit 28 Werten zugeordnet sind. Diese Ks-Indizes bilden die Basis für den globalen Kp-Index, der aus dem Mittel aller Ks-Indizes der ausgewählten Stationen berechnet wird. Für die Station Tromsø gibt es keine Umwandlungstabelle, da diese Station nicht zu den 13 ausgewählten Stationen für die Bestimmung der Ks-Indizes gehört. Aus den Kp-Indizes werden die ap-Indizes hergeleitet, was in Tabelle 3.4 dargestellt wird. Dabei wird der Wert des ap-Indexes ausgedrückt in der Einheit von 2 nT, woraus ersichtlich ist, dass für Ks = 9 und damit ap = 400 im Mittel Differenzen des Magnetfeldes von mindestens 800 nT auftreten müssen. Damit hat der ap-Index einen direkten Bezug zu den Schwankungen der horizontalen Magnetfeldkomponenten. In der vorliegenden Arbeit wird nicht der Kp-Index als globaler geomagnetischer Index verwendet, sondern der tägliche Ap-Index (*NOAA*, 1994–2006), der das Mittel der 8 dreistündigen ap-Indizes ist. Vorteil des Ap-Indexes ist, dass stärkere geomagnetische Störungen sich deutlich hervorheben. Dagegen sind Minima der geomagnetischen Aktivität durch die tägliche  $\Sigma K$  am besten zu erkennen.

<sup>8</sup>Tromsø Geophysical Observatory

<sup>9</sup>Adolf-Schmidt-Observatorium für Erdmagnetismus in NiemeGK

Index	Werte													
Kp	0	0,3	0,7	1	1,3	1,7	2	2,3	2,7	3	3,3	3,7	4	4,3
ap	0	2	3	4	5	6	7	9	12	15	18	22	27	32
Kp	4,7	5	5,3	5,7	6	6,3	6,7	7	7,3	7,7	8	8,3	8,7	9
ap	39	48	56	67	80	94	111	132	154	179	207	236	300	400

Tab. 3.4: Beziehung zwischen den Werten des Kp-Indexes und dem daraus hergeleiteten ap-Index nach Bartels in 50°N.

Während der F10.7-Index und die geomagnetischen Indizes für den Vergleich mit den Sommerechos verwendet werden, werden bei den Winterechos für weitere Untersuchungen im Zusammenhang mit solaren Aktivitäten zusätzlich die Daten von weiteren solaren Parametern verwendet. Aus Satellitendaten (GOES – *Geostationary Operational Environmental Satellite*) werden Daten der solaren Protonenflüsse in den Energiebereichen von 0,8–4,0 MeV, 4–9 MeV und 9–15 MeV und von der Röntgenstrahlung im Wellenlängenbereich von 0,1–0,8 nm und 0,05–0,30 nm verwendet (GOES, 2001–2005).

Als Maß für die Ionisation in der D-Schicht werden Daten der Absorption kosmischer Radiostrahlung (CNA – *cosmic noise absorption*) über Andenes verwendet, da mit zunehmender Ionisation die kosmische Radiostrahlung stärker absorbiert wird. Die CNA wird dabei folgendermaßen gewonnen (Tanaka et al., 2005):

$$\text{CNA} = \int_0^{\infty} a(z) N_e(z) dz \quad (3.9)$$

$a(z)$  in dB cm<sup>3</sup>/km ist die spezifische Absorption definiert als die Radioabsorption pro km beruhend auf ein einzelnes Elektron pro cm<sup>3</sup>, und  $N_e(z)$  die Elektronendichte in Abhängigkeit von der Höhe  $z$ , die mit  $N_e(z) = \sqrt{Q(z)/\alpha_{eff}(z)}$  aus dem Verhältnis zwischen der Produktionsrate  $Q$  und der effektiven Rekombinationsrate  $\alpha_{eff}$  gewonnen wird. Nun ist die kosmische Radiostrahlung abgesehen von einem Tages- und Jahresgang, den man mühelos herausfiltern kann, konstant. Eine erhöhte Absorption ist damit auf verstärkte Aktivität in der Ionosphäre zurückzuführen und unter Berücksichtigung der höhenabhängigen Stoßfrequenz verbunden mit einer erhöhten Elektronendichte. Diese Daten gewinnt man aus Messungen des IRIS-Riometers (*Imaging Riometer for Ionospheric Studies*) von Kilpisjärvi (Finnland), wobei der Begriff „Riometer“ ein Kurzwort für *Relative Ionospheric Opacity Meter* ist (IRIS, 2004–2005). Empfangen wird auf einer Frequenz von 38 MHz aus vielen Richtungen durch eine elektronisch steuerbare Empfangsanlage, um ein großes Gebiet mit CNA-Messungen abzudecken, wobei die seitlichen Strahlen zum Vertikalstrahl teilweise stark geneigt sind. Die Daten für die CNA über Andenes werden von demjenigen Strahl erhalten, der die D-Schicht über Andenes bestmöglich erfasst. Detail über das IRIS-Riometer sind in *Detrick und Rosenberg* (1990) enthalten.

Für den Vergleich von MWE über Kühlungsborn sind als Ionisationsparameter keine Riometerdaten erhältlich. Als Ersatz werden hier tägliche Mittel der minimal reflektierten Frequenzen  $f_{min}$  während 10–14 Uhr Lokalzeit von der Ionosonde über Juliusruh verwendet. Diese Minimalfrequenzen sind proportional zur Elektronendichte  $N_e$  (Hargreaves, 1979). So steigt mit zunehmender Elektronendichte die minimale Frequenz an, bei der man ein Signal empfängt. Allerdings ersetzen sie die CNA in der D-Schicht nur bedingt, da auch Absorptionsanteile aus der E-Schicht in die Messungen eingehen, was in *Kotadia und Gupta* (1976) beschrieben wird.

# Kapitel 4

## Ergebnisse für MSE

### 4.1 MSE allgemein

MSE treten infolge der Ionisation durch die solare Wellenstrahlung in der Regel nur tagsüber auf und oft nur sporadisch. Als Beispiel wird in Abb. 4.1 ein typisches mesosphärisches Radarecho über Kühlungsborn vom 21. Juli 2001 gezeigt: Radarechos kamen hier zwischen 10:30 und 19:00 UTC in einer Höhe von ca. 82–88 km vor, wobei zwischen 15:00 und 17:30 UTC keine Echos auftraten. Somit wurden an diesem Tag 6 h lang Echos gemessen, was einer MSE-Häufigkeitsrate von 25% für diesen Messtag entspricht. Betrachtet man den mittleren Tagesgang dieser Echos (linker Teil von Abb. 4.2), dann ist ein Maximum um die Mittagszeit zu erkennen. Außerdem erscheinen die meisten Echos während Tagesbedingungen, wobei der Verlauf des Sonnenstandes (1. Juli) und derjenige der MSE-Häufigkeit hoch korreliert sind. Nächtliche Echos wie bei einer starken geomagnetischen Störung am 15. Juli 2000 sind die Ausnahme (*Zecha et al., 2003*). Betrachtet man die mittlere Höhenverteilung der MSE, so werden die meisten MSE in einer Höhe von 80–90 km beobachtet, wobei die maximale Häufigkeit bei 85 km liegt (rechter Teil von Abb. 4.2), was auch im Beispiel von Abb. 4.1 zu erkennen ist.

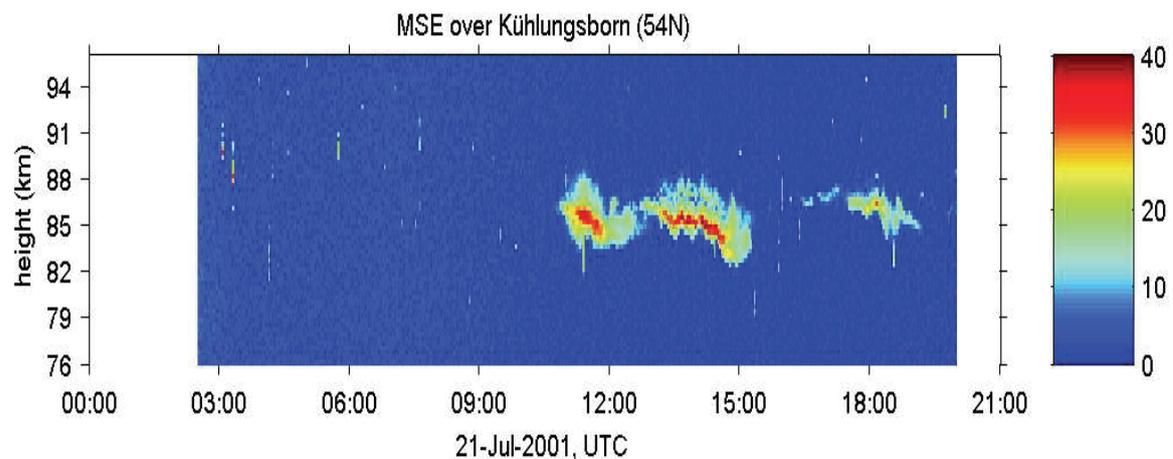


Abb. 4.1: MSE über Kühlungsborn am 21. Juli 2001, gemessen mit dem OSWIN-Radar.

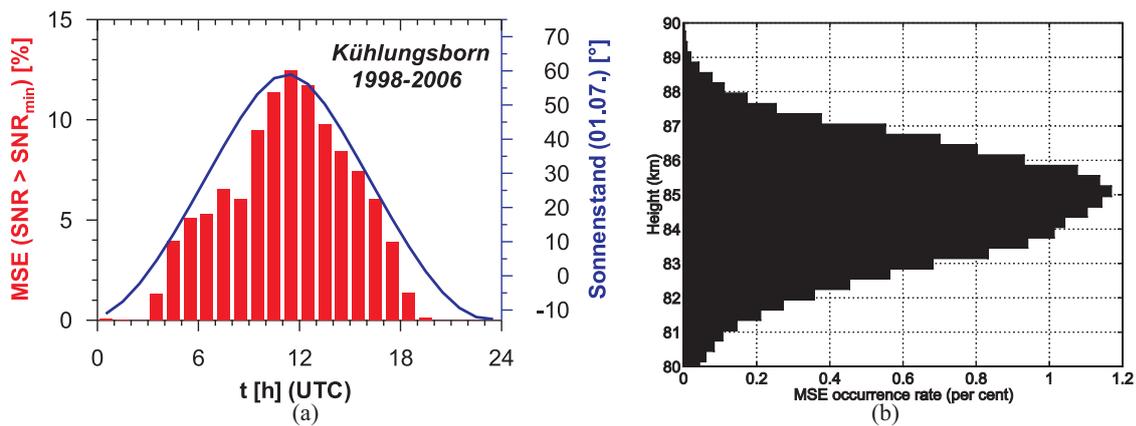


Abb. 4.2: (a) mittlerer Tagesgang der MSE-Häufigkeit (rote Säulen) aus dem Zeitraum vom 01.06. – 31.07 der Jahre 1998 und 2000–2006 sowie die Variation des Sonnenstandes am 1. Juli (blaue Linie); (b) mittlere MSE-Höhenverteilung (schwarze Fläche) von 1998, 2000 und 2001 (aus Zecha *et al.* (2003)).

Die jahreszeitliche MSE-Verteilung mit täglichen MSE-Häufigkeiten (rote Säulen) in den Jahren 1998 und 2000–2006 werden in Abb. 4.3 gezeigt. Um die saisonale Häufigkeit der MSE zwischen den Jahren vergleichen zu können, wurden mittlere Häufigkeitsraten aus dem Zeitraum vom 24.05. – 12.08. der einzelnen Jahre berechnet (eingegrenzt durch vertikale, grün gestrichelte Linien). Dieser Zeitraum wurde gewählt, weil am 24.05. (2003) die früheste MSE und am 12.08. (2001) die späteste MSE innerhalb einer Saison gemessen wurden. Die Ergebnisse sind rechts oben in den jeweiligen Grafiken dargestellt. Dabei sind die mittlere MSE-Häufigkeiten von 2003 mit 7,6% deutlich höher als in den übrigen Jahren mit Häufigkeitsraten von 2,4–4,4%. Die Schwankungen von Tag zu Tag sind in den jeweiligen Jahren unterschiedlich und können sehr stark sein. Die höchsten MSE-Häufigkeiten wurden an zwei Tagen im Jahr 2003 gemessen mit über 50% und an einem Tag mit über 40% im Jahr 2000, während an keinem Tag in den übrigen Jahren eine MSE-Häufigkeit von 40% erreicht wurde. Tage ohne MSE kommen auch während der Hauptsaison (Juni und Juli) immer wieder vor. Dagegen ist eine Folge von mindestens 10 Tagen mit zusammenhängenden MSE-Messungen mit 13 Tagen im Jahr 2003 und mit 11 Tagen in den Jahren 2004 und 2006 bisher nur dreimal beobachtet worden. Diese Schwankungen sind im wesentlichen durch den Einfluss unterschiedlicher Faktoren sowohl von atmosphärischen Vorgängen (Variationen von Temperatur, Feuchte und Wind) als auch von der Ionisation (solare Wellenstrahlung und Einfall hochenergetischer Partikel) bedingt.

In den folgenden Unterkapiteln werden die Ergebnisse der Untersuchungen von MSE in Abhängigkeit von atmosphärischen Größen und der Ionisation dargestellt. Zuerst werden Zusammenhänge zwischen den MSE und der Temperatur sowie der Feuchte gezeigt. Danach wird auf den Zusammenhang mit dem Wind eingegangen, wobei der Schwerpunkt auf die meridionale Windkomponente gelegt wird. Anschließend werden die MSE im Zusammenhang mit der Ionisation in der oberen Mesosphäre untersucht. Von wichtiger Bedeutung sind hier Variationen der Ionisation durch den 11-jährigen solaren Zyklus und durch den Einfall hochenergetischer, solarer Partikel, welche eine mehrtägige, stark erhöhte Ionisation der D-Schicht bewirken können. Mit Hilfe der Eliminierung dieser Einflüsse durch Schwankungen in der Ionisation wird abschließend der mögliche Trend der MSE behandelt.

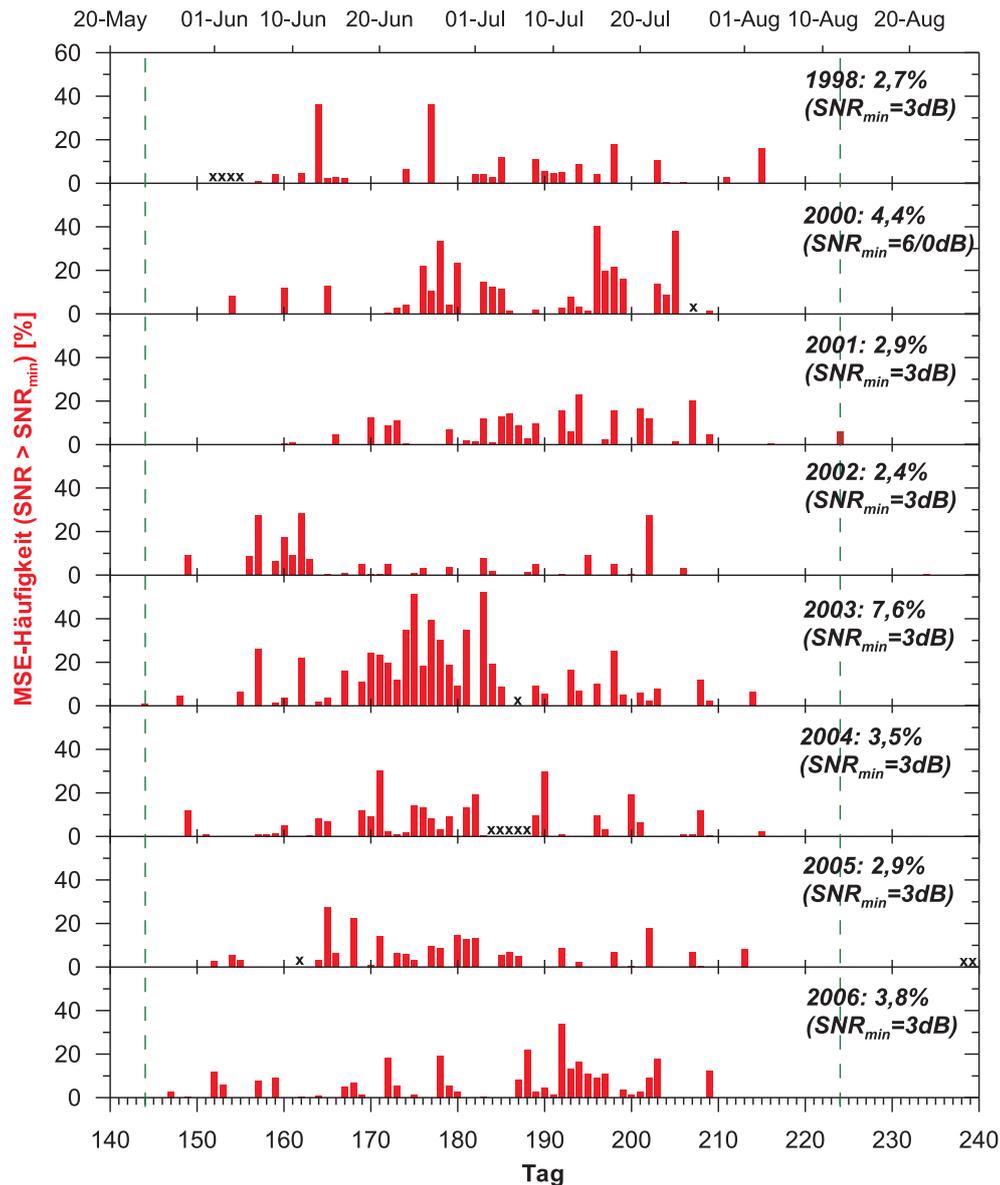


Abb. 4.3: Tägliche MSE-Häufigkeit über Kühlungsborn nach Messungen mit dem OSWIN-Radar von 1998 und 2000–2006; Zahlen in % zeigen mittlere saisonale MSE-Häufigkeit der jeweiligen Jahre vom 24. Mai bis 12. August an (eingegrenzt durch vertikale gestrichelte Linien); x-Symbole zeigen Tage ohne Messung an.

## 4.2 Zusammenhang zwischen atmosphärischen Größen und MSE

### 4.2.1 Temperatur und Feuchte

Da die Existenz von Eisteilchen eine notwendige Bedingung für mesosphärische Sommerechos ist, erscheint es naheliegend zu erforschen, ob Temperatur und Feuchte entsprechende Werte haben, bei denen Eisteilchen existieren können. Nach dem Modell von *Körner und Sonnemann* (2001) existieren im Niveau der NLC und (P)MSE Wasserdampfkonzentrationen mit einem Mischungsverhältnis von

3–5 ppmv. Damit sind Temperaturen von 150 K oder weniger nötig, damit der Wasserdampf gesättigt ist ( $S > 1$ ) und sich Eisteilchen bilden können. Abb. 4.4 zeigt die mittlere tägliche MSE-Häufigkeit (rote Säulen) sowie den daraus berechneten mittleren saisonalen Verlauf (rote Kurve) aus den Jahren 1998–2006. Die schwarze Linie zeigt berechnete tägliche Temperaturwerte mittels Interpolation aus Messdaten vom Kalium-Lidar über Kühlungsborn gemittelt aus den Jahren 2003–2005. Dabei wurde ein Wert aus einem gleitenden Mittel über 20 Tage mit einer Höhenauflösung von 1 km berechnet (Gerding *et al.*, 2007). Dargestellt sind in dieser Abbildung die höhenabhängigen Temperaturminima in der oberen Mesosphäre. Diese liegen bis zum 5. Juni in 87 km, vom 6. Juni – 3. August in 86 km und danach in 85 km Höhe. Die blaue gestrichelte Linie stellt den Sättigungsgrad  $S = 1$  für eine Höhe von 86 km und einen Wasserdampfgehalt von 4 ppmv dar. Letzteres entspricht einem Dampfdruck von  $2,2 \cdot 10^{-6}$  hPa. Nach der Sättigungsformel von Marti und Mauersberger (1993) erhält man für  $S = 1$  eine Temperatur von 148 K.

Beim MSE-Beginn am 12. Mai liegt der niedrigste Temperaturtageswert bei 151 K in 87 km Höhe. Im weiteren Verlauf sinkt die Temperatur allmählich bis Mitte Juli ab auf unter 147 K in 86 km. Danach steigt die Temperatur deutlich an und erreicht zum Ende der MSE-Saison am 12. August 162 K in 85 km. Nur vom 2. Junidrittel bis Mitte Juli wurde dabei der Frostpunkt des Wasserdampfes unterschritten und damit  $S = 1$  überschritten, während sonst die Temperatur über dem Frostpunkt liegt und die Luft damit nicht mit Wasserdampf gesättigt ist ( $S < 1$ ). Voraussetzung für die Existenz von Eisteilchen ist aber  $S \geq 1$ . Nun ist  $S \sim \exp(1/T)$ , was bedeutet, dass  $S$  schon bei kleinen  $T$ -Variationen sich stark ändert. So ist  $S = 0,025$  für  $T = 162$  K (Ende des MSE-Zeitraumes) bereits 1–2 Größenordnung unter 1. Damit ist eine Abweichung von mindestens 14 K innerhalb eines Tages für die Bildung von Eisteilchen nötig. Nun stammen die Temperaturen vom Lidar aus nächtlichen Messungen, während MSE fast nur tagsüber auftreten. Bedingt durch planetare Wellen, Schwerewel-

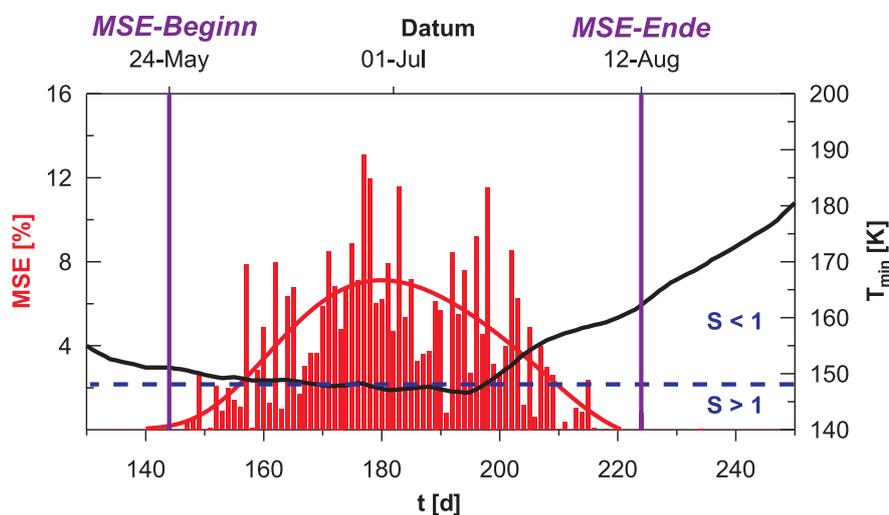


Abb. 4.4: Mittlere jahreszeitliche Variation der MSE-Häufigkeit der Jahre 1998 und 2000–2006 aus Abb. 4.3 vom 24.05. – 12.08. (rote Säulen) mit Anpassungskurve (rote Linie) und täglicher minimaler Temperatur aus Lidardaten über Kühlungsborn (schwarze Kurve) aus einem Höhenbereich von 80–90 km aus den Jahren 2003–2005 nach Gerding *et al.* (2007); blaue gestrichelte Linie kennzeichnet den Sättigungsgrad  $S = 1$  für einen Wasserdampfgehalt von 4 ppmv und eine Höhe von 86 km.

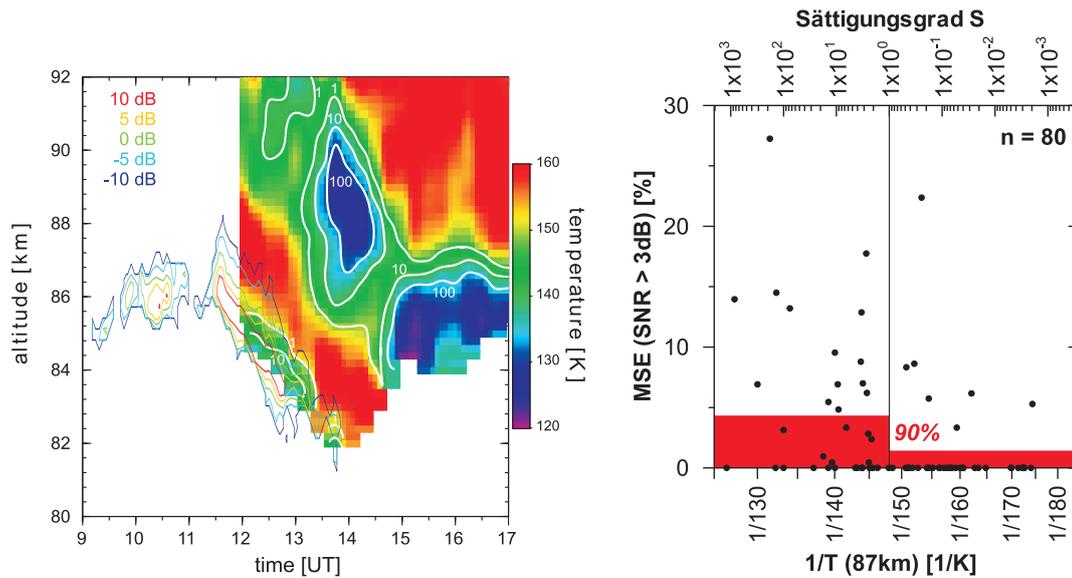


Abb. 4.5: links: gleichzeitige Messung der SNR-Werte einer MSE (farbige Linien) durch das OSWIN-Radar und der Temperatur (farbige Flächen) durch das Kalium-Lidar über Kühlungsborn am 03.07.2003 (aus *Gerding et al. (2007)*), weiße Linien zeigen Sättigungsgrad an; rechts: Plot der Tageswerte der MSE-Häufigkeit in Abhängigkeit vom Kehrwert der Temperatur  $1/T$  in einer Höhe von ca. 87 km über Kühlungsborn aus Meteorbeobachtungen mit dem OSWIN-Radar vom 24.05. – 12.08.2005, obere Kanten der roten Flächen zeigen Mittelwert der MSE-Häufigkeit für  $S \geq 1$  und  $S < 1$  an.

len und atmosphärische Gezeiten kommt es im Laufe des Tages teilweise zu starken Änderungen der Temperatur von über 20 K. Solche Abweichungen sind am ehesten möglich, wenn diese verschiedenen Wellen kurzzeitig in gleicher Phase sind. Die Bildung von Eisteilchen durch langperiodische Schwerewellen (mehrere Stunden) wurde durch Modellierung und experimentelle Ergebnisse von *Rapp et al. (2002a)* und *Hoffmann et al. (2005)* eindrucksvoll bestätigt.

Für die Temperaturwerte in Abb. 4.4 wurden nur Lidardaten aus Nachtmessungen verwendet. Es gibt aber seit 2003 auch Temperaturmessungen während Tagesbedingungen, wodurch gleichzeitige Messungen von MSE und der Temperatur möglich sind, doch auch hier ist klares Wetter die Voraussetzung für erfolgreiche Lidar-Beobachtungen (*Fricke-Begemann et al., 2002*). 2003 gab es zwei Fälle mit gleichzeitigen Messungen (*Gerding et al., 2007*). In beiden Fällen lag die Temperatur während der Beobachtung von MSE-Echos deutlich unter dem Sublimationspunkt, so dass die Voraussetzung für die Bildung von Eisteilchen gegeben ist. Die linke Graphik von Abb. 4.5 zeigt die Messung von Temperatur und MSE vom 03.07.2003. Dabei lag die MSE zum größten Teil im Bereich der Übersättigung ( $S > 1$ ). MSE im Bereich  $S < 1$  verschwanden innerhalb von ca. 30 min. Es sind aber auch Phasen mit  $T < 130$  K und  $S > 100$  zu erkennen, innerhalb derer keine MSE beobachtet wurden. Nach *Gerding et al. (2007)* wird vermutet, dass diese Phasen für die Bildung von Eisteilchen zu kurz sind.

Seit 2005 werden auch Temperaturen für eine Höhe von 87 km mit dem OSWIN-Radar über Kühlungsborn gemessen. Der rechte Teil von Abb. 4.5 zeigt einen Plot der Tageswerte der MSE-

Häufigkeit und dem Kehrwert der Temperatur  $1/T$  vom 24.05. – 12.08.2005, da der Sättigungsgrad  $S$  proportional zu  $\exp(1/T)$  nach Gleichung 3.7 ist (dargestellt auf der oberen x-Achse). Die dünne vertikale Linie kennzeichnet dabei  $S = 1$  bei 148 K. Dabei wurden bei Übersättigung ( $S > 1$ ) an deutlich mehr Tagen MSE beobachtet als unter  $S < 1$ . Dass auch an einigen Tagen mit  $S < 1$  MSE beobachtet wurden, liegt wie bereits erwähnt daran, dass es sich bei den Temperaturwerten und damit auch bei der Sättigung um Tagesmittel handelt, die den Einfluss von Gezeiten- und Schwerewellen nicht ausreichend berücksichtigen können. Temperaturänderungen können innerhalb eines Tages um mehr als  $\pm 30\text{K}$  schwanken, wie im linken Teil von Abb. 4.5 zu erkennen ist. Umgekehrt gibt es für  $S < 1$  deutlich mehr Tage ohne MSE-Beobachtung als für  $S > 1$ . Berechnungen der mittleren MSE-Häufigkeit ergeben mit 4,4% unter  $S > 1$  ungefähr eine dreifache Häufigkeit wie unter  $S < 1$  mit 1,4% (rote Flächen), wobei der Unterschied dieser mittleren Häufigkeiten trotz stark gestreuter Einzelwerte zu 90% signifikant ist. Allerdings sind die Temperaturdaten vom Meteor-Radar mit einer gewissen Unsicherheit behaftet, welche auf die Abschätzung des vertikalen Temperaturgradienten zurückzuführen sind (siehe Kapitel 3.2).

Da die mittlere MSE-Höhe bei 85 km liegt und die Temperaturdaten vom OSWIN-Radar auf eine Höhe von 87 km bezogen sind, sind im adiabatischen Fall vertikale Temperaturunterschiede von bis zu  $\pm 20\text{ K}$  zwischen diesen beiden Höhen möglich, wie Lidarmessungen vom 03.07.2003 zwischen 13 und 14 h zeigen (Abb. 4.5 links). Diese durch das Ausbreiten von Wellen bedingten großen Unterschiede gleichen sich teilweise aus, so dass im Tagesmittel deutlich niedrigere Temperaturunterschiede zwischen den Höhen von 85 und 87 km zu erwarten sind. Im klimatologischen Mittel ist es in der sommerlichen Mesosphäre nach Modellrechnungen von *von Zahn und Berger* (2003) in  $55^\circ\text{N}$  in 85 km ca. 3 K wärmer als in 87 km (Abb. 4.6). Damit kann die MSE-Häufigkeit mit einer gewissen Einschränkung mit Temperaturdaten vom OSWIN-Radar verglichen werden.

#### 4.2.2 Temperatur und Wind

Wie bereits erwähnt, ist ein Vergleich zwischen der Temperatur in der oberen Mesosphäre und der Häufigkeit der MSE nur bedingt möglich. Nach *Berger und von Zahn* (1999) ist der mittlere Temperaturgradient in der oberen Mesosphäre im Sommer vom Pol zum Äquator gerichtet. Abb. 4.6 zeigt einen Temperaturplot in Abhängigkeit von der geographischen Breite und von der Höhe nach Modellrechnungen von *von Zahn und Berger* (2003). Im Höhenbereich um 85 km, wo die stärksten Radarechos gemessen werden, ist besonders südlich von  $70^\circ\text{N}$  ein deutlicher Temperaturanstieg zum Äquator erkennbar. Das bedeutet kalte Luft an den Polen und wärmere am Äquator. Ursache ist die meridional-vertikale Zirkulation, wonach vor allem in polaren Breiten die Luft im Sommer aufsteigt und sich adiabatisch abkühlt (siehe Kapitel 1 und Abb. 1.2). In mittleren Breiten wird ein schwächerer Vertikalwind erwartet, so dass die adiabatische Abkühlung weniger stark ist. Die immer noch niedrigen Temperaturen im Sommer sind aber nicht nur durch den Vertikalwind zurückzuführen, sondern auch auf den äquatorwärts gerichteten Meridionalwind  $v$ , der für eine Kaltluftzufuhr aus polaren Breiten sorgt.

Nun ist  $v$  sowohl von Schwankungen in unterschiedlichen Zeitskalen geprägt. Während Gezeiten und Schwerewellen Variationen von Wind und Temperatur im Bereich von Minuten und Stunden bestimmen, sind mehrtägige Schwankungen hauptsächlich durch planetare Wellen geprägt. So wird in mittleren Breiten bei stärkerem, äquatorwärts gerichtetem  $v$  eine verstärkte Kaltluftadvektion vom Pol erwartet. Umgekehrt wird bei schwächerem, äquatorwärts oder gar polwärts gerichtetem  $v$  mit

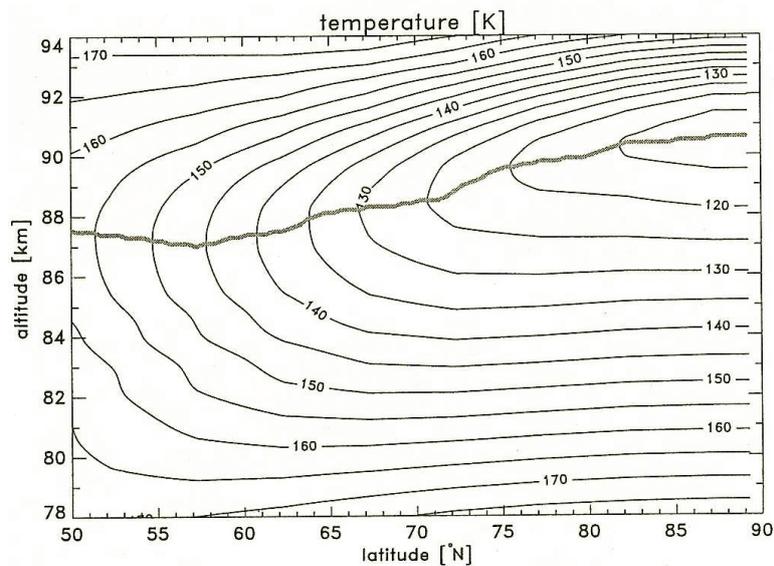


Abb. 4.6: Berechnete zonal gemittelte Temperatur in Abhängigkeit von der Breite und von der Höhe für die Mesopausenregion in mittleren und hohen Breiten am 21. Juni; dicke Linie kennzeichnet die Mesopause (aus von Zahn und Berger (2003)).

einer verminderten Kaltluft- bzw. Warmluftzufuhr gerechnet. Abb. 4.7 zeigt Korrelationen zwischen  $v$  vom MF-Radar Juliusruh und der Temperatur vom Lidar über Kühlungsborn in einer Höhe von 89 km (oben) und 86 km (unten) vom 24.05. – 12.08. der Jahre 1996–1998. Dieser Zeitraum wurde gewählt, um saisonale Variationen von  $v$  und  $T$  weitgehend zu unterdrücken. Die Messungen zeigen positive Korrelation zwischen diesen beiden Größen. Dabei ist die Korrelation für 89 km signifikant, während für 86 km die Korrelation nicht signifikant und nur leicht positiv ist. Ursachen für die nicht signifikante Korrelation in 86 km Höhe können zum einen die horizontale Entfernung der Messorte sein und zum anderen die erheblichen Datenlücken in der  $T$ -Reihe. Außerdem resultiert der Tageswert von  $T$  aus den Messungen der Nacht davor, wobei auch Werte vor 0 UTC miteinbezogen sind. Desweiteren können kurzfristige Wellenphänomene wie Gezeiten oder Schwerewellen nicht berücksichtigt werden, da in dieser Untersuchung Tageswerte benutzt werden.

Um die Zusammenhänge zwischen  $T$  und  $v$  genauer zu prüfen, ist es vorteilhaft, diese beiden Größen während der MSE-Saison am selben Ort zu untersuchen. Hierfür eignen sich die Temperatur- und Winddaten vom Meteor-Radar in Juliusruh besser, da sie am selben Ort, in gleicher Höhe und vom selben Messgerät bestimmt wurden. Wie erwähnt sind die Temperaturdaten vom Meteor-Radar aufgrund der in Kapitel 3.2 erwähnten Gründe mit einer gewissen Unsicherheit behaftet. Jedoch sind hier die  $v$ - und die  $T$ -Reihe ohne Lücken. Abb. 4.8 zeigt die Korrelation zwischen diesen beiden Größen vom 01.06. – 31.07. der Jahre 2000 und 2001. Dabei wurde im linken Teil der Abbildung die Korrelation ohne Zeitverschiebung dargestellt und im rechten Teil unter Verschiebung der  $v$ -Reihe um einen Tag entsprechend einer Korrelation der  $T$ -Werte mit den  $v$ -Werten vom Vortag. Die Korrelation ohne Zeitverschiebung ist nur schwach positiv und nicht signifikant, die mit Verschiebung von  $v$  dagegen stärker positiv und deutlich über der 95%-Signifikanzschwelle. Bei einer Verschiebung der  $v$ -Reihe um 2 Tage nimmt die Korrelation wieder ab (nicht gezeigt). Damit deuten die Ergebnisse

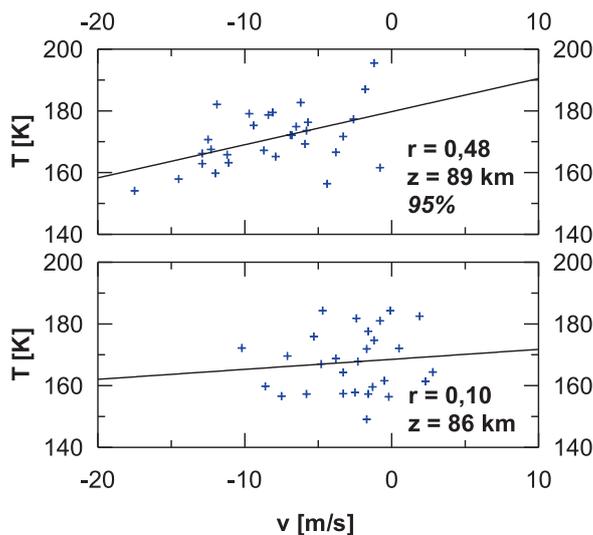


Abb. 4.7: Korrelation zwischen  $T$  vom K-Lidar Kühlungsborn und  $v$  vom MF-Radar Juliusruh vom 24.05. – 12.08. der Jahre 1996–1998, dabei oben in einer Höhe von 89 km und unten in 86 km.

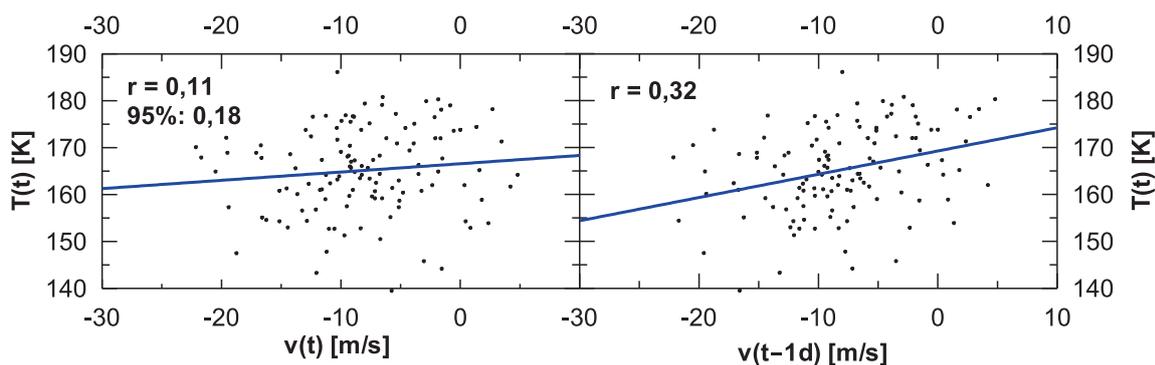


Abb. 4.8: Korrelation zwischen  $T$  und  $v$  in einer Höhe von 89,5 km vom Meteor-Radar Juliusruh für den Zeitraum vom 01.06. – 31.07. von 2000 und 2001; links ohne Zeitverschiebung, rechts  $v$ -Reihe um einen Tag verschoben.

darauf hin, dass in der oberen Mesosphäre in mittleren Breiten ca. 1 Tag nach einem  $v$ -Minimum ein  $T$ -Minimum auftritt, also es einen Tag nach dem stärksten Nordwind am kältesten ist. Dieses Ergebnis wird mit Hilfe eines Gedankenexperimentes in Kapitel 4.2.3 genauer interpretiert.

Bei Betrachtung aller Messergebnisse, mit denen der Zusammenhang zwischen der Temperatur und dem Meridionalwind in der Mesopausenregion überprüft wurde, ist ein deutlicher Zusammenhang zwischen der meridionalen Windkomponente und der Temperatur trotz der Annahme eines gleichmäßigen Meridionalwindes zu erkennen. Zu beachten ist aber, dass die Korrelationen trotz ihrer Signifikanz nicht hoch sind und dass der stärkste Zusammenhang bei Benutzung einer Zeitverschiebung von etwa einem Tag zwischen  $T$  und  $v$  auftritt.

### 4.2.3 MSE und Meridionalwind

#### Stichtaganalysen

Aufgrund des oben gezeigten Zusammenhangs zwischen  $T$  und  $v$  wird eine negative Korrelation zwischen den Variationen von  $v$  und der MSE-Häufigkeit erwartet, besonders bei einer um einen Tag verschobenen  $v$ -Reihe. Wie bereits erwähnt, ist während der MSE-Saison der mittlere Meridionalwind  $\bar{v}$  äquatorwärts gerichtet und damit negativ. Mittlerer Wind und dessen Variationen werden mit folgender Gleichung beschrieben:  $v = \bar{v} + \Delta v$ , wobei  $\Delta v$  die täglichen Abweichungen von  $\bar{v}$  darstellen. Besonders Variationen mit einer Periode von 4–7 Tagen hauptsächlich durch planetare Wellen prägen die Schwankungen von Temperatur und Wind in der Mesosphäre, wie sie als 5 Tage-Welle von *Geisler und Dickinson* (1976) erforscht wurden. Planetare Wellen entstehen durch die barokline Instabilität infolge vertikaler Scherung des mittleren zonalen Windes (z. B. *Andrews et al.*, 1987). Sie entstehen auch in der Troposphäre durch Strömungen über kontinentale Gebirge wie die Rocky Mountains oder den Himalaya (*Holton*, 1992), werden aber im Sommer zum großen Teil vom westwärts gerichteten mesosphärischen Jet absorbiert (*Jacobi et al.*, 1998). Beobachtungen von *Kirkwood und Stebel* (2003) zeigen, dass Variationen von Temperatur und leuchtenden Nachtwolken durch 5 Tage-Wellen in mittleren Breiten über Nordwesteuropa signifikant negativ korreliert sind. Damit kann von einer Beeinflussung der Eisteilchendichte und somit von MSE durch planetare Wellen ausgegangen werden. Ferner wurden auch 5 Tage-Variationen des Windes in der sommerlichen Mesosphäre in mittleren Breiten beobachtet (*Jacobi et al.*, 1998). Neuere Untersuchungen ergaben auch Variationen planetarer Wellen von 6,5 Tagen (*Liebermann et al.*, 2003; *Liu et al.*, 2004), welche aber ebenfalls zu den 5 Tage-Wellen gezählt werden (*Riggin et al.*, 2006). Daher werden im folgenden Variationen mit einer bevorzugten Periode von 4–7 d untersucht.

Bei Annahme einer 6-Tagewelle wird folgendes Gedankenexperiment durchgeführt, wobei die Amplitude dieser Welle im Meridionalwind  $\Delta v_{max} = 5 \text{ m/s}$  betrage: Bei negativem  $\Delta v$  verstärkt sich die Kaltluftzufuhr, bei positivem  $\Delta v$  wird sie abgeschwächt oder im Fall  $\Delta v + \bar{v} > 0$  Warmluft heran transportiert. Somit bedeutet ein negatives  $\Delta v$  einen Temperaturrückgang und ein positives  $\Delta v$  einen Temperaturanstieg. Erst beim Wechsel von  $\Delta v$  von negativ auf positiv ist das Temperaturminimum  $T_{min}$  erreicht, umgekehrt ist erst beim Wechsel von  $\Delta v$  von positiv auf negativ  $T_{max}$  erreicht (linke Graphiken von Abb. 4.9). Da bei  $T_{min}$  der maximale Sättigungsgrad herrscht, wird zu diesem Zeitpunkt die Bildung und Advektion von Eisteilchen am meisten begünstigt und damit ein Maximum der MSE-Häufigkeit erwartet. Aus Modellrechnungen von *Berger und von Zahn* (2007) beträgt die Dauer für die Bildung von Eisteilchen mit Radien von 10 nm (typisch für Radarechos) ca. 6 h. Da aber die Eisteilchen durch Wind meist in Bewegung sind, kann man erwarten, dass die Advektion von Eisteilchen bei Kaltluftzufuhr eine wesentliche Rolle für das Auftreten von MSE spielt. Damit kann man die Dauer der Eisteilchenbildung vernachlässigen. Demnach kann also mit einer Phasenverschiebung um  $\pi/2$  zwischen dem  $v$ -Minimum und dem MSE-Maximum gerechnet werden. Insgesamt würde das einen gegenläufigen, um  $\pi/2$  verschobenen Verlauf von  $v$  und MSE ergeben. In diesem Gedankenexperiment wurden allerdings folgende Vorgänge nicht berücksichtigt: Deformation des Eisfeldes während der Advektion, Entstehung oder Auflösung von Eisteilchen durch adiabatische Prozesse, Schwerewellen und Gezeiten sowie Variation der Elektronendichte durch Ionisationsschwankungen. Damit wird in diesem Gedankenexperiment versucht, nur den Einfluss planetarer Wellen auf die MSE-Häufigkeit zu zeigen.

Das oben beschriebene Gedankenexperiment wird mit Hilfe einer Stichtaganalyse überprüft. Hier wurden Intervalle von 7 Tagen aus den Datensätzen der Tagesmittel von  $v$  in 84–88 km Höhe und der zugehörigen MSE-Häufigkeit aus dem Zeitraum von 1998 und 2000–2006 ausgewählt. Dabei ist der 1. Intervallwert Stichtag  $-3$ , der 4. Wert Stichtag Null und der 7. Wert Stichtag 3. Stichtag Null wird dabei zu Zeitpunkten gewählt, an denen  $v$  den stärksten Zuwachs hat, also meist 1–2 Tage nach einem lokalen  $v$ -Minimum. Dabei muss der Unterschied zwischen dem lokalen  $v$ -Minimum und dem nachfolgenden lokalen Maximum mindestens 5 m/s betragen. Für diese Analyse wurden 58 Intervalle gewählt. In einer weiteren Analyse wird Stichtag Null entsprechend umgekehrt zu Zeitpunkten gewählt, an denen  $v$  die stärkste Abnahme erfährt. Hier wurden 57 Intervalle gewählt. Die jeweiligen  $v$ - und ihre zugehörigen MSE-Werte für die einzelnen Stichtage werden gemittelt. Zusätzlich wird danach das 7-Tage-Mittel vom mittleren  $v$ -Intervall abgezogen, so dass dadurch Abweichungen  $\Delta v$  entstehen. Die aus den beiden Stichtaganalysen gewonnene  $\Delta v$ -Variationen sind den im Gedankenexperiment angenommenen  $\Delta v$  mit einer mittleren Periode von 6 Tagen in beiden Fällen sehr ähnlich. Auch die Form der MSE-Häufigkeit im Gedankenexperiment und in den Stichtaganalysen zeigen deutliche Ähnlichkeiten mit einem MSE-Maximum am Stichtag Null (Abb. 4.9 oben) und einem MSE-Minimum nahe dem Stichtag Null (Abb. 4.9 unten). Für die Überprüfung auf statistische Signifikanz wird folgende Gleichung benutzt (Taubenheim, 1969):

$$F = t(n-2) \frac{\sigma}{\sqrt{n}} \quad (4.1)$$

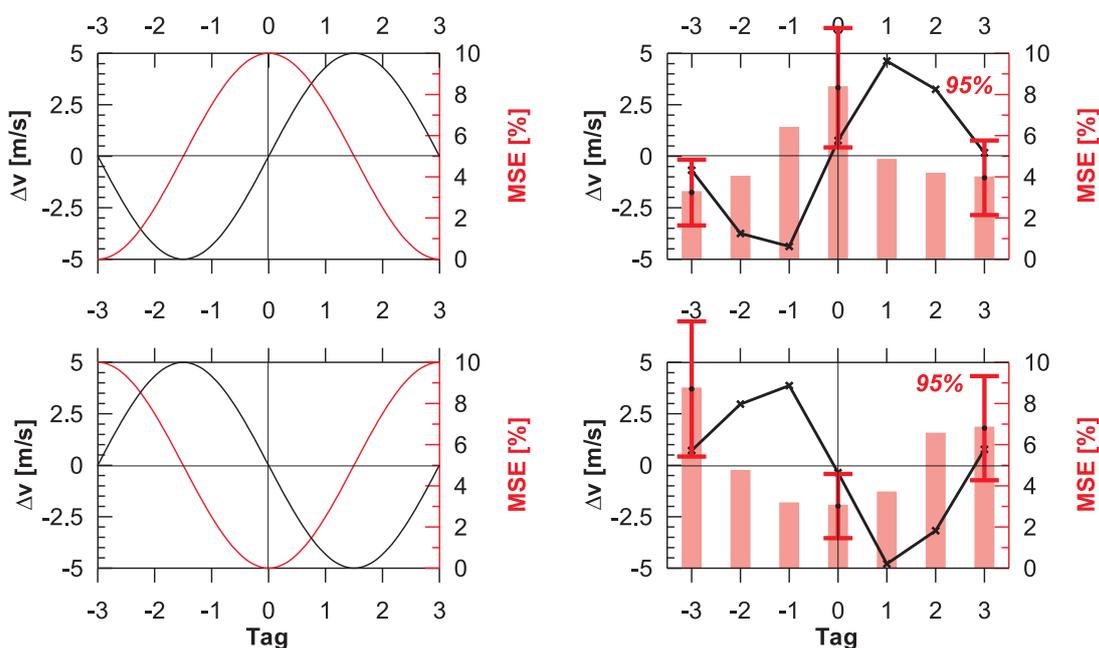


Abb. 4.9: links: Gedankenexperiment bezüglich des Zusammenhangs zwischen MSE (rote Linien) und  $v$  (schwarze Linien), rechts: Stichtaganalyse von  $v$  in einer Höhe von 84–88 km über Juliusruh (schwarze Linie) und den zugehörigen MSE über Kühlungsborn (hellrote Säulen) aus dem Zeitraum 1998 und 2000–2006; oben: zunehmendes  $v$  am Stichtag 0, unten: abnehmendes  $v$  am Stichtag 0, rote Fehlerbalken für MSE wurden nach Gleichung 4.1 für eine statistische Signifikanz von 95% berechnet.

$F$  ist der Fehlerbereich, der in dieser Abbildung durch rote Fehlerbalken dargestellt wird,  $t(n)$  der Student's t-Test-Parameter für ein bestimmtes Signifikanzniveau,  $n$  die Anzahl der Stichproben und  $\sigma$  die Standardabweichung. Wenn die Differenzen zwischen dem MSE-Maximum und -Minimum größer sind als die Summe der Fehlerbalken, dann sind Maximum und Minimum signifikant unterschiedlich. Danach sind das MSE-Minimum am Tag  $-3$  und das MSE-Maximum am Tag  $0$  in Abb. 4.9 rechts oben und die entsprechenden Werte des MSE-Maximums am Tag  $-3$  und des MSE-Minimums am Tag  $0$  in Abb. 4.9 rechts unten mit einer statistischen Sicherheit von 95% unterschiedlich voneinander. Damit ist das Gedankenexperiment über den Zusammenhang zwischen dem Meridionalwind und der MSE-Häufigkeit zumindest qualitativ bestätigt. Das deutet darauf hin, dass MSE durch Variationen des meridionalen Windes, beispielsweise hervorgerufen durch planetare Wellen mit einer Periode von etwa 6 Tagen, moduliert werden. Im Einklang ist dieses Ergebnis auch mit den Korrelationsergebnissen zwischen  $T$  und  $v$  vom Meteor-Radar über Juliusruh in Abb. 4.8, wonach eine entsprechende Verschiebung der Zeitreihen um einen Tag einen signifikant positiven  $r$ -Wert ergibt.

### Korrelation und Filterung der MSE-Häufigkeit und des Meridionalwindes

Den oben beschriebenen Zusammenhang zwischen der MSE-Häufigkeit und  $v$  kann man auch mit Hilfe einer Kreuzkorrelation bestätigen. Geht man von einer 6 d-Welle aus wie im Gedankenexperiment beschrieben, dann würde eine ideale Kreuzkorrelation  $r(\text{MSE}(t), v(t - \Delta t))$  folgendes Muster zeigen (Abb. 4.10 links): Korrelation  $r = 0$  für  $\Delta t = 0$  d und für  $\Delta t = \pm 3$  d,  $r$  positiv, wenn  $-3 \text{ d} < \Delta t < 0$  d, und  $r$  negativ, wenn  $0 \text{ d} < \Delta t < 3$  d. Die maximale Korrelation ( $r = 1$ ) sollte bei  $\Delta t = -1,5$  d und die minimale ( $r = -1$ ) bei  $\Delta t = 1,5$  d sein.

Der rechte Teil von Abb. 4.10 zeigt das Ergebnis einer Kreuzkorrelation zwischen experimentellen Tagesmitteln von MSE und  $v$  der Monate Juni und Juli der Jahre 1998 und 2000–2006. Das Verlaufsmuster der  $r$ -Werte von Tag  $-3$  bis  $+3$  ist dem  $r$ -Verlauf im Gedankenexperiment ähnlich, jedoch sind die berechneten Korrelationswerte relativ schwach, wobei die drei stärksten negativen  $r$ -Werte an den Tagen  $\Delta t = 0, 1$  und  $2$  zu 95% signifikant sind. Ursache ist folgende: Während bei den Stichtaganalysen nur Intervalle mit deutlich zunehmendem bzw. abnehmendem  $v$  verwendet wurden, wurden für die Kreuzkorrelation lange Zeitreihen benutzt, die auch Phasen mit nur geringfügigen  $v$ -Schwankungen enthalten. Außerdem ist das Mittel der  $r$ -Werte leicht negativ. Nach dem Gedankenexperiment müsste es bei Null liegen. Ursache ist hier der selbst im relativ kurzen Zeitraum Juni und Juli noch erkennbare gegenläufige saisonale Verlauf von MSE-Häufigkeit und  $v$ . Wie im Gedankenexperiment ist auch im rechten Teil von Abb. 4.10 eine Variation mit einer Periode von ca. 6 Tagen in der Kreuzkorrelation zu erkennen. Das ist ein weiterer Hinweis, dass planetare Wellen mit einer Periode von ca. 6 d den Meridionalwind und damit die Temperatur und die MSE-Häufigkeit modulieren. Auch die Zeitpunkte von  $r$ -Minimum und -Maximum stimmen weitgehend mit denen des Gedankenexperimentes überein: Bei der Kreuzkorrelation zwischen den Daten von MSE und  $v$  ist der minimale  $r$ -Wert am Tag  $+1$  und der maximale am Tag  $-2$ . Der minimale  $r$ -Wert am Tag  $+1$  stimmt dabei mit dem Ergebnis der Korrelation zwischen  $v$  und  $T$  über Juliusruh von Abb. 4.8 überein, wonach der maximale  $r$ -Wert bei entsprechender Verschiebung der  $v$ -Reihe um einen Tag erreicht wird. Um die Periodendauer der Kreuzkorrelation und die Verschiebung der  $v$ -Reihe genauer zu bestimmen, wurden die  $r$ -Werte mit folgender Cosinusfunktion angepasst:

$$f(\Delta t) = A \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{B} \cdot (\Delta t + C)\right) + D \quad (4.2)$$

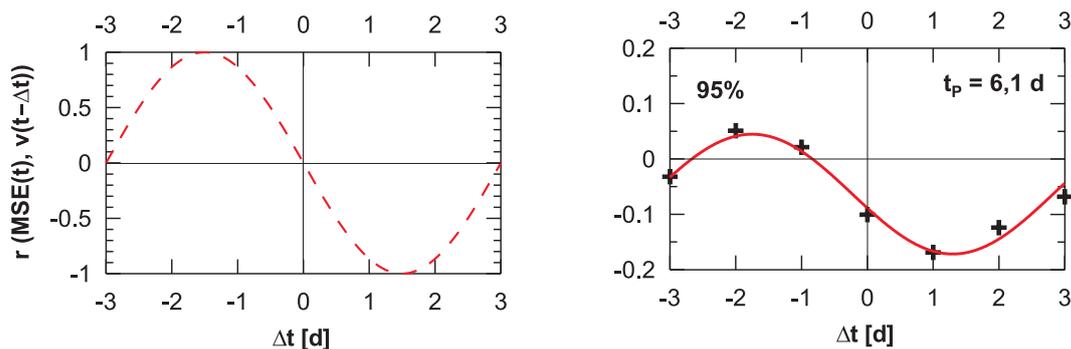


Abb. 4.10: Kreuzkorrelation zwischen MSE und  $v$ , links: nach Gedankenexperiment von Abb. 4.9 links oben, rechts: nach Daten der MSE-Häufigkeit und  $v$  (schwarze Kreuze) und Anpassungskurve (rote Linie) nach Gleichung 4.2 in einer Höhe von 84–88 km von 01.06. – 31.07. der Jahre 1998 und 2000–2006,  $v$ -Daten vom MF-Radar außer 2000, hier vom Meteor-Radar.

Dabei ist  $A$  mit 0,11 die Amplitude der Cosinuswelle der  $r$ -Werte,  $B$  mit 6,1 d die Periodendauer, welche die mittlere Periode planetarer Wellen darstellt;  $C$  mit  $-1,30$  beschreibt die Verschiebung der  $v$ -Reihe gegenüber der MSE-Reihe in Tagen, wobei hier das MSE-Maximum 1,30 d nach dem  $v$ -Maximum auftritt, was in guter Übereinstimmung mit dem Gedankenexperiment ist.  $D$  ist Basis der Cosinuskurve, die mit  $-0,064$  bedingt durch die geringe saisonale Gegenläufigkeit von MSE und  $v$  leicht negativ ist. Die Ergebnisse der Kreuzkorrelation stimmen damit qualitativ gut mit denen des Gedankenexperimentes überein. Allerdings zeigen die niedrigen Korrelationswerte deutlich, dass Variationen des Meridionalwindes nur eine von verschiedenen Einflüssen auf die Temperatur und damit auf MSE-Häufigkeit sind.

Um den Zusammenhang zwischen der MSE-Häufigkeit und planetarer Wellen im Bereich um 6 Tagen genauer zu untersuchen, muss der saisonale Einfluss eliminiert und der Verlauf der Tageswerte von MSE und  $v$  auf dominante Perioden untersucht werden. Zweck dieser Analyse ist die Herausfilterung anderer Einflüsse auf MSE wie kürzer- oder länger-periodische Wellen oder unregelmäßige Erscheinungen wie verstärkte Ionisation durch den Einfall hochenergetischer, solarer Partikel. Die Analyse geschieht mit einer diskreten Fouriertransformation (DFT), mit deren Hilfe man die spektrale Leistungsdichte  $SLD$  der MSE-Häufigkeit und des Meridionalwindes in Abhängigkeit von der Periodendauer ermittelt. Der linke Teil von Abb. 4.11 zeigt die  $SLD$  der Tageswerte von MSE und  $v$  im Zeitraum Juni und Juli der Jahre 1998–2006. Vergleicht man die  $SLD$  von MSE-Häufigkeit und  $v$ , dann sind bei der  $SLD$  der MSE außer einigen kleineren Maxima bei einer Periodendauer von 2–3 d deutliche Maxima bei Perioden um 6–7 d und bei der  $SLD$  von  $v$  ein ausgeprägtes Maximum an der Periodendauer von 6,8 Tagen zu erkennen. So ergeben sich gerade im Bereich der Periode zwischen 6,4 und 7,2 Tagen bevorzugte Perioden für  $v$  und MSE. Dass die bisherigen Ergebnisse (Stichtaganalyse, Kreuzkorrelation) mit einer Variation von MSE und  $v$  bei 6 Tagen etwas unterhalb der gemeinsam bevorzugten Perioden liegen, ist auf die Einwirkung von mehreren kleineren Maxima im Bereich zwischen 4 und 6 Tagen zurückzuführen. Insgesamt entspricht das Spektrum den Erwartungen bevorzugter Perioden von 4–7 Tagen.

Zur weiteren Untersuchung wird ein Rechteck-Bandpassfilter so angelegt, dass die  $SLD$ -Werte mit Periodendauern unter 6,4 d und über 7,2 d eliminiert werden, also gleich Null gesetzt werden,

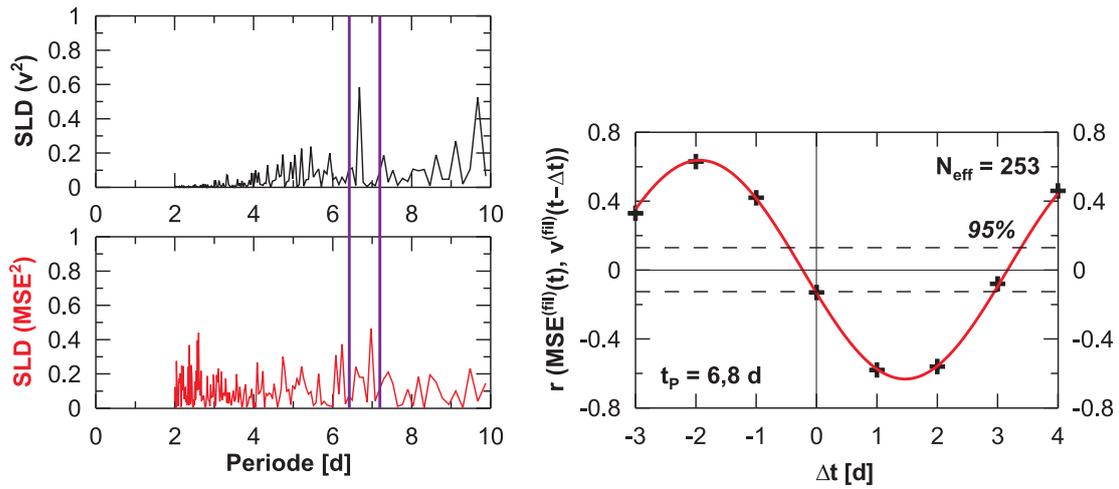


Abb. 4.11: links: spektrale Leistungsdichte ( $SLD$ ) nach diskreter Fouriertransformation der MSE-Häufigkeit und  $v$  aus dem Zeitraum von Abb. 4.10; vertikale Linien zeigen die Grenzen des Bandpassfilters von 6,4–7,2 d für  $DFT^{-1}$ , aus welcher die gefilterten Zeitreihen von MSE und  $v$  hervorgehen; rechts: Kreuzkorrelation zwischen den gefilterten Zeitreihen  $v^{(fil)}$  und  $MSE^{(fil)}$  des Zeitraumes von Abb. 4.10.

während der  $SLD$ -Bereich mit einer Periodendauer zwischen 6,4 und 7,2 d bestehen bleibt. Aus der gefilterten  $SLD^{(fil)}$  gewinnt man die gefilterte Fouriertransformierte, welche dann einer inversen diskreten Fouriertransformation  $DFT^{-1}$  unterzogen wird. Als Ergebnis erhält man die gefilterten Zeitreihen von  $MSE^{(fil)}$  und  $v^{(fil)}$ , zwischen denen eine Kreuzkorrelation durchgeführt wird. Das Ergebnis ist in Abb. 4.11 rechts dargestellt. Hier liegen das  $r$ -Minimum zwischen Tag 1 und 2 und das  $r$ -Maximum am Tag  $-2$ . Doch die Korrelationsbeträge sind mit teilweise über  $|0, 6|$  deutlich höher und weit über der 95%-Signifikanzschwelle. Die Signifikanz wurde wieder nach Gleichung 4.1 berechnet, allerdings wurde statt der Anzahl von  $N$  Wertepaaren die effektive Anzahl  $N_{eff}$  verwendet. Da die gefilterten Zeitreihen  $MSE^{(fil)}$  und  $v^{(fil)}$  regelmäßige Wellenmuster aufweisen, kann nicht mehr davon ausgegangen werden, dass die  $N$  Werte der jeweiligen Zeitreihen unabhängig voneinander sind. Mit Hilfe einer Autokorrelation  $ar$  wurde daher die Größe  $N_{eff}$  von MSE und  $v$  berechnet, welche die Anzahl effektiv unabhängiger Werte darstellt:

$$N_{eff} = \frac{N}{\varepsilon(N)} \quad \text{mit} \quad \varepsilon(N) = 1 + 2 \sum_{k=1}^{N-1} \frac{N-k}{N} ar_k \quad (4.3)$$

Hieraus ergeben sich zwei verschiedene  $N_{eff}$ -Werte, nämlich aus der  $MSE^{(fil)}$ - und aus der  $v^{(fil)}$ -Zeitreihe. Aus diesen zwei wurde der größere  $N_{eff}$ -Wert gewählt wie von Taubenheim (1969) vorgeschlagen und für die Berechnung der Signifikanz verwendet.

Für die genauere Bestimmung der Periodendauer der Kreuzkorrelation wurden die  $r$ -Werte mit der Cosinusfunktion nach Gleichung 4.2 angepasst. Hier hat  $A$  mit  $-0,63$  einen deutlich größeren Betrag als bei der Kreuzkorrelation mit den ungefilterten Werten.  $B$  liegt mit 6,8 d genau zwischen den Bandpassfiltergrenzen und ist nahezu in Übereinstimmung mit 6,5 d-Wellen nach Liebermann *et al.* (2003) und Liu *et al.* (2004).  $C$  ist als zeitliche Verschiebung zwischen  $v$ -Minimum und MSE-Maximum mit

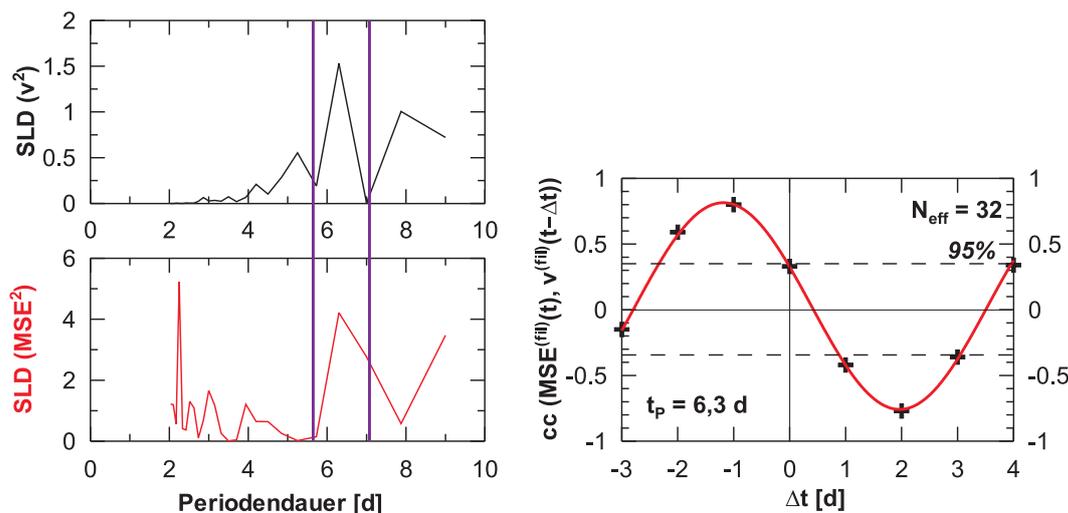


Abb. 4.12: links: spektrale Leistungsdichte von MSE und  $v$  für den Zeitraum vom 30.05. – 31.07.2000; Bandpassfilter (violette Linien) zwischen 5,7–7,1 d angewendet für  $DFT^{-1}$ , rechts: Kreuzkorrelation zwischen den bandpass-gefilterten Zeitreihen  $MSE^{(fil)}$  und  $v^{(fil)}$  des oben erwähnten Zeitraumes mit Anpassungskurve (siehe Gleichung 4.2).

–1,47 d im Einklang mit dem Gedankenexperiment, und  $D$  ist bedingt durch die Filterung nahe Null. Diese Ergebnisse zeigen einen signifikanten Zusammenhang zwischen der täglichen MSE-Häufigkeit und den Tagesmitteln des Meridionalwindes. Qualitativ stimmen die Ergebnisse mit denen des Gedankenexperiments in Abb. 4.9 und 4.10 deutlich überein. Die Ergebnisse der vorgelegten Analysen untermauern die Annahme, wonach MSE maßgeblich durch planetare Wellen in der meridionalen Windkomponente und damit der Temperatur beeinflusst werden.

Es muss aber deutlich hervorgehoben werden, dass der Zusammenhang zwischen der MSE-Häufigkeit und  $v$  in den einzelnen Jahren unterschiedlich ist. Bei den Untersuchungen der einzelnen Jahre 1998 sowie 2000–2006 ist bei Kreuzkorrelationen zwischen gefilterten Reihen von  $v$  und MSE das Minimum stets zwischen den Tagen 0 und 2, was qualitativ dem Ergebnis des Gedankenexperimentes entspricht. Deutlich unterschiedlicher ist jedoch die Höhe von  $|r_{max}|$  der Kreuzkorrelationen von 0,4–0,9 in den jeweiligen Jahren, doch sind die Werte meist signifikant. Ebenso unterschiedlich sind auch die bevorzugten Periodendauern der Variationen. So liegen sie beispielsweise im Jahr 2001 bei 4,8 Tagen und im Jahr 2002 bei 6,6 Tagen, was zeigt, dass sich die dominante Periode der planetaren Wellen ändert. Das ist aber der Grund, warum bei der DFT-Analyse von MSE und  $v$  über alle Jahre (linker Teil von Abb. 4.11) neben dominierender Maxima eine Vielzahl kleinerer Maxima auftreten.

Wegen dieser von Jahr zu Jahr unterschiedlichen dominierenden Periodendauern wird der Zusammenhang zwischen der MSE-Häufigkeit und dem Meridionalwind eines einzelnen Jahres untersucht, wobei hier die MSE-Saison vom 30.05. – 31.07.2000 ausgewählt wurde. Hier ist zwar ein ähnlicher Zusammenhang zwischen den ungefilterten Daten von MSE und  $v$  zu erkennen, wie es im Gedankenexperiment von Abb. 4.9 dargestellt ist, aber ähnlich wie bei der Kreuzkorrelation im rechten Teil von Abb. 4.10 ist wegen der geringeren Anzahl an Daten nur der höchste  $r$ -Betrag signifikant (nicht gezeigt). Eine spektrale Leistungsdichte von MSE und  $v$  von 2000 ergibt in beiden Fällen ein deutliches Maximum bei einer Periode von 6,3 d. Daher wurde der Bandpass zwischen Periodendauern von

5,7 und 7,1 d gelegt (Abb. 4.12 links), wodurch mittels  $DFT^{-1}$  die gefilterten Reihen  $MSE^{(fil)}$  und  $v^{(fil)}$  gewonnen wurden. Die Kreuzkorrelation von  $MSE^{(fil)}$  und  $v^{(fil)}$  ergibt sehr hohe Kreuzkorrelationswerte bis 0,8 (Abb. 4.12 rechts), und die durch die Anpassungskurve (siehe Gleichung 4.2) ermittelte mittlere Periodendauer liegt wie das Maximum bei der DFT-Spektralanalyse bei 6,3 d, was ein wenig unter dem mehrjährigen Mittel liegt. Das Minimum der Anpassungskurve liegt bei 1,97 d, was mit dem Gedankenexperiment weitgehend übereinstimmt. Damit ist die bevorzugte Periodendauer planetarer Wellen während der MSE-Saison im Jahr 2000 geringfügig kürzer als im mehrjährigen Mittel. Mit demselben Bandpass gefilterte Daten der Temperatur vom Meteor-Radar über Juliusruh aus demselben Zeitraum zeigen einen in weiten Teilen gegenläufigen Verlauf mit dem von  $MSE^{(fil)}$  und einen um 1,5 d phasenverschobenen Verlauf mit  $v^{(fil)}$  (nicht gezeigt). Beide Verläufe sind im Einklang mit der Erwartung, da einerseits bei niedrigen Temperaturen ein vermehrtes Auftreten von MSE erwartet wird und andererseits die Phasenverschiebung zwischen der Temperatur und dem Wind im Einklang mit den ungefilterten Daten ist (siehe Abb. 4.8), wonach das Temperaturminimum erst 1–2 Tage nach dem  $v$ -Minimum auftritt. Das ist auch in Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus den Stichtaganalysen und Kreuzkorrelationen zwischen MSE und  $v$ , wonach das MSE-Maximum bei ungefähr um die Phase  $\pi/2$  nach dem  $v$ -Minimum auftritt.

Die Ergebnisse von Abb. 4.12 behandeln den mittleren Zustand von MSE und  $v$  für den gesamten Zeitraum vom 30.05. – 31.07.2000. Es gibt jedoch auch Zeitintervalle, innerhalb derer sowohl  $MSE^{(fil)}$  als auch  $v^{(fil)}$  besonders hohe Amplituden bei gleichen oder ähnlichen Frequenzen in ihren Leistungsspektren aufweisen. Für ein solches Intervall soll untersucht werden, ob der Zusammenhang zwischen MSE und  $v$  noch stärker als im Mittel ausgeprägt ist. Die Ermittlung eines geeigneten Intervalles geschieht mit Hilfe einer Morlet-Wavelet-Analyse (Torrence und Compo, 1998). Der linke Teil von Abb. 4.13 zeigt das Ergebnis dieser Analyse der gefilterten Daten von  $v^{(fil)}$  und  $MSE^{(fil)}$ . Dabei sind im Zeitraum vom 20.06. – 10.07. (Tag 172–192, eingegrenzt durch vertikale, schwarze Linien) die  $SLD$  der  $MSE^2^{(fil)}$  und der  $v^2^{(fil)}$  hoch, was auf eine besonders starke Aktivität planetarer Wellen deutet. Die Periodendauer von  $MSE^{(fil)}$  und  $v^{(fil)}$  in diesem Zeitintervall liegt bei 6,5 Tagen, was in exakter Übereinstimmung mit bereits beobachteten 6,5 d-Wellen ist (z. B. Liebermann et al., 2003). Eine Kreuzkorrelation zwischen  $MSE^{(fil)}$  und  $v^{(fil)}$  in diesem Intervall ergibt maximale Kreuzkorrelationsbeträge  $|cc|$  bis 0,9, die trotz der geringen Anzahl an Tagen deutlich signifikant sind (rechter Teil von Abb. 4.13). Die zeitliche Verschiebung zwischen dem  $v^{(fil)}$ -Minimum und dem  $MSE^{(fil)}$ -Maximum liegt laut Anpassungskurve bei 1,50 Tagen in guter Übereinstimmung mit dem nach dem Gedankenexperiment erwarteten Ergebnis. Auch vor und nach dem durch schwarze Linien eingegrenzten Zeitintervall gibt es jeweils kürzere Phasen mit zeitgleich erhöhten Amplituden von  $MSE^2^{(fil)}$  und  $v^2^{(fil)}$  für die Periodendauer von 6–7 Tagen. Somit ist die Modulation von MSE und dem Meridionalwind im Jahr 2000 durch planetare Wellen besonders deutlich ausgeprägt, wobei die 6,5 d-Welle am stärksten dominiert. Das gilt für die Untersuchungen für die gesamte MSE-Saison (Abb. 4.12) und insbesondere für das ausgewählte Zeitintervall (Abb. 4.13). Ein so starker paralleler Verlauf von gefilterten Werten von MSE und  $v$  kommt aber nicht in jedem Jahr vor. Ursachen können folgende sein: Einerseits ist die Aktivität planetarer Wellen von Jahr zu Jahr unterschiedlich stark, und andererseits hängt das Auftreten von MSE maßgeblich von der Ionisation ab, die ebenfalls von Jahr zu Jahr unterschiedlich stark ist.

Insgesamt bestätigen die Ergebnisse die Annahme, wonach planetare Wellen die MSE-Häufigkeit deutlich modulieren. Variationen des Meridionalwindes mit einer Periodendauer von etwa 6 Tagen be-

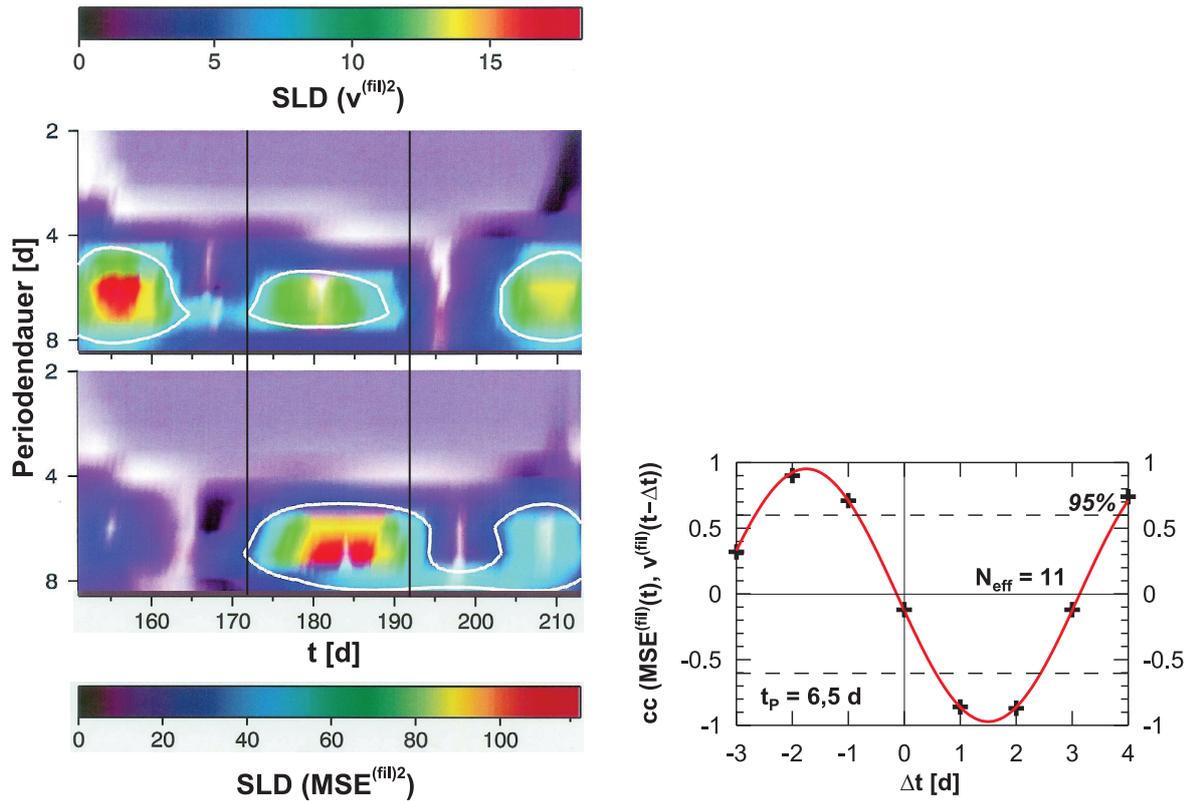


Abb. 4.13: links: Leistungsspektraldichten nach der Morlet-Wavelet-Analyse für gefilterten Meridionalwind (oben) und für MSE-Häufigkeit (unten) mit einem Rechteck-Bandpassfilter zwischen der Periodendauer von 5,7 und 7,1 d vom 30.05. – 31.07.2000 (Tage 151 – 213), vertikale schwarze Linien grenzen das Intervall mit gemeinsamer hoher Amplitude der LSD für  $v^{(fil)}$  und  $MSE^{(fil)}$  ein, von weißen Linien eingegrenzte Bereiche zeigen 95%ige Signifikanz an; rechts: Kreuzkorrelation mit Anpassungsfunktion nach Gleichung 4.2 zwischen  $v^{(fil)}$  und  $MSE^{(fil)}$  im Zeitraum vom 20.06. – 10.07.2000 (Tag 172 – 192).

stimmen die Variationen der Temperatur und damit der MSE. Auch die erwartete Phasenverschiebung von  $\pi/2$  zwischen  $v$  einerseits und MSE und  $T$  andererseits wurde qualitativ bestätigt.

### 4.3 Zusammenhang zwischen Variationen der Ionisation und MSE

Notwendige Bedingung für mesosphärische Radarechos sind freie Elektronen. Diese entstehen entweder durch Ionisationsprozesse mit Hilfe solarer Wellenstrahlung oder durch den Einfall hochenergetischer Partikel während solarer Störungen. Während Variationen der solaren Wellenstrahlung durch einen 27-tägigen Zyklus, der auf die Eigenrotation der Sonne zurückzuführen ist, und durch den 11-jährigen Sonnenfleckenzyklus geprägt sind, bewirkt der Einfall hochenergetischer Partikel meist eine mehrtägige, oft stark erhöhte Ionisation, wobei solche Einfälle in der ionosphärischen D-Schicht unregelmäßig auftreten. Doch auch hier ist ein wenn auch weniger ausgeprägter 11-jähriger Zyklus zu erkennen, der gegenüber dem solaren Zyklus um 2 Jahre verschoben ist (siehe Abb. 3.3). Interessant ist beim 11-jährigen solaren Zyklus die Variation der Lyman- $\alpha$ -Strahlung (wie erwähnt hoch korre-

liert mit F10.7), denn diese bewirkt Schwankungen der Elektronendichte  $N_e$  nach einem Modell von *Friedrich und Torkar* (2001) etwa um den Faktor 2 bei  $\Delta F10.7 = 125$  im Sommer in polaren und mittleren Breiten. Dagegen kann es besonders bei einem Einfall sehr hochenergetischer Partikel zu einer Steigerung von  $N_e$  um mehrere Größenordnungen kommen. Solche Steigerungen erfolgen vor allem in polaren Breiten, weil das Erdmagnetfeld einen Großteil der hochenergetischen Partikel in polare Regionen ablenkt. Im folgenden werden nun die Einflüsse des 11-jährigen Sonnenfleckenzyklusses und des Einfalles hochenergetischer Partikel auf die MSE-Häufigkeit untersucht.

### 4.3.1 Solare Wellenstrahlung

Freie Elektronen werden durch Ionisation von Luftmolekülen und -atomen erzeugt, wobei die Ionisation zum größten Teil durch solare Wellenstrahlung geschieht. Daher werden bei fehlender Wellenstrahlung, also bei einer solaren Zenitdistanz von  $\chi > 98^\circ$ , in der Regel in mittleren Breiten keine Radarechos gemessen. In einer Höhe von 60 km erscheint die Sonne bei diesem Winkel am Horizont. Nächtliche Echos wurden nur während starker solarer Eruptionen gemessen, wenn hochenergetische Teilchen in die Erdatmosphäre eindringen und Ionisation in der mittleren und oberen Atmosphäre bewirken, was im nächsten Unterkapitel behandelt wird. Die Ionisation durch solare Wellenstrahlung geschieht durch Photodissoziation oder Photoionisation. Die Photoionisation ohne Dissoziation geschieht dabei im allgemeinen in folgender Form:



Dabei steht  $X$  für ein Atom oder Molekül in der Mesosphäre, wobei es sich größtenteils um die vorherrschenden Gase O, N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub> und NO handelt. In der D-Schicht ist die Ionisation von NO durch die Lyman- $\alpha$ -Strahlung der dominierende Prozess für die tageszeitliche Ionisation (*Hargreaves*, 1979). Solare Wellenstrahlung bewirkt aber nicht nur reine Ionisation, sondern auch dissoziative Prozesse, die mit Ionisation einhergehen können. Dissoziative Ionisationsprozesse geschehen beispielsweise unter folgender Form:



Ein Beispiel für einen rein dissoziativen Vorgang ist die Dissoziation von molekularem Sauerstoff:



Es wird erwartet, dass Variation der solaren Wellenstrahlung wie durch den 11-jährigen solaren Zyklus entsprechende Variationen der Temperatur bewirken. Ergebnisse von Modellsimulationen zeigen meistens eine Erhöhung der Temperatur um etwa 5 K in der oberen Mesosphäre (*Schmidt et al.*, 2006). Nach HAMMONIA<sup>1</sup> erhöht sich die Temperatur in mittleren Breiten in einer Höhe von 85 km (0,003 hPa) um 3–5 K bei einer Erhöhung von  $\Delta F10.7 = 100$  (Abb. 11 in *Schmidt et al.* (2006)). Diese Erhöhung ist größtenteils durch exotherme, chemische Reaktionen bedingt, wobei Ozon (u. a.  $H + O_3 \rightarrow HO + O_2$ ) und atomarer Sauerstoff (insbesondere  $O + O_3 + M \rightarrow 2O_2 + M$ ) am meisten dazu beitragen (*Schmidt*, private Mitteilung, 2007). Diese Modellergebnisse sind aber nur teilweise im Einklang mit der Auswertung von Messergebnissen. Es gibt zwar signifikant positive Korrelationen zwischen dem F10.7-Index und der Lidar-Temperatur über Kühlungsborn vom 24.05. – 12.08. der

<sup>1</sup>HAMBURG MOdel of the Neutral Ionized Atmosphere

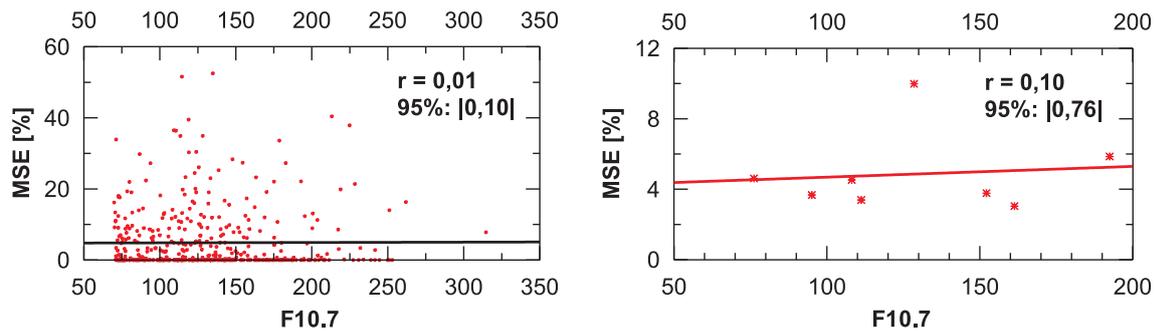


Abb. 4.14: links: Korrelation zwischen Tageswerten der MSE-Häufigkeit und des F10.7-Indexes von Juni und Juli 1998 und 2000 – 2006; rechts: Korrelation zwischen saisonalen Mitteln (01.06. – 31.07.) von MSE und F10.7 von 1998 und 2000 – 2006.

Jahre 1996 – 1998, wodurch die Annahme einer Erwärmung unter verstärkter Wellenstrahlung untermauert scheint. Auch zeigen die Korrelationen mit der Temperatur der Jahre 2003 – 2005 vom selben Lidar einen leicht positiven Zusammenhang. Vergleiche mit der Temperatur vom Meteor-Radar über Juliusruh der Sommer 2000 und 2001 ergeben dagegen eine leicht negative Korrelation, wenn auch nicht signifikant. Damit kann ein eindeutiger Zusammenhang zwischen der Temperatur in der oberen Mesosphäre und dem 11-jährigen solaren Zyklus nicht nachgewiesen werden.

Im Falle verstärkter solarer Wellenstrahlung werden teils gegenläufige Auswirkungen auf die MSE-Häufigkeit erwartet: Einerseits kann durch erhöhte Elektronendichte und damit durch höhere Variationen der Elektronendichte im Skalenbereich der Bragg-Wellenlänge unter der Existenz von Eisteilchen eine Verstärkung der mesosphärischen Radarechos erwartet werden. Das Verhalten der Temperatur durch verstärkte solare Wellenstrahlung ist wie erwähnt ungeklärt. Da aber die Temperatur in der oberen Mesosphäre in mittleren Breiten im Sommer um den Gefrierpunkt des Wasserdampfes schwankt (siehe Abb. 4.4), kann bereits ein geringer Anstieg von 1 – 2 K eine Verminderung oder Auflösung von Eisteilchen bewirken. Die Folge sind verstärkte Elektronendiffusion und damit die Verminderung oder das Verschwinden von MSE. Desweiteren bewirkt eine verstärkte Wellenstrahlung eine gesteigerte Photodissoziation von Wassermolekülen. Diese hat aber nur einen moderaten Einfluss auf den Wasserdampfgehalt: Nach *Sonnemann und Grygalashvyly (2005)* liegt der Unterschied des Wasserdampfgehaltes zwischen dem solaren Maximum und Minimum in polaren Breiten in einer Höhe von 83 km bei 20%. In mittleren Breiten ist er wegen des höheren Sonnenstandes im Sommer etwas größer. Allerdings haben die durch den solaren Zyklus bedingten Temperaturschwankungen einen wesentlich größeren Einfluss auf die Bildung und Auflösung von Eisteilchen als die Wasserdampfdissoziation, da der Sättigungsgrad schon bei geringen Temperaturänderungen bereits um Größenordnungen schwankt (*Sonnemann und Grygalashvyly, 2005*).

Betrachtet man die Zeitreihen der MSE-Häufigkeit und des F10.7-Indexes in den einzelnen Jahren, dann ist kein signifikanter Zusammenhang erkennbar. Eine Stichprobenanalyse mit den Maxima von F10.7-Indizes als Stichtag Null zeigt ebenfalls kein eindeutiges Ergebnis (nicht gezeigt). Die Korrelation zwischen allen Tageswerten von MSE und dem F10.7-Index vom 01.06. – 31.07. der Jahre 1998 und 2000 – 2006 ist nahe Null (Abb. 4.14 links). Schwach positiv, aber bei weitem nicht signifikant ist eine Korrelation der saisonalen Mittelwerte (Zeitraum 01.06. – 31.07., Abb. 4.14 rechts). Ursache könnte sein, dass der Ionisationseffekt die Effekte der Temperatur und der Photodissoziation

weitgehend kompensiert. In *Bremer et al. (2006)* wurde die Korrelation der saisonalen Mittelwerte (Zeitraum 1998 und 2000–2005) zwischen der MSE-Häufigkeit und der Lyman- $\alpha$ -Strahlung mit  $-0,05$  berechnet. Insgesamt ist daher kein signifikanter Zusammenhang zwischen den täglichen bzw. saisonalen Mittelwerten der MSE-Häufigkeit und der Stärke der solaren Wellenstrahlung zu erkennen. Das soll aber nicht darüber hinweg täuschen, dass die solare Wellenstrahlung grundsätzlich eine notwendige Bedingung für die Bildung von MSE ist, da durch sie überhaupt freie Elektronen in der D-Schicht existieren können.

### 4.3.2 Geomagnetische Aktivität

Wie schon in Kapitel 3.3 erwähnt, sind Variationen im Erdmagnetfeld auf den Einfall hochenergetischer solarer Partikel zurückzuführen, die in der oberen Atmosphäre eine starke Ionisation hervorrufen und in der ionosphärischen E-Schicht elektrische Ströme induzieren. Im Gegensatz zur solaren Wellenstrahlung ist ein solarer Partikeleinfall nicht streng tageszeitlich gebunden und kann daher auch nachts vorkommen. Genau solche nächtlichen Störungen erklären die sehr seltenen nächtlichen MSE-Ereignisse (*Zecha et al., 2003*).

Auswirkungen der geomagnetischer Aktivität auf die Temperatur sind im Gegensatz zu Variationen der solaren Wellenstrahlung nicht eindeutig. Korrelationen zwischen der Temperatur aus Lidarmessungen über Kühlungsborn und dem Ap-Index von 1996–1999 sind leicht positiv, aber nicht signifikant, während für den Zeitraum 2003–2005 kein eindeutiger Zusammenhang erkennbar ist (nicht gezeigt). Allerdings gab es während dieser Zeiträume keine sehr stark gestörten Bedingungen ( $Ap < 60$ ). Als Beispiel einer starken geomagnetischen Störung sind in Abb. 4.15 MSE über Küh-

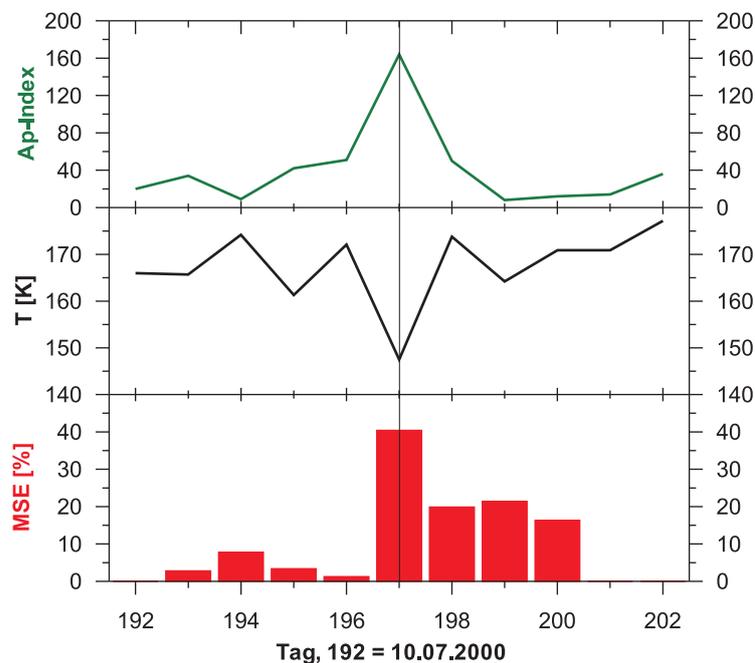


Abb. 4.15: Tageswerte von Ap-Index (oben), Temperatur  $T$  in einer Höhe von ca. 90 km für einen Höhenbereich von 88–91 km über Juliusruh vom Meteor-Radar (Mitte) und MSE-Häufigkeit über Kühlungsborn (unten) vom 10.07. – 20.07.2000.

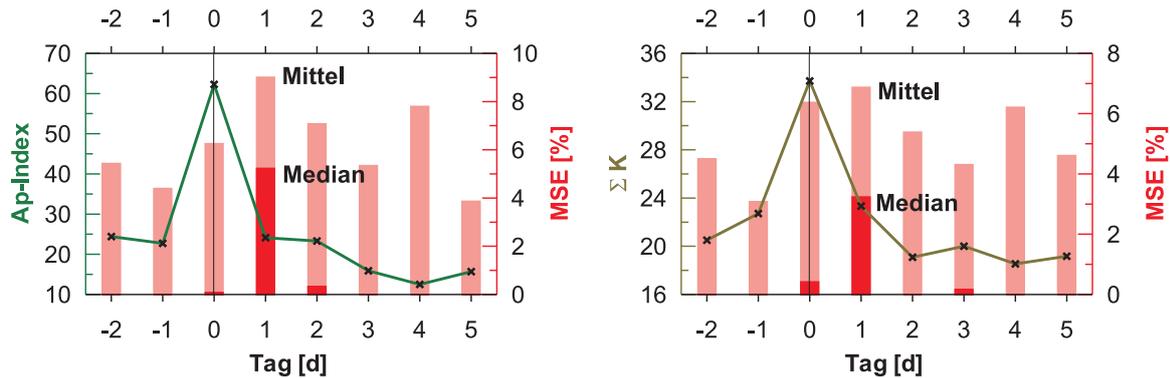


Abb. 4.16: links: Stichtaganalyse zwischen der MSE-Häufigkeit und den Ap-Indizes aus 22 Intervallen im Zeitintervall 1998 – 2006, Kriterium von Stichtag Null:  $Ap \geq 35$  und mindestens ein Abstand von 3 Tagen zwischen zwei aufeinanderfolgenden Ap-Maxima; rechts: Dasselbe wie im linken Teil dieser Abb., aber hier mit  $\Sigma K$ -Werten von Niemegek mit  $\Sigma K \geq 30$  am Stichtag Null aus 23 Intervallen.

lungsborn,  $T$  vom Meteor-Radar in Juliusruh in ca. 90 km Höhe und der Ap-Index vom 10. – 20. Juli 2000 dargestellt, wobei die Störung mit  $Ap = 164$  am 15. Juli am stärksten war. Hier lag die Temperatur um etwa 25 K niedriger als am Vortag und stieg am nächsten Tag wieder um etwa 26 K an. Ursache für das  $T$ -Minimum kann eine Verstärkung des vertikalen Windes infolge der starken Erwärmung durch die hochenergetischen Partikel sein (Barabash *et al.*, 2004), wodurch die obere Mesosphäre verstärkt adiabatisch abgekühlt würde. Das MSE-Maximum wurde mit dem Ap-Maximum erreicht. Das legt nahe, dass das MSE-Maximum nicht nur durch erhöhte Ionisation, sondern auch durch die deutlich niedrigere Temperatur gegenüber dem umgebenden Zeitraum bedingt ist. Die relativ hohe MSE-Häufigkeit bis drei Tage nach der starken Störung ist auf Poststorm-Effekte zurückzuführen, wonach hochenergetische Partikel nicht nur während, sondern auch mehrere Tage nach dem Ereignis in der unteren Ionosphäre abregnen (Bremer, 1998). In jenen drei Tagen nach der stärksten Störung sind die Werte der mittleren Tagestemperatur alle höher als 160 K. Damit kann das Auftreten von MSE nur mit starken Temperaturvariationen durch Schwerewellen und Gezeiten erklärt werden.

Vergleiche mit anderen Beobachtungen und Modellrechnungen liefern keine eindeutigen Ergebnisse. So ist ein weiteres starkes solares Ereignis ( $Ap = 123$ ) am 12. August desselben Jahres von einer erhöhten Temperatur um ca. 15 K gegenüber dem umgebenden Zeitraum geprägt. Messungen nach dem Meteor-Radar über Andenes zeigen dagegen während eines extrem starken solaren Ereignisses am 30. Oktober 2003 ( $Ap = 204$ ) für denselben Tag einen starken Temperaturrückgang um ca. 30 K gegenüber dem Vortag in 90 km Höhe an. Der Einfluss dieses Ereignisses wurde auf thermodynamische Vorgänge simuliert (Jackman *et al.*, 2007), wobei das Ergebnis hier nur nennenswerte Änderungen der Temperatur in der antarktischen Mesosphäre zeigt. In einem weiteren Fall wurde ein Verschwinden von NLC auf der Südhalbkugel während starker geomagnetischer Aktivität im Januar 2005 beobachtet (von Savigny *et al.*, 2007b). Dieses Verschwinden ging mit einem starken Temperaturanstieg von 12 K in 85 km einher. Damit ist ein Einfluss sehr starker geomagnetischer Aktivität auf die Temperatur in der Mesosphäre nicht eindeutig feststellbar.

Um den Einfluss geomagnetischer Störungen auf MSE weiter zu überprüfen, wurde zunächst eine Stichtaganalyse wie in Abb. 4.9 erstellt mit 8-Tage-Intervallen. Dabei wurden als Stichtag Null Tage mit Maxima im globalen Ap-Index ( $Ap \geq 35$ ) benutzt (linker Teil von Abb. 4.16) oder von der

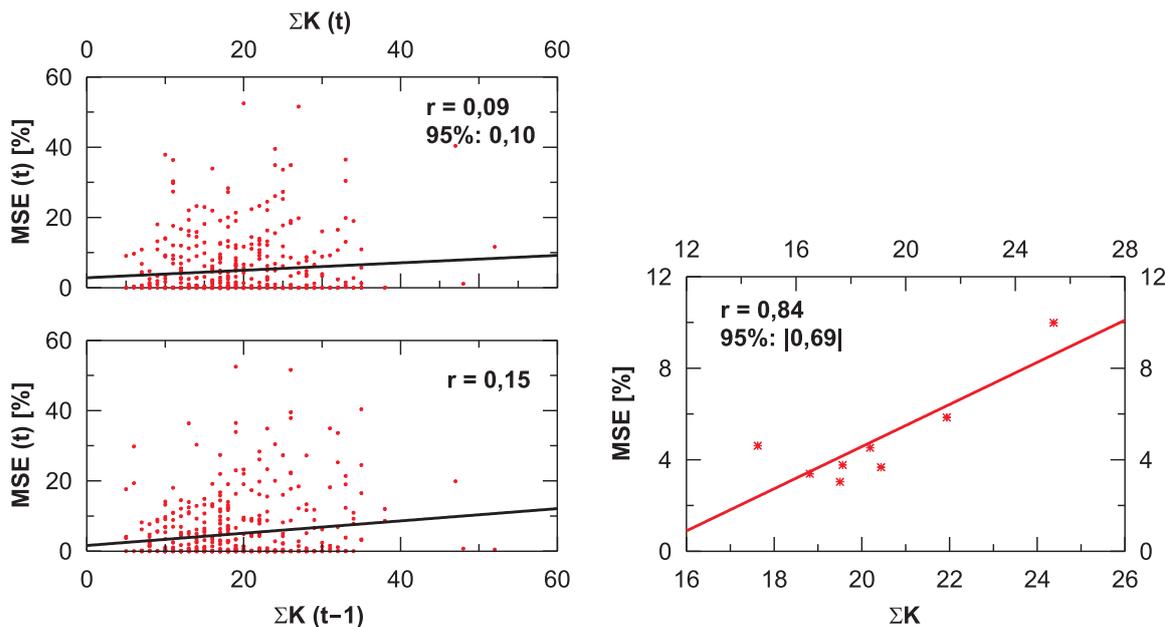


Abb. 4.17: links oben: Korrelation zwischen den Tageswerten der MSE-Häufigkeit und der  $\Sigma K$  vom 01.06. – 31.07.1998 und 2000–2006, links unten: selbe Korrelation, aber  $\Sigma K$ -Reihe um 1 Tag verschoben, rechts: Korrelation zwischen saisonalen Mitteln (Juni und Juli) von MSE und  $\Sigma K$  von 1998 und 2000–2006.

lokalen Größe  $\Sigma K$  in Niemegek ( $\Sigma K \geq 30$ ) (rechter Teil von Abb. 4.16). Die entsprechenden MSE-Häufigkeiten sind in Säulenform dargestellt. Als Ergebnis der Stichtaganalyse in Abb. 4.16 folgt ein MSE-Maximum am Stichtag 1 sowohl für die MSE-Mittelwerte (hellrote Säulen) als auch für die Medianwerte (dunkelrote Säulen). Signifikant unterschiedlich sind die mittleren MSE-Werte allerdings nicht, so dass hier auf die Darstellung der Fehlerbalken verzichtet wird. Das liegt an den sehr stark unterschiedlichen MSE-Einzelwerten aus den einzelnen Intervallen. Bei Benutzung der Medianwerte, die den Einfluss extrem hoher MSE-Werte wesentlich verringern, ergibt sich dagegen ein deutlich ausgeprägtes MSE-Maximum am Tag 1. Dass das MSE-Maximum einen Tag nach dem Maximum der geomagnetischen Aktivität folgt, liegt daran, dass der Großteil der einfallenden hochenergetischen Partikel vom Erdmagnetfeld auf die Nachtseite der Erdatmosphäre abgelenkt wird und über den „Schweif“ des Magnetfeldes in die Mesosphäre eindringt. Da aber nachts die Ionisation durch die solare Wellenstrahlung weitgehend ausbleibt, werden MSE nur in Ausnahmefällen bei sehr starker geomagnetischer Aktivität beobachtet. Die generelle Erhöhung der MSE-Werte an den Tagen 0–4 dürfte auf die Auswirkungen des Poststormeffekts zurückzuführen sein, wonach hochenergetische Teilchen in der oberen und mittleren Atmosphäre während und insbesondere nach geomagnetischen Störungen abregnen und eine erhöhte Ionisation in der D-Schicht verursachen (Bremer, 1998).

Die Korrelation zwischen den Tageswerten von MSE und  $\Sigma K$  aus dem Zeitraum von Juni und Juli 1998 und 2000–2006 ist nur schwach positiv und nicht signifikant (Abb. 4.17 links oben). Verschiebt man aber die  $\Sigma K$ -Reihe um 1 Tag, so dass bei einer Stichtaganalyse die Maxima von MSE und  $\Sigma K$  am gleichen Tag sein müssten, dann ist die Korrelation zwar signifikant, aber mit 0,15 immer noch ziemlich schwach (Abb. 4.17 links unten). Ähnliche Ergebnisse ergeben die Korrelationen zwischen

den MSE und dem Ap-Index (nicht gezeigt): Ohne Zeitverschiebung liegt sie bei 0,12 und mit der Verschiebung der Ap-Reihe um 1 Tag bei 0,13, was in beiden Fällen relativ gering, aber signifikant ist. Entfernt man jedoch extrem hohe Ap-Werte von über 100, dann erhält man ohne Zeitverschiebung eine Korrelation von nur 0,04 und mit Zeitverschiebung um einen Tag dagegen von 0,18. Die Vermutung ist, dass extrem hochenergetische Partikel schon am Stichtag Null die Mesosphäre bis in mittlere Breiten erreichen und starke Ionisation und damit MSE-Bildung auslösen wie in Abb. 4.15 gezeigt, sofern diese sehr starke geomagnetische Aktivität mit einem drastischen Temperaturrückgang verbunden ist. Dagegen ist bei mittelstarken Ereignissen die Ionisation in der Mesosphäre erst einen Tag später am stärksten.

Die Korrelation mit saisonalen Mittelwerten zwischen den MSE-Häufigkeiten und  $\Sigma K$ , die analog zum rechten Teil von Abb. 4.14 durchgeführt wurde, ist hingegen stark positiv und trotz der geringen Anzahl von 7 Wertepaaren signifikant (Abb. 4.17 rechts). Auch die Korrelation mit den Ap-Indizes erreicht mit  $r = 0,81$  die Signifikanzschwelle. Insgesamt führt Ionisation durch verstärkte geomagnetische Aktivität zu erhöhter MSE-Häufigkeit insbesondere in der zeitlichen Auflösung von saisonalen Mittelwerten. Allerdings ist dieser deutliche Zusammenhang wegen der nur geringen Anzahl von Jahren mit einer gewissen Unsicherheit behaftet und muss in den kommenden Jahren noch bestätigt werden.

Erhöhte solare Wellenstrahlung sowie mäßig stark gesteigerte geomagnetische Aktivität haben im Zeitbereich von Tagen keinen signifikanten Einfluss auf MSE. Nur extrem starke geomagnetische Störungen können zu erhöhtem Auftreten von MSE führen, sofern die Temperatur unter dem Frostpunkt von Wasserdampf ist. Ursache ist, dass die hochenergetischen Partikel zum größten Teil vom Erdmagnetfeld in polare Breiten abgelenkt werden und ihr Einfluss auf mittlere Breiten deutlich geringer ist. Im saisonalen Zeitbereich spielen Schwankungen der solaren Wellenstrahlung ebenfalls keine Rolle. Jedoch haben saisonale Variationen der geomagnetischen Aktivität einen relativ starken Einfluss auf die MSE-Häufigkeit. Damit bewirkt eine über eine gesamte Saison erhöhte Elektronendichte und damit eine erhöhte Schwankung der Elektronendichte im Skalenbereich der Bragg-Wellenlänge auch eine größere MSE-Häufigkeit. So ist zwar die Ionisation der D-Schicht eine Grundbedingung für Radarechos in der Mesosphäre, jedoch ist der Einfluss von Variationen der Ionisation auf die MSE-Häufigkeit auf Schwankungen der geomagnetischen Aktivität beschränkt.

#### 4.4 Vorläufiger Trend von MSE

Um den Trend der MSE-Echos zu ermitteln, müssen solare und geomagnetische Einflüsse eliminiert werden, denn es geht darum, ob langfristige Variationen in der oberen Mesosphäre existieren, die Aufschluss über mögliche langfristige, atmosphärische Änderungen geben können. Das geschieht mit einer zweifachen linearen Regression:

$$\Delta \text{MSE}(sol, gm) = \text{MSE}_{gem} - \underbrace{(A \cdot sol + B \cdot gm + C)}_{\text{MSE}_{th}} \quad (4.7)$$

Dabei ist  $\Delta \text{MSE}$  die Differenz zwischen den gemessenen saisonalen MSE-Werten  $\text{MSE}_{gem}$  und berechneten MSE-Werten  $\text{MSE}_{th}$ , die von solaren und geomagnetischen Parametern abhängen;  $sol$  steht für die solare Wellenstrahlung, welche durch den F10.7-Index dargestellt wird, und  $gm$  für geomagnetische Aktivität, die durch den Ap-Index oder durch  $\Sigma K$  beschrieben werden.  $A$  und  $B$  sind die par-

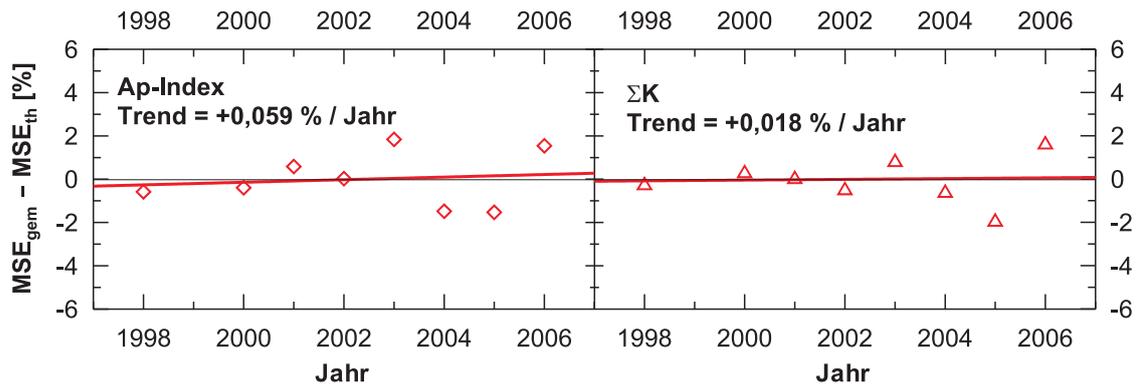


Abb. 4.18: vorläufiger MSE-Trend für MSE-Mittelwerte aus dem Zeitraum vom 01.06. – 31.07. der Jahre 1998–2006 nach Entfernung der solaren und geomagnetischen Einflüsse nach Gleichung 4.7; links mit Ap-Index und rechts mit  $\Sigma K$  als geomagnetischem Parameter.

tiellen Regressionskoeffizienten und  $C$  eine Konstante. Abb. 4.18 zeigt einen leicht positiven Trend, wobei unter Verwendung des Ap-Indexes als Maß für die geomagnetisch Aktivität der Trend etwas deutlicher positiv als unter Verwendung von  $\Sigma K$  ist. Allerdings sind beide Trends nicht signifikant. Abb. 3 von *Bremer et al.* (2006) zeigt ebenfalls ein leicht positiven, aber nicht signifikanten MSE-Trend, der allerdings nur die Jahre 1998–2005 umfasst und daher nur eingeschränkt mit dem MSE-Trend in Abb. 4.18 verglichen werden kann. Ein positiver Trend von MSE ist mit einer Zunahme von Wasserdampf oder einem Rückgang der Temperatur erklärbar. Vergleicht man die mittleren Temperaturwerte aus Lidarmessungen von 1996–1999 (Abb. 4.4 links unten) und diejenigen von 2003–2005 (Abb. 2 in *Gerding et al.* (2007)) über Kühlungsborn, dann deutet sich eine Temperaturabnahme um etwa 10 K in einer Höhe von 85 km zwischen diesen beiden Zeiträumen an. Zwar sind in den Lidar-daten seit 2003 auch Tagesmessungen enthalten, doch die Eliminierung dieser ändert das Ergebnis nur um maximal 1 K (*Gerding*, private Kommunikation 2007). Weitere Trends der Temperatur in der oberen Mesosphäre sind in *Beig et al.* (2003) beschrieben: Experimentelle Nachweise zeigen meist keinen oder nur eine leichte, nicht signifikante Temperaturabnahme von 0–1 K pro Dekade an. Auch die Modelle zeigen keinen eindeutigen Temperaturtrend. Das ist in Übereinstimmung mit dem nicht signifikanten MSE-Trend.

# Kapitel 5

## Ergebnisse für PMSE

### 5.1 PMSE allgemein

PMSE treten im Gegensatz zu MSE zu jeder Tageszeit auf. Das liegt vor allem an den niedrigeren Temperaturen, wodurch die Eisteilchenbildung weitaus stärker als in mittleren Breiten begünstigt wird, aber auch daran, dass die Sonne während der PMSE-Saison in diesem Höhengniveau in polaren Breiten die ganze Zeit scheint und die durch den Einfall hochenergetischer Teilchen bedingte Ionisation in polaren Breiten wesentlich stärker als in mittleren Breiten ist. Die PMSE-Häufigkeit ist mit 80–90% deutlich höher als diejenige der MSE, wie in Abb. 5.1 an einem Beispiel zu sehen ist. Hier wird das SNR der PMSE vom 21.07.2001 über Andenes und damit am selben Tag wie die MSE in Abb. 4.1 dargestellt. Nur von 1:30–3:00 UTC und von 19:15–22:15 UTC wurden keine PMSE beobachtet. Damit traten an diesem Tag PMSE für 19,5 h auf, was einer Häufigkeit von ca. 81% entspricht. Die mittlere Höhe der PMSE ist mit 85 km gleich der Höhe der MSE, jedoch ist der Höhenbereich der PMSE mit 80–91 km größer. Außerdem sind Phasen mit mehrfachen PMSE-Schichten zu erkennen, die von *Hoffmann et al.* (2005) auf den Einfluss von Schwerewellen zurückgeführt werden.

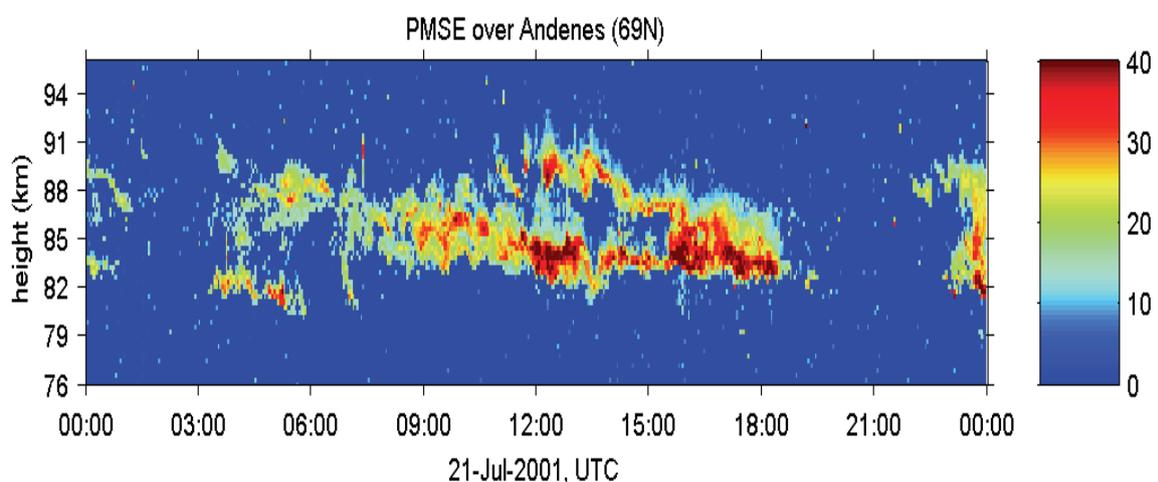


Abb. 5.1: SNR der PMSE über Andenes am 21. Juli 2001, gemessen mit dem ALWIN-Radar.

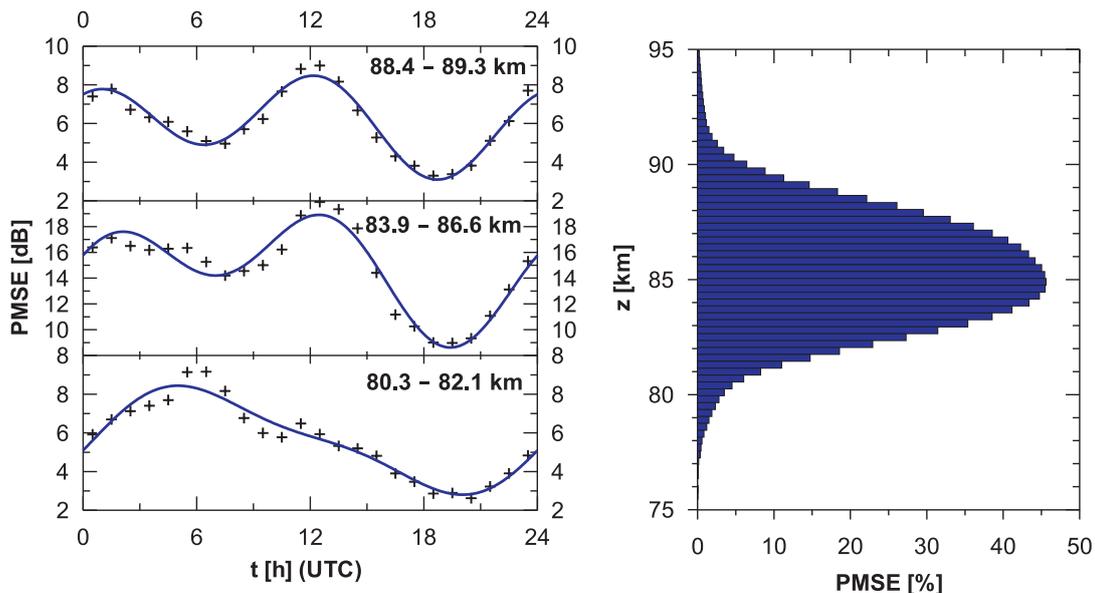


Abb. 5.2: links: Tagesgang der PMSE-Stärke über Andenes aus mittleren stündlichen PMSE-Werten (Kreuze) vom 01.06. – 31.07. der Jahre 1999–2005, und zwar in einer Höhe von 88,4–89,3 km (oben), 83,9–86,6 km (Mitte) und 80,3–82,1 km (unten) mit jeweiliger Anpassungsfunktion nach Gleichung 5.1; rechts: PMSE-Häufigkeit in Abhängigkeit von der Höhe während der Monate Juni und Juli der Jahre 1999–2005 (*Latteck, 2007, private Mitteilung*).

Obwohl PMSE zu jeder Tageszeit erscheinen können, ist dennoch ein ausgeprägter Tagesgang zu erkennen. Der linke Teil von Abb. 5.2 zeigt die mittlere tageszeitliche Variation der PMSE-Stärke vom 01.06. – 31.07. der Jahre 1999–2005, und zwar für die Höhen von 88,4–89,3 km (oberer Rand), 83,9–86,6 km (mittlerer Bereich) und 80,3–82,1 km (unterer Rand). Dabei sind im mittleren Bereich die Echosignale am stärksten, wie auch in *Hoffmann et al. (1999)* gezeigt wird. Das ist im Einklang mit der PMSE-Häufigkeit, die in diesem Höhenbereich am größten ist mit einem Maximum in einer Höhe von 85 km (Abb. 5.2 rechts). Wie weiter zu erkennen ist, ist der tageszeitliche Verlauf der PMSE-Stärke von einer Variation von 12 h und 24 h geprägt. Dabei dominiert am oberen Rand die 12 h-Variation und am unteren Rand die 24 h-Variation den täglichen PMSE-Verlauf. Mit Hilfe einer Anpassungsfunktion wie in Gleichung 3.6 wurden die Amplituden  $A$  und  $C$  und die Phasen  $B$  und  $D$  dieser beiden Variationen bestimmt:

$$f(t) = A \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{24}(t + B)\right) + C \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{12}(t + D)\right) + E, \quad (5.1)$$

und in Abb. 5.2 links durch die blauen Kurven dargestellt. Im Einklang mit Ergebnissen aus *Hoffmann et al. (1999)* ist in allen Höhenbereichen ein PMSE-Minimum zwischen 18 und 21 UTC zu erkennen. Während am oberen Rand und im mittleren Bereich der PMSE zwei Maxima auftreten mit dem Hauptmaximum zwischen 12 und 13 UTC und dem kleineren Maximum zwischen 1 und 2 UTC, gibt es am unteren Rand dagegen nur ein Maximum zwischen 5 und 6 UTC. Das ist allgemein in Übereinstimmung mit Beobachtungen aus verschiedenen Radars (*Balsley et al., 1983; Czechowsky et al., 1989; Kirkwood et al., 1995; Williams et al., 1995; Palmer et al., 1996; Barabash et al., 1998,*

2002). Bei Betrachtung der Anpassungskurven fällt auf, dass sie nur wenig vom tageszeitlichen Gang der stündlichen PMSE-Mittel abweichen. Dabei beeinflussen auch Schwerewellen mit Periodendauern von wenigen Minuten bis einigen Stunden stark die PMSE-Stärke und deren Auftreten. Doch sie sind nicht an bestimmte Tageszeiten gebunden, so dass bei dem hier gezeigten mittleren Tagesgang die Einflüsse von Schwerewellen praktisch eliminiert werden. Ursache für den mittleren PMSE-Tagesgang sind zu einem Teil die atmosphärischen 12 h- und 24 h-Gezeiten, welche den Tagesgang von Wind und Temperatur dominieren (*Singer et al.*, 2003), aber auch der Tagesgang der Ionisation, der einerseits vom Tagesgang der solaren Wellenstrahlung (Mittagsmaximum) und einem Maximum der geomagnetischen Aktivität (sekundäres Maximum in den frühen Morgenstunden) beherrscht wird (*Klostermeyer*, 1999). Über diese beiden Ursachen wird in Kapitel 5.2 diskutiert.

Bei der mittleren Höhenverteilung der PMSE (rechter Teil von Abb. 5.2) ergibt sich ein ähnliches Bild wie bei derjenigen der MSE, nämlich mit dem häufigsten Auftreten in 85 km Höhe. Im Gegensatz zu den MSE (Abb. 4.2b) ist aber die PMSE-Häufigkeit in allen Höhen deutlich größer, die Obergrenze höher und die Untergrenze tiefer. Dabei sind die mittleren Höhen maximaler PMSE-Häufigkeit und maximaler PMSE-Stärke fast gleich, wie ein Vergleich der beiden Graphiken in Abb. 5.2 zeigt.

Abb. 5.3 zeigt die Tageswerte der PMSE-Häufigkeit von 1999–2005, wobei wegen technischer Veränderungen am Radar der Referenzwert zur Bestimmung der PMSE-Häufigkeit  $SNR_{min}$  im Jahr 2004 mit 1 dB niedriger ist als in den übrigen Jahren mit 4 dB (siehe Kap. 3.1.2). Im Vergleich zu den MSE treten PMSE wesentlich häufiger auf; zudem gibt es zwischen dem 1. Juni und dem 15. August fast keine Tage ohne PMSE. Auch kommen in jedem Jahr einzelne Tage mit einer Häufigkeitsrate von 100% vor, wobei es im Jahr 2003 mit insgesamt 14 Tagen die meisten Tage mit permanentem PMSE-Auftreten gab. Die mittlere Häufigkeitsrate liegt im Zeitraum vom 19.05. – 28.08. der Jahre 1999–2002 stets unter 60%, wobei im Jahr 2002 mit 46,4% die wenigsten PMSE gemessen wurden, und im Zeitraum von 2003–2005 bei stets über 60%, wobei hier das Jahr 2003 mit 66,9% die höchste Häufigkeitsrate aufweist.

Die PMSE-Häufigkeit wurde aus dem Verhältnis der Dauer des Auftretes von Echos größer einem festgelegten minimalen SNR-Wert und der gesamten täglichen Beobachtungsdauer berechnet wie in Gleichung 3.5 beschrieben. Um den Verlauf der PMSE-Stärke in Abhängigkeit von der Höhe und der Jahreszeit untersuchen zu können, wurden die Tagesmittel der PMSE-Stärke (SNR in dB) vom Jahr 2002 in einem Höhen-Zeit-Diagramm geplottet und in Abb. 5.4 dargestellt. Man kann deutlich sehen, dass die meisten PMSE in einem Höhenbereich zwischen 81 und 89 km vorkommen in Übereinstimmung mit der mittleren Höhenverteilung im rechten Teil von Abb. 5.2. Zeitlich betrachtet kommen die stärksten PMSE in den Monaten Juni, Juli und im ersten Augustdrittel vor. Außerdem ist der Verlauf der PMSE-Stärke von Variationen mit einer Periodizität von 2–8 Tagen geprägt. Auffallend ist, dass der zeitliche Verlauf der Variationen in allen Höhen sehr ähnlich ist. Ursache für diese Variationen sind planetare Wellen, die die mehrtägigen Variationen von Temperatur und Wind bestimmen. Gerade im Jahr 2002 war infolge einer verstärkten Aktivität planetarer Wellen in der Südhemisphäre und der interhemisphärischen Kopplung die Temperatur in der oberen Mesosphäre höher (*Becker et al.*, 2004), so dass durch die Variationen die Temperatur der Sättigungsgrad auf unter 1 deutlich öfter unterschritten wird als in den anderen Jahren. Damit zeigen sich die Periodizitäten in den PMSE im Jahr 2002 gegenüber den anderen Jahren, was im Kapitel 5.3 näher beschrieben wird. Ferner ist während der Hauptsaison ein leichtes Absinken der PMSE-Höhe zu erkennen. Diese Merkmale findet man in ähnlicher Weise in allen Höhen-Zeit-Plots der PMSE-Stärke der anderen Jahre. Mögliche Ursachen dieser Merkmale werden auch hier im Kapitel 5.3 diskutiert. Im allgemeinen beginnt die PMSE-

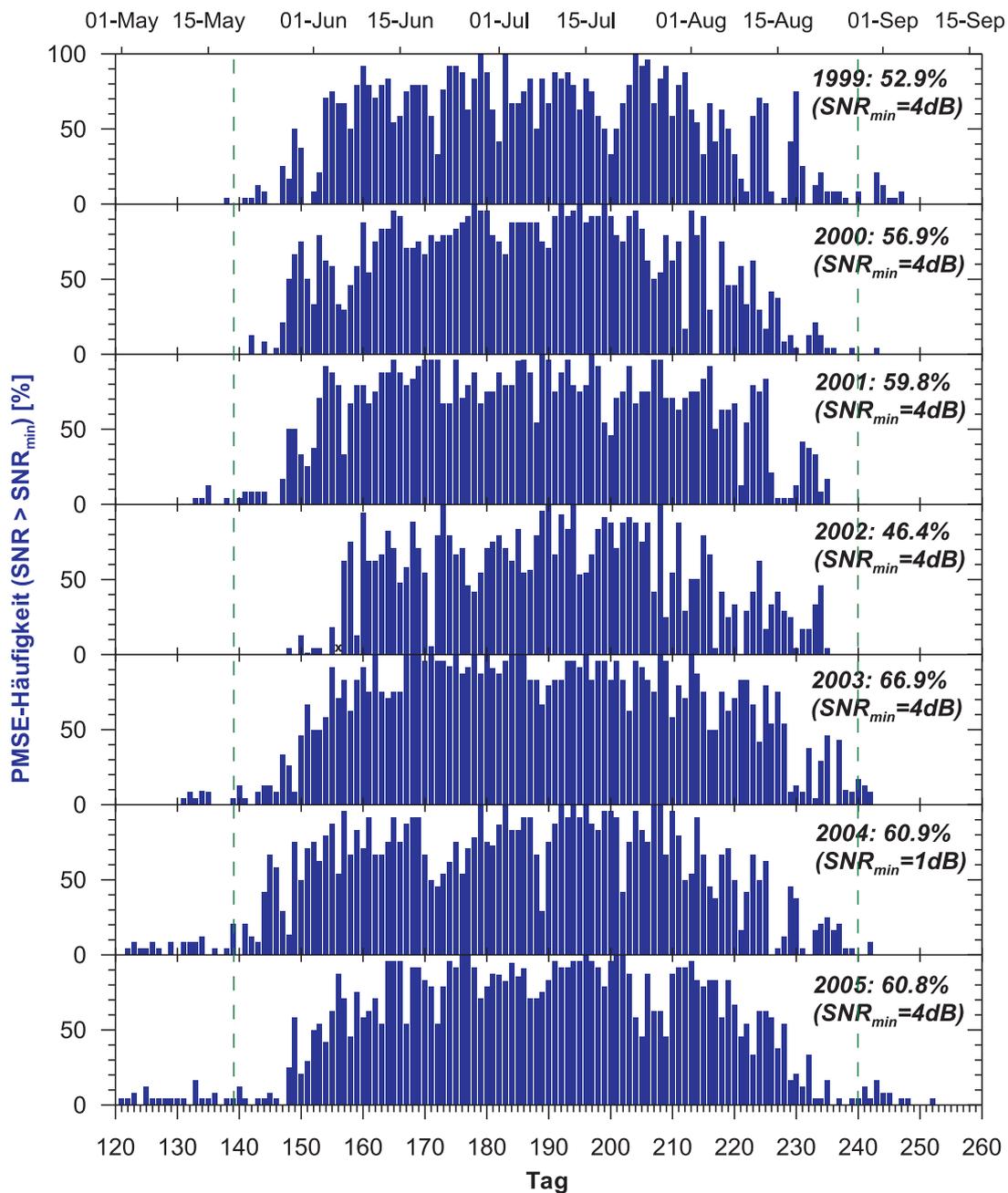


Abb. 5.3: Tägliche PMSE-Häufigkeit über Andenes nach Messungen mit dem ALWIN-Radar von 1999–2005; Zahlen in % zeigen mittlere saisonale MSE-Häufigkeit der jeweiligen Jahre vom 19. Mai bis 28. August an (eingegrenzt durch vertikale, gestrichelte Linien); x-Symbole zeigen Tage ohne Messung an.

Saison im letzten Maidrittel, wobei es zu einem starken Anstieg der PMSE-Häufigkeit bis Anfang Juni kommt (Abb. 5.8 unten). Anschließend hält sich die PMSE-Stärke auf hohem Niveau, bevor sie im August wieder abnimmt, allerdings nicht so schnell, wie sie zu Beginn der Saison ansteigt. Zumeist im letzten Augustdrittel endet die PMSE-Saison (Bremer *et al.*, 2006).

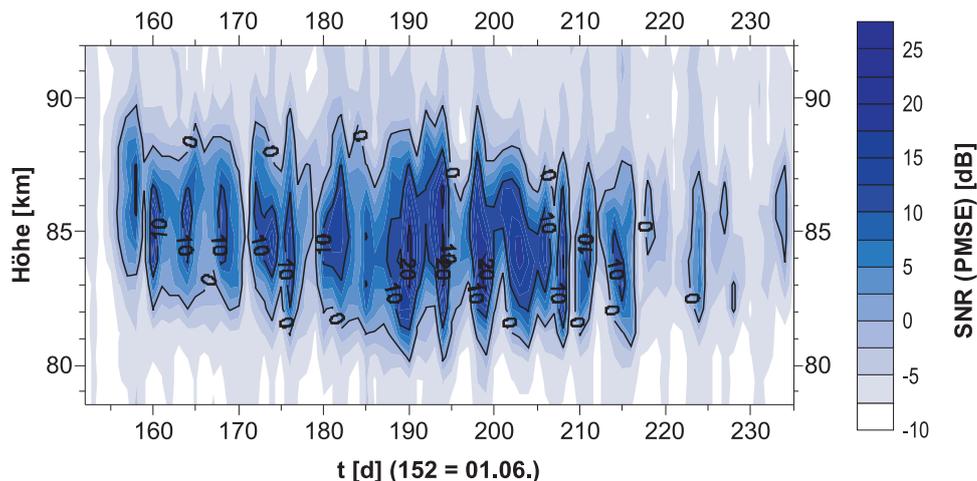


Abb. 5.4: Tageswerte der PMSE-Stärke in Abhängigkeit von Höhe und Zeit über Andenes vom 01.06. – 23.08.2002.

## 5.2 Einfluss auf tageszeitliche PMSE-Schwankungen

Wie schon erwähnt ist der tageszeitliche Verlauf der PMSE maßgeblich von einer 12 h- und 24 h-Variation geprägt. Nach *Klostermeyer* (1999) ist der Tagesgang der Ionisation eine mögliche Ursache. Diese ist geprägt durch das Mittagmaximum solarer Einstrahlung und einem schwächeren Maximum in der 2. Nachthälfte infolge verstärkter geomagnetischer Störungen. Andererseits ist auch ein Einfluss der Variationen der halb- und gantztägigen atmosphärischen Gezeiten nicht ausgeschlossen. Diese Gezeiten bestimmen den Tagesgang von Temperatur, Wind und Advektion von Eisteilchen. Auswertungen von Temperaturdaten vom Meteor-Radar aus dem Jahr 2002 ergeben Temperaturvariationen für die gantztägige Gezeit bei 3–8 K und für die halbtägige Gezeit bei 2 K (*Singer et al.*, 2003). So sind gezeitenbedingt Schwankungen bis 10 K möglich. Die Temperaturdaten vom Meteor-Radar in Andenes sind auf eine Höhe von ca. 90 km bezogen. Der Tagesgang der Temperatur ist dabei nach Abb. 6 in *Singer et al.* (2003) während der Monate Juni und Juli im Jahr 2002 von einem Temperaturminimum während der Mittagsstunden geprägt. Das ist im Einklang mit dem PMSE-Maximum während der Mittagsstunden in Abb. 5.2. Allerdings müssen folgende Punkte bemerkt werden: Die Temperaturdaten vom Meteor-Radar sind wegen ihrer bereits erwähnten Unsicherheiten mit einer gewissen Vorsicht zu betrachten (siehe Kapitel 3.2). Zusätzlich kann man aus Temperaturdaten aus einer Höhe von ca. 90 km nur eingeschränkt auf Temperaturen in Bereich der stärksten PMSE in 85 km schließen. Letztlich sagen die Ergebnisse von Juni und Juli 2002 nicht, dass in den anderen Jahren die gezeiten-bedingten Temperaturvariationen diesselbe Amplitude und Phasen haben. So kann aufgrund der Übereinstimmung von PMSE-Maximum und des Temperaturminimums ein Einfluss der Temperatur zwar vermutet werden, sicher ist es jedoch nicht.

In *Singer et al.* (2003) sind auch Ergebnisse des Einflusses der Gezeiten auf den Meridionalwind dargestellt. Demnach liegt die Amplitude bei der 24 h-Gezeit bei 10 m/s und bei der 12 h-Gezeit bei 20 m/s. Somit sind meridionale Transporte von Luft und Eisteilchen von über 500 km innerhalb eines Tages möglich. Nach *von Zahn und Berger* (2003) ist zwar der meridionale Temperaturgradient in polaren Breiten in der oberen Mesosphäre deutlich schwächer als in mittleren Breiten

(siehe Abb. 4.6), allerdings ist nach *Berger und Lübken* (2006) die PMSE-Häufigkeit in Spitzbergen (ca. 1000 km nördlich von Andenes) mit oft 100% größer als in Andenes. Damit ist ein Einfluss des Meridionalwindes auf die PMSE wegen der Advektion von Eisteilchen nicht ausgeschlossen. So kann ein ähnlicher Einfluss des Meridionalwindes auf die PMSE erwartet werden, wie er bei den MSE im Gedankenexperiment in Abb. 4.9 in Kapitel 4.2.3 beschrieben wurde. Bei Anwendung des Gedankenexperimentes auf die tageszeitlichen Variationen der PMSE-Stärke und des Meridionalwindes wäre ein PMSE-Maximum 3 bis maximal 6 Stunden nach einem  $v$ -Minimum zu erwarten, was ungefähr einer Phasenverschiebung von  $\pi/2$  bezüglich der 12 h- und 24 h-Gezeiten entspricht.

Eine Kreuzkorrelation  $cc$  zwischen den Stundenmitteln der PMSE-Stärke und des Meridionalwindes mit Verschiebungen von  $-12$  bis  $+12$  h aus Daten vom 01.06. – 31.07. der Jahre 1999–2005 in denselben Höhenbereichen (siehe Abb. 5.2 links) ist im rechten Teil von Abb. 5.5 dargestellt. Hier ist das stärkste  $r$ -Minimum von  $cc$  bei der Zeitverschiebung von  $+3$  h (oben und mittig) bzw.  $+5$  h (unten), was mit der Annahme übereinstimmt, wonach nach einem  $v_{min}$  ein  $PMSE_{max}$  nach 3–6 h folgen sollte. Die Anpassungskurven entsprechend Gleichung 5.1 widerspiegeln den Einfluss der ganztägigen und halbtägigen Gezeit. Wie im linken Teil von Abb. 5.2 dominiert die 12 h-Gezeit am oberen Rand der PMSE-Region und die 24 h-Gezeit am unteren Rand den Verlauf der Kreuzkorrelationen, während der Einfluss beider Gezeiten im mittleren PMSE-Bereich etwa gleich ist. Das ist auch im Einklang mit dem zeitlichen Abstand zwischen dem Wind-Minimum und dem PMSE-Maximum von 2–3 h im oberen, 3 h im mittleren Bereich der PMSE und 5 h im unteren Bereich. Das ist im Einklang mit ähnlichen zeitlichen Abständen von ca. 3 h zwischen dem Maximum äquatorwärts gerichteten Windes und der PMSE-Stärke über Davis ( $69^\circ S$ , Antarktis, *Morris et al.*, 2006). Damit wird das Gedankenexperiment in Abb. 4.9 auch auf den tageszeitlichen Zusammenhang zwischen der PMSE-Stärke und dem Meridionalwind bestätigt. Die Ergebnisse der Kreuzkorrelation zwischen der PMSE-Stärke und  $v$  in einer Höhe von 83,9–86,6 km, dargestellt in der mittleren, rechten Graphik von Abb. 5.5, stimmen auch mit den Ergebnissen in Abb. 7 in *Hoffmann et al.* (1999) überein. Die Annahme, dass Eisteilchenadvektion den PMSE-Tagesgang zumindest teilweise bestimmt, wird durch diese Ergebnisse untermauert.

Im linken Teil der Abbildung sind Kreuzkorrelationen mit dem Zonalwind  $u$  dargestellt. Dabei treten die  $r$ -Minima bei der Zeitverschiebung 0 oder  $-1$  auf. Die Phasendifferenzen der Anpassungskurven von  $cc( PMSE(t), u(t - \Delta t) )$  und  $cc( PMSE(t), v(t - \Delta t) )$  liegen im oberen und mittleren PMSE-Bereich bei 4 h und im unteren bei 5,5 h. Nun handelt es sich bei den Gezeiten in polaren und mittleren Breiten näherungsweise um zirkular polarisierte Wellen (*Jacobi et al.*, 1999; *Singer et al.*, 2003). Wegen der Orthogonalität von  $u$  und  $v$  ist in diesem Falle eine Phasendifferenz bei den Gezeiten um  $\pi/2$  zu erwarten. Diese liegt in der Tat bei dominierender 12 h-Gezeit im oberen PMSE-Bereich und 24 h-Gezeit im unteren PMSE-Bereich in der Nähe der erwarteten Werte. Zur weiteren Untersuchung der tageszeitlichen Variation der PMSE ist in Abb. 5.6 der mittlere Tagesgang der Maxima der stündlichen PMSE-Profilen  $PMSE_{max}$  (blaue Vierecke) und deren zugehörige Höhe  $z( PMSE_{max} )$  (schwarze Kreuze) nach Messungen in Andenes vom 01.06. – 31.07. der Jahre 1999–2005 dargestellt. Sowohl der Tagesgang von  $PMSE_{max}(z)$  als auch der von  $z( PMSE_{max} )$  sind von deutlichen Maxima um die Mittagszeit sowie während der Nacht und von Minima in den Abend- sowie in den Morgenstunden geprägt, wobei die Ergebnisse von  $z( PMSE_{max} )$  mit denjenigen aus PMSE-Messungen von 1996 und 1997 gut übereinstimmen (Abb. 5 in *Hoffmann et al.* (1999)). Mit Hilfe der Gleichung 5.1 wurden beide Größen angepasst (durchgezogene Linien). Dabei liegen die tageszeitlichen Extrema von  $z( PMSE_{max} )$  ungefähr 2 h vor denen von  $PMSE_{max}(z)$ .

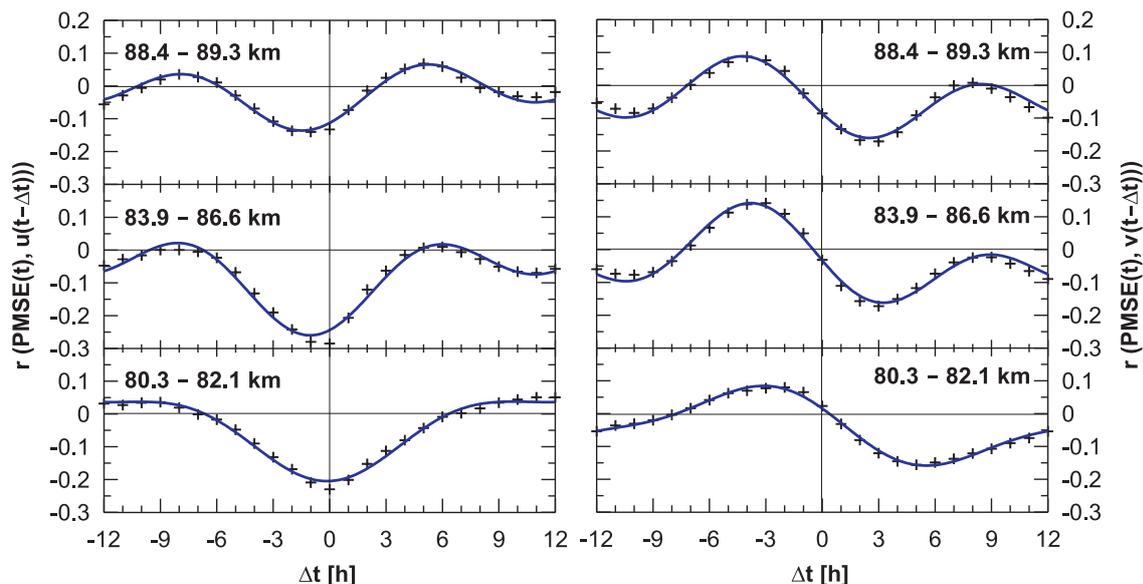


Abb. 5.5: Kreuzkorrelation  $cc$  (Kreuze) zwischen den Stundenmitteln der PMSE-Stärke und denen der meridionalen (rechts) sowie zonalen (links) Windkomponente bei Verschiebungen von  $-12$  bis  $+12$  h vom 01.06. – 31.07. der Jahre 1999–2005 in einer Höhe von 88,4–89,3 km (oben), 83,9–86,6 km (Mitte) und in 80,3–82,1 km (unten); blaue Linien sind Anpassungskurven nach Gleichung 5.1 auf den Verlauf der jeweiligen  $cc$ .

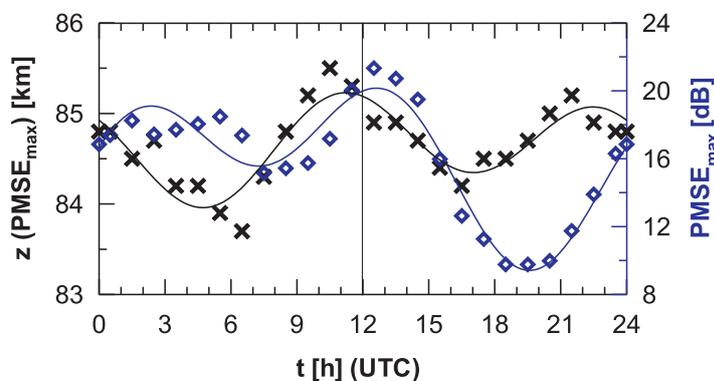


Abb. 5.6: Mittlere tageszeitliche Variation der PMSE-Maxima (blaue Vierecke) sowie deren Höhe  $z(\text{PMSE}_{\max})$  (schwarze Kreuze) vom 01.06. – 31.07. der Jahre 1999–2005, durchgezogene Linien: jeweilige Anpassungskurven, die auf die Gezeiten nach Gleichung 5.1 bezogen sind.

Das Auf und Ab von  $z(\text{PMSE}_{\max})$  ist im Einklang mit dem Auf und Ab leuchtender Nachtwolken (Fiedler *et al.*, 2005) und damit ein deutlicher Hinweis auf den Vertikalwind  $w$ . Solange die Höhe des PMSE-Maximums steigt, ist  $w$  positiv. Allerdings muss noch zusätzlich die Sedimentationsgeschwindigkeit der Eisteilchen  $w_S$  addiert werden. Beim Absinken des PMSE-Maximums ist damit  $w - w_S$  negativ. Das heißt, beim Wechsel von positivem zu negativem  $w - w_S$  hat das PMSE-Maximum seine

maximale Höhe erreicht und umgekehrt. Je stärker positiv  $w$  ist, desto stärker kann eine adiabatische Abkühlung in der Mesosphäre erwartet werden. Eine solche Abkühlung hat eine starke Erhöhung des Sättigungsgrades zur Folge, so dass mit verstärkter Eisteilchenbildung und damit vermehrt mit PMSE zu rechnen ist. Entsprechend umgekehrt ist bei negativem  $w$  mit Temperaturzunahme und einer PMSE-Abnahme zu rechnen.

Nun wurden aus den Ergebnissen des COMMA/IAP-Modelles bei Eispartikelradien von maximal 30 nm in Höhen zwischen 83,7 und 85,5 km eine Sedimentationsgeschwindigkeit  $w_S$  der Eisteilchen von höchstens 80 mm/s und im Mittel von 50 mm/s abgeschätzt (aus Abb. 13 und 14 in *Berger und von Zahn*, 2002). Unter Berücksichtigung von  $w_S$  sowie dem Ansteigen und Absinken der PMSE-Maxima ergeben sich Vertikalgeschwindigkeiten zwischen  $-10$  mm/s am Mittag und Nachmittag und  $+170$  mm/s am Vormittag. Gegen 10.30 UTC hat das PMSE-Maximum seine größte Höhe erreicht. Wegen der Sedimentation kommt es bei  $w$  erst gegen 12.30 UTC zu einer Umkehr des Vorzeichens. Das heißt, bis zu diesem Zeitpunkt bleibt  $w$  positiv, und die adiabatische Abkühlung hält an. Erst danach kommt es durch Absinken der Luft zu einer adiabatischen Erwärmung. Das könnte die Verschiebung des PMSE-Maximums um 2 h erklären. Eine andere Erklärung dieser zeitlichen Verschiebung wäre durch die Dauer der Bildung bzw. Auflösung der Eisteilchen gegeben. Nach *Berger und von Zahn* (2007) dauert die Bildung von Eisteilchen von 10 nm etwa 6 Stunden. Das ist aber nicht im Einklang mit der Phasenverschiebung zwischen  $z(\text{PMSE}_{max})$  und  $\text{PMSE}_{max}(z)$  von ca. 2 h. Daher kommt die Advektion von Eisteilchen durch den Meridionalwind mit dessen Maximum ca. 3 h vor dem PMSE-Maximum eher in Betracht (siehe Abb. 5.5 rechts). Zudem konnte der Vertikalwind experimentell bislang nicht nachgewiesen werden. Da die mittlere tägliche Schwankung der Höhe maximaler PMSE bei 1,5 km liegt, sind unter adiabatischen Verhältnissen Temperaturschwankungen um 15 K zu erwarten. Damit kann man erwarten, dass die adiabatische Abkühlung und Erwärmung durch den Tagesgang der Vertikalwinde den tageszeitlichen Verlauf der PMSE beeinflussen.

Die Variation von  $z(\text{PMSE}_{max})$  ist in beiden Tageshälften etwa gleich stark, so dass das starke PMSE-Minimum zwischen 18 und 21 UTC allein dadurch nicht erklärt werden kann. Ursache ist der Tagesgang der Ionisation, die durch die solare Wellenstrahlung mit ihrem Maximum am Mittag und der geomagnetischen Aktivität infolge des Einfalls hochenergetischer Partikel mit ihrem Maximum um Mitternacht geprägt ist. Solche Einfälle können zu jeder Zeit vorkommen, doch sie treffen zunächst auf denjenigen Teil der Atmosphäre, welcher der Sonne zugewandt ist. Das Erdmagnetfeld

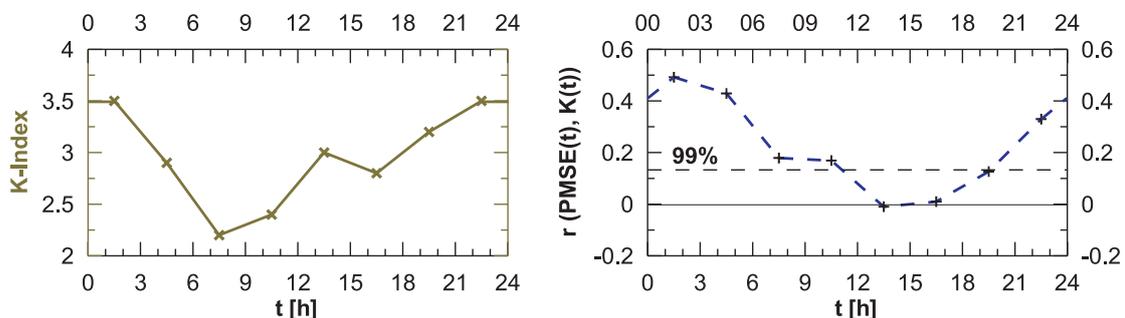


Abb. 5.7: links: mittlerer Tagesgang der K-Indizes von Tromsø vom 01.06. – 31.07. der Jahre 1999–2005; rechts: Korrelation zwischen den K-Indizes und den dazugehörigen 3-Stundenmitteln der PMSE-Stärke über Andenes in einer Höhe von 81,2–88,4 km aus demselben Zeitraum.

lenkt jedoch den größeren Teil dieser Partikel über die Magnetfeldlinien zur Nachtseite der Erdatmosphäre ab, von wo aus sie dann bevorzugt in die polare Atmosphäre eindringen und diese verstärkt ionisieren. Damit ist Aktivität im Erdmagnetfeld zu jeder Tageszeit möglich, wobei die Zeit um Mitternacht allerdings deutlich bevorzugt wird. Das ergibt sich unter anderem aus der Berechnung des mittleren Tagesganges der geomagnetischen Aktivität während der Monate Juni und Juli 1999 – 2005 aus K-Indizes von Tromsø (Abb. 5.7 links). Ein tageszeitlicher Verlauf der Korrelationen zwischen den 3 h-Werten des K-Indexes und der zugehörigen PMSE-Stärke vom 01.06. – 31.07. der Jahre 1999 – 2005 zeigt meist positive Korrelationen, wobei vor allem 21 und 6 UTC die Korrelationen besonders hoch und deutlich signifikant sind (rechter Teil von Abb. 5.7). Damit wird die Bedeutung der Ionisation der D-Schicht durch hochenergetische Partikel für PMSE während der Nachtzeit unterstrichen. Verstärkt wird diese Bedeutung aber auch aufgrund der schwächeren solaren Wellenstrahlung wegen des niedrigeren Sonnenstandes zur Nachtzeit. Vergleicht man den Zeitpunkt des K-Maximums (Abb. 5.7 links) mit den nächtlichen PMSE-Maxima (Abb. 5.2 links), dann folgen die PMSE-Maxima im oberen und mittleren Bereich dem K-Maximum um 1-3 h und um 6 h. Ursache ist, dass die hochenergetischen Partikel aufgrund von Wechselwirkungen mit dem Erdmagnetfeld erst allmählich in tiefere Bereiche der Atmosphäre abregnen (*Bremer, 1998*). Entsprechend analog folgt das abendliche PMSE-Minimum dem vormittäglichen K-Minimum, wobei zusätzlich während der Abendstunden die solare Wellenstrahlung wegen des zunehmenden solaren Zenitwinkels abnimmt. Diese Ergebnisse stimmen mit theoretischen Betrachtungen von *Klostermeyer (1999)* und mit Ergebnissen nach *Bremer et al. (2001)* unter Benutzung der PMSE von 1994 – 1997 überein. In beiden Fällen wurde der mittlere Tagesgang der PMSE mit der Absorption kosmischer Radiostrahlung (CNA – *cosmic noise absorption*) verglichen. Verstärkte Absorption ist dabei auf eine verstärkte Ionisation insbesondere infolge des Einfalles hochenergetischer Partikel zurückzuführen. Das abendliche PMSE-Minimum liegt dabei zeitgleich mit dem CNA-Minimum.

Der Tagesgang der PMSE wird insbesondere durch den Tagesgang der Ionisation bestimmt. Dieser ist geprägt durch ein Maximum der solaren Wellenstrahlung und einem nächtlichen Maximum des Einfalles hochenergetischer Partikel, welche durch das Erdmagnetfeld bevorzugt in polare Breiten gelenkt werden. Auswertungen von Ergebnissen deuten darauf hin, dass gezeitenbedingte Variationen von Temperatur, Advektion von Eisteilchen durch den Meridionalwind und adiabatische Abkühlung sowie Erwärmung durch den Vertikalwind einen zusätzlichen Beitrag zum Tagesgang der PMSE liefern. Es ist jedoch schwierig, die Bedeutung der atmosphärischen Gezeiten auf den PMSE-Tagesgang zu bestimmen, da die Resultate teilweise auf Abschätzungen und Modelldaten beruhen.

## 5.3 Zusammenhang zwischen atmosphärischen Größen und PMSE

### 5.3.1 Temperatur und Feuchte

Im Gegensatz zur oberen Mesosphäre in mittleren Breiten gibt es während der PMSE-Saison eine längere Phase mit einer mittleren Temperatur deutlich unter dem Sublimationspunkt des Wasserdampfes. Der obere Teil von Abb. 5.8 zeigt die mittlere Temperatur  $T$  über Andenes in einer Höhe von 85 km aus Raketenmessungen nach *Lübken (1999)* und das Mischungsverhältnis  $\mu$  von Wasserdampf nach Modellrechnungen von *Körner und Sonnemann (2001)*, wobei beim Wasserdampf *freeze-drying*-Effekte (Austrocknung der Mesopausenregion durch Absinken der Eisteilchen, z. B. von *Zahn und Berger, 2003*) nicht berücksichtigt werden. Die Kreise zeigen die Daten aus Messungen bzw. dem

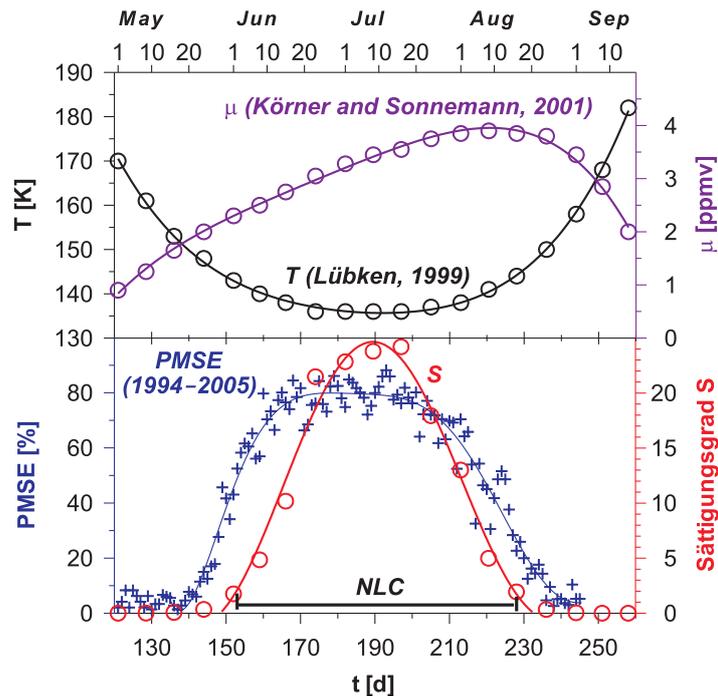


Abb. 5.8: Oben: Mittlerer Temperaturverlauf nach *Lübken* (1999) und Mischungsverhältnis  $\mu$  von Wasserdampf nach *Körner und Sonnemann* (2001) in einer Höhe von 85 km vom 01.05. – 15.09. über Andenes; unten: mittlere tägliche PMSE-Häufigkeit von 1994–2005, Sättigungsgrad  $S$  nach *Marti und Mauersberger* (1993) und NLC-Auftreten nach *Fiedler et al.* (2003).

Modell, während die Linien die Anpassungskurven durch die entsprechenden Daten darstellen. Dabei liegt die Temperatur von Anfang Juni bis Mitte August mit Werten unter 150 K deutlich unter dem Sublimationspunkt des Wasserdampfes ( $\bar{S} > 1$ ). Im unteren Teil von Abb. 5.8 wird der mittlere Sättigungsgrad nach *Marti und Mauersberger* (1993) gezeigt (rote Kreise bzw. Linie). Dabei wird eine bis zu 25-fache Sättigung erreicht. In guter Übereinstimmung während der Phase der Übersättigung sind auch leuchtende Nachtwolken beobachtet worden (*Fiedler et al.*, 2003), wohingegen die PMSE im Zeitraum 1994–2005 auch noch bis zu zwei Wochen vor und nach der Phase der Übersättigung gemessen wurden (blaue Kreuze als Tagesmittelwerte und blaue Linie als Anpassungskurve). Zu Beginn und gegen Ende der PMSE-Saison ist die mittlere Temperatur mit bis zu 170 K deutlich über dem Sublimationspunkt von 150 K. PMSE außerhalb der permanenten Sättigungsphase können aber nur dann existieren, wenn es zu deutlichen Variationen der Temperatur kommt, so dass zumindest kurzzeitig niedrige Temperaturen auftreten und eine Übersättigung verursachen. Diese Variationen sind vor allem auf Temperaturänderungen durch planetare Wellen, Gezeiten oder Schwerewellen, aber auch auf mögliche Schwankungen des Wasserdampfgehaltes zurückzuführen (*Rapp et al.*, 2002a; *Hoffmann et al.*, 2005; *Berger und Lübken*, 2006).

Zur genaueren Betrachtung des Zusammenhanges der PMSE und des Sättigungsgrades sind in Abb. 5.9 die Stärke der PMSE im Jahr 2001 in Abhängigkeit von Höhe und Zeit (blaue Flächen mit schwarzen Konturlinien) aufgetragen und von roten Konturlinien des Sättigungsgrades überlagert. Erwartungsgemäß sind große Teile der PMSE-Strukturen ( $\text{SNR} \geq 0$  dB) von der  $S = 1$ -Kurve eingeschlossen, was im Einklang mit Ergebnissen aus *Lübken* (1999) und *Lübken et al.* (2002) ist und den

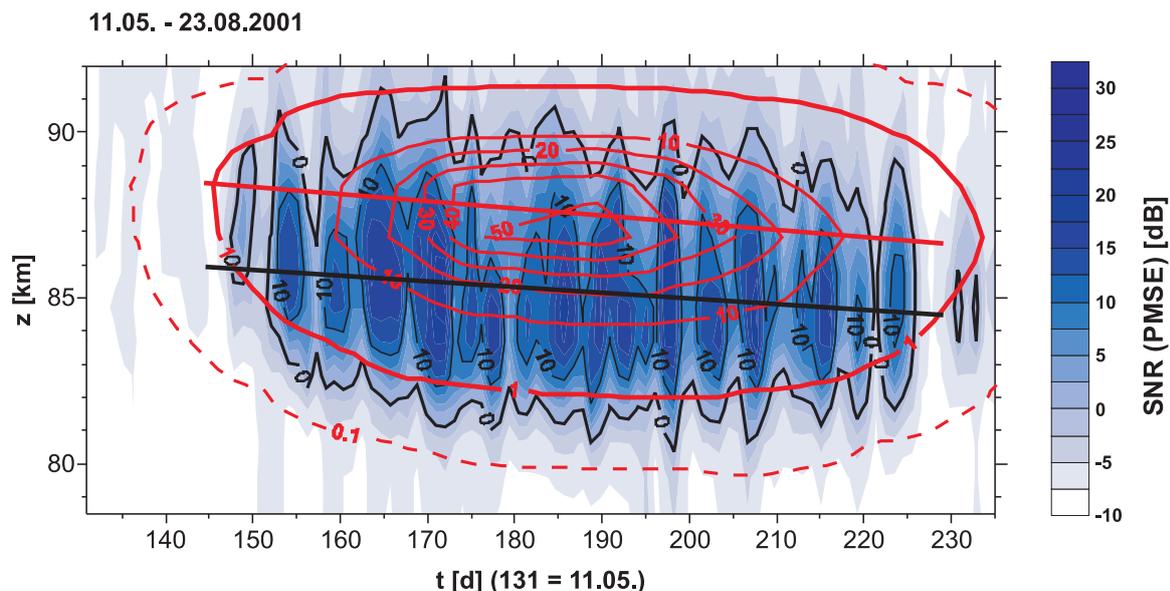


Abb. 5.9: Variation der PMSE-Stärke der Saison 2001 in Abhängigkeit von Höhe und Zeit (blau mit schwarzen Konturlinien), schwarze Linie: Regressionsgerade der täglichen mittleren Höhe der PMSE-Maxima, rote Contourlinien: Sättigungsgrad nach *Marti und Mauersberger* (1993) mit roter Regressionslinie der Sättigungsmaxima.

Zusammenhang zwischen Eisteilchen und PMSE deutlich unterstreicht. Außerdem enthält Abb. 5.9 zwei Geraden, die aus dem Verlauf der Höhen maximaler PMSE-Stärke (schwarze Gerade) und der Höhen mit maximalen Sättigungsgrad (rote Gerade) abgeleitet wurden, wobei das Zeitintervall von Ende Mai bis Mitte August zugrunde gelegt wurde. Beide Geraden zeigen einen nahezu parallelen Verlauf, wobei die PMSE-Gerade 2–2,5 km unter der  $S$ -Geraden liegt. Damit ist die Ursache der leichten Abfalls der Höhe der PMSE-Maxima auf den ebenso leichten Abfall der Höhe der Sättigungsmaxima zurückzuführen. Dieser Abfall geht aber nicht mit einem Temperaturabfall einher, da ein solcher in den Temperaturdaten von *Lübken* (1999) nicht erkennbar ist, sondern auf die zeitliche und höhenabhängige Verteilung des Wasserdampfes nach *Körner und Sonnemann* (2001) zurückzuführen ist. Der PMSE-Abfall ist wie in den meisten anderen Jahren zu 95% signifikant. Dass sich  $S_{max}$  in 87–88 km etwa 2–2,5 km über  $PMSE_{max}$  befindet, liegt daran, dass es in dieser Höhe zur stärksten Eisteilchenbildung kommt, jedoch sinken aufgrund der Schwerkraft diese Eisteilchen nach unten ab, nehmen wegen immer noch vorhandener Übersättigung weiter zu und vergrößern sich, was in Übereinstimmung mit dem PMSE-Proxy  $N_A|Z_A|r_A^2$  (Gleichung 2.3 in Kapitel 2.2.2) zu stärkeren PMSE führt (*Rapp et al.*, 2003b). Das erklärt auch die deutlich niedrigere PMSE-Stärke im oberen Bereich des gesättigten Bereiches im Vergleich zum unteren Bereich. Gegen Ende der PMSE-Saison steigt die Höhe maximaler PMSE etwas an, allerdings nicht die Höhe von  $S_{max}$ . Diese fällt nach der PMSE-Saison im September auf unter 80 km ab, wobei während dieser Zeit die Sättigung schon deutlich unter 1 liegt.

Im Folgenden werden nun die Zusammenhänge zwischen der Temperatur und der PMSE-Stärke im Tag-zu-Tag-Bereich von zwei ausgewählten Jahren untersucht. In linken Teil von Abb 5.10 werden Plots von Tageswerten der Kehrwerte der Temperatur und den Tagesmitteln der PMSE-Stärke

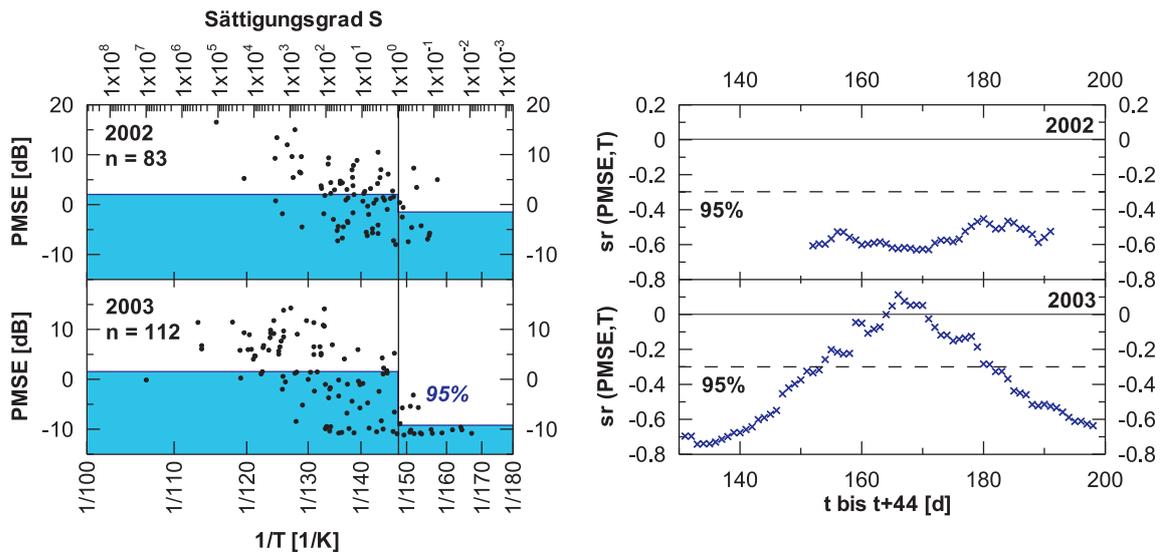


Abb. 5.10: links: Plot der Tagesmittel der PMSE-Stärke in einer Höhe von 81,2–88,4 km und den Kehrwerten der Temperatur vom Meteor-Radar in einer Höhe von ca. 90 km über Andenes vom 01.06. – 23.08.2002 (oben) und vom 11.05. – 30.08.2003 (unten), obere Kanten der blauen Flächen zeigen Mittelwert der PMSE-Stärke für  $S > 1$  und  $S < 1$  an; rechts: gleitende 45 d-Korrelationen  $sr$  zwischen der Temperatur und den PMSE innerhalb des Zeitintervalles vom 01.06. – 23.08. für das Jahr 2002 (oben) und vom 11.05. – 30.08. für das Jahr 2003 (unten).

für die Jahre 2002 und 2003 gezeigt. Dabei ist erwartungsgemäß die mittlere PMSE-Stärke (obere blaue Kante der blauen Flächen) in beiden Jahren im Bereich der mittleren Übersättigung des Wasserdampfes ( $S > 1$ ) höher als im Bereich der mittleren Untersättigung ( $S < 1$ ). Allerdings ist dieser Unterschied im Jahr 2002 nur geringfügig höher und nicht signifikant, während im Jahr 2003 die Mittel zu 95% signifikant unterschiedlich sind. Ursache dafür ist, dass der Unterschied zwischen der mittleren Temperatur im  $S < 1$ -Bereich und der im  $S > 1$ -Bereich im Jahr 2002 mit 15 K deutlich kleiner ist als im Jahr 2003 mit 24 K, was am unterschiedlichen Beginn der PMSE-Saison und an der deutlich wärmeren Temperatur im Sommer 2002 liegt. Ferner ergeben Berechnungen der mittleren Temperatur für den Zeitraum Juni und Juli Temperaturmittel von 138 K im Jahr 2002 und 129 K im Jahr 2003. Damit ist die mittlere Temperatur im Juni und Juli 2002 dem Sublimationspunkt des Wassers deutlich näher als diejenige von 2003.

Um diesen Sachverhalt noch genauer zu untersuchen, wurden gleitende Korrelationen mit 45-Tag-Intervallen über den gesamten PMSE-Zeitraum der Jahre 2002 und 2003 durchgeführt. Da die mittlere Temperatur im Juni und Juli 2002 dem Sublimationspunkt des Wassers deutlich näher ist als diejenige von 2003, ist zu erwarten, dass Schwankungen der Temperatur innerhalb dieses Zeitintervalles deutlichere Auswirkungen auf die Bildung und Auflösung von Eisteilchen haben als im Jahr 2003. Genau diese Annahme werden durch die Graphiken in Abb 5.10 rechts bestätigt: Im PMSE-Zeitraum von 2002 liegen die meisten Korrelationen zwischen  $-0,5$  und  $-0,6$ . Diese über den gesamten PMSE-Zeitraum nur wenig veränderten Korrelationswerte bestätigen die Annahme, dass die Temperatur während der meisten Zeit relativ nahe am Sublimationspunkt lag. Dagegen verhält sich das Muster

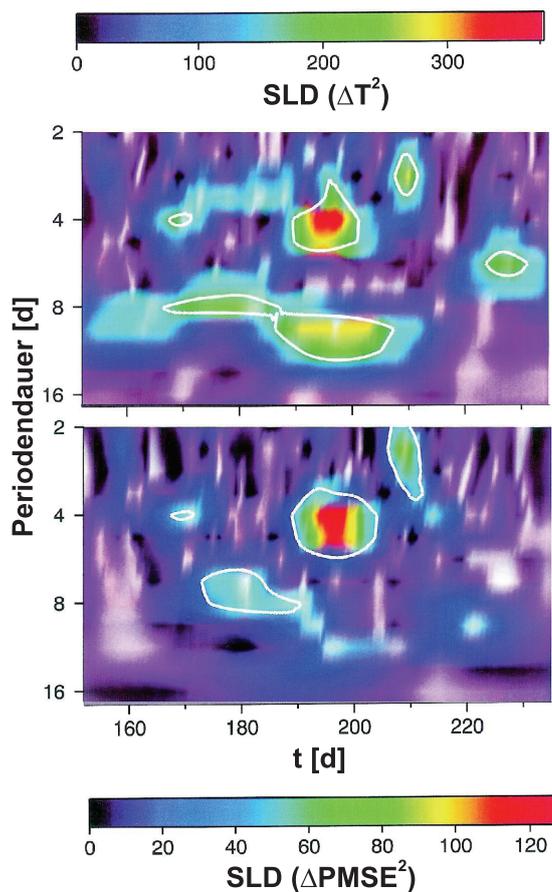


Abb. 5.11: spektrale Leistungsdichte nach der Morlet-Wavelet-Analyse für Abweichungen der Temperatur vom Meteor-Radar  $\Delta T^2$  in ca. 90 km Höhe (oben) und der PMSE-Stärke  $\Delta PMSE^2$  in 81,2 – 88,4 km (unten) über Andenes vom 01.06. – 23.08.2002, von weißen Linien eingegrenzte Bereiche zeigen 90%ige Signifikanz an.

der gleitenden Korrelationen im PMSE-Zeitraum von 2003 völlig anders: Zu Beginn und gegen Ende der PMSE-Saison sind die Korrelationswerte mit teilweise unter  $-0,7$  stark negativ, zur Mitte der Saison hin werden die Werte aber immer schwächer negativ und erreichen sogar positive Werte von über  $+0,1$ , die aber in jedem Fall nicht signifikant sind. Ursache ist, dass zu Beginn und gegen Ende der PMSE-Saison 2003 die Temperatur um den Sublimationspunkt der Eisteilchen schwankte. In der Mitte der PMSE-Saison war die Temperatur jedoch so niedrig, dass auch bei größeren Temperaturschwankungen der Sublimationspunkt des Eises nicht erreicht wurde. Damit hat die Temperatur nur noch einen geringen Einfluss auf PMSE, und andere Einflüsse wie solare Einstrahlung oder Teilcheneinfall spielten eine größere Rolle.

Die erhöhte mittlere Temperatur von Juni und Juli 2002 ist auf starke Aktivität von Rossbywellen in der Südhemisphäre zurückzuführen. Infolge der interhemisphärischen Kopplung fiel die adiabatische Abkühlung der sommerlichen Mesopausenregion schwächer aus, was die erhöhten Temperaturen und die schwächeren PMSE zur Folge hatte (Becker *et al.*, 2004). Wie schon in Kapitel 5.1 erwähnt, wird das Auftreten von PMSE unter anderem von planetaren Wellen bestimmt. Hierfür wird nun zur weiteren Untersuchung des Zusammenhanges von PMSE und  $T$  der Einfluss planetarer Wel-

len der Temperatur auf die PMSE-Stärke im Jahr 2002 untersucht. Der untere Teil von Abb. 5.11 zeigt nach einer Morlet-Wavelet-Analyse den zeitlichen Verlauf der spektralen Leistungsdichte die täglichen Abweichungen  $\Delta PMSE^2$  in Abhängigkeit von der Periodendauer. Im Vergleich dazu wird im oberen Teil dieser Abbildung die spektrale Leistungsdichte der Temperaturabweichungen  $\Delta T^2$  nach Messungen mit dem Meteor-Radar dargestellt. Diese Abweichungen wurden durch Differenzen der täglichen PMSE- und  $T$ -Tagesmittel von polynomialen Anpassungskurven berechnet, um saisonale Variationen herauszufiltern. Die Analyse zeigt bei  $\Delta PMSE^2$  für den Zeitraum Mitte Juni (Tage 160–175) eine deutliche 4-Tage-Variation. Teilweise mit dieser überlagert ist auch eine 7–8 Tage-Variation, welche die Variationen von PMSE und  $T$  bis Anfang Juli (Tage 172–190) bestimmt. Diese wird danach wiederum während des Zeitraumes 186–200 (erste Julihälfte) wiederum von einer sehr ausgeprägten 4–5-tägigen Variation abgelöst. Ende Juli (Tage 205–211) dominiert eine 2-Tage-Variation, welche nach *Jacobi et al.* (1998) bevorzugt während der Sommerzeit und im Sommer 1998 wie in diesem Fall Ende Juli beobachtet wurde (*Jacobi et al.*, 2001). Anfang August (Tage 214–220) geht diese 2-Tage-Variation nochmal in eine schwache 4-tägige Variation über, bevor die PMSE-Stärke abnimmt. Ein Vergleich mit der Analyse von  $\Delta T^2$  zeigt eine weitgehende und zu 90% signifikante Übereinstimmung bevorzugter Periodendauern mit den PMSE im Zeitraum Juni und Juli (Tage 160–212). Damit wurden die PMSE im Jahr 2002 stark von Temperaturschwankungen durch planetare Wellen mit unterschiedlichen Perioden beeinflusst. Für das Jahr 2003 gibt es dagegen nur wenig Übereinstimmung zwischen den bevorzugten Periodendauern von PMSE und  $T$  (nicht gezeigt). Ursache ist die sehr niedrige Temperatur, deren Variationen damit einen geringeren Einfluss auf die PMSE haben als im Jahr 2002. Diese Ergebnisse bestätigen die Ergebnisse der gleitenden Korrelationen von Abb. 5.10. Sie sind auch in Übereinstimmung mit Untersuchungen des Einflusses von 5 Tage-Variationen der Temperatur sowohl auf PMSE über Kiruna (Nordschweden, *Kirkwood et al.*, 2002b) als auch auf leuchtende Nachtwolken über der polaren Nordhemisphäre (*von Savigny et al.*, 2007a). Insgesamt gibt es damit einen deutlichen Zusammenhang zwischen Variationen der PMSE-Stärke und der Temperatur, wobei dieser Zusammenhang umso stärker ist, je näher die Temperatur um den Sublimationspunkt der Eisteilchen schwankt.

### 5.3.2 Meridionaler Wind

Der gesamte Zeitraum der PMSE-Saison von Mitte Mai bis Ende August ist im Mittel von einem negativen Meridionalwind (Nordwind) in der oberen Mesosphäre geprägt, während davor und danach der Meridionalwind positiv ist (*Kirkwood et al.*, 1998). Hier wird nun der Einfluss der Tag-zu-Tag-Variationen des Meridionalwindes auf die PMSE-Stärke untersucht. Wie schon in mittleren Breiten in Kapitel 4.2.3 erwähnt, sind diese Variationen auf den Einfluss planetarer Wellen zurückzuführen. Trotz des mehrfach erwähnten schwächeren meridionalen Temperaturgradienten in polaren Breiten wurde das Gedankenexperiment auch auf die Tagesmittel der PMSE-Stärke und denen von  $v$  getestet. Im Falle von Variationen im Bereich von 4–8 Tagen sind meridional und zonal gerichtete Luftmassentransporte von über 1000 km möglich, so dass durchaus ein Einfluss des Meridionalwindes auf die Temperatur und damit auf Eisteilchen sowie auf die Advektion von Eisteilchen zu erwarten ist. Wenn man die meridionalen Temperaturgradienten nach Modellrechnungen von *von Zahn und Berger* (2003) betrachtet (siehe Abb. 4.6), dann ist gerade bei Südwind ein Temperaturanstieg zu erwarten, weil südlich von Andenes ein äquatorwärts gerichteter Temperaturgradient existiert. Abb. 5.12 zeigt Korrelationen zwischen der Temperatur vom Meteor-Radar in ca. 90 km Höhe und  $v$  vom ALOMAR

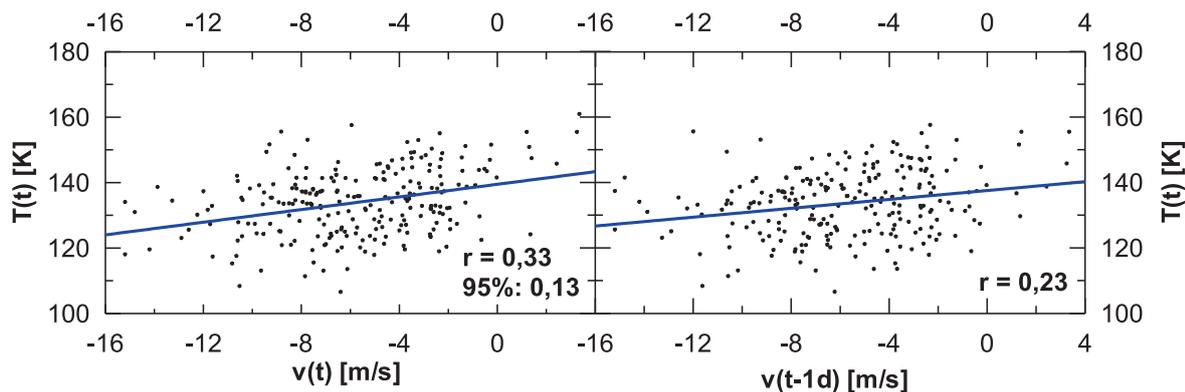


Abb. 5.12: Korrelation zwischen Tageswerten von  $T$  vom Meteor-Radar in einer Höhe von 90 km und  $v$  vom ALOMAR MF-Radar in einer Höhe von 82–88 km über Andenes für den Zeitraum vom 01.06. – 31.07. von 2002–2005; links ohne Zeitverschiebung, rechts  $v$ -Reihe um einen Tag verschoben.

MF-Radar in einer Höhe von 82–88 km über Andenes vom 01.06. – 31.07. der Jahre 2002–2005, und zwar wie in Abb. 4.8 im linken Teil ohne Zeitverschiebung und im rechten Teil unter Verschiebung der  $v$ -Reihe um einen Tag entsprechend einer Korrelation der  $T$ -Werte mit den  $v$ -Werten vom Vortag. In beiden Fällen sind die Korrelationen signifikant positiv, aber im Gegensatz zu mittleren Breiten ist die Korrelation ohne Zeitverschiebung höher als mit Zeitverschiebung. Mögliche Ursache ist folgende: Je stärker der Nordwind ist, desto stärker ist im Zusammenhang mit der vertikal-meridionalen Zirkulation der Vertikalwind und demzufolge die adiabatische Abkühlung in der oberen Mesosphäre. Aufgrund des schwachen meridionalen Temperaturgradienten dominiert der Effekt des Vertikalwindes in polaren Breiten gegenüber der Kaltluftzufuhr von Norden, wohingegen in mittleren Breiten aufgrund des stärkeren meridionalen Temperaturgradienten und des schwächeren Vertikalwindes die Kaltluftzufuhr von Norden die wichtigere Rolle spielt. Daher kann man erwarten, dass die PMSE bei minimalem Meridionalwind  $v$  am stärksten sind.

Zur Untersuchung des Einflusses des Meridionalwindes auf die PMSE-Stärke wurde zunächst eine Stichtaganalyse vorgenommen, wobei für  $v$  und die zugehörige PMSE-Stärke ein Höhenbereich von 82–88 km bzw. 81,2–88,4 km aus den Jahren 1999–2005 gewählt wurden. Analog zur Stichtaganalyse zwischen der MSE-Häufigkeit und  $v$  (siehe Abb. 4.9 in Kapitel 4.2.3) wurden Intervalle von 7 Tagen aus den Datensätzen von  $v$  mit der zugehörigen PMSE-Stärke gewählt. Ebenfalls als Voraussetzung für die Wahl von Stichtagen musste der Unterschied zwischen dem  $v$ -Minimum und dem  $v$ -Maximum mindestens 5 m/s betragen. Auch hier ist der 1. Intervallwert Stichtag  $-3$ , und Stichtag Null wird zu Zeitpunkten des stärksten Zuwachses des Meridionalwindes gewählt. Das Ergebnis als Mittel aus 52 Intervallen (Abb. 5.13 links) zeigt das PMSE-Maximum am Stichtag  $-1$ . Allerdings sind das PMSE-Minimum und -Maximum nicht signifikant unterschiedlich, da die Fehler größer sind als der größte Unterschied in der PMSE-Stärke, hier zwischen Stichtag  $-1$  und  $+2$  gezeigt (schwarze Fehlerbalken). Ein entsprechendes Ergebnis wurde auch bei einer umgekehrten Stichtaganalyse aus 49 Intervallen erzielt, wonach für den Stichtag Null Tage mit der stärksten Abnahme des Meridionalwindes gewählt wurden (nicht gezeigt). Qualitativ gleiche Ergebnisse erhält man, wenn man statt der PMSE-Stärke die Tageswerte der PMSE-Häufigkeit verwendet. Eine Kreuzkorrelation zwischen den Tagesmitteln der PMSE-Stärke und derjenigen von  $v$  bestätigt die Stichtaganalyse, da das

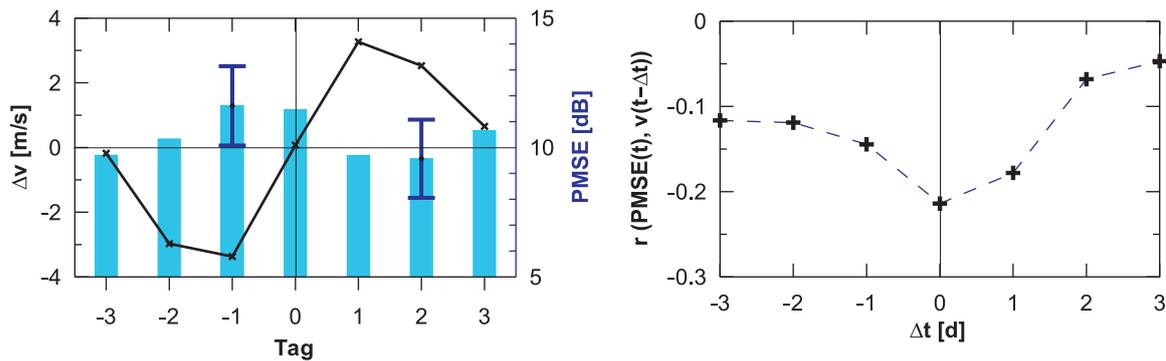


Abb. 5.13: links: Stichtaganalyse aus 52 Stichproben von  $v$  mit zugehörigen PMSE aus dem Zeitraum 1999–2005 in einer Höhe von 81,2–88,4 km; rechts: Kreuzkorrelation zwischen Tagesmitteln der PMSE-Stärke und  $v$  über Andenes vom 01.06. – 31.07. der Jahre 1999–2005.

$r$ -Minimum ohne Zeitverschiebung bei  $\Delta t = 0$  erreicht wird (Abb. 5.13 rechts). Das bedeutet, dass  $v$ -Minimum und PMSE-Maximum oder umgekehrt  $v$ -Maximum und PMSE-Minimum bevorzugt am selben Tag vorkommen. Das ist damit im Einklang mit Korrelationen zwischen  $v$  und der Temperatur vom Meteor-Radar über Andenes, wonach die Korrelation am stärksten positiv ist, wenn die Zeitreihen von  $v$  und  $T$  nicht gegeneinander verschoben werden (Abb. 5.12). Die immer noch relativ hohe PMSE-Stärke am Stichtag Null ist möglicherweise auf die Advektion von Eisteilchen von Norden zurückzuführen, da nach Beobachtung von Höffner *et al.* (2003) über Spitzbergen mehr Eisteilchen als über Andenes vorkommen.

Diese Ergebnisse stimmen bezüglich der erwarteten Zeitverschiebungen nicht mit dem Gedankenexperiment überein. Wie schon erwähnt, ist die Ursache einerseits das Fehlen eines starken meridionalen Temperaturgradienten, wie er in mittleren Breiten vorherrscht, und andererseits ein mittleres sommerliches Temperaturniveau, das im Niveau der Radarechos deutlich unterhalb des Frostpunktes von Wasserdampf ist. So bleibt oft auch bei größeren Temperaturschwankungen die Temperatur unter 150 K und der Sättigungsgrad über 1. Betrachtet man dabei den mittleren meridionalen Wind nach Modellrechnungen von Garcia und Solomon (1985) (siehe Abb. 1.2b), dann ist polwärts von  $30^\circ$  mit zunehmender Breite am Sommerpol in einer Höhe von ca. 85 km eine Abnahme des äquatorwärts gerichteten Windes zu erkennen. Das bedeutet, dass Strömungen vom Pol umso weniger weitreichend sind, je näher der Messort am Pol ist, denn die Quelle der Luftmassen in der sommerlichen Polarregion wird vom positiven Vertikalwind bestimmt. Dieser Sachverhalt wird zusätzlich dadurch gestützt, dass sowohl im Modell von Garcia und Solomon (1985) (Abb. 1.2d) als auch im Modell von von Zahn und Berger (2003) in einer Höhe von 85 km polwärts von  $70^\circ$  praktisch kein merklicher, meridionaler Temperaturgradient existiert, wodurch ein südwärts gerichteter Wind über Andenes wesentlich weniger stark mit Kaltluftzufuhr verbunden als über Kühlungsborn ist. Damit nimmt mit zunehmender Breite der Einfluss des Meridionalwindes auf die Temperatur und die PMSE-Stärke ab.

Eine Analyse der spektralen Leistungsdichte (SLD) zur genaueren Untersuchung des Einflusses planetarer Wellen vom Meridionalwind auf die PMSE-Stärke für den Zeitraum vom 01.06. – 31.07. der Jahre 1999–2005 ergab keine deutlichen Maxima bestimmter Periodendauern für PMSE und  $v$ . Daher wurde die Leistungsspektralanalyse nur für ein ausgewähltes Jahr durchgeführt. Dazu wurde hier der Zusammenhang zwischen der PMSE-Stärke und dem Meridionalwind für den Zeitraum vom

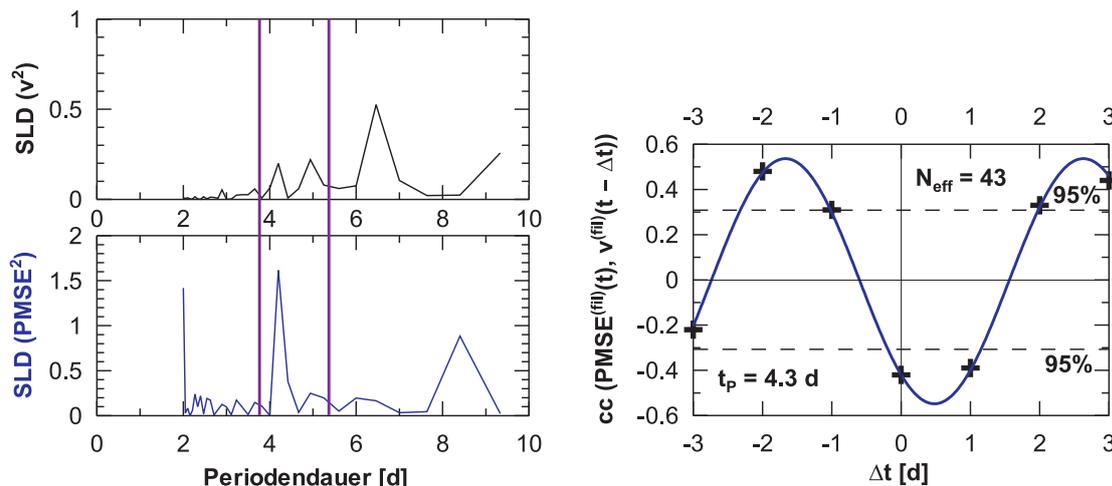


Abb. 5.14: links: Leistungsspektraldichte der Tageswerte der PMSE-Stärke (oben) und denen von  $v$  (unten) in 81,2–88,4 km nach DFT-Analyse aus dem Zeitraum vom 01.06. – 23.08.2002; vertikale violette Linien begrenzen Rechteck-Bandpassfilter von 3,8–5,3 d; rechts: Kreuzkorrelation zwischen den bandpass-gefilterten Tageswerten  $PMSE^{(fil)}$  und  $v^{(fil)}$  mit Anpassungskurve nach Gleichung 4.2.

01.06. – 23.08.2002 genauer untersucht, da in diesem Jahr die planetaren Wellen aufgrund der höheren Temperaturen nahe dem Sublimationspunkt des Wasserdampfes ( $S = 1$ ) die PMSE-Variationen stärker beeinflussen (siehe Abb. 5.11). Hier wurden die PMSE-Stärke und  $v$  zur Ableitung ihrer  $SLD$  einer DFT-Analyse unterzogen. Der linke Teil von Abb. 5.14 zeigt die  $SLD$  von  $v$  (oben) und der PMSE-Stärke (unten). Dabei gibt es nur gemeinsame Maxima bei Perioden von 4,2 und 4,9 Tagen, wobei bei der PMSE-Stärke die Spitze von 4,2 Tagen besonders stark ausgeprägt ist. Bemerkenswert sind auch noch ein Maximum der  $SLD$  der PMSE bei einer Periode von 2 d und ein Maximum der  $SLD$  von  $v$  bei 6,5 d. Ersteres Maximum ist im Einklang mit den Variationen der PMSE-Stärke von 2002, welche Ende Juli eine Periode von 2 d haben (siehe Abb. 5.4 und 5.11), und letzteres im Einklang mit Wellenanalysen nach *Liebermann et al. (2003)* und *Liu et al. (2004)*. Zur genaueren Untersuchung dieser Gemeinsamkeit wurden gefilterten Zeitreihen  $PMSE^{(fil)}$  und  $v^{(fil)}$  mit Hilfe eines Bandpasses zwischen 3,8 und 5,3 Tagen gewonnen. Anschließend wurden diese Daten einer Kreuzkorrelation unterzogen, deren Ergebnis im rechten Teil von Abb. 5.14 dargestellt wird. Die maximalen  $cc$ -Werte sind mit Beträgen über 0,4 deutlich signifikant. Der minimale  $cc$ -Wert liegt zwar bei der Verschiebung Null, jedoch ist der  $cc$ -Wert bei der Verschiebung von +1 d nahezu identisch, so dass das Minimum der Anpassungskurve (blaue Linie) bei einer Verschiebung von knapp +0,5 d liegt. Insgesamt untermauert dieses Ergebnis die Annahme, wonach während der PMSE-Saison 2002 die PMSE-Stärke deutlich von Variationen des Meridionalwindes durch planetare Wellen beeinflusst wurde. Untersuchungen in anderen Jahren ergaben zwar ein ähnliches Bild. Allerdings ist der Zusammenhang zwischen PMSE und  $v$  nicht immer signifikant. Außerdem liegt das Minimum der Kreuzkorrelation  $cc (PMSE^{(fil)}(t), (v^{(fil)}(t - \Delta t))$  ähnlich wie im rechten Teil von Abb. 5.14 um 0 d und damit bei kleineren Werten, als nach dem Gedankenexperiment zu erwarten war.

Zur Untersuchung von Zeitintervallen mit besonders hohen Amplituden planetarer Wellen in PMSE und  $v$  wurde eine Morlet-Wavelet-Analyse erstellt, wie sie auch in Kapitel 4.2.2 verwendet wurde. Der linke Teil von Abb. 5.15 zeigt den zeitlichen Verlauf der  $SLD$  von  $PMSE^{2(fil)}$  und

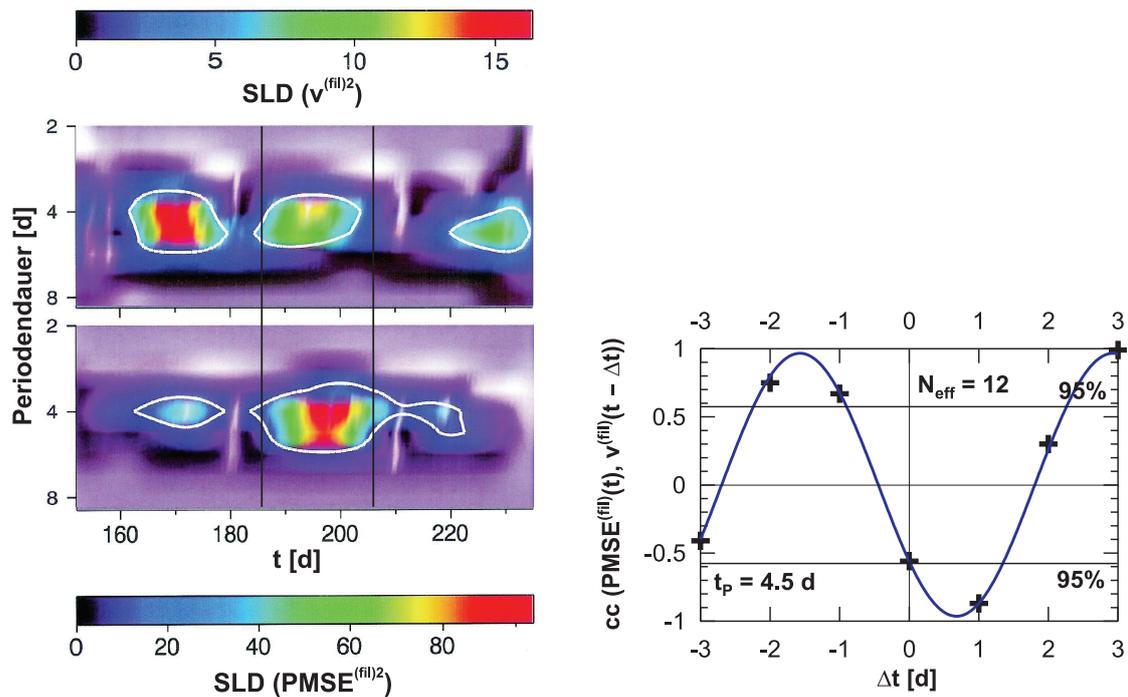


Abb. 5.15: links: Spektrale Leistungsdichte nach der Morlet-Wavelet-Analyse für gefilterten Meridionalwind (oben) in einer Höhe von 82 – 88 km und für gefilterte PMSE-Stärke (unten) über Andenes in einer Höhe von 81,2 – 88,4 km mit einem Rechteck-Bandpassfilter zwischen der Periodendauer von 3,8 und 5,3 d vom 01.06. – 23.08.2002 (Tage 152 – 235), vertikale schwarze Linien grenzen Intervall mit gemeinsamer hoher Amplitude der LSD für  $v^{(fil)}$  und  $PMSE^{(fil)}$  ein, von weißen Linien eingegrenzte Bereiche zeigen 95%ige Signifikanz an; rechts: Kreuzkorrelation mit Anpassungsfunktion nach Gleichung 4.2 zwischen  $v^{(fil)}$  und  $PMSE^{(fil)}$  im Zeitraum des Intervalles vom 05.07. – 25.07.2002 (Tag 186 – 206).

$v^2$  ( $^{fil}$ ) vom 01.06. – 23.08.2002. Dabei gibt es im Intervall vom 05.07. – 25.07. sowohl bei den  $PMSE^2$  ( $^{fil}$ ) als auch bei  $v^2$  ( $^{fil}$ ) hohe Amplituden der Leistungsspektraldichte bei einer Periodendauer von 4 – 5 Tagen. Eine Kreuzkorrelation der gefilterten Daten aus diesem Intervall ergibt sehr hohe  $cc$ -Werte, die trotz der niedrigen effektiven Anzahl an Daten signifikant sind (rechter Teil von Abb. 5.15). Hier liegt das  $cc$ -Minimum bei einer Verschiebung von +1, das der Anpassungskurve bei +0,7 und die Periodizität bei 4,5 Tagen. Im Vergleich zur  $cc$  in Abb.5.14 rechts ist damit die Verschiebung zwischen dem Minimum von  $v$  und dem PMSE-Maximum noch etwas ausgeprägter und die Korrelationswerte deutlich höher. Gerade im Jahr 2002 lag die mittlere Temperatur mit 138 K höher als in anderen Jahren und damit dem Frostpunkt von Wasserdampf näher, wodurch auch die durchgehend positiven Korrelationen zwischen PMSE und  $T$  begründet ist (siehe Abb. 5.10). Außerdem gibt es während dieses Intervalles mit hoher  $SLD$  von  $PMSE^2$  ( $^{fil}$ ) und  $v^2$  ( $^{fil}$ ) auch hohe Amplituden der Temperatur vom Meteor-Radar von über 10 K. Unter Annahme der mittleren Temperatur von 138 K während der Monate Juni und Juli aus Messungen mit dem Meteor-Radar wurde damit der Gefrierpunkt von Wasserdampf mehrmals überschritten. Damit spielt gerade in diesem Jahr die Bildung und Auflösung von Eisteilchen eine stärkere Rolle, weswegen die charakteristische, zeitliche

Verzögerung des PMSE-Maximums nach einem  $v$ -Minimum wie im Gedankenexperiment erkennbar ist.

Insgesamt ist ein leichter Einfluss des Meridionalwindes, der in der oberen Mesosphäre im Tag-zu-Tag-Bereich durch planetare Wellen geprägt ist, auf die PMSE zu erkennen. Hier dürften im Zusammenhang mit der vertikal-meridionalen Zirkulation eine verstärkte adiabatische Abkühlung durch ein zeitliches Einhergehen von maximalen Vertikalwind und Nordwind, aber auch die Advektion von Eisteilchen die wichtigsten Rollen spielen, wohingegen die Zufuhr von warmer und kalter Luft insbesondere dann von Bedeutung ist, wenn wie im Jahr 2002 das mittlere Temperaturniveau in der oberen Mesosphäre nur leicht unter dem Frostpunkt des Wasserdampfes liegt und Temperaturschwankungen zur Auflösung und Bildung von Eisteilchen und damit PMSE führen können.

## 5.4 Zusammenhang zwischen Variationen der Ionisation und PMSE

### 5.4.1 Ionisation durch solare Wellenstrahlung

Wie bei den MSE sind auch bei den PMSE gegenläufige Einwirkungen bei veränderter solarer Wellenstrahlung zu erwarten: Verstärkte Wellenstrahlung bewirkt erhöhte Ionisation und damit eine höhere Elektronendichte  $N_e$ , andererseits wird eine erhöhte Temperatur erwartet. Mit größerer  $N_e$  ist damit eine höhere Variation von  $N_e$  möglich. Das ermöglicht ein verstärktes Auftreten von PMSE. Allerdings kann eine Erhöhung der Temperatur zur Reduzierung oder Sublimation von Eisteilchen und damit zur Verminderung bzw. Auflösung von PMSE führen. Zusätzlich bewirkt erhöhte Wellenstrahlung eine Verstärkung der Photodissoziation von Wasserdampf, so dass dann weniger Wasserdampf für die Bildung von Eisteilchen verfügbar ist. Allerdings sollte der Effekt der Photodissoziation im Vergleich zum Temperatureffekt gering sein (*Sonnemann und Grygalashvyly, 2005*). Im Gegensatz zu den MSE liegt aber das mittlere Temperaturniveau deutlich unter dem Sublimationspunkt des Eises, woraus der sehr hohe Sättigungsgrad resultiert (siehe Abb. 5.8). Nach den Modell-Daten von HAMMONIA liegt der Temperaturunterschied zwischen den Maximum und dem Minimum des Sonnenfleckenzyklusses in einer Höhe von 80–88 km bei 3–7 K und in 90 km bei 10 K (*Schmidt et al., 2006*). Ein Vergleich zwischen dem täglichen F10.7-Index und der Temperatur vom Meteor-Radar über Andenes der Monate Juni und Juli von 2002–2005 zeigt eine leicht positive Korrelation mit einem Anstieg der Regressionsgerade von ca. 4 K pro  $\Delta F10.7 = 100$  (nicht gezeigt). Damit ist das Ergebnis im Einklang mit dem aus dem HAMMONIA-Modell. Allerdings sind die Temperaturdaten stark gestreut, und es muss die Unsicherheit der Daten vom Meteor-Radar erwähnt werden (siehe Kapitel 3.2), so dass dieses Ergebnis nicht sehr aussagekräftig ist. Bei einem Anstieg um 4 K würde die mittlere Temperatur in der oberen Mesosphäre über Andenes nach wie vor unter dem Frostpunkt von Wasserdampf liegen, wenn man eine mittlere Temperatur von 135–140 K während der PMSE-Saison (*Lübken, 1999*) zugrundelegt. So wird erwartet, dass der Ionisationseffekt stärker als der Temperatur- und Dissoziationseffekt ist, was einen positiven Zusammenhang zwischen der PMSE-Stärke und der 10,7 cm-Strahlung bedeuten würde.

Eine Stichtaganalyse mit dem F10.7-Index und den zugehörigen Tagesmitteln der PMSE-Stärke von 1995–2005 aus 16 Messintervallen zeigt qualitativ einen leicht positiven Zusammenhang (Abb. 5.16 links) zwischen dem F10.7-Index und der PMSE-Stärke in einer Höhe von 81,2–88,4 km. Dabei wurden für den Stichtag Null ausgeprägte Maxima des F10.7-Indexes gewählt. Solche Maxima entstehen durch eine 27-tägige Variation der solaren Wellenstrahlung, welche auf die Eigenrotation der

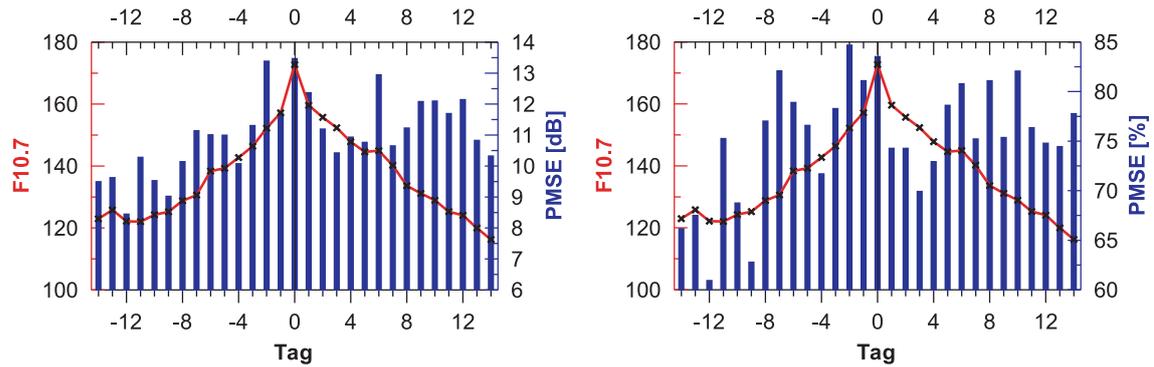


Abb. 5.16: Stichtaganalyse aus 16 Messintervallen der 10,7 cm-Strahlung (rot) mit zugehörigen Tagesmitteln der PMSE-Stärke (links) in einer Höhe von 81,2–88,4 km und der PMSE-Häufigkeit (rechts) (jeweils blaue Säulen) über Andenes aus dem Zeitraum 1999–2005.

Sonne zurückzuführen ist. Daher gibt es pro PMSE-Saison ungefähr 3 Maxima des F10.7-Indexes. Das PMSE-Maximum tritt am Stichtag Null auf, doch selbst der Unterschied zum minimalen PMSE-Wert (Stichtag –12) ist nicht signifikant. Ursache für die fehlende Signifikanz sind einerseits eine hohe Variabilität der PMSE-Werte und andererseits die geringe Anzahl der verfügbaren Intervalle. Möglicherweise ist der Unterschied zwischen dem niedrigsten und höchsten Wert der F10.7-Indizes mit  $\Delta F10.7 \approx 50$  nicht hoch genug für einen signifikanten Einfluss auf die PMSE-Stärke. Dennoch kann man einen einigermaßen parallelen Verlauf der PMSE-Stärke zu dem vom F10.7-Index erkennen. Noch schwächer als bei der PMSE-Stärke ist der Zusammenhang zwischen dem F10.7-Index und der PMSE-Häufigkeit (Abb. 5.16 rechts). Wie auch weitere Untersuchungen im Zusammenhang mit der solaren Wellenstrahlung zeigen werden, sind Zusammenhänge mit der PMSE-Stärke deutlicher als mit der PMSE-Häufigkeit, weswegen die folgende Abbildung nur Zusammenhänge des F10.7-Indexes mit der PMSE-Stärke zeigt.

Der Zusammenhang zwischen den Tagesmitteln der PMSE-Stärke und der 10,7 cm-Strahlung ist wesentlich deutlicher mit Hilfe einer Korrelation zu erkennen (Abb. 5.17 links). Hier wurden al-

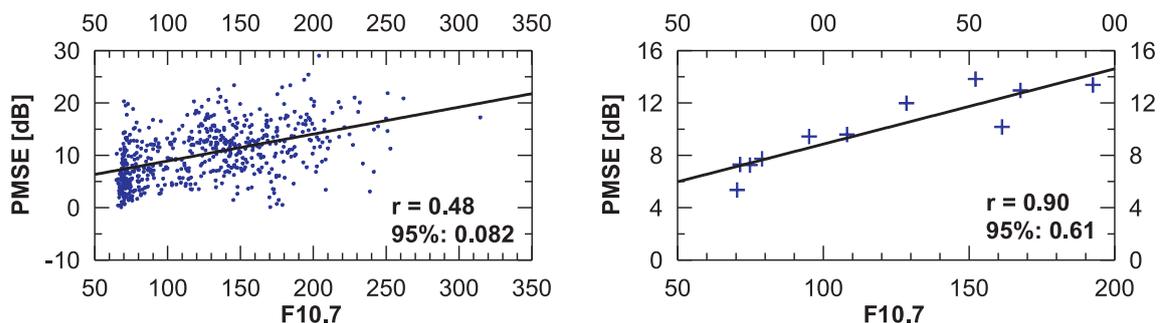


Abb. 5.17: links: Korrelation zwischen dem F10.7-Index und den Tagesmitteln der PMSE-Stärke über Andenes in einer Höhe von 81,2–88,4 km vom 01.06. – 31.07. der Jahre 1994–1997 und 1999–2005, rechts: Korrelation zwischen den saisonalen Mitteln (01.06. – 31.07.) des F10.7-Indexes und der PMSE-Stärke desselben Zeitraumes.

Jahr	$r(\text{F10.7, PMSE [dB]})$	$r(\text{F10.7, PMSE [\%]})$	Anzahl $N$
1994	0,48	0,27	9
1995	-0,29	-0,24	34
1996	0,09	0,11	58
1997	-0,09	-0,11	54
1998	-	-	0
1999	0,21	0,22	61
2000	0,45	0,44	61
2001	0,16	0,15	61
2002	-0,10	-0,11	60
2003	0,07	0,07	61
2004	0,15	0,16	61
2005	-0,36	-0,19	61
1994–2005	0,48	0,16	581
saisonale Mittel	0,90	0,36	11

Tab. 5.1: Korrelationen zwischen den Tageswerten des F10.7-Indexes und der PMSE-Stärke (PMSE [dB]) in einer Höhe von 81,2–88,4 km sowie der PMSE-Häufigkeit (PMSE [%]) über Andenes vom 01.06. – 31.07. der einzelnen Jahre von 1994–2005 sowie für den gesamten Zeitraum aller Jahre und die saisonalen Mittel von Juni und Juli aller Jahre; rechte Spalte gibt Anzahl der verfügbaren Wertepaare an.

le Tagesmittel von Juni und Juli der Jahre 1994–1997 und von 1999–2005 verwendet. Zwar ist die Korrelation mit 0,48 weit über der Signifikanzschwelle von 95%, aber Korrelationen von Tageswerten der PMSE-Stärke und des F10.7-Indexes für Juni und Juli in den einzelnen Jahren sind meist deutlich niedriger und nicht immer positiv (2. Spalte von Tab. 5.1). Am stärksten positiv und als einzige zu 95% signifikant ist die Korrelation im Jahr 2000 mit  $r = 0,45$ . In diesem Jahr war wegen des Maximums des 11-jährigen Sonnenfleckenzyklusses sowohl die mittlere 10,7 cm-Strahlung als auch ihre Tag-zu-Tag-Variationen am stärksten. Gerade letzterer Fakt dürfte die Ursache für den relativ starken Zusammenhang zwischen den Tageswerten der PMSE-Stärke und des F10.7-Indexes im diesem Jahr sein. Die in den anderen Jahren jedoch deutlich niedrigeren und teilweise negativen Korrelationswerte deuten darauf hin, dass die für alle Jahre relativ hohe Korrelation mehr auf zwischen-jährliche Schwankungen der solaren Wellenstrahlung zurückzuführen ist. Um das zu überprüfen, wurde die Korrelation zwischen den saisonalen Mitteln (Juni und Juli) der PMSE-Stärke und des F10.7-Indexes berechnet (rechter Teil von Abb. 5.17). Diese Korrelation ist mit 0,9 sehr stark positiv und trotz der geringen Anzahl der Wertepaare signifikant. Damit wird auch gezeigt, dass die relativ hohe Korrelation zwischen den Tageswerten der PMSE-Stärke und dem F10.7-Index auf mehrjährige Zusammenhänge wie den 11-jährigen Sonnenfleckenzyklus zurückzuführen ist und weniger auf Schwankungen im Tag-zu-Tag-Bereich, wie die niedrigen Korrelationen in den einzelnen Jahren zeigen. Das ist damit im Einklang mit dem qualitativ leicht positiven, aber nicht signifikanten Zusammenhang zwischen den PMSE und der 10,7 cm-Strahlung in der Stichtaganalyse in Abb. 5.16.

Betrachtet man die Korrelationen zwischen den Tageswerten der PMSE-Häufigkeit und denjenigen des F10.7-Indexes (3. Spalte von Tab. 5.1), dann ergeben sich ähnliche Werte für den Zeitraum Juni und Juli in den einzelnen Jahren wie bei denen für die PMSE-Stärke, d. h. die  $r$ -Werte sind

nicht signifikant außer demjenigen vom Jahr 2000, der mit 0,44 demjenigen der PMSE-Stärke nahezu identisch ist. Anders verhält es sich jedoch mit den Korrelationswerten der Tageswerte und saisonalen Mittel über den gesamten Zeitraum von 1994–2005: Hier liegt die Korrelation mit der PMSE-Häufigkeit mit 0,16 im Tag-zu-Tag-Bereich und mit 0,36 im saisonalen Bereich deutlich unter den entsprechenden Werten mit der PMSE-Stärke. Eine deutlich niedrigere Korrelation über alle Messjahre, aber ähnlich hohe Werte in den einzelnen Jahren deuten darauf, dass zwar im Tag-zu-Tag-Bereich der Einfluss der solaren Wellenstrahlung auf die PMSE-Häufigkeit ähnlich ist wie auf die PMSE-Stärke, aber im zwischen-jährlichen Bereich der Einfluss auf die PMSE-Häufigkeit geringer ist. Das bedeutet, dass eine Verstärkung der solaren Wellenstrahlung nur eingeschränkt für ein vermehrtes Auftreten von PMSE sorgt, dafür aber die PMSE-Stärke deutlicher zunimmt. Das scheint aber im Widerspruch zum negativen Zusammenhang zwischen der solaren Wellenstrahlung (hier durch Lyman- $\alpha$ -Strahlung repräsentiert) und dem Auftreten leuchtender Nachtwolken zu stehen (Fiedler *et al.*, 2004). Auch in Abb. 6 und 7 von DeLand *et al.* (2006) ist eine deutliche Gegenläufigkeit zwischen PMC (*polar mesospheric clouds*) aus Satellitenbeobachtungen und solarer Wellenstrahlung (durch Lyman- $\alpha$ -Strahlung dargestellt) zu erkennen. Grund für die geringere NLC-Häufigkeit ist die verstärkte Wasserdampfdissoziation bei verstärkter Wellenstrahlung, so dass weniger Wasserdampf für die Bildung von Eisparkeln zur Verfügung steht. Zusätzlich bewirkt verstärkte solare Wellenstrahlung eine Temperaturerhöhung von ca. 5–7 K (Schmidt *et al.*, 2006), wenn man die Unterschiede innerhalb des 11-jährigen Sonnenfleckenzyklusses betrachtet, was die Auflösung von Eisteilchen und damit das Verschwinden oder Abschwächen von NLC beschleunigt. Es muss allerdings darauf hingewiesen werden, dass aufgrund von NLC-Beobachtungen in neuester Zeit (2005 und 2006) die Antikorrelation zwischen der NLC-Häufigkeit und solarer Wellenstrahlung nicht mehr sicher ist (Fiedler, 2006, *private Mitteilung*).

NLC-Beobachtungen beruhen nur auf Anzahl und Größe der Eisteilchen, wohingegen für PMSE zusätzlich die Elektronendichte und deren Variation im Skalenbereich der Bragg-Wellenlänge wichtig ist. Darüberhinaus kommen die stärksten PMSE oberhalb der NLC vor, wo die Temperatur in der Regel deutlich unter dem Frostpunkt des Wassers liegt, so dass weniger Wasserdampf die Eisteilchenbildung nur unbedeutend reduziert. Aufgrund der positiven Korrelationen zwischen den PMSE und der 10,7 cm-Strahlung ist bei verstärkter Wellenstrahlung der Einfluss der verstärkten Ionisation größer als der Einfluss der Dissoziation von Wasserdampf bzw. der Sublimation von Eisteilchen. Das könnte auch ein Grund sein, warum die Korrelation mit der PMSE-Häufigkeit und der solaren Wellenstrahlung deutlich schwächer positiv ist als mit der PMSE-Stärke: Die PMSE-Häufigkeit zeigt nur das Auftreten von PMSE unabhängig von deren Stärke, so dass hier die Rolle der Eisteilchen wichtiger als die Elektronendichte ist, wohingegen bei der PMSE-Stärke die Variation der Elektronendichte, welche maßgeblich die atmosphärische Reflektivität bestimmt, von größerer Bedeutung ist. Nach einem Modell von Friedrich und Torkar (2001) erhöht sich die Elektronendichte in der oberen Mesosphäre im Sommer in mittleren und polaren Breiten bei einem Anstieg des F10.7-Indexes von 75 (typisch für das Minimum des Sonnenfleckenzyklusses) auf 200 (typisch für dessen Maximum) ungefähr um den Faktor 2. Anhand der vorgestellten Ergebnisse führt damit eine erhöhte solare Wellenstrahlung nur geringfügig zu vermehrtem Auftreten von PMSE, wobei deren Stärke aber signifikant zunimmt. Somit ist insgesamt betrachtet der Zusammenhang zwischen der PMSE-Stärke und der 10,7 cm-Strahlung positiv, welcher zum größeren Teil vom 11-jährigen Sonnenfleckenzyklus geprägt ist, während im Tag-zu-Tag-Bereich nur bei starken Schwankungen der solaren Wellenstrahlung ein positiver Zusammenhang erkennbar ist.

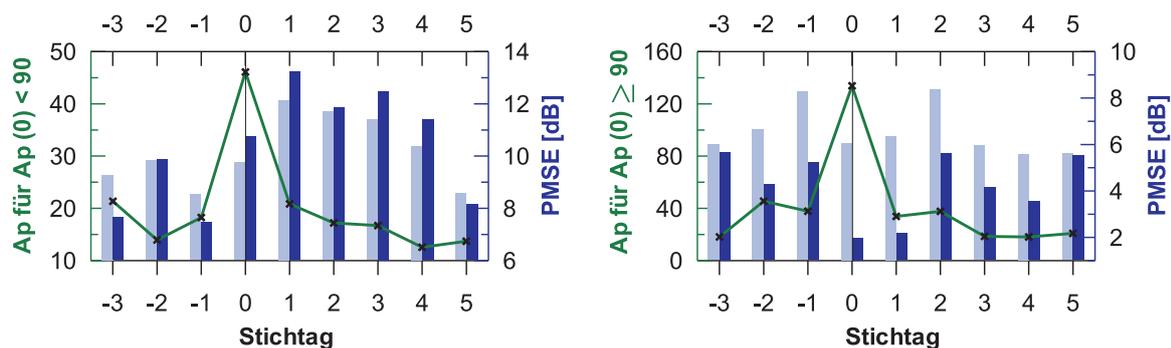


Abb. 5.18: links: Stichtaganalyse aus 20 geomagnetisch gestörten Intervallen mit einem Maximum des Ap-Indexes  $35 \leq A_p < 90$  (grüne Linie) am Stichtag Null mit den zugehörigen PMSE über Andenes in einer Höhe von 81,2–88,4 km aus den PMSE-Zeiträumen (11.05. – 04.09.) von 1999–2005 (hellblaue Säulen: Mittelwerte, dunkelblaue Säulen: Mediane); rechts: Stichtaganalyse aus 9 Intervallen mit Ap-Index  $A_p \geq 90$  als Stichtag Null mit den zugehörigen PMSE aus demselben Zeitraum.

#### 5.4.2 Ionisation im Zusammenhang mit geomagnetischer Aktivität

Hochenergetische solare Partikel werden vom Erdmagnetfeld zum größten Teil in polare Breiten abgelenkt, so dass diese dort wesentlich mehr zur Ionisation beitragen als in mittleren Breiten. Einerseits wird ein positiver Zusammenhang zwischen der geomagnetischen Aktivität und der PMSE-Stärke erwartet. Andererseits wurden auch bei sehr starken solaren Ereignissen, welche Elektronendichten von mehr als  $7 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$  bewirkt haben, eine Abschwächung von PMSE beobachtet (Rapp *et al.*, 2002b). Daher wurden zwei Stichtaganalysen zur Überprüfung der Abhängigkeit der PMSE von der geomagnetischen Aktivität mit unterschiedlich starken Ap-Maxima als Stichtag Null und den zugehörigen PMSE-Stärken durchgeführt. Der linke Teil von Abb. 5.18 zeigt die mittlere Variation der geomagnetischen Aktivität und der PMSE-Stärke für geomagnetische Störungen mit maximalen Ap-Indizes zwischen 35 und 89 am Stichtag Null, während in rechten Teil der Abb. 5.18 stärkere Störungen mit maximalen Ap-Werten von mindestens 90 am Stichtag Null analysiert wurden. Im Falle der Ap-Maxima zwischen 35 und 89 tritt das PMSE-Maximum einen Tag nach dem Maximum des Ap-Indexes auf, wobei aber auch die Tage 2–4 noch deutlich erhöhte PMSE-Werte aufweisen. Das kann eine Folge des Poststormeffektes sein, wonach hochenergetische Teilchen sowohl während der geomagnetischen Störung als auch in den Tagen danach abregnen (Bremer, 1998). Die Medianwerte (dunkelblaue Säulen) zeigen PMSE-Maximum, Poststormeffekt und die Steigerung der PMSE-Stärke am Stichtag Null noch etwas deutlicher als die Mittelwerte (hellblaue Säulen).

Dagegen ist die mittlere Variation der PMSE-Stärke bei Störungen mit  $A_p \geq 90$  (Abb. 5.18 rechts) deutlich verändert. Der wesentliche Unterschied besteht in den minimalen PMSE-Werten am Tag 0 und 1, insbesondere zu sehen in den Medianwerten (dunkelblaue Säulen). Wegen der stark variablen PMSE-Stärke bzw. PMSE-Häufigkeit an den einzelnen Stichtagen und wegen der relativ geringen Anzahl von Messintervallen bei den Stichtaganalysen mit dem Ap-Index sind die erhaltenen PMSE-Variationen statistisch nicht signifikant und erfüllen somit nur qualitativ die Erwartungen.

Die Stichtaganalyse mit  $A_p \geq 90$  als Stichtag Null ist im Einklang mit den Beobachtungen von Rapp *et al.* (2002b): Hier wurden Elektronendichte und PMSE-Stärke während eines sehr starken

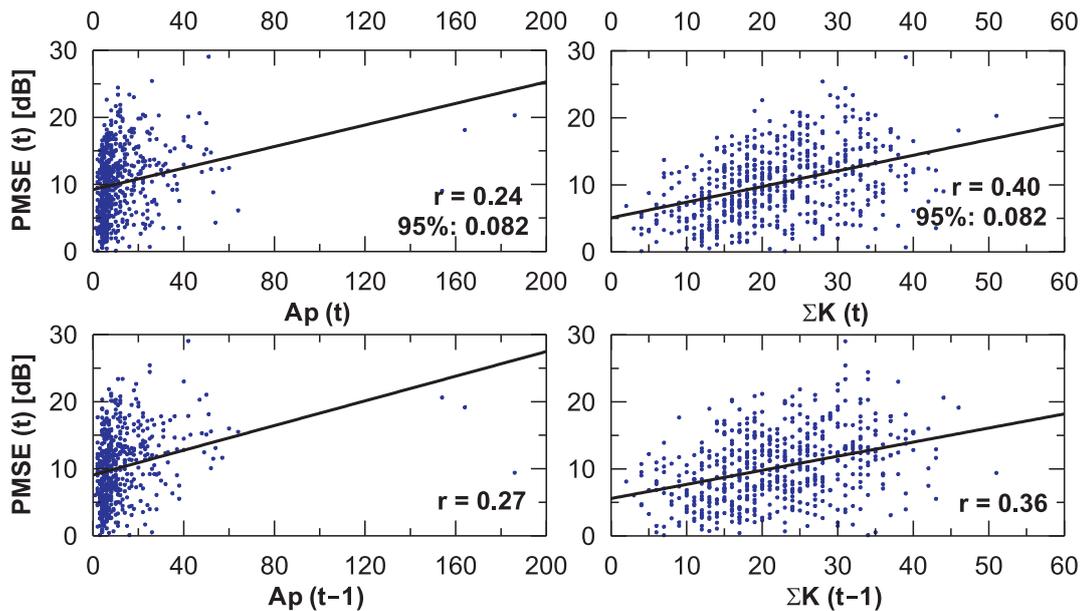


Abb. 5.19: links: Korrelation zwischen den Tageswerten des Ap-Indexes und der PMSE über Andenes in einer Höhe von 81,2 – 88,4 km vom 01.06. – 31.07. der Jahre 1994 – 1997 und 1999 – 2005 (oben) und bei Verschiebung der Ap-Reihe um einen Tag (unten); rechts: wie links, aber hier mit  $\Sigma K$  von Tromsø als geomagnetischen Index.

geomagnetischen Ereignisses am 15.07.2000 untersucht ( $A_p = 164$ ). Dabei war am diesem Tag die Elektronendichte am höchsten und die PMSE-Stärke am niedrigsten. Die Ursachen dafür sind bisher nicht eindeutig geklärt. Eine Korrelation zwischen der Elektronendichte  $N_e$  und der PMSE-Stärke ist zwar oberhalb von  $N_e = 7 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$  negativ (Abb. 7 in Rapp *et al.* (2002b)), aber die Vermutung, dass bei extrem hohen  $N_e$  die Diffusivität der Elektronen durch die vergleichsweise niedrige Eisteilchendichte nicht mehr wirkungsvoll reduziert werden kann, wurde von Blix *et al.* (2003) widerlegt, da auch PMSE bei einem sehr niedrigen Verhältnis zwischen der Dichte geladener Eisteilchen und der von Elektronen beobachtet wurden. In Barabash *et al.* (2004) wurde vermutet, dass es bei sehr starken Einfällen hochenergetischer Partikel durch elektrische Felder zu Transporten von Ionen und geladenen Aerosolen kommt. Dadurch kann es zu einer Reduzierung geladener Partikel in der Nachbarschaft von PMSE und damit zu deren Verminderung kommen. Eine mögliche Absorption des Radarstrahls durch eine sehr hohe Elektronendichte kann vernachlässigt werden. Nach Barabash *et al.* (2004) ist das Rückstreusignal vom ESRAD-Radar, das mit 52 MHz eine ähnliche Frequenz wie das ALWIN-Radar hat, durch eine solche Absorption um weniger als 0,5 dB geschwächt worden, weswegen die Absorption vernachlässigbar ist.

Abb. 5.19 zeigt die Korrelationen zwischen den Tagesmitteln der PMSE-Stärke und den täglichen Werten des Ap-Indexes (linker Teil) bzw.  $\Sigma K$  (rechter Teil) im Zeitraum Juni und Juli der Jahre 1994 – 2005. Die Korrelation mit den Tageswerten von  $\Sigma K$  sind höher als mit  $A_p$ . Das Entfernen der drei von den übrigen Werten deutlich abgehobenen Ap-Werte ( $A_p > 150$ ) bewirkt dabei nur eine geringe Änderung der Korrelationswerte. Ursache für die höhere Korrelation unter Verwendung von  $\Sigma K$  könnte sein, dass es sich bei  $\Sigma K$  um einen lokalen Index handelt, und zum anderen, dass die PMSE insbesondere auf kleine und mittelstarke geomagnetische Störungen positiv reagieren, wobei diese

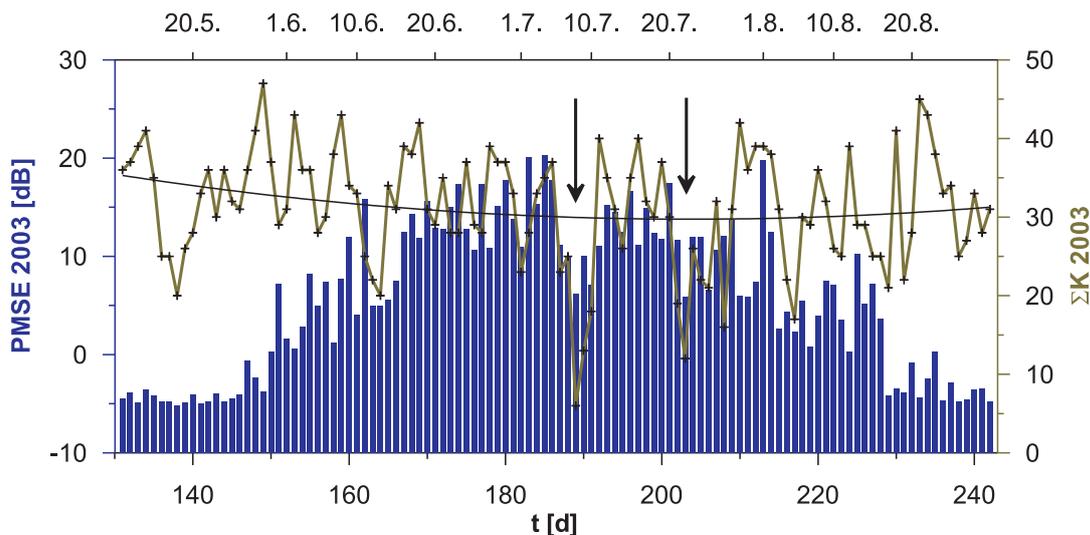


Abb. 5.20: Tagesmittel der PMSE-Stärke in einer Höhe von 81,2–88,4 km über Andenes (blaue Säulen) und  $\Sigma K$  (grüne Kurve) vom 11.05. – 30.08.2003, schwarze Linie ist ein Polynom, mit dessen Hilfe die Abweichungen vom jahreszeitlichen Gang von  $\Sigma K$  hervorgehoben werden (siehe Text), Pfeile deuten auf starke Minima von PMSE und  $\Sigma K$  hin.

Schwankungen durch  $\Sigma K$  deutlicher wiedergegeben werden als durch den Ap-Index. Im Einklang mit den Stichtaganalysen ist bei einer entsprechenden Verschiebung der Ap-Reihe um einen Tag die Korrelation  $r(\text{PMSE}(t), \text{Ap}(t-1))$  (links unten) etwas höher als ohne Verschiebung (links oben). Bei einer Verschiebung der Ap-Reihe um zwei Tage ist  $r(\text{PMSE}(t), \text{Ap}(t-2))$  ist dagegen die Korrelation wieder niedriger und damit ähnlich hoch wie ohne Zeitreihenverschiebung (nicht gezeigt). Ähnliche Werte erhält man auch bei Verwendung der PMSE-Häufigkeit.

Anders verhält es sich jedoch mit den Ergebnissen der entsprechenden Korrelationen zwischen den Tageswerten von PMSE und  $\Sigma K$ , welche im rechten Teil von Abb. 5.19 dargestellt sind. Hier ist bei einer Verschiebung der Zeitreihe von  $\Sigma K$  um einen Tag die Korrelation  $r(\text{PMSE}(t), \Sigma K(t-1))$  (rechts unten) etwas niedriger als ohne Verschiebung der  $\Sigma K$ -Reihe (rechts oben). Das ist aber im Widerspruch zum Ergebnis einer Stichtaganalyse zwischen der PMSE-Stärke und  $\Sigma K$ , wonach das PMSE-Maximum einen Tag nach dem  $\Sigma K$ -Maximum folgt (nicht gezeigt). Auch unter Verwendung der PMSE-Häufigkeit wurden ähnliche  $r$ -Werte errechnet.

Um den Widerspruch zwischen den Ergebnissen der Stichtaganalyse und den Korrelationen von PMSE und  $\Sigma K$  zu klären, wird der zeitliche Verlauf der PMSE-Stärke und  $\Sigma K$  während der PMSE-Saison im Jahr 2003 genauer untersucht. Abb. 5.20 zeigt die jahreszeitliche Variation der Tagesmittel der PMSE-Stärke und der zugehörigen Werte von  $\Sigma K$ . Dabei fällt auf, dass an Tagen mit sehr ausgeprägten  $\Sigma K$ -Minima (Pfeile) und auch einigen Tagen mit mäßig starken  $\Sigma K$ -Minima deutliche PMSE-Minima auftreten. Solche zeitgleich starken Minima von PMSE und  $\Sigma K$  findet man in jedem Jahr. Eine sehr schwache geomagnetische Aktivität bedeutet einen sehr geringen Einfall hochenergetischer Partikel in die Erdatmosphäre. In solch einem Fall kann man erwarten, dass hauptsächlich nur noch solare Lyman- $\alpha$ -Strahlung zur Ionisation in der D-Schicht beiträgt. Das bedeutet eine niedrigere Elektronendichte und damit auch geringere mögliche Variationen von  $N_e$ , was das verminderte Auftreten der PMSE unter sehr schwacher geomagnetischer Aktivität erklären würde.

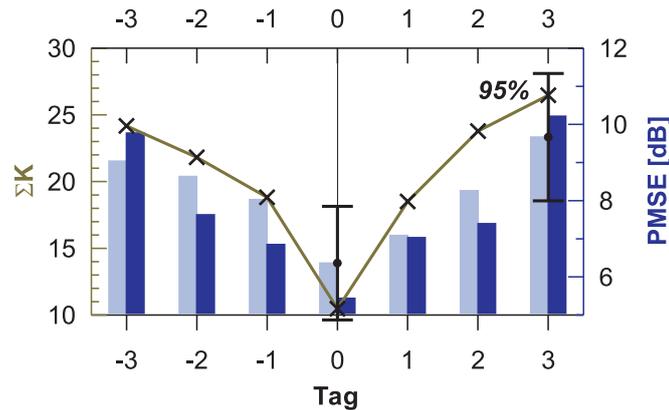


Abb. 5.21: Stichtaganalyse aus 51 Intervallen von  $\Sigma K$  mit Stichtag Null als deutliches Minimum von  $\Sigma K$  (siehe Text) und zugehörige PMSE-Stärke über Andenes in einer Höhe von 81,2 – 88,4 km aus dem Zeitraum 1999 – 2005; hellblaue Säulen mit Fehlerbalken zeigen Mittelwert der PMSE-Werte an, dunkelblaue Säulen die entsprechenden Medianwerte.

Dieser deutliche und offensichtliche Zusammenhang zwischen starken Minima der geomagnetischen Aktivität und der PMSE-Stärke (Abb. 5.20) wurde zusätzlich mit einer Stichtaganalyse getestet. Abb. 5.21 zeigt das Ergebnis der Analyse mit 43 ausgewählten Intervallen aus den Jahren 1999 – 2005. Dabei wurden für den Stichtag Null Minima von  $\Sigma K$  gewählt, deren Werte um mindestens 10 niedriger sind als der mittlere jahrezeitliche Verlauf. Dieser Verlauf wurde durch eine polynomiale Anpassungskurve erstellt (schwarze Kurve in Abb. 5.20). Deutlich zu erkennen ist, dass auch das PMSE-Minimum am Stichtag Null und somit zeitgleich mit dem Minimum von  $\Sigma K$  ist, wobei der Unterschied zwischen dem PMSE-Minimum am Stichtag Null und dem PMSE-Maximum am Tag 3 zu 95% signifikant ist. Noch deutlicher ist dieser Unterschied bei den Medianen (dunkelblaue Säulen) zwischen den Stichtagen 0 und 3. Dieser deutliche Zusammenhang ist der Grund, warum Korrelationen zwischen Tageswerten von  $\Sigma K$  und der PMSE-Stärke ohne Verschiebung stärker positiv sind als bei einer Verschiebung der Zeitreihe von  $\Sigma K$  um einen Tag (rechter Teil von Abb. 5.19).

Auch für saisonale Mittelwerte gibt es einen positiven Zusammenhang zwischen den PMSE und der geomagnetischen Aktivität: Abb. 5.22 zeigt positive, jedoch nicht signifikante Korrelationen zwischen den Mitteln der PMSE-Stärke und den  $A_p$ -Indizes (links) sowie den  $\Sigma K$ -Werten (rechts) vom 01.06. – 31.07. der Jahre 1994 – 2005. Dagegen sind die entsprechenden Korrelationswerte mit der PMSE-Häufigkeit in beiden Fällen höher und signifikant. Im Gegensatz zu den MSE spielen damit bei den PMSE die Tag-zu-Tag-Variationen der geomagnetischen Aktivität eine wichtigere Rolle als deren saisonale Schwankungen. Ursache könnte unter eine stärkere Variation der Elektronendichte unter gleicher Variation des K-Indexes in Tromsø im Vergleich zu Niemeqk sein. Auch könnte der saisonale Einfluss von  $\Sigma K$  auf die PMSE-Stärke vom starken Einfluss des F10.7-Indexes überlagert sein (siehe Abb. 5.17 rechts).

Zusammenfassend ist daher ein deutlicher Zusammenhang zwischen den Tageswerten der PMSE-Stärke und der Stärke der Ionisation zu erkennen. Dabei dominiert im Tag-zu-Tag-Bereich die geomagnetischen Aktivität die PMSE-Variationen, wohingegen die solare Wellenstrahlung nur bei starken Schwankungen wie beim Sonnenfleckenmaximum im Jahr 2000 einen nennenswerten Einfluss auf die zwischentäglichen PMSE-Variationen hat. Ursache ist die relativ geringe Variation der Elektro-

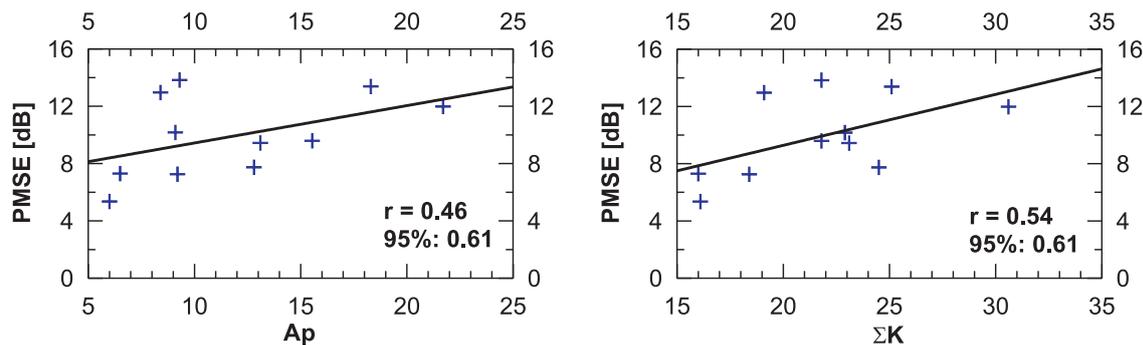


Abb. 5.22: Korrelation zwischen den saisonalen Mitteln der PMSE-Stärke über Andenes in einer Höhe von 81,2–88,4 km und des Ap-Indexes (links) bzw. der  $\Sigma K$ -Werte (rechts) aus dem Zeitraum vom 01.06. – 31.07. der Jahre 1994–2005.

nendichte durch den solaren Zyklus, die bei einem Faktor 2 liegt, wohingegen bei starker geomagnetischer Aktivität diese um Größenordnungen schwankt. Daher ist der Einfluss der Ionisation aufgrund der geomagnetischen Aktivität infolge des Einflusses hochenergetischer Partikel auf PMSE von deren Stärke selber abhängig: Bei sehr niedriger Aktivität kommt es zu ebenfalls deutlich vermindertem PMSE-Auftreten. Bei normaler und mittelstarker geomagnetischer Aktivität ist eine leicht positive Korrelation mit dem PMSE erkennbar, da bei weiterer Zunahme der Elektronendichte aufgrund möglicher höherer Dichteveriationen des Elektronengases möglich sind. Bei sehr starker Partikelpräzipitation kommt es zu einer Schwächung der PMSE, wobei die Ursachen noch nicht vollständig geklärt sind.

## 5.5 Vorläufiger Trend der PMSE

Die Berechnung des PMSE-Trends wurde entsprechend der Berechnung des MSE-Trends (siehe Gleichung 4.7) durch Eliminierung der solaren und geomagnetischen Einflüsse mit Hilfe einer Zweifachregression durchgeführt. Dabei wurde der vorläufige Trend sowohl für die PMSE-Stärke in einer Höhe von 81,2–88,4 km als auch für die PMSE-Häufigkeit berechnet entsprechend folgender Gleichung:

$$\Delta \text{PMSE}(sol, gm) = \text{PMSE}_{gem} - \underbrace{(A \cdot sol + B \cdot gm + C)}_{\text{PMSE}_{th}} \quad (5.2)$$

Dabei besteht  $\text{PMSE}_{gem}$  aus den saisonalen Mitteln der gemessenen PMSE-Stärke bzw. Häufigkeit von Juni und Juli der jeweiligen Jahre;  $\text{PMSE}_{th}$  beschreibt den von der solaren ( $sol$ : F10.7-Index) und der geomagnetischen Aktivität ( $gm$ :  $\Sigma K$ ) bedingten Anteil der gemessenen PMSE. Die Differenz  $\Delta \text{PMSE}$  ist damit der verbleibende PMSE-Rest, der nicht von den solaren und geomagnetischen Einflussgrößen abhängt. Abb. 5.23 zeigt  $\Delta \text{PMSE}$  von 1994–2006. Dabei ist bei der PMSE-Stärke ein leicht positiver und bei der PMSE-Häufigkeit ein deutlich positiver Trend zu erkennen, wobei letzterer Trend zu 95% signifikant ist. Wenn man für  $gm$  den Ap-Index statt  $\Sigma K$  einsetzt, bleibt dieser Trend kaum verändert. Die stärkste Abweichung vom linearen Trend ist die negative Abweichung der PMSE von 2002, was besonders bei deren Häufigkeit zu erkennen ist. Wie schon in Kapitel 5.2.1. erwähnt, ist diese Abweichung auf starke Anomalien in der globalen Zirkulation in der mittleren Atmosphäre

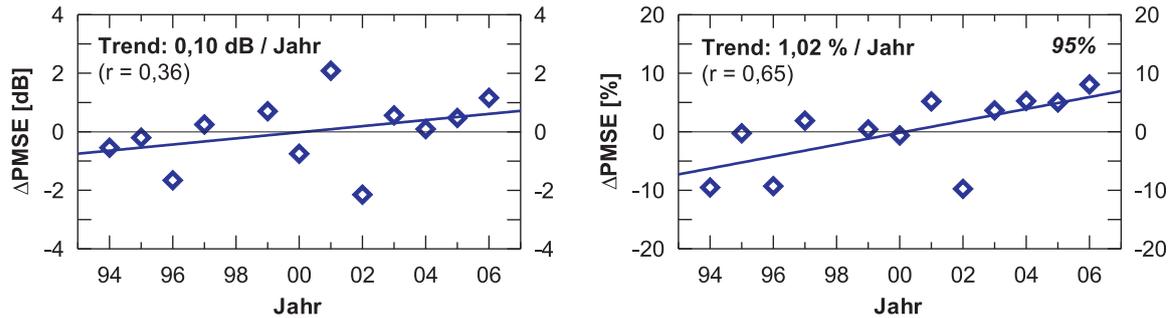


Abb. 5.23: Trend für PMSE über Andenes für den Zeitraum vom 01.06. – 31.07. der Jahre 1994–2006 nach Eliminierung der Einflüsse solarer Wellenstrahlung (F10.7) und geomagnetischer Aktivität ( $\Sigma K$ ) nach Gleichung 5.2; links: PMSE-Stärke in einer Höhe von 81,2–88,4 km; rechts: PMSE-Häufigkeit.

zurückzuführen (Becker *et al.*, 2004). Entfernt man die PMSE-Werte vom Jahr 2002, dann sind die Trends sowohl in der PMSE-Stärke (0,12 dB/y;  $r = 0,52$ ) als auch in deren Häufigkeit (1,10%/y;  $r = 0,81$ ) etwas stärker positiv. Damit ist dieser Trend bei der PMSE-Stärke weiterhin nicht zu 95% signifikant, wohingegen bei der PMSE-Häufigkeit sogar ein signifikanter Trend von 99% vorliegt. Auch hier ist kaum von Bedeutung, ob man für  $gm$  die  $\Sigma K$  oder den Ap-Index verwendet. Ebenfalls unerheblich ist es, wenn für *sol* anstatt des F10.7-Indexes die Lyman- $\alpha$ -Strahlung verwendet wird, wie die Ergebnisse in Abb. 8 von Bremer *et al.* (2006) zeigen.

Der PMSE-Trend ist dabei in qualitativer Übereinstimmung mit NLC- bzw. PMC-Trends. So ist bei der NLC-Helligkeit über Moskau ein leicht positiver, aber nicht signifikanter Trend zu erkennen (Abb. 2 in Dalin *et al.* (2006)), während bei der NLC-Häufigkeit für dasselbe Gebiet kein eindeutiger Trend feststellbar ist. Deutlicher und signifikant positiv ist der Trend seit den 80er-Jahren bei der PMC-Albedo nach Satellitenmessungen (Abb. 7 in DeLand *et al.* (2006)). Sowohl für PMSE als auch für NLC und PMC sind Eisteilchen die Voraussetzung. Dabei sind für PMC und NLC Eisteilchen mit Radien über 30 nm nötig, während für PMSE zwar kleinere Radien von etwa 10 nm genügen, dafür aber eine genügend hohe Elektronendichte und Turbulenz im Neutralgas zusätzliche Kriterien sind. Wegen  $\eta \sim |Z_A|N_A \cdot r_A^2$  (Rapp *et al.*, 2003b, siehe Kap. 2.1.2) spielt auch bei den PMSE der Eisteilchenradius eine Rolle. Eine Zunahme von PMC und NLC bedeutet vor allem eine Zunahme größerer Eisteilchen. Damit kann bei gleichbleibender Turbulenz auch mit einer Zunahme mesosphärischer Radarechos in der oberen, sommerlichen Mesosphäre gerechnet werden. Denn in größeren Eisteilchen können Strukturen, die durch Turbulenz ausgelöst werden, länger gespeichert werden und damit auch länger anhaltende Dichteschwankungen im Elektronengas im Skalenbereich der halben Radarwellenlänge ergeben (Rapp und Lübken, 2003a). Da diese Trends alle mehr oder weniger positiv sind, stützen sie die Annahme eines leicht positiven PMSE-Trends. Da aber der PMSE-Trend bisher nur 12 Jahre mit PMSE-Beobachtung umfasst, müssen die nächsten Jahre abgewartet werden, ob sich dieser Trend behauptet.

## Kapitel 6

# Ergebnisse für (P)MWE

Hier wird zunächst ausführlich die Klimatologie von Winterechos beschrieben, wobei zuerst das Auftreten der polaren mesosphärischen Winterechos über Andenes (PMWE) und dann deren Zusammenhang mit der Ionisation in der D-Schicht dargestellt wird, während den mesosphärischen Winterechos

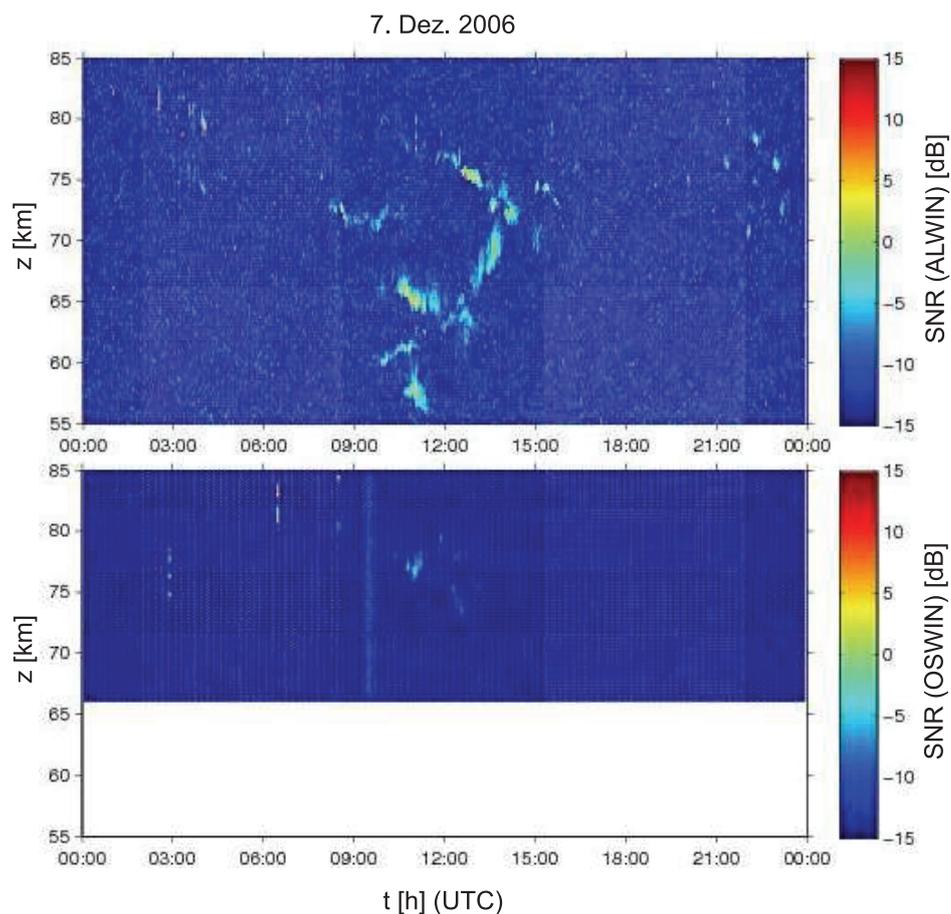


Abb. 6.1: Oben: PMWE vom 07.12.2006 über Andenes gemessen vom VHF ALWIN-Radar; unten: MWE über Kühlungsborn vom VHF OSWIN-Radar desselben Tages.

über Kühlungsborn (MWE) wegen ihres seltenen Auftretens nur ein Unterkapitel gewidmet wird. Abschließend wird über mögliche Ursachen zur Entstehung der Winterechos diskutiert.

## 6.1 Phänomenologische Beschreibung der PMWE

Wie schon in Kapitel 2.3 erwähnt, ist auf dieselbe geographische Breite bezogen die Häufigkeit von Winterechos deutlich geringer als die der Sommerechos. Die mittlere Häufigkeit von PMWE über Andenes liegt bei 70–80% (Bremer *et al.*, 2003), während die der PMWE bei 2,9% liegt (Zeller *et al.*, 2006). Ähnlich, aber um eine Größenordnung niedriger, verhält es sich mit den Häufigkeiten der MSE mit 7% und der MWE mit 0,3% über Kühlungsborn.

Abb. 6.1 zeigt als Beispiel das Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) von PMWE über Andenes (oben) und MWE über Kühlungsborn (unten) vom 7. Dezember 2006. Bei den PMWE handelt es sich um teilweise starke Winterechos (über 0 dB). Diese Echos treten dabei in einem Höhenbereich zwischen 56 und 77 km und in einem Zeitraum von 8–16 UTC auf. Zwischen 21 und 23 UTC wurden noch ein paar schwächere Echos in einer Höhe von 70–78 km beobachtet. Insgesamt traten an diesem Tag deutlich mehr PMWE als im langzeitlichen Mittel auf, was im nächsten Unterkapitel gezeigt wird. MWE wurden am selben Tag dagegen nur zwischen 10:30 und 11:30 UTC in einer Höhe um 77 km beobachtet.

### 6.1.1 Häufigkeit, Höhe, Dauer und vertikale Ausdehnung der PMWE

Im weiteren Verlauf werden nun die mittlere Häufigkeit, die mittlere Höhenverteilung, die Dauer und die vertikale Ausdehnung der PMWE der Winter 2001/02 bis 2004/05 gezeigt. Technisch bedingt waren die Radarmessungen nicht immer durchgehend. Tabelle 6.1 zeigt die Anzahl der Tage pro Monat, an denen Messungen durchgeführt wurden. Demnach wurde während der PMWE-Saisons von September bis April an 659 Tagen über Andenes mit dem ALWIN-Radar gemessen. Genaue Auswertungen ergaben insgesamt 478 Stunden, an denen PMWE beobachtet wurden. Verglichen mit der gesamten Messzeit ergibt das eine mittlere Häufigkeitsrate von 2,9%. Dazu muss bemerkt werden, dass die einzelnen PMWE-Echos in den Höhen-Zeit-Diagrammen nicht immer kompakt, sondern auch oft unterbrochen sind. Um zu unterscheiden, ob es sich um ein einzelnes oder um mehrere Winterechos

Monat/Jahr	PMWE-Beobachtungen [d]				MWE-Beobachtungen [d]			
	01/02	02/03	03/04	04/05	01/02	02/03	03/04	04/05
September	0	8	0	28	0	0	30	29
Oktober	30	31	0	30	0	0	31	30
November	30	20	0	30	0	0	8	13
Dezember	30	31	8	31	0	0	0	29
Januar	31	31	0	31	0	0	0	31
Februar	28	28	9	28	0	15	9	27
März	20	31	26	26	0	10	31	31
April	7	25	30	30	0	0	29	30

Tab. 6.1: Tage pro Monat mit Messungen zur Erforschung von Winterechos in Andenes (PMWE) und Kühlungsborn (MWE) (nach Zeller *et al.*, 2006).

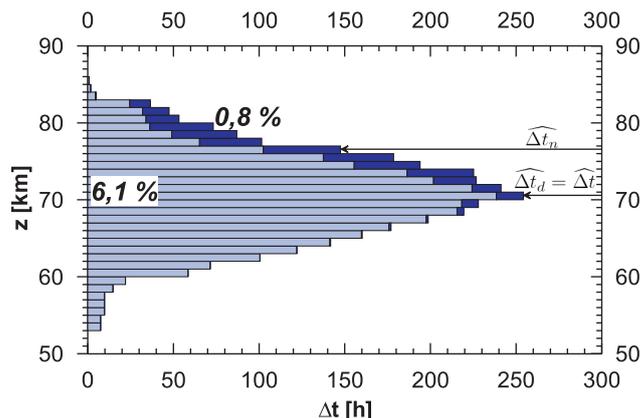


Abb. 6.2: Gesamtdauer aller PMWE über Andenes vom 01.10.2001 bis 30.04.2005 in Abhängigkeit von der Höhe; hellblaue Balken zeigen PMWE bei einer solaren Zenitdistanz  $\chi \leq 98^\circ$ , dunkelblaue Balken bei  $\chi > 98^\circ$ ; der Pfeil  $\widehat{\Delta t}_d = \widehat{\Delta t}$  zeigt das häufigste PMWE-Auftreten bei  $\chi \leq 98^\circ$  und zu jeder Tageszeit und der Pfeil  $\widehat{\Delta t}_n$  dasjenige der PMWE bei  $\chi > 98^\circ$ . Zahlen in % geben die PMWE-Häufigkeitsraten während Tag- bzw. Nachtbedingungen an (nach Zeller *et al.*, 2006).

handelt, ist ein zeitlicher Abstand von mindestens 15 min und eine vertikale Distanz von mindestens 1 km ohne Radarecho definiert als Bedingung, dass es sich verschiedene Winterechos handelt. Es gibt in den Höhen-Zeit-Diagrammen keine bevorzugten Formen der PMWE, allerdings eine leichte Tendenz, wonach die unteren Ränder der Winterechos mit der Zeit absinken und manchmal scharf abgegrenzt sind.

Abb. 6.2 zeigt die Höhenverteilung der PMWE-Gesamtdauer über Andenes. Insgesamt wurden in den Monaten September bis April im Zeitraum vom 01.10.2001 bis 30.04.2005 PMWE in Höhen zwischen 53 und 86 km beobachtet, wobei im Histogramm zwischen PMWE während der Tageszeit (helle Balken) und während der Nachtzeit (dunklere Balken) unterschieden wird. Die Pfeile zeigen das häufigste PMWE-Auftreten an, wobei der obere Pfeil  $\widehat{\Delta t}_n$  mit 76,5 km das häufigste PMWE-Auftreten während der Nachtzeit und der untere Pfeil  $\widehat{\Delta t}_d = \widehat{\Delta t}$  das während der Tageszeit mit 70,5 km darstellen. In diesem Höhenbereich treten PMWE auch zu jeder Tageszeit auf. Die Grenze zwischen Tag- und Nachtzeit wird bei einem Zenitwinkel der Sonne von  $\chi = 98^\circ$  definiert, weil bei  $\chi \leq 98^\circ$  der Höhenbereich oberhalb von 60 km von der Sonne beschienen wird. Die mittlere Höhe der PMWE liegt tagsüber bei 69,8 km, während der Nachtzeit bei 76,0 km und insgesamt bei 70,5 km. Das ist in Übereinstimmung mit den ersten Beobachtungen von Winterechos nach Radarmessungen in Poker Flat (Alaska) mit einer mittleren Höhe von 71,1 km (Ecklund und Balsley, 1981). Ebenfalls in Übereinstimmung mit Ecklund und Balsley (1981) ist die mittlere PMWE-Höhe um ca. 15 km deutlich unterhalb der beobachteten mittleren PMSE-Höhe (Abb. 6.2 und Abb. 5.2 rechts).

Dass nächtliche PMWE im Mittel um ca. 6 km höher liegen als tagsüber, ist auf die Anlagerung der freien Elektronen an Neutralteilchen zurückzuführen, weswegen so negative Ionen gebildet werden. Dieser Anlagerungsprozess geschieht dabei mit abnehmender Höhe umso effektiver, weil die Dichte der Neutralteilchen nach unten zunimmt. Sobald aber das sichtbare Sonnenlicht in den Morgenstunden die D-Schicht erreicht, werden durch dieses die Elektronen wieder abgespalten. Dieser Anlagerungs- und Abspaltungsprozess der Elektronen an Neutralteilchen bzw. von negativen Ionen wird durch das Verhältnis zwischen der Dichte negativer Ionen und freier Elektronen  $\lambda = N^-/N_e$

beschrieben. Damit ist  $\lambda$  nachts deutlich höher als tagsüber, wobei während der Nachtzeit  $\lambda$  mit abnehmender Höhe ansteigt (Hargreaves, 1979; Friedrich *et al.*, 2004). Nach Kirkwood *et al.* (2002a) muss  $\lambda$  einen Schwellenwert von 100 unterschreiten, damit PMWE existieren können. Zwar sagt der Wert von  $\lambda$  nichts über den absoluten Wert von  $N_e$  aus, aber das Verschwinden der PMWE kann auch durch die gesteigerte Diffusion der Elektronen in der Umgebung negativer Ionen unabhängig von  $N_e$  erklärt werden. Bei großen  $\lambda$  ist die Konzentration negativer und positiver Ionen näherungsweise gleich, so dass diese durch gemeinsame Diffusion nahezu für einen quasineutralen Zustand im Plasma sorgen. Die Elektronen sind damit nicht an der Erhaltung des quasineutralen Zustandes durch die Nachbarschaft an positiven Ionen gebunden und diffundieren damit stärker (Hill, 1978). So sinkt die Schmidt-Zahl ( $Sc = \nu/D_e$ ) auf unter 1, weswegen die innere Skala  $l_0$  der Fluktuationen von  $N_e$  deutlich über der des Neutralgases ansteigen sollte. Abgesehen davon erreicht unter Nachtbedingungen die Lyman- $\alpha$ -Strahlung als wesentliche Ionisationsquelle nicht die D-Schicht. Deswegen und wegen der nächtlichen höheren  $\lambda$ -Werte ist daher die Häufigkeitsrate nächtlicher PMWE mit 0,8% deutlich niedriger als diejenige tageszeitlicher PMWE mit 6,1%. Auch ist wegen der Anlagerungsprozesse während der Nachtzeit die Ionisationsuntergrenze angehoben, weswegen das mittlere Niveau nächtlicher PMWE gegenüber den tageszeitlichen deutlich höher ist.

Um ein besseres Verständnis für das Auftreten der PMWE zu bekommen, wurden deren Dauer  $\Delta t$  und vertikale Ausdehnung  $\Delta z$  untersucht. Abb. 6.3 zeigt zwei Histogramme, wobei das linke die Verteilung der Dauer der beobachteten PMWE und das rechte die Verteilung ihrer vertikalen Ausdehnung beschreibt. Während PMWE am häufigsten mit einer Dauer von 0,5 h beobachtet wurden, liegt der Median von  $\Delta t$  bei 0,75 h und der Mittelwert bei 1,5 h. Diese Unterschiede ergeben sich aus der unsymmetrischen Verteilung, weil die meisten PMWE zwar eine Dauer von weniger als 3 h haben, aber einzelne Winterechos bis zu 12 h beobachtet wurden. Die Verteilung von  $\Delta z$  zeigt ein ähnliches Muster wie die von  $\Delta t$ : Am häufigsten umfassen die PMWE ein Höhenintervall von 2 km, der Median liegt bei 3 km und das arithmetische Mittel bei 3,9 km. Die meisten PMWE haben eine Höhenausdehnung von höchstens 8 km, aber einzelne erreichen über 20 km. Die tägliche Summe der einzelnen  $\Delta t$  und  $\Delta z$  wird im folgenden als Maß für die tägliche PMWE-Aktivität benutzt. Beide Werte korrelieren sehr gut miteinander, wie in Abb. 6.4 gezeigt wird. Das bedeutet, dass in der Regel bei erhöhter PMWE-Aktivität nicht nur ihre Dauer, sondern auch ihre vertikale Ausdehnung zunimmt.

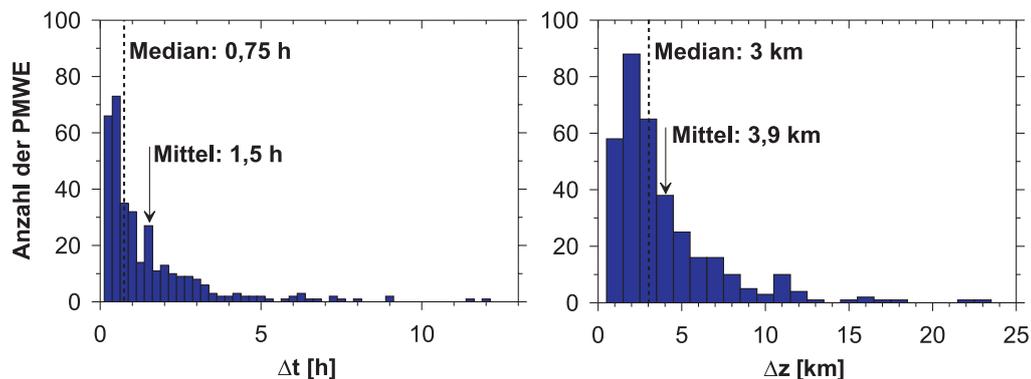


Abb. 6.3: links: Histogramm der Dauer der PMWE über Andenes vom 01.10.2001 – 30.04.2005, rechts: Histogramm der vertikalen Ausdehnung derselben PMWE (nach Zeller *et al.*, 2006).

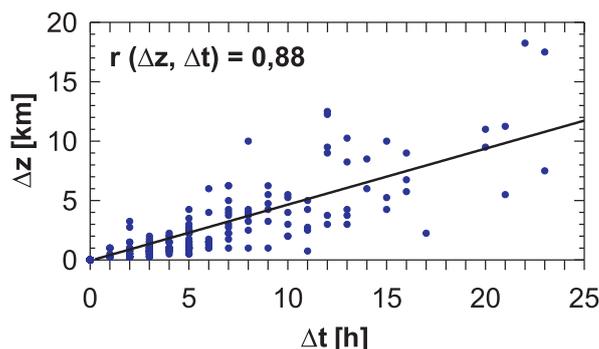


Abb. 6.4: Korrelation der Tageswerte von  $\Delta t$  und der vertikalen Ausdehnung  $\Delta z$  der beobachteten PMWE bei Benutzung aller Tage mit PMWE-Messungen vom 01.10.2001 – 30.04.2005 (nach Zeller *et al.*, 2006).

Daher kann man erwarten, dass Untersuchungen mit  $\Delta t$  und  $\Delta z$  ähnliche Ergebnisse hervorbringen. In den folgenden Analysen wird meist nur  $\Delta t$  verwendet, wobei die Häufigkeitsrate  $\Delta t/t \cdot 100$  in % als Maß für das Auftreten von Winterechos verwendet wird, wenn  $t$  die Gesamtmessdauer ist.

### 6.1.2 Tagesgang und saisonaler Verlauf der PMWE

Der mittlere Tagesgang der PMWE von Oktober 2001 bis April 2005 wird in Abb. 6.5 gezeigt. Während der Nachtzeit kommen nur einzelne PMWE vor; tagsüber um die Mittagszeit existiert ein Häufigkeitsmaximum. Die meisten PMWE werden zwischen 9 und 11 UTC beobachtet, was einer Ortszeit von ungefähr 10–12 h entspricht. Der tageszeitliche Medianwert wird nahe dem Sonnenhöchststand (12 Uhr Ortszeit) beobachtet. Der Anstieg der PMWE-Häufigkeit in den Morgen- und Vormittagsstunden und der Abfall am Nachmittag und Abend sind in erster Linie auf die saisonal unterschiedliche Tageslänge im Verlauf der PMWE-Saisons zurückzuführen. Das ist deutlich in Abb. 6.6 zu sehen, wonach die PMWE-Häufigkeit morgens nach Sonnenaufgang ( $\chi = 98^\circ$ ) sprunghaft zunimmt und nach Sonnenuntergang wieder schnell abnimmt. Dagegen ist während Tagesbedingungen kein eindeutiger Zusammenhang zwischen der PMWE-Häufigkeit und der solaren Zenitdistanz erkennbar. Das sieht man vor allem dann, wenn man Monate mit extrem starkem Einfall hochenergetischer Partikel wie in den Monaten November 2001 und 2004 sowie Januar 2002 und 2005 nicht berücksichtigt (dunkelblaue Säulen). Berücksichtigt man den gesamten Zeitraum, verursachen die erwähnten Monate in der ersten und zweiten Tageshälfte je ein Maximum der PMWE-Häufigkeit bei  $\chi \approx 90^\circ$ , da gerade in den erwähnten Monaten der Sonnenstand tagsüber um diese Zenitdistanz schwankt (dunkel- und hellblaue Säulen). Wie in Kapitel 6.2 gezeigt wird, stieg während der extrem starken Einfälle hochenergetischer Partikel in den erwähnten Monaten die PMWE-Häufigkeit zeitweise um eine ganze Größenordnung an.

Betrachtet man den Tagesgang der PMWE-Häufigkeit in Abb. 6.5 etwas genauer, dann ist eine Asymmetrie zu erkennen, wonach die häufigsten PMWE 1,5–0 h vor dem Median vorkommen. Ursache könnte der Tagesgang des Einfalles hochenergetischer Partikel sein, dessen Maximum nach Rosenberg und Dudeney (1986) in den frühen Morgenstunden liegt und daher die Asymmetrie des mittleren PMWE-Tagesganges erklären könnte. Die Ionisation von Stickoxid (NO) durch Lyman- $\alpha$ -Strahlung ist jedoch die primäre Ionisationsquelle in der D-Schicht. Dass sie zusätzlich einen Beitrag

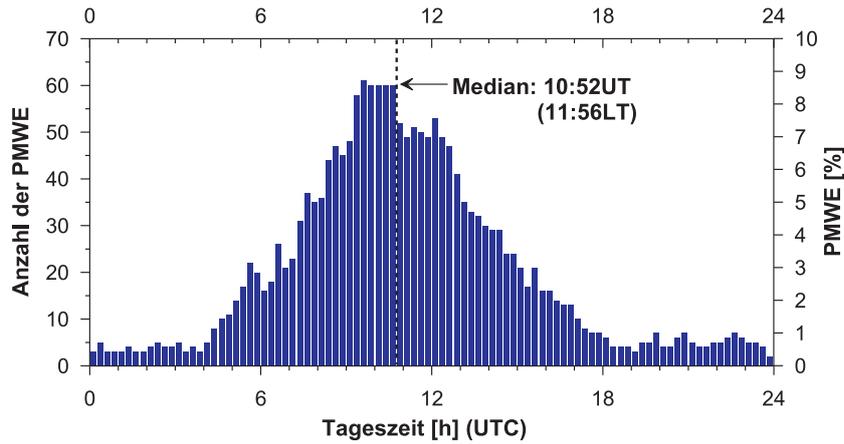


Abb. 6.5: Mittlerer Tagesgang der PMWE über Andenes aus Beobachtungen vom 01.10.2001 – 30.04.2005; gestrichelte Linie zeigt den Median des Tagesmaximums der PMWE (aus Zeller *et al.*, 2006).

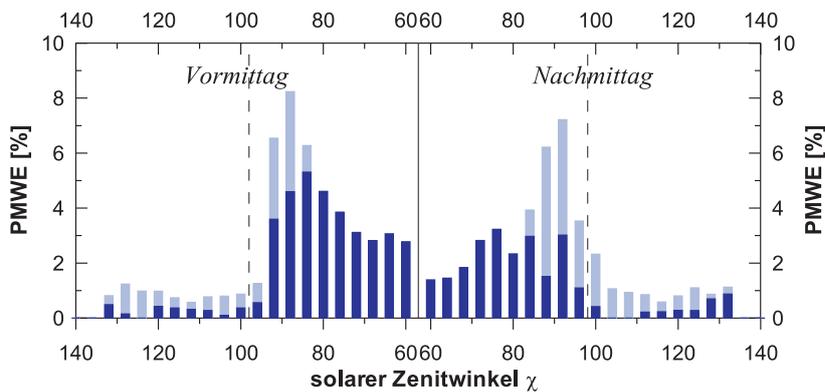


Abb. 6.6: PMWE-Häufigkeit in Abhängigkeit von der solaren Zenitdistanz  $\chi$  während der ersten Tageshälfte (links) und der zweiten Tageshälfte (rechts) für denselben Zeitraum wie in Abb. 6.5 (hellblaue Säulen); bei dunkelblauen Säulen wurden die PMWE-Beobachtungen der Monate mit extrem starkem Einfall hochenergetischer Partikel (November 2001/04 und Januar 2002/05) nicht berücksichtigt.

zum Tagesgang von Winterechos liefert, ist nicht ganz auszuschließen, da während des Einfalles hochenergetischer Partikel auch NO gebildet wird (Baker *et al.*, 2001; Barth *et al.*, 2003), das am effektivsten bei mittäglichem Sonnenhöchststand ionisiert wird. Die weitaus wichtigste Ursache für den Tagesgang der Winterechos ist aber der Tagesgang des Verhältnisses  $\lambda$  zwischen negativen Ionen und Elektronen, das während der Tageszeit deutlich niedriger als nachts ist.

Abb. 6.7 zeigt einen Plot für das Auftreten der PMWE in Abhängigkeit von der Tages- und der Jahreszeit, wobei die untersuchten Jahre mit unterschiedlichen Farben dargestellt sind. Die zwei schwarzen, gestrichelten Linien markieren den solaren Zenitwinkel  $\chi = 98^\circ$  und trennen damit Tag- und Nachtbedingungen in Abhängigkeit von der Jahreszeit. Wie schon in den Abb. 6.2, 6.5 und 6.6 fällt

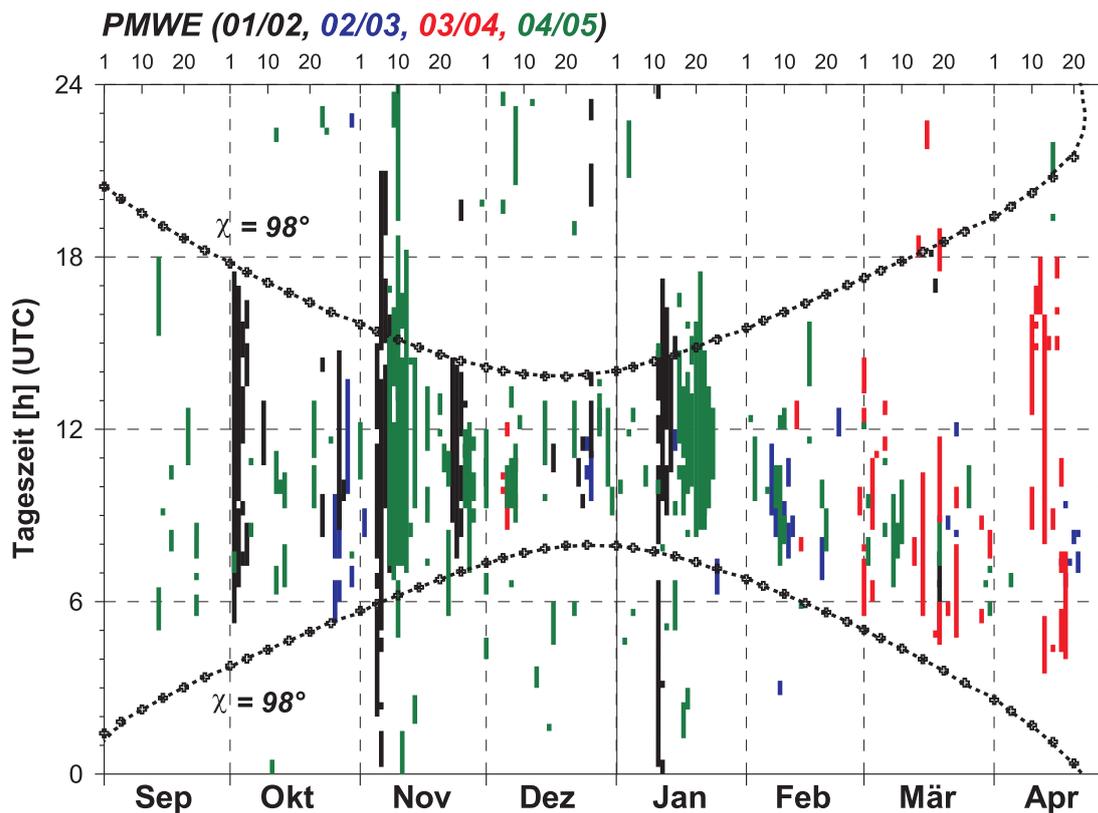


Abb. 6.7: Saisonale und tageszeitliche Darstellung der PMWE über Andenes. Schwarze gestrichelte Linien zeigen den Sonnenstand beim Zenitwinkel von  $\chi = 98^\circ$  an (aus Zeller *et al.*, 2006).

auch hier auf, dass die meisten PMWE während der Tageszeit vorkommen, wobei die Monate November 2001 und 2004 sowie Januar 2002 und 2005 ein stark gesteigertes Auftreten von PMWE aufweisen. Die meisten nächtlichen PMWE-Ereignisse treten dabei besonders dann auf, wenn es am vorigen oder darauffolgenden Tag zu sehr starken PMWE-Ereignissen kommt. Solche Ereignisse gibt es in der Regel bei starkem Einfall hochenergetischer solarer Partikel, wie sie in den erwähnten Monaten gehäuft vorgekommen sind. Auch die meisten anderen nächtlichen PMWE-Ereignisse sind mit erhöhter geomagnetischer Aktivität verbunden, was im nächsten Unterkapitel genauer untersucht wird. Umgekehrt gab es nur 3 Fälle mit sehr starken geomagnetischen Störungen  $\Sigma K > 40$  ohne PMWE-Bildung. Ursache könnte hier fehlende Turbulenz sein, welche Voraussetzung für die Bildung von Elektronendichtestrukturen im Skalenbereich der Bragg-Wellenlänge ist, wie im Kapitel 6.4 diskutiert wird.

Aus den täglichen PMWE-Werten werden Monatsmittel der PMWE-Häufigkeit der jeweiligen Jahre berechnet. Der linke Teil von Abb. 6.8 zeigt die monatliche Häufigkeit in den jeweiligen vier gemessenen PMWE-Saisons. Abgesehen von den Monaten September und April mit durchweg geringen PMWE-Häufigkeiten sind die Häufigkeiten in den anderen Monaten stark variabel. Hohe Häufigkeiten von bis zu 12% gibt es im November 2001 und 2004 sowie im Januar 2002 und 2005. Daraus resultieren in der mittleren jahreszeitlichen Variation im rechten unteren Teil von Abb. 6.8 zwei deutliche Maxima im November und Januar. Zusätzlich ist in dieser Abbildung noch die mitt-

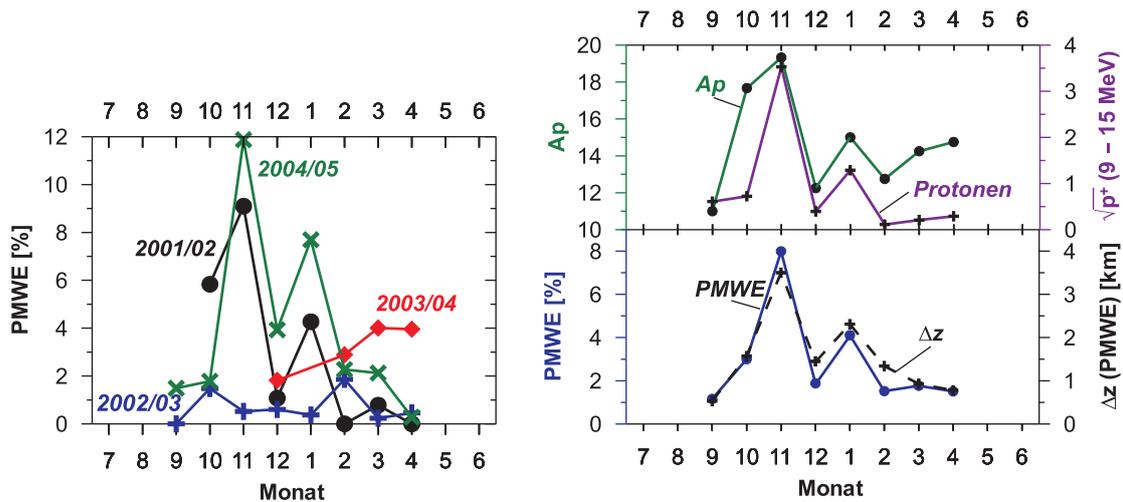


Abb. 6.8: links: Monatsmittel der PMWE-Häufigkeit über Andenes während der Saisons von September bis April 2001/02 – 2004/05; rechts unten: mittlerer saisonaler Verlauf der Monatsmittel von Häufigkeitsrate (Punkte) und vertikaler Ausdehnung (Kreuze) aus allen 4 PMWE-Saisons der linken Graphik; rechts oben: zugehörige geomagnetische Aktivität (Ap-Index, Punkte) und zugehörige Quadratwurzel des Protonenflusses im Energiebereich von 9–15 MeV (Kreuze) (nach Zeller *et al.*, 2006).

lere vertikale Ausdehnung der PMWE eingetragen. Diese hat einen sehr ähnlichen Verlauf wie die PMWE-Häufigkeit. Beide Maxima sind hauptsächlich mit starker solarer Aktivität wie hochenergetischen Protonen- oder/und Elektronenflüssen (gemessen vom GOES 10-Satelliten) verbunden. Der zugehörige mittlere saisonale Verlauf der Quadratwurzel des Protonenflusses in Energiebereich von 9–15 MeV und des Ap-Indexes als Maß für die globale geomagnetische Aktivität aus dem oben erwähnten Zeitraum sind in Abb. 6.8 rechts oben dargestellt. Die Monatsmittel der solaren Parameter sind von denselben Tagen hergeleitet worden, an denen Radarmessungen zur Beobachtung von PMWE stattgefunden haben. Deutlich ist zu sehen, dass die saisonalen Verläufe der solaren Parameter und der PMWE sehr ähnlich sind. Damit wird qualitativ ein Zusammenhang zwischen PMWE und gesteigerter Ionisation angedeutet, was in Kapitel 6.2 genauer untersucht wird.

## 6.2 Solare Einflüsse auf PMWE

### 6.2.1 Monatliche und tägliche Abhängigkeit von PMWE

Eine genügend hohe Elektronendichte ist eine notwendige Bedingung für Radarechos. Diese ist aber in der mittleren und besonders in der unteren Mesosphäre oft zu niedrig für die Bildung von Radarechos. Daher wird erwartet, dass eine verstärkte Ionisation durch solare Aktivität einen starken Einfluss auf die Winterechos hat, wie es schon in Abb. 6.8 angedeutet ist. Die Ionisation durch solare Wellenstrahlung allein reicht in den meisten Fällen nicht für eine ausreichende Elektronendichte aus. So ergibt ein Vergleich zwischen der Häufigkeit der PMWE und der 10,7 cm-Strahlung keinen signifikanten Zusammenhang (Zeller *et al.*, 2006), was bedeutet, dass Schwankungen der solaren Wellenstrahlung das Auftreten von Winterechos nicht beeinflussen. Allerdings darf nicht vergessen

werden, dass die solare Wellenstrahlung eine grundlegend wichtige Voraussetzung für die Erklärung des Tag- und Nacht-Unterschiedes der Winterechos ist, wie in den Abb.en 6.2, 6.6 und 6.7 gezeigt wurde.

Für die Untersuchung des Einflusses verstärkter Ionisation auf die PMWE-Häufigkeit  $\Delta t$  wurden als Ionisationsparameter der Ap-Index als Maß für die geomagnetische Aktivität, die Absorption kosmischer Radiostrahlung (CNA – *cosmic noise absorption*) vom IRIS-Riometer und der Protonenfluss im Energiebereich von 9–15 MeV aus Satellitendaten verwendet. Die CNA wurde dabei von demjenigen Riometer-Strahl benutzt, welcher die untere Ionosphäre über Andenes erfasst. Je mehr die Ionisation durch solare Aktivität zunimmt, desto stärker wird die kosmische Radiostrahlung absorbiert, wobei die Absorption proportional zum Produkt von Stoßfrequenz und Elektronendichte ist. Die Stoßfrequenz hängt von der Luftdichte und damit von der Höhe ab und kann für jeden Höhenbereich als feste Größe bestimmt werden. Daher sind Schwankungen der CNA-Werte in einem bestimmten Höhenbereich (hier die D-Schicht über Andenes) hauptsächlich auf Variationen der Elektronendichte zurückzuführen. Beim Protonenfluss wurde der Energiebereich von 9–15 MeV gewählt, weil erst Protonen ab 10 MeV bis in eine Höhe von 60 km vordringen und damit die D-Schicht ionisieren können (Brekke, 1997; Rees, 1982). Zum Vergleich mit der PMWE-Häufigkeit wurde dabei die Quadratwurzel des Protonenflusses benutzt, da die Elektronendichte mit  $N_e \approx \sqrt{Q/\alpha_{eff}}$  von der Wurzel aus dem Verhältnis der Ionisationsrate  $Q$  und der effektiven Rekombinationsrate  $\alpha_{eff}$  abhängt (Hargreaves, 1979) und andererseits  $Q$  proportional zum Protonenfluss für ausgewählte Energiebereiche ist (Abb. 3 in Rapp *et al.* (2002b)).

Abb. 6.9 zeigt den saisonalen Verlauf der Tageswerte von PMWE-Häufigkeit, Ap-Index, CNA und Protonenfluss vom 01.09.2004 – 30.04.2005. Dabei sind vor allen Dingen zwei Ereignisse mit gleichzeitig hohen Werten aller drei Ionisationsparameter im November 2004 und Januar 2005 zu erkennen. Während dieser zwei Phasen wurden deutlich verstärkt PMWE beobachtet. Auch der Großteil der übrigen PMWE fällt während der Saison 2004/05 zeitgleich mit mindestens einem erhöhten Ionisationsparameter zusammen (gezeigt durch vertikale gestrichelte Linien). Damit wird in Abb. 6.9 qualitativ sehr deutlich der positive Zusammenhang zwischen der Ionisation und den Winterechos bestätigt. Dieser Zusammenhang wird in Tabelle 6.2 quantitativ dargestellt. Hier sind die PMWE-Dauer und die Anzahl der Tage mit PMWE unter Tag- und Nachtbedingungen sowie unter ruhigen und gestörten Bedingungen aufgelistet. Voraussetzung für gestörte Bedingungen sind  $Ap \geq 20$ ,  $CNA \geq 0,2$  dB oder  $\sqrt{p^+} \geq 0,15$ , während unter ruhigen Bedingungen keine der drei Voraussetzungen erfüllt sind. Demnach treten knapp 80% der PMWE tagsüber auf, davon fast 65% unter gestörten und 15% unter ruhigen Bedingungen. Etwa 20% der PMWE werden nachts beobachtet, wobei auch hier mit 16,7% der Anteil unter gestörten Bedingungen deutlich größer ist als mit 3,5% unter ruhigen Bedingungen. Damit treten PMWE zu gut 81% unter gestörten Bedingungen auf. Das zeigt, dass für den Großteil aller PMWE erhöhte solare Protonen- oder Elektronenflüsse für Winterechos nötig sind. Allerdings muss erwähnt werden, dass es in diesem Zeitraum 29 Tage unter gestörten Bedingungen gab, an denen keine PMWE auftraten. Ursache ist vermutlich fehlende oder zu schwache Turbulenz, weswegen die Anregung zu Schwankungen der Elektronendichte im Skalenbereich der Bragg-Wellenlänge nicht ausreichend ist, um Radarechos zu ermöglichen. Dieser Sachverhalt wird im Kapitel 6.4. diskutiert.

Um die Signifikanz dieses Zusammenhanges zu überprüfen, wurden Korrelationen zwischen den Tageswerten der PMWE-Häufigkeit und den drei Ionisationsparametern aus dem Zeitraum in Abb. 6.9 durchgeführt. Die Ergebnisse zeigen in Abb. 6.10 Korrelationen, welche alle deutlich positiv sind und weit über der Signifikanzschwelle von 99% liegen. Insgesamt kann man sagen, dass eine gesteigerte

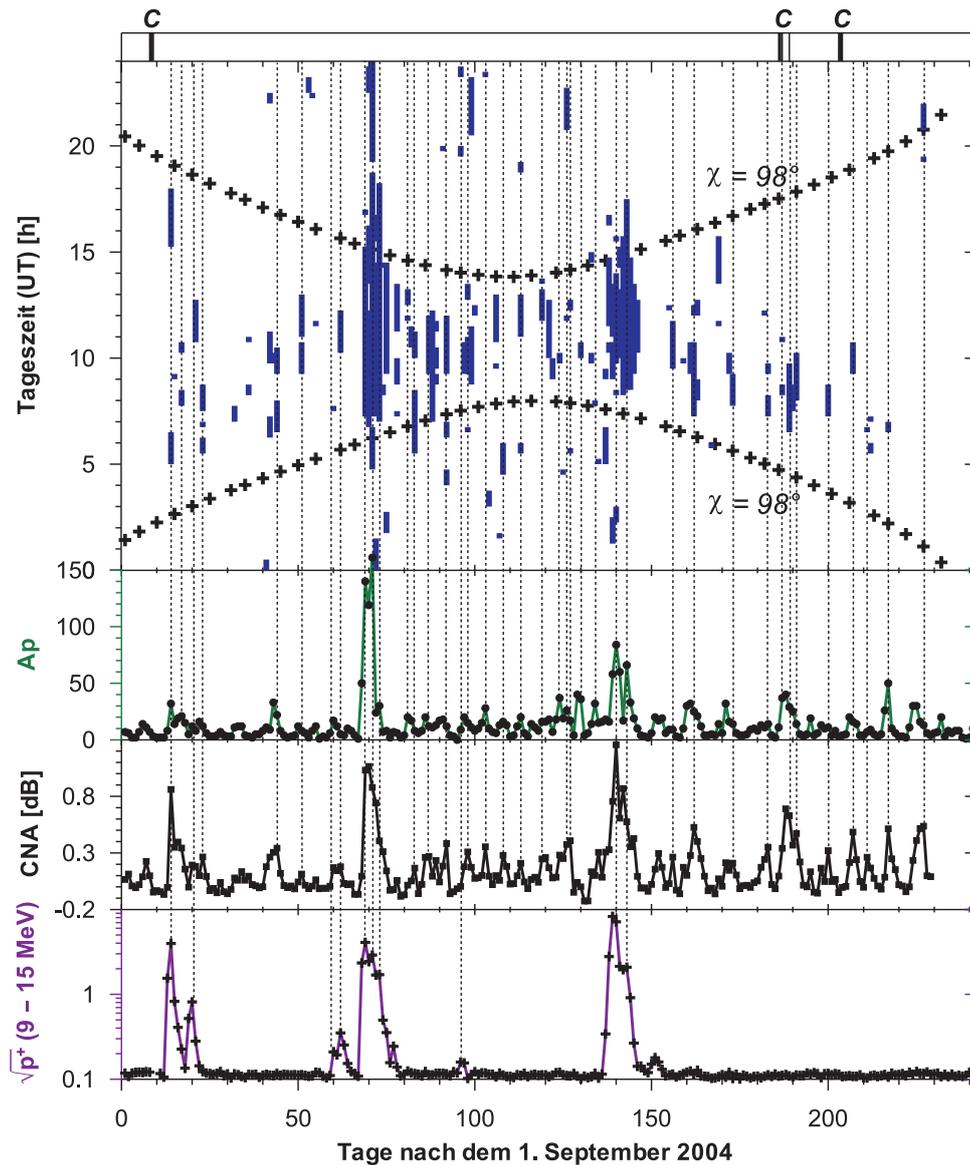


Abb. 6.9: Saisonale Variation der PMWE-Häufigkeit (oben) über Andenes, des globalen Ap-Indexes, der Absorption der kosmischen Radiostrahlung (CNA) vom IRIS-Riometer für die D-Schicht über Andenes und der Quadratwurzel des Protonenflusses  $\sqrt{p^+}$  im Energiebereich von 9–15 MeV vom 01.09.2004 – 30.04.2005; „C“ bedeutet keine Messung mit dem Radar im betreffenden Zeitraum (nach Zeller *et al.*, 2006).

gerte Ionisation eine deutlich erhöhte PMWE-Häufigkeit bewirkt. Dabei ist besonders der Einfluss hochenergetischer Protonen und Elektronen entscheidend, während Schwankungen der solaren Wellenstrahlung wie durch den 11-jährigen solaren Zyklus das Auftreten von PMWE nicht signifikant beeinflussen.

Zur weiteren Vertiefung der Untersuchung der Ionisation auf die PMWE-Häufigkeit wurde eine Stichtaganalyse durchgeführt, bei der die 5 stärksten geomagnetischen Stürme mit  $A_{p_{\max}} > 80$  als Stichtag Null mit den zugehörigen Tageswerten der PMWE-Häufigkeit zeitlich übereinander gelegt

	Tag ( $\chi \leq 98^\circ$ )		Nacht ( $\chi > 98^\circ$ )	
	ruhig	gestört	ruhig	gestört
$\Sigma\Delta t$ [h]	34:30	147:15	8:00	38:00
$N$	20	55	11	25
$\frac{\Sigma\Delta t}{\Sigma\Delta t_{ges}} \cdot 100$ [%]	15,1	64,7	3,5	16,7

Tab. 6.2: Gesamtdauer der PMWE ( $\Sigma\Delta t$ ), Anzahl der Tage mit PMWE ( $N$ ) und deren Anteil an der Gesamtdauer der PMWE ( $\frac{\Sigma\Delta t}{\Sigma\Delta t_{ges}} \cdot 100$ ) während der Tages- und Nachtzeit über Andenes unter ruhigen sowie unter gestörten Bedingungen (siehe Text) aus dem Zeitraum 01.09.2004 – 30.04.2005.

wurden. Dabei wurde am Stichtag Null eine mittlere PMWE-Häufigkeit von über 30% errechnet, was eine ganze Größenordnung höher als die mittlere Häufigkeit von 2,9% ist (Abb. 6.11 links). Im rechten Teil dieser Abbildung werden der zugehörige mittlere Protonenfluss von 9–15 MeV und die CNA dargestellt, welche auf entsprechend gleiche Weise wie die PMWE-Variationen im linken Teil der Abb. 6.11 errechnet wurden. Deren Verläufe sind dem des Ap-Indexes sehr ähnlich. Interessant ist, dass die PMWE-Häufigkeit am Stichtag 2 immer noch fast so hoch wie am Stichtag Null ist, obwohl die solare Aktivität schon deutlich abgesunken ist. Erst ab Stichtag 7 erreicht die PMWE-Häufigkeit wieder Normalniveau. Das ist wahrscheinlich auf den Poststormeffekt zurückzuführen, wonach hochenergetische Partikel in die mittlere Atmosphäre nicht nur während geomagnetischer Störungen, sondern auch danach abregnen und die D-Schicht ionisieren (Bremer, 1998). Das wird durch die erhöhten CNA-Werte an den Tagen 1 bis 5 unterstützt. Insgesamt bestätigt die Stichtaganalyse in Abb. 6.11 den engen Zusammenhang zwischen den CNA-Werten, dem Protonenfluss, der geomagnetischen Aktivität und dem Auftreten von Winterechos.

## 6.2.2 PMWE während eines starken solaren Ereignisses im November 2004

Vom 6. bis 18. November 2004 kam es zeitweise zu sehr starker solarer Aktivität, infolge derer starke Winterechos auftraten. Abb. 6.12 zeigt für diesen Zeitraum die Winterechos und diverse Parameter, welche die solare Aktivität charakterisieren: Röntgenstrahlung in 2 Wellenlängenbereichen von 0,1–0,8 nm und 0,05–0,3 nm, hochenergetische Protonenflüsse in 3 Energiebereichen von 0,8–4,0 MeV, 4–9 MeV und 9–15 MeV, lokaler K-Index von Tromsø und globaler Ap-Index als Indizes für geomagnetische Aktivität, Absorption kosmischer Radiostrahlung (CNA) aus Riometerdaten mit Strahl über Andenes, Darstellung der Phasen mit einem Sonnenstand von  $\chi > 98^\circ$  (Nachtbedingung) und die stündliche PMWE-Häufigkeit über Andenes.

Eine Steigerung der Protonenflüsse am 7.11. von 0,8–9,0 MeV sowie eine geringfügige Steigerung der Protonenflüsse von 9–15 MeV bewirkten noch keine PMWE. In der Nacht zum 8. November wurden starke Flares (erhöhte Röntgenstrahlung) und ein Anstieg des Protonenflusses von 9–15 MeV beobachtet. Zusätzlich steigerte sich in dieser Nacht die geomagnetische Aktivität, was bedeutet, dass Elektronen im Bereich von 1 keV – 1 MeV in die Atmosphäre eindringen, wobei die niederenergetischen Elektronen bis 10 keV für die Polarlichter und Variationen im geomagnetischen Feld sorgen und die höherenergetischen ab 20 keV für zusätzliche Ionisation in der D-Schicht. Daher kann angenommen werden, dass sowohl hochenergetische Elektronen als auch Protonen in die D-Schicht eingedrungen sind. Trotzdem wurden wegen der fehlenden solaren Wellenstrahlung während der Nachtzeit ( $\chi > 98^\circ$ ) vorerst weiterhin keine PMWE gemessen. Diese traten aber dann während

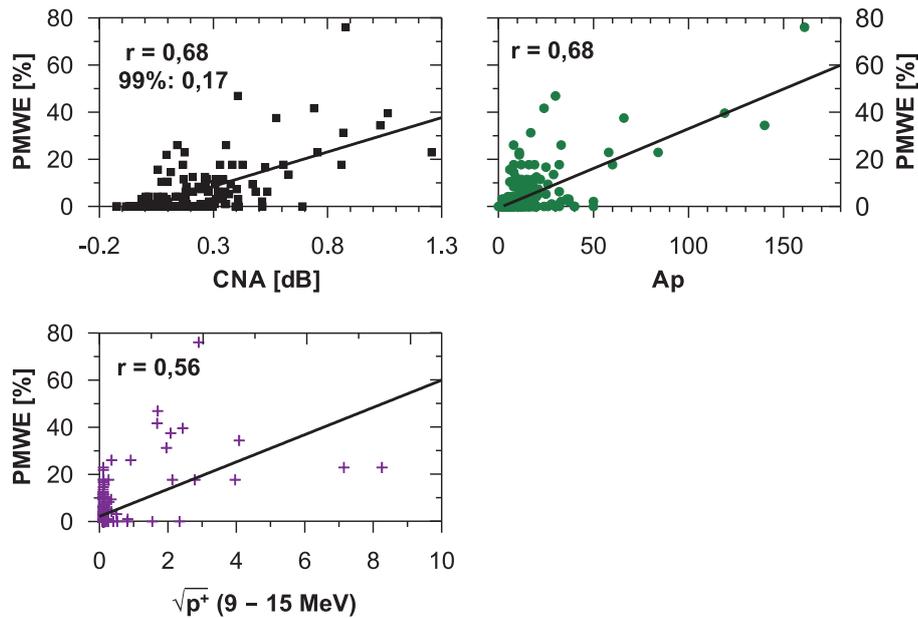


Abb. 6.10: Korrelation zwischen den Tageswerten der PMWE-Häufigkeit über Andenes mit der CNA aus dem IRIS-Riometer (links oben), der globalen geomagnetischen Aktivität (Ap-Index, rechts) und der Quadratwurzel des Protonenflusses  $\sqrt{p^+}$  von 9–15 MeV (links unten) aus dem Zeitraum von Abb. 6.9 (nach Zeller *et al.*, 2006).

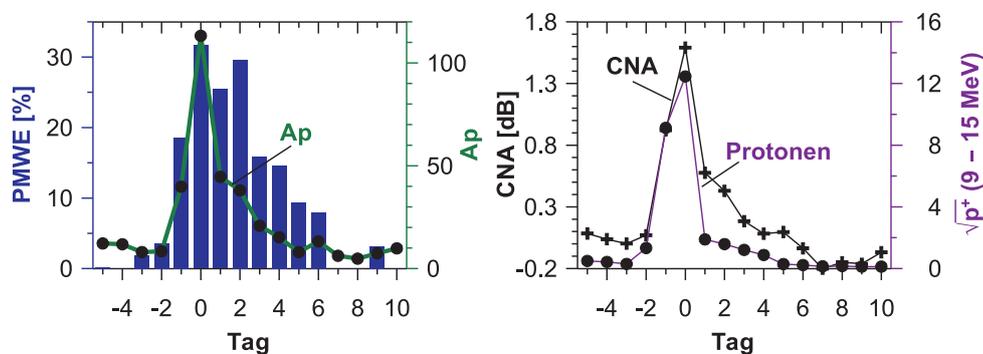


Abb. 6.11: Stichtaganalyse mit den 5 stärksten geomagnetischen Störungen aus dem Zeitraum September 2001 bis April 2005 mit Ap-Maximum als Stichtag Null und zugehörigen PMWE über Andenes (links) sowie die Quadratwurzel des Protonenflusses  $\sqrt{p^+}$  im Bereich 9–15 MeV und der CNA vom IRIS-Riometer (rechts) (nach Zeller *et al.*, 2006).

der gesamten Tageszeit ( $\chi \leq 98^\circ$ ) am 8.11. auf. Das stimmt überein mit dem Maximum der CNA, das ebenfalls zur Tageszeit gemessen wurde. Generell wurden während der Phase starker solarer Aktivität die CNA-Maxima stets tagsüber gemessen und das, obwohl die Maxima der solaren Parameter unabhängig von der Tageszeit vorkamen. Ursache ist die Anlagerung freier Elektronen an Neutralteilchen (hohes  $\lambda$ ) während der Nachtzeit. Sobald aber das Sonnenlicht die D-Schicht durchdringt ( $\chi \leq 98^\circ$ ),

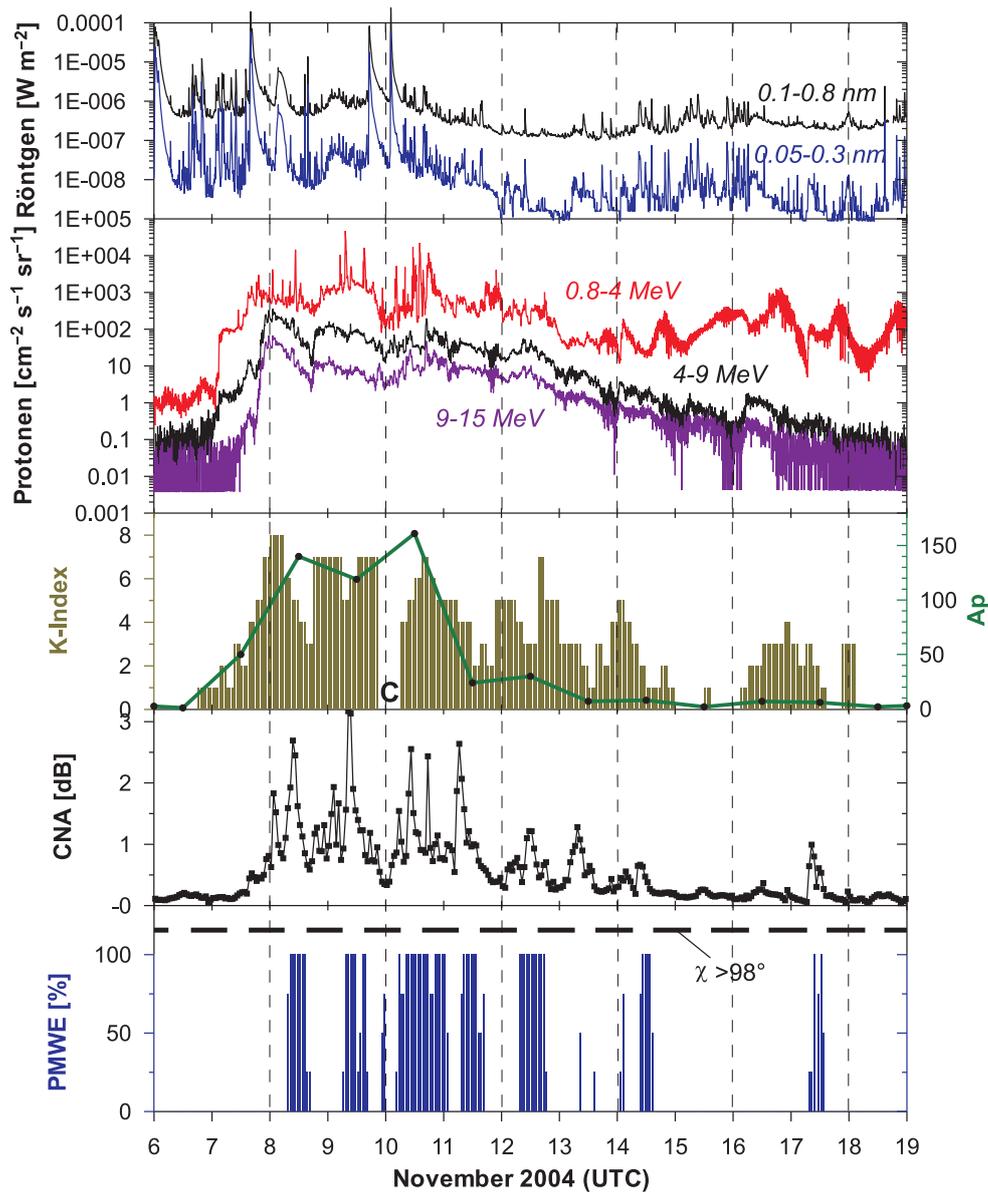


Abb. 6.12: Variation der stündlichen Werte der PMWE-Häufigkeit (unten) während starker solarer Aktivität vom 6. bis 18. November 2004 mit zugehörigen Werten der Röntgenstrahlung in verschiedenen Wellenlängenbereichen, hochenergetischen Protonenflüssen in unterschiedlichen Energiebereichen, lokaler und globaler geomagnetischer Aktivität und Absorption kosmischer Radiostrahlung durch Riometermessungen sowie Zeiten mit  $\chi > 98^\circ$  (siehe Text für weitere Details) (nach Zeller *et al.*, 2006).

spalten sich diese an Neutralteilchen gebundenen Elektronen wieder ab, was die Dichte freier Elektronen und damit die CNA-Werte stark erhöht. Daher kommen nächtliche PMWE nur selten vor und sind an Phasen mit hoher solarer und geomagnetischer Aktivität gebunden, wie schon in Abb. 6.2 und 6.9 gezeigt wurde.

Die solare Aktivität war im Zeitraum von Abb. 6.12 vom 8. bis 12. November am stärksten. Während dieser Phase war die PMWE-Häufigkeit deutlich über dem Mittel, danach ließ mit der solaren und geomagnetischen Aktivität auch das Auftreten von PMWE nach. Auffallend ist dabei, dass vor allem der Verlauf von PMWE und CNA sehr ähnlich ist. Dabei ist die gesteigerte CNA vom 17. November, während der noch einmal PMWE beobachtet wurden, wahrscheinlich nur auf lokal gesteigerte geomagnetische Aktivität über Tromsø zurückzuführen, weil die anderen Parameter ( $A_p$ ,  $p^+$  und Röntgenstrahlung) zu diesem Zeitpunkt nur wenig verändert waren. Damit wird die Bedeutung gesteigerter Ionisation durch den Einfall hochenergetische Protonen und Elektronen in die Atmosphäre für PMWE deutlich unterstrichen.

Der Einfluss der Ionisation auf Winterechos wurde im saisonalen, mehrtägigen und tageszeitlichen Zeitbereich untersucht. Dabei zeigt sich in allen Zeitbereichen, dass bei gesteigerter Ionisation die PMWE-Häufigkeit in der Regel deutlich erhöht ist. Variationen der solaren Wellenstrahlung (solarer Zyklus) beeinflussen das Auftreten von PMWE nicht signifikant, jedoch treten unter tageszeitlichen Bedingungen mehr PMWE auf als nachts. Erhöhte Protonenflüsse und Einfall hochenergetischer Partikel, welche starke geomagnetische Störungen hervorrufen, bewirken dagegen ein gesteigertes PMWE-Auftreten.

### 6.3 Winterechos über Kühlungsborn allgemein und im Oktober 2003

In den 383 Tagen mit Radarbeobachtungen über Kühlungsborn (Tab. 6.1) wurden an nur 18 Tagen MWE mit einer Gesamtdauer von ungefähr 28 h beobachtet. Das ergibt eine MWE-Häufigkeitsrate von 0,3%, welche damit um eine Größenordnung niedriger als diejenige der PMWE ist. Ursache ist, dass einfallende, hochenergetische Partikel zum großen Teil durch das Erdmagnetfeld in polare Breiten abgelenkt werden, so dass die Ionisation in mittleren Breiten deutlich schwächer ausfällt und damit die Elektronendichte niedriger ist. Bei den Beobachtungen vom Februar 2003 bis April 2005 traten alle MWE im Jahr 2003 auf, die meisten davon im Oktober. Damit sind wegen der wenigen MWE-Daten signifikante Untersuchungen nur eingeschränkt möglich. Dennoch kann man einige Informationen über das Verhalten von MWE gewinnen. Wie bei den PMWE wurden auch die MWE auf Höhe und Tagesgang untersucht. Abb. 6.13 zeigt im oberen Teil die Höhenverteilung und im unteren Teil die tageszeitliche Verteilung an. Dabei wurden MWE in einem Höhenbereich zwischen 64 und 81 km beobachtet, wobei die häufigsten MWE in 75 km (12,25 h) und 65,5 km (9,25 h) vorkommen. Der Medianwert der MWE liegt mit 12:42 Uhr Ortszeit ungefähr eine dreiviertel Stunde hinter dem der PMWE. Wie schon erwähnt, wurden nächtliche MWE nie beobachtet, was auf die in mittleren Breiten schwächere Wirkung geomagnetischer Aktivität auf die Ionisation in der Mesosphäre gegenüber der in den polaren Breiten zurückzuführen ist. Doppelmaximum und Zeitpunkt des Medians sind auf die geringe Anzahl der erfassten MWE zurückzuführen. Aus diesem Grund und, weil die meisten MWE während eines extrem starken solaren Ereignisses im Oktober 2003 beobachtet wurden (siehe unten in Abb. 6.14), wird auch auf die Erfassung der MWE in Abhängigkeit von der Tageszeit und der Jahreszeit wie in Abb. 6.7 verzichtet. Die weitere Erfassung von MWE in den nächsten Jahren wird zeigen, ob dieses Doppelmaximum erhalten bleibt oder die Höhenverteilung nach und nach derjenigen der PMWE in ähnelt wie in Abb. 6.2.

Eine Untersuchung der saisonalen Verteilung der MWE sowie Korrelationen zwischen Monatsmitteln der MWE mit solaren Parametern ist wegen des Datenmangels der MWE derzeit nicht aussa-

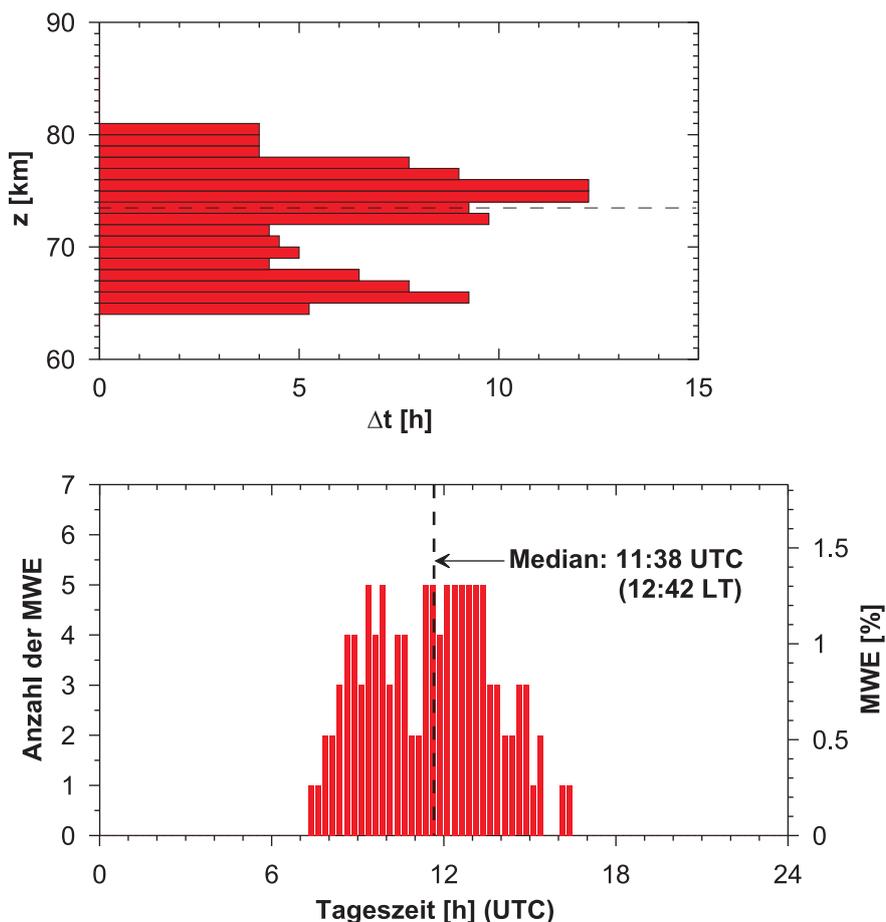


Abb. 6.13: oben: Höhenverteilung der MWE über Kühlungsborn von Februar 2003 bis April 2005, horizontale gestrichelte Linie zeigt den Median an; unten: tageszeitliche Verteilung der MWE aus demselben Zeitraum mit tageszeitlichem Median als vertikale, gestrichelte Linie (nach Zeller *et al.*, 2006).

gekräftigt. Daher wird ähnlich den PMWE im November 2004 (Abb. 6.12) das Verhalten der MWE während einer mehrtägigen Phase stark erhöhter solarer Aktivität untersucht. Leider fanden am 11. und 12. November 2004, wo die solare Aktivität am stärksten war, keine Messungen mit dem OSWIN-Radar statt, so dass kein direkter Vergleich mit den PMWE möglich ist. Daher wurde der Zeitraum vom 10. Oktober bis zum 10. November 2003 gewählt, wobei es besonders im dritten Oktoberdrittel zu teilweise extrem starker solarer Aktivität kam. Umgekehrt ist hier leider auch kein Vergleich mit PMWE-Messungen möglich, weil für diesen Zeitraum aus technischen Gründen keine ausreichenden Messungen mit dem ALWIN-Radar existieren. Wie bei den PMWE im November 2004 werden auch bei den MWE im Oktober 2003 in Abb. 6.14 die zugehörigen solaren Parameter wie Röntgenstrahlung und Protonenflüsse aus Satellitenbeobachtungen (NOAA, 2003) sowie die Indizes der geomagnetischen Aktivität (globaler Ap-Index und lokaler K-Index von Niemegk) präsentiert. Leider fehlt die Absorption kosmischer Radiostrahlung (CNA) aus Riometermessungen. Stattdessen wurde als Maß für die ionosphärische Absorption in der D- und E-Schicht die niedrigste von der Ionosonde über Juliusruh gemessene Frequenz  $f_{min}$  eingesetzt. Davon wurden die täglichen Mittelwerte von

10–14 Uhr Ortszeit verwendet. Außerdem werden die nächtlichen Phasen ( $\chi > 98^\circ$ , gestrichelte Linie oberhalb der MWE-Darstellung) gezeigt.

Der gesamte Zeitraum vom 10. Oktober bis 11. November ist in 8 Intervalle eingeteilt (Abb. 6.14), bei denen unterschiedliche Ionisationsbedingungen vorherrschen. Intervall 1 (10.10. – 13.10. mittags) zeigt einen ungestörten Verlauf bei allen Parametern. Intervall 2 (13.10. mittags – 17.10.) zeigt erhöhte Protonenflüsse im Energiebereich von 0,8–4,0 MeV, ebenfalls erhöhte geomagnetische Aktivität und eine leichte Erhöhung von  $f_{min}$  gegen Ende dieses Intervalls. Die Röntgenstrahlung blieb dagegen auf niedrigem Niveau. Wie in Intervall 1 wurden auch hier bisher keine MWE gemessen. Intervall 3 (18.10. – 21.10.) ist von einem Anstieg der Intensität der Röntgenstrahlung geprägt, während die anderen solaren Parameter fast unverändert blieben. Dabei wurden erste kurzlebige MWE beobachtet. Intervall 4 (22.10. – 28.10. mittags) wird durch Röntgenstrahlung auf hohem Niveau bestimmt. Am 23. und 24.10. waren die Protonenflüsse von 4–9 MeV deutlich und von 9–15 MeV leicht gesteigert. Während dieser Steigerung erhöhte sich die MWE-Häufigkeit leicht. Ab dem 26.10. spät abends steigerten sich die Protonenflüsse von 4–15 MeV deutlich. Dagegen nahm während des Zeitraumes von Intervall 4 die geomagnetische Aktivität leicht ab, jedoch stiegen die  $f_{min}$ -Werte insgesamt etwas an. Die MWE-Häufigkeit war gegenüber derjenigen von Intervall 3 etwas höher. In Intervall 5 (28.10. mittags – 01.11.) wurde der Höhepunkt der solaren Aktivität erreicht: Die Röntgenstrahlung verharrte weiterhin auf hohem Niveau, wurde aber zusätzlich von starken Flares überlagert; die Protonenflüsse erreichten ihren höchsten Stand und nahmen gegen Ende von Intervall 5 etwas ab; die geomagnetische Aktivität wurde sehr stark (am 29.10.:  $A_{pmax} = 204$ ), nahm aber ebenfalls wie der K-Index danach deutlich ab;  $f_{min}$  hatte auch ein hohes Niveau erreicht. Die MWE-Häufigkeit erreichte mit mehrstündigen, kontinuierlichen Radarsignalen ihre höchsten Werte. Im Intervall 6 (02.11. – 04.11.) blieben Röntgenstrahlung und  $f_{min}$  auf dem Niveau von Intervall 5, die Protonenflüsse nahmen insbesondere im Bereich von 9–15 MeV etwas ab, und die geomagnetische Aktivität sank auf das Niveau von Intervall 4 ab. MWE wurden von diesem Intervall an nicht mehr gemessen. In Intervall 7 (01.11. – 06.11.) nahmen die Röntgenstrahlung und die Protonenflüsse ab. Dagegen blieb  $f_{min}$  noch auf hohem Niveau, während die geomagnetische Aktivität auf niedrigem Niveau verharrte. In Intervall 8 (07.11. – 10.11.) nahmen Röntgenstrahlung und Protonenflüsse weiterhin ab;  $f_{min}$  hat nun ein Niveau wie in Intervall 2 erreicht, und die geomagnetische Aktivität hat sich nur wenig verändert. Insgesamt sind in Intervall 8 die solaren und geomagnetischen Parameter wieder fast auf dem Niveau von Intervall 1.

Die zeitlich am längsten zusammenhängende MWE gab es während des Intervalls 5 am 29. Oktober mit einer Dauer von 6 Stunden. An diesem Tag war die Ionisation in der unteren Ionosphäre am stärksten, hervorgerufen durch Röntgenstrahlung, Protonen- und Elektronenflüsse, wobei letztere durch geomagnetische Aktivität angezeigt werden. In mittleren Breiten sind extreme solare Störungen nötig, um MWE hervorzurufen. Ursache ist, dass die einfallenden hochenergetischen Partikel vom Erdmagnetfeld zum größten Teil in polare Regionen abgelenkt werden (Hargreaves, 1979) und damit die Mesosphäre in polaren Breiten deutlich stärker ionisieren als in mittleren Breiten. Damit ist für die Bildung einer bestimmten Dichte freier Elektronen in mittleren Breiten ein wesentlich stärkerer Einfall hochenergetischer Partikel nötig als für dieselbe Dichte in polaren Breiten. Das dürfte der Grund sein, warum MWE deutlich seltener auftreten als PMWE. Wie schon erwähnt, wurden keine MWE in den Jahren 2004 und 2005 beobachtet, obwohl es im November 2004 und im Januar 2005 starke solare Ereignisse gab. Sieht man vom 11. und 12. November 2004 ab, an dessen Tagen es keine Messungen gab, war während der solaren Aktivität vom 8. bis 12. November 2004 die geomagnetischen Aktivität nur geringfügig schwächer, die Röntgenstrahlung und der Protonenfluss im

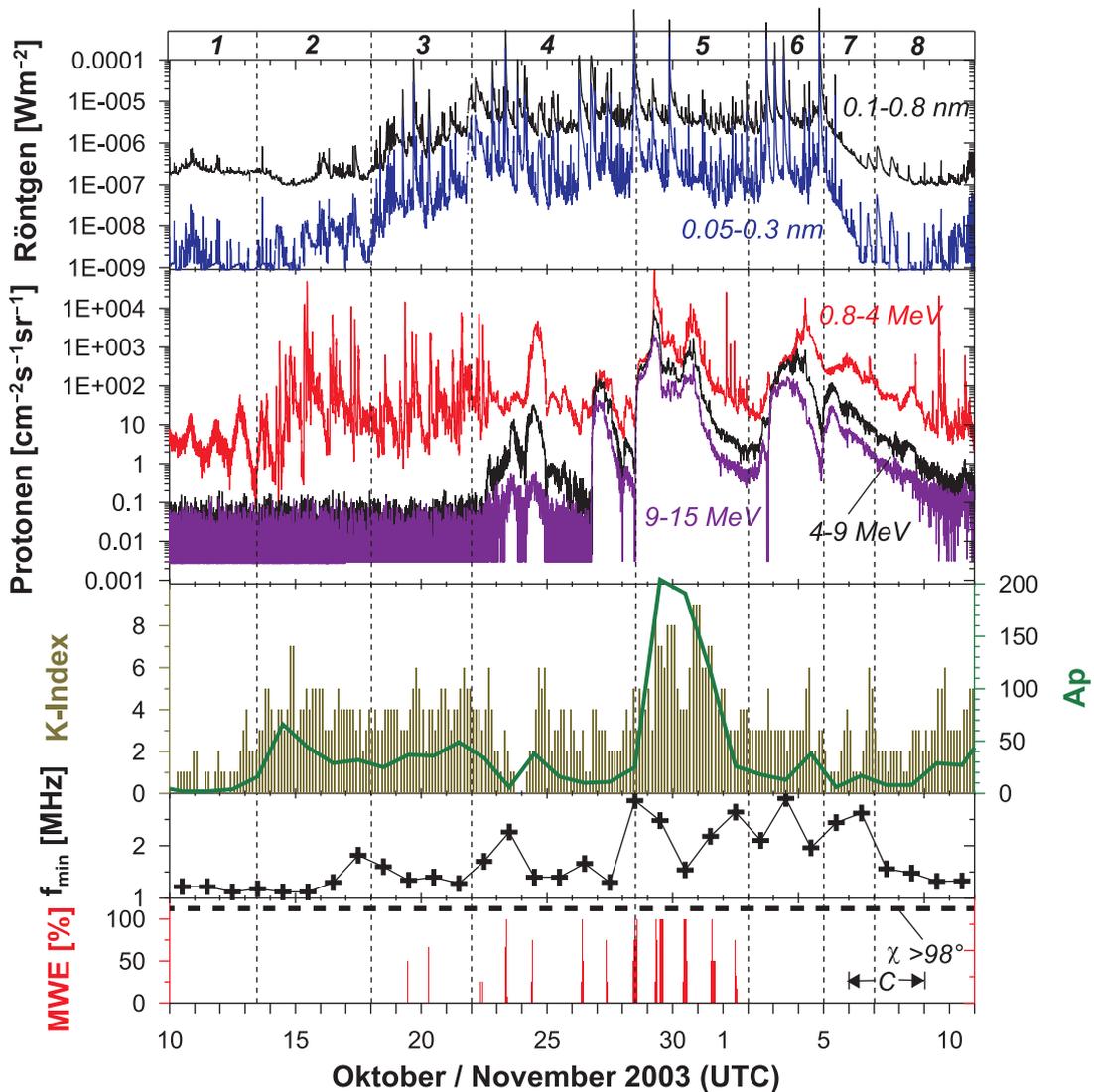


Abb. 6.14: Variationen der stündlichen MWE-Häufigkeit (unten) während starker solarer Aktivität vom 10. Oktober bis 10. November 2003 mit zugehöriger Röntgenstrahlung in verschiedenen Wellenlängenbereichen, hochenergetischen Protonenflüssen in verschiedenen Energiebereichen, lokaler und globaler geomagnetischer Aktivität und minimaler beobachteter Frequenz durch Ionosondmessungen in Juliusruh sowie Zeiten unter Nachtbedingungen ( $\chi > 98^\circ$ ; siehe Text für weitere Details) (nach Zeller *et al.*, 2006).

hohen Energiebereich von 9–15 MeV waren jedoch um eine Größenordnung niedriger als Ende Oktober 2003. Das könnte der Grund sein, warum im November 2004 keine MWE gemessen wurden. Während der solarer und geomagnetischer Aktivität im Januar 2005 waren alle solarer und geomagnetischer Parameter deutlich schwächer als im Oktober 2003, allerdings immer noch deutlich über dem Mittel. Die Ionisation durch solare Wellenstrahlung im Oktober 2003 war wegen des höheren Sonnenstandes und der Jahreszeit in den mittleren Breiten zwar stärker als in polaren Breiten im No-

vember 2004, aber diese beeinflusst die Elektronendichte nur um den Faktor 2, wohingegen durch hochenergetische Partikel die Elektronendichte um mehrere Größenordnungen erhöht werden kann.

Wie in Kapitel 3.3 erwähnt, repräsentieren die  $f_{min}$ -Werte im Gegensatz zu den CNA-Werten nicht nur die Absorption in der D-Schicht, sondern enthalten auch einen Anteil von Absorption in der E-Schicht (*Kotadia und Gupta, 1976*). Demnach verharrten die  $f_{min}$ -Werte 6–7 Tage lang nach der stärksten geomagnetischen Aktivität (Intervall 5) auf hohem Niveau, das bis in Intervall 7 reichte, obwohl die geomagnetische Aktivität in Intervall 6 und 7 wie schon beschrieben auf ein niedriges Niveau abgeklungen sind. Das ist auf Poststurmefekte zurückzuführen, wonach die hochenergetischen Partikel in der oberen und mittleren Atmosphäre nicht nur während, sondern auch nach geomagnetischen Störungen abregnen (*Bremer, 1998*). Das betrifft besonders die subpolaren und in geringerem Maß die mittleren Breiten. Offenbar reicht die Ionisation durch Poststurmefekte nicht oder nur ungenügend bis in Höhenbereiche von 70 km für die Bildung von MWE hinunter. Die  $f_{min}$ -Werte deuten hingegen darauf hin, dass zumindest in der unteren E- und möglicherweise auch in der oberen D-Schicht die Ionisation weiterhin erhöht bleibt. In Kapitel 4 wurde gezeigt, dass der Poststurmefekt 1–4 Tage nach einem Maximum geomagnetischer Aktivität die Häufigkeit der um ca. 15 km höhergelegenen MSE leicht verstärkt (Abb. 4.16 und 4.17).

Insgesamt ist im Vergleich zu polaren Breiten ein deutlich stärkerer Einfall hochenergetischer Partikel in die Atmosphäre in mittleren Breiten nötig, um ein verstärktes Auftreten von Winterechos aus Radarmessungen hervorzurufen. Ursache ist die Ablenkung der meisten Partikel in polare Breiten durch das Erdmagnetfeld.

## 6.4 Physikalischer Hintergrund zur Entstehung von Winterechos

### 6.4.1 Turbulenz im Neutralgas als Anregung von Elektronendichtestrukturen

Vom 18. – 27. Januar 2005 wurden im Rahmen der ROMA-Messkampagne (*Rocket borne Observations in the Middle Atmosphere*) raketengestützte Messungen in Andenes durchgeführt. Während dieser Kampagne kam es wegen gesteigerter solarer Aktivität vermehrt zu Winterechos, was in Abb. 6.9 deutlich zu erkennen ist (Tage 137–146 nach dem 1. September 2004). Aufgrund der insgesamt niedrigen Häufigkeitsrate und der Unvorhersagbarkeit von Winterechos ist die Tatsache, dass während dieser Messkampagne verstärkt Winterechos auftraten, als wahrer Glücksfall hervorzuheben! Damit konnten Raketenmessungen bei gleichzeitiger Beobachtung von PMWE durch das ALWIN-Radar durchgeführt werden, so dass hier zeitgleich im Bereich der Winterechos detaillierte Messungen von Temperatur, Dichte positiver Ionen sowie Elektronen und Turbulenz vorgenommen werden konnten (*Lübken et al., 2006*).

Ausgehend von der Theorie der kohärenten Rückstreuung von Radarsignalen in einem schwach ionisierten Plasma (*Tatarskii, 1961*) wurde in einem Modell von *Lübken et al. (2006)* die Radarreflektivität  $\eta$  für eine Höhe von 70 km und eine Bragg-Wellenlänge von 3 m berechnet (linke Graphik von Abb. 6.15). Dabei wurde eine für die gesamte Höhe entsprechende kinematische Viskosität von  $0,245 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ , eine Schmidt-Zahl von 1 und eine Dissipationsrate der Fluktuationen von  $10^{-5} \text{ s}^{-1}$  verwendet. Geht man von einer in dieser Höhe typischen gemessenen, turbulenten Energiedissipationsrate  $\varepsilon$  von  $100 \text{ mW kg}^{-1}$  aus (waagerechte Linie), dann ist für einen  $\eta$ -Wert von  $10^{-15} \text{ m}^{-1}$ , welcher ein typischer Wert für PMWE ist, eine Elektronendichte von knapp  $4 \cdot 10^9 \text{ m}^{-3}$  nötig, was in Übereinstimmungen mit raketengestützten Messergebnissen ist. Die linke Graphik von Abb. 6.15

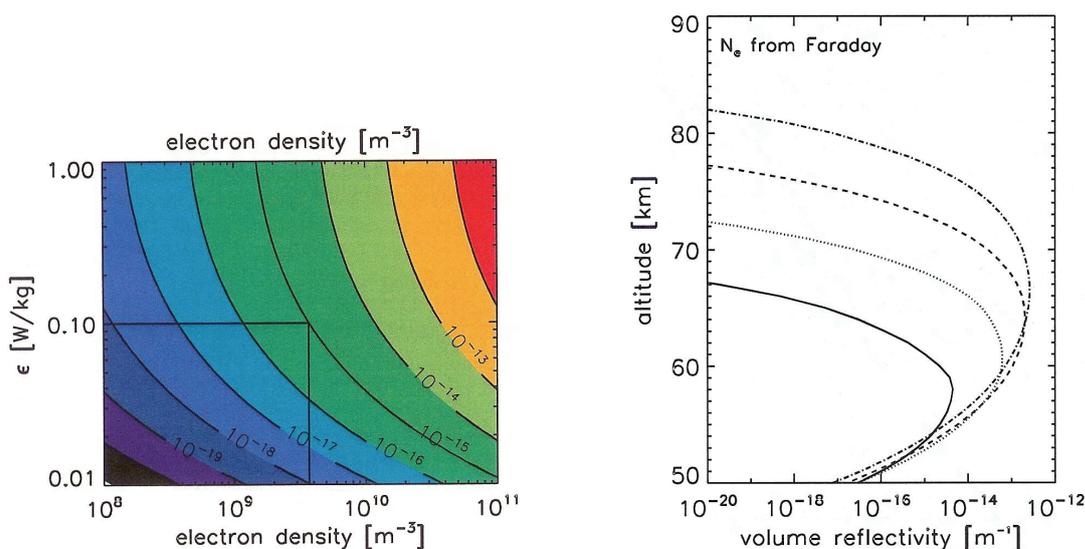


Abb. 6.15: links: Volumenreflektivität eines VHF-Radars mit einem Bragg-Scale von 3 m in einer Höhe von 70 km in Abhängigkeit von der Elektronendichte und der turbulenten Energiedissipationsrate nach Modellrechnungen von *Lübken et al.* (2006); rechts: Volumenreflektivität in Abhängigkeit von der Höhe nach selbigen Modellrechnungen von *Lübken et al.* (2006) für verschiedene turbulente Energiedissipationsraten  $\epsilon$ :  $\epsilon = 1$  mW/kg (durchgezogene Linie),  $\epsilon = 10$  mW/kg (gepunktete Linie),  $\epsilon = 100$  mW/kg (gestrichelte Linie) und  $\epsilon = 1000$  mW/kg (Strich-Punkt-Linie).

zeigt auch, dass bei höherer Elektronendichte weniger Turbulenz nötig ist, um dieselbe Reflektivität zu erhalten und entsprechend umgekehrt. Letzteres könnte die wenigen nächtlichen PMWE unter ruhigen Bedingungen (siehe Tab. 6.2) in Verbindung mit sehr hoher Turbulenz erklären.

Die rechte Graphik von Abb. 6.15 zeigt  $\eta$  in Abhängigkeit von der Höhe für verschiedene  $\epsilon$  bei stark erhöhter Elektronendichte, wie sie während eines Winterechos durch eine raketen-gestützte Messung beobachtet wurde (*Lübken et al.*, 2006). Während die Untergrenze der Winterechos nahezu unabhängig von  $\epsilon$  und durch die mit fallender Höhe abnehmende Elektronendichte bestimmt ist, hängt die Obergrenze maßgeblich von der Stärke der Turbulenz ab. Das ist auf die mit der Höhe zunehmende kinematische Viskosität  $\nu$  zurückzuführen, welche nach oben zunehmend Irregularitäten der Dichte von Neutralteilchen vernichtet. Bei einer Schmidt-Zahl  $Sc = \nu/D_e = 1$  nimmt demnach auch die Elektronendiffusion  $D_e$  mit der Höhe zu. Nun ist  $\epsilon = (9,9/l_0^H)^4 \nu^3$  ein grobes Kriterium für die minimal nötige Energiedissipation zur Erzeugung von Strukturen der Skalengröße  $l_0^H$  (hier: 3 m) (*Lübken*, 1997). Damit nimmt das hierfür nötige  $\epsilon$  mit der Höhe stark zu, so dass nach diesen Modellrechnungen auch bei starker Turbulenz Winterechos oberhalb von 77 km nicht mehr existieren können. Insgesamt stimmt der aus den Modellrechnungen berechnete Höhenbereich für eine Reflektivität von mindestens  $10^{-15} \text{ m}^{-1}$  mit den Beobachtungen befriedigend überein.

Aus Daten von Raketenmessungen während Winterechos im Januar 2005 wurden höhenabhängige, spektrale Leistungsdichten aus Schwankungen der Dichte positiver Ionen entsprechend dem Kolmogorov-Spektrum wie in Abb. 2.2 gewonnen. Innerhalb von PMWE variiert die spektrale Leistungsdichte bei Skalengrößen von einigen 100 m bis unter 10 m proportional zu  $k^{-5/3}$ . Das repräsentiert die Turbulenzkaskade innerhalb des Spektrums. Bei höheren Skalengrößen ist eine Proportionalität

von  $k^{-3}$  dominant, was ein Anzeichen für gesättigte Schwerewellen ist (Brattli *et al.*, 2006), und bei niedrigeren Skalengrößen eine Proportionalität von  $k^{-7}$  als Indiz für Vernichtung der Dichtestrukturen durch Viskosität. Demnach gibt es außerhalb der PMWE kein Anzeichen einer Turbulenzkaskade ( $k^{-5/3}$ ). Damit zeigen diese Leistungsspektraldichten, dass die Dichteschwankungen positiver Ionen nur innerhalb der Höhen mit Winterechos bis in den Bragg-Scale-Bereich eines VHF-Radars reichen und dort durch Turbulenz ( $k^{-5/3}$ ) geprägt sind. Alle diese Messergebnisse stützen die Annahme, dass Turbulenz im Neutralgas ein entscheidender Anregungsmechanismus für Winterechos ist.

Auch im Zeitbereich von Monatsmitteln gibt es eine gute Übereinstimmung von turbulenter Energiedissipationsrate und der PMWE-Häufigkeit. Hierfür wurde der Einfluss der Ionisation auf den PMWE-Jahresgang mittels einer Zweifachregression eliminiert. Als Ionisationsparameter wurden für die geomagnetische Aktivität der Ap-Index  $Ap$  und für den solaren Einfluss die Quadratwurzel des Protonenflusses  $\sqrt{p^+}$  im Energiebereich zwischen 9 und 15 MeV verwendet, da diese mit den PMWE hochkorreliert sind (siehe Abb. 6.8). Damit gestaltet sich die Regressionsanalyse folgendermaßen:

$$\text{PMWE}_{cor} = \text{PMWE}_{gem} - \left( B \cdot (Ap - Ap_m) + C \cdot \left( \sqrt{p^+} - \sqrt{p^+_m} \right) \right) \quad (6.1)$$

$\text{PMWE}_{gem}$  ist die Häufigkeitsrate der beobachteten PMWE in %, während  $\text{PMWE}_{cor}$  die nach Eliminierung der geomagnetischen und solaren Einflüsse berechnete Häufigkeitsrate ist. Zwar kann statt  $\text{PMWE}_{gem}$  auch die vertikale Ausdehnung  $\Delta z(\text{PMWE}_{gem})$  eingesetzt werden, jedoch wird wegen der hohen Korrelation zwischen  $\Delta t$  und  $\Delta z$  (Abb. 6.4) ein ähnliches Ergebnis bei Benutzung von  $\Delta z$  erwartet.  $Ap_m$  und  $\sqrt{p^+_m}$  sind die Mittelwerte der monatlichen Ap- und  $\sqrt{p^+}$ -Werte über den gesamten Beobachtungszeitraum von Oktober 2001 bis April 2005, und  $B$  und  $C$  sind partielle Regressionskoeffizienten, die mit  $Ap$  bzw.  $\sqrt{p^+}$  verbunden sind. Um den Einfluss der saisonal abhängigen Tageslänge ( $\chi < 98^\circ$ ) ebenfalls zu eliminieren, welcher durch tagsüber deutlich höhere PMWE-Häufigkeiten geprägt ist, wurden nur tageszeitliche PMWE-Werte verwendet. Abb. 6.16 zeigt im unteren Teil die jahreszeitliche Variation der korrigierten PMWE-Häufigkeit  $\text{PMWE}_{cor}$ . Dabei ist von November bis Januar eine relativ gleichmäßige PMWE-Häufigkeit von 7–9% zu erkennen, während in den übrigen Monaten die Häufigkeit deutlich niedriger ist mit minimalen Werten zu den Äquinoxtialmonaten. Der große Fehlerbalken im November ist auf sehr starke PMWE-Schwankungen innerhalb diesen Monats zurückzuführen. Dennoch ist auch das Monatsmittel von  $\text{PMWE}_{cor}$  vom November signifikant unterschiedlich von den niedrigsten Monatsmitteln im September und April.

Der obere Teil von Abb. 6.16 zeigt den saisonalen Verlauf der turbulenten Energiedissipationsrate  $\varepsilon$  während der Saison 2004/05 für eine Höhe von 70 km aus Messungen vom MF-Radar in Saura nahe Andenes. Die monatlichen Mittelwerte mit ihren Fehlerbalken (berechnet nach Gleichung 4.1) wurden aus stündlichen  $\varepsilon$ -Werten vom 01.09.2004 – 01.05.2005 berechnet. Fehlende Daten im Dezember und ein fehlender Fehlerbalken aufgrund spärlicher Daten für das monatliche Mittel von November sind auf technische Ursachen zurückzuführen, da während der Polarnacht wegen fehlender ionosphärischer Absorption die Radiowellen verschiedener Fremdsender die Radarmessungen stören. Trotzdem ist klar zu erkennen, dass die Turbulenz in einer Höhe von etwa 70 km einen sehr ähnlichen saisonalen Verlauf wie die PMWE-Häufigkeit hat. Dieses Ergebnis stützt damit die Annahme, dass Turbulenz ein wichtiger Mechanismus für die Bildung von (P)MWE ist. Eine gesteigerte Aktivität von Schwerewellen im Winter und deren Brechung zur Erzeugung von Turbulenz könnte ein wichtiger Anregungsmechanismus für Winterechos sein. Tatsächlich wurde mit Hilfe von Raketen-

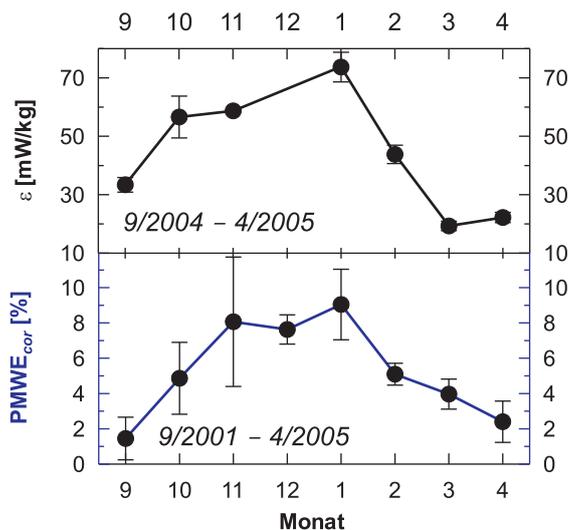


Abb. 6.16: unten: Jahreszeitliche Variation der mittleren monatlichen PMWE-Häufigkeit über Andenes von September 2001 bis April 2005 nach Eliminierung des Einflusses der Protonenflüsse und der geomagnetischen Aktivität; oben: mittlere monatliche Energiedissipationsraten in einer Höhe von ca. 70 km nach Messungen mit dem MF-Radar in Saura von September 2004 bis April 2005; Fehlerbalken mit Signifikanz von 95% nach Gleichung 4.1 (nach Zeller *et al.*, 2006).

messungen beobachtet, dass im Winter über Nordeuropa in Höhen unterhalb von 80 km die turbulente Energiedissipationsrate  $\varepsilon$  stärker als im Sommer ist (Lübken, 1997).

Wie erwähnt, wurde für die Modellrechnungen stets eine Schmidt-Zahl von 1 angenommen. Damit sind aber die wenigen Winterechos, die oberhalb von 77 km auftreten, nicht zu erklären. Möglicherweise spielen hier geladene Aerosole eine Rolle, durch welche die Elektronendiffusivität stark gesenkt würde. Demnach wären Irregularitäten der Elektronendichte im Skalenbereich der Bragg-Wellenlänge möglich, da wegen erhöhter Schmidt-Zahl ein konvektiv-viskoser Bereich existieren würde (Batchelor, 1959). Die Existenz von Aerosolen in der mittleren und unteren Mesosphäre ist bislang ungeklärt. Schichten, welche bei Lidarmessungen innerhalb von Winterechos entdeckt wurden (Stebel *et al.*, 2004), können auf Aerosole oder auf starke Temperaturgradienten hinweisen. Zur endgültigen Klärung dieses Sachverhaltes sind daher weitere Untersuchungen erforderlich.

Ein *Heating-Experiment*, bei dem während einer PMWE-Beobachtung Elektronen mit Hilfe eines HF-Radars (*high frequency*) stark erhitzt wurden, zeigt ein rasches Verschwinden der PMWE mit dem Einschalten des HF-Radars und umgekehrt rasches Wiedererscheinen (ca. 1 s) der PMWE mit dessen Ausschalten (Kavanagh *et al.*, 2006). Das Verschwinden der PMWE wird durch die erheblich gesteigerte Elektronendiffusivität bei stark erhöhter Elektronentemperatur begründet, wodurch kleinskalige Dichteschwankungen der Elektronen vernichtet werden. Dagegen bleiben die Temperatur und turbulente Strukturen im Neutralgas unverändert. Das rasche Wiedererscheinen der PMWE nach dem Abschalten des HF-Radars wurde durch die Anwesenheit von geladenen Aerosolen begründet, durch welche die Elektronendiffusion sofort stark gesenkt wird. Im Falle der Nichtexistenz von Aerosolen kann das rasche Wiedererscheinen der PMWE nicht vollständig erklärt werden, da nicht sicher ist, ob Turbulenz im Neutralgas eine so schnelle (Wieder-)Entstehung von Irregularitäten der Elektronendichte bewirken kann. Nach Hill (1978) wird die Dauer einer Produktion von Turbulenz

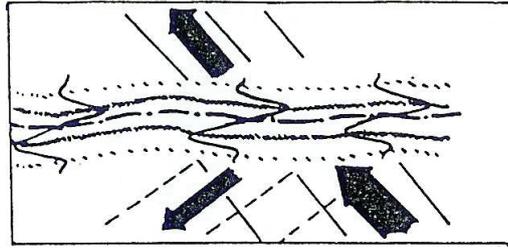


Abb. 6.17: Skizze zur Entstehung einer Viskositätswelle (Ausschnitt aus Abb. 11 in *Hocking et al.*, 1991): Schwarze Pfeile stellen die einfallende Schwere- oder Infraschallwelle dar, die an einer Schicht teilreflektiert bzw. teiltransmittiert wird; wellenartige schwarze Linien innerhalb der Schicht stellen Viskositätswellen dar.

im Elektronengas in einer Höhe von 55 km bei 0,3 s und von 65 km bei 30 s eingeschätzt. Das *Heating*-Experiment betraf eine PMWE in 62 – 63 km, so dass demnach mit einem Wiedererscheinen der PMWE erst etwa 20 s nach dem Ausschalten des HF-Radars zu rechnen ist. Tatsächlich erschien die PMWE spätestens 1 s nach dem Ausschalten. Bei einem früheren *Heating*-Experiment während einer PMSE-Beobachtung (*Chilson et al.*, 2000) kann das sofortige Wiedererscheinen der PMSE nach Ausschalten des HF-Radars durch die Anwesenheit geladener Eisteilchen in ihren turbulenten Strukturen begründet werden, welche die Elektronendiffusivität sofort senken (*Rapp und Lübken*, 2000, 2003b). Damit deuten die Ergebnisse von *Kavanagh et al.* (2006) indirekt auf die Existenz von Aerosolen. Mit Hilfe solcher gelandenen Aerosole können auch Winterechos oberhalb von 75 km erklärt werden.

#### 6.4.2 Ionen-akustische Wellen als Anregung von Elektronendichtestrukturen

Neben der Turbulenztheorie von *Lübken et al.* (2006) gibt es eine weitere Theorie von *Kirkwood et al.* (2006), wonach die Entstehung von Winterechos auf ionen-akustische Wellen zurückzuführen ist. Basis für diese Annahme ist die Beobachtung extrem hoher horizontaler Driftgeschwindigkeiten der Streuzentren von bis zu 300 m/s innerhalb von Winterechos aus Beobachtungen durch das VHF ESRAD-Radar in Kiruna. Solche hohen Geschwindigkeiten können nicht auf Luftbewegungen zurückgeführt werden, da weder in Modellen noch aus Beobachtungen derart hohe Windgeschwindigkeiten festgestellt wurden. Daher wurde auf die Theorie der Viskositätswellen nach *Hocking et al.* (1991) und *Hocking* (1996) zurückgegriffen, die bereits von (*Cho und Röttger*, 1997) als nicht-turbulente Theorie für PMSE diskutiert wurde: Spiegelartige Reflexionen von Radarstrahlen eines VHF-Radars in der unteren Stratosphäre und in der Mesosphäre wurden durch die Existenz von sogenannten Viskositätswellen begründet. Viskositätswellen sind stark gedämpfte Wellen, die an Schichten mit starken Gradienten des Brechungsindex oder an starken Windscherungen durch eine partielle Reflexion von Schwerewellen oder auch Infraschallwellen entstehen und bereits nach einer Periodendauer verschwinden (Abb. 6.17). Nach *Hocking* (2003) wird die vertikale Wellenlänge von Viskositätswellen  $\lambda_z$  folgendermaßen bestimmt:

$$\lambda_{z,\nu} = 2 \sqrt{\pi\nu T_p} \quad (6.2)$$

Dabei hängt  $\lambda_{z,\nu}$  nur von der Viskosität  $\nu$  und von der Periodendauer  $T_p$  der teilreflektierten Schwere- oder Infraschallwelle ab, so dass für Viskositätswellen mit  $\lambda_{z,\nu}$  im Skalenbereich der Bragg-Wellenlänge

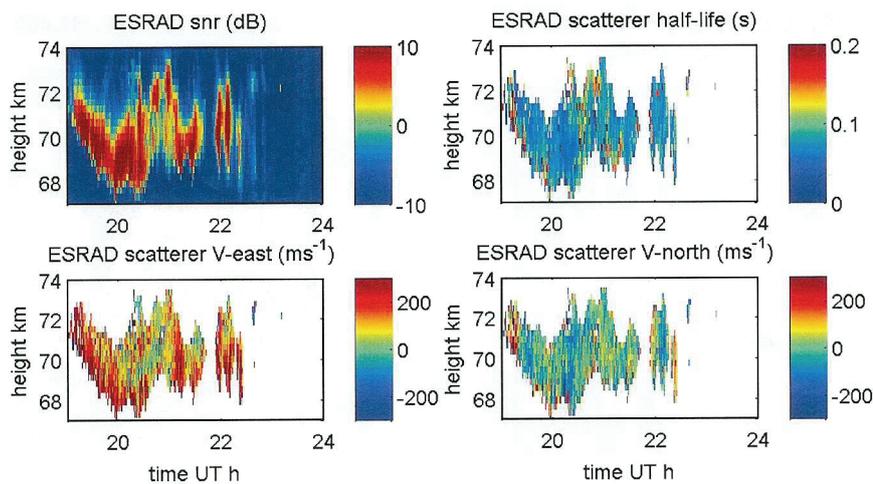


Abb. 6.18: oben links: PMWE-Messung vom 10.11.2004 mit dem ESRAD-Radar über Kiruna (Schweden); oben rechts: Lebensdauer der Streuzentren in Sekunden; unten: Streugeschwindigkeiten in der meridionalen (links) und zonalen Richtung (rechts) (Abb. 8 aus *Kirkwood et al.*, 2006).

von ca. 3 m und einer Viskosität von  $0,245 \text{ m}^2/\text{s}$  die Periodendauer  $T_p$  bei 3 Sekunden liegen muss. Bei dieser Periodendauer kommen nur Infraschallwellen als Anreger für Viskositätswellen im Bragg-Scale eines VHF-Radars in Frage. Nach *Hocking* (2003) haben Infraschallwellen mit Periodendauern von 1 – 10 s vertikale Wellenlängen von 300 m – 3 km, weswegen sie an starken vertikalen Temperaturgradienten, hervorgerufen durch Schwerewellen, teilreflektiert werden. Infraschallwellen entstehen vor allem durch Ozeanwellen und durch konvektive Prozesse in der Troposphäre (z.B. Schauer und Gewitter) und breiten sich mit einer Geschwindigkeit von bis zu 500 m/s kugelförmig in die Atmosphäre aus (*Rind*, 1976). Diese hohe Geschwindigkeit der Infraschallwellen erklärt nach *Kirkwood et al.* (2006) die hohen Driftgeschwindigkeiten der Winterechos.

Viskositätswellen beeinflussen aber nur die Struktur des Neutralgases; die Dichteschwankungen der Neutralgasteilchen übertragen sich allerdings auf das Plasma, wobei diese Plasmawellen als ionen-akustische Wellen bezeichnet werden (*Mathews*, 1984). Wie bei der Turbulenztheorie von *Lübken et al.* (2006) wird auch bei der Theorie der ionen-akustischen Wellen von *Kirkwood et al.* (2006) das Verhältnis zwischen der vertikalen Wellenlänge der ionen-akustischen Welle  $\lambda_{z,i}$  und der Viskositätswelle  $\lambda_{z,\nu}$  durch die Schmidt-Zahl  $Sc$  bestimmt mit  $\lambda_{z,i} = Sc^{-1} \lambda_{z,\nu}$ , wobei nach *Kirkwood et al.* (2006)  $Sc$  bei = 1 oder geringfügig darunter vermutet wird. So wären die vertikale Wellenlängen von Viskositäts- und ionen-akustischen Wellen ähnlich groß. Messungen vom ESRAD-Radar in Kiruna (SNR von PMWE, Abb. 6.18 links oben), dessen Frequenz von 52 MHz derjenigen des ALWIN-Radars sehr ähnlich ist, ergaben teilweise hohe horizontale Driftgeschwindigkeiten der Streuzentren mit einem Betrag bis zu 300 m/s (Abb. 6.18 unten). Die Graphik rechts oben in Abb. 6.18 zeigt die Lebensdauer der Streuzentren, welche mit ca. 0,1 s sehr niedrig ist. Ein weiteres Ergebnis ist, dass die spektrale Breite aus Messungen mit dem 224 MHz-EISCAT-Radar innerhalb und außerhalb von Echos keine signifikanten Unterschiede aufweist, was gegen Turbulenz als Ursache für Winterechos sprechen würde. Dagegen wurden bei Messungen mit dem ALWIN-Radar über Andenes Unterschiede in der spektralen Breite gefunden, die auf Turbulenz hinweisen (*Lübken et al.*, 2006). Eine genauere

Auswertung der Ergebnisse der spektralen Breite mit dem EISCAT-Radar zeigt Unterschiede in der spektralen Form, was ein Hinweis auf Turbulenz innerhalb der PMWE darstellt (Lübken *et al.*, 2007).

Geschwindigkeiten der Streuobjekte um 300 m/s müssen sehr kritisch betrachtet werden. Gerade am unteren Rand von Radarechos sind Dopplerverschiebungen und spektrale Breiten nur schwer zu bestimmen, da sie hier stark durch inkohärente Streuung beeinflusst sind. In Abb. 6 in Kirkwood *et al.* (2006) ist die Schwierigkeit der Bestimmbarkeit der Dopplerverschiebung und der spektralen Breite am unteren Rand des Winterechos deutlich zu erkennen. Damit sind die Streugeschwindigkeiten, die vorzugsweise am unteren Rand auftreten, mit einer großen Unsicherheit behaftet.

Es gibt aber noch weitere Unsicherheiten bei der Annahme der Ionen-akustischen Wellen als Ursache für Winterechos: Bisher wurden Viskositätswellen noch nie gemessen und beruhen daher nur auf der Theorie von Hocking *et al.* (1991). Doch selbst diese Theorie ist umstritten; insbesondere können nach Fritts und Alexander (2003) Viskositätswellen sich nicht ausbreiten. Sie können außerdem keine atmosphärischen Wellenstrukturen bilden, sondern vernichten sie vielmehr. Demnach können sie nicht zu verstärkten Radarechos beitragen. Ferner ist in Abb. 6.18 zu erkennen, dass nicht überall, wo PMWE gemessen wurden, auch diese hohe Driftgeschwindigkeiten von 300 m/s auftreten. Da aber Viskositätswellen bereits nach einer Wellenlänge dissipieren und sich daher selbständig kaum ausbreiten, können sie also nur dort existieren, wo Infrarotwellen an Schichten reflektiert werden. Das geschieht aber nur dort, wo das Radar Streugeschwindigkeiten von 300 m/s misst. Damit sind Winterechos in Bereichen mit einer Streugeschwindigkeit von deutlich unter 300 m/s nicht mit Ionen-akustischen Wellen zu erklären. Ferner ist nicht geklärt, warum Winterechos nicht auch in der Mesopausenregion existieren. Zwar ist die Viskosität in einer Höhe von ca. 90 km um eine Größenordnung höher als in 70 km, aber bei Betrachtung von Gleichung 6.2 kann man erkennen, dass Infrarotwellen mit einer Periodendauer von 0,3 s die Zunahme der Viskosität kompensieren können. Laut Cochran und Shearer (2006) reicht die Periodendauer von Infrarotwellen von 0,05 – 1000 s. Ein weiterer unsicherer Punkt ist, dass Infrarotwellen auch im Sommer existieren müssten. Die Angaben von Rind (1976) und Hocking (2003) zur Entstehung von Infrarotwellen liefern keine Hinweise bezüglich einer jahreszeitlichen Abhängigkeit der Quellen von Infrarotwellen. Im Sommer werden jedoch gar keine oder nur sehr wenige Echos beobachtet, die unterhalb einer Höhe von 80 km vorkommen. Meist sind sie oberhalb von 75 km und werden daher als typische Sommerechos interpretiert. Dagegen sind im Sommer die Schwerewellenaktivität und die Turbulenz im mesosphärischen Neutralgas geringer als im Winter (Lübken, 1997), wobei anhand von Temperaturprofilen die mittleren Temperaturschwankungen ausgelöst durch Schwerewellen im Winter in 70 km Höhe etwa um das 2–2,5-fache höher sind als im Sommer (Rauthe *et al.*, 2006). Das erklärt das Ausbleiben von Echos unterhalb von einer Höhe von 75–80 km (Lübken *et al.*, 2006). Insgesamt widerlegen diese Punkte die Theorie der Viskositätswellen als Ursache von PMWE nicht vollständig, es bleiben aber offene Fragen, die zukünftig weiter erforscht werden müssen. Anhand von derzeit vorliegenden Messergebnissen ist aber die Theorie, wonach Turbulenz im Neutralgas der Anregungsmechanismus für Winterechos ist, wesentlich stärker gestützt als die Theorie der (P)MWE-Erzeugung durch infrarot-generierte, Ionen-akustische Wellen.

## Kapitel 7

# Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war die Erforschung der Einflüsse atmosphärischer Größen und der Ionisation auf mesosphärische Radarechos in mittleren und polaren Breiten. Bei diesen Untersuchungen wurde zum einen zwischen Radarechos während der Sommersaison ([P]MSE) und während der Wintersaison ([P]MWE) und zum anderen zwischen Echos in polaren Breiten (Andenes, 69°N) und mittleren Breiten (Kühlungsborn, 54°N) unterschieden. Da sich die Eigenschaften der verwendeten Radars kaum unterscheiden, sind Unterschiede beim Auftreten von Echos hauptsächlich auf physikalische Ursachen zurückzuführen. Winterechos treten dabei deutlich seltener auf als Sommerechos. Ihre mittlere Häufigkeit liegt bei 3% in polaren und bei 0,3% in mittleren Breiten im Gegensatz zu den Sommerechos mit 80% bzw. 7%.

Untersuchungen atmosphärischer Einflüsse auf mesosphärische Radarechos ergeben folgendes:

- Die Tageswerte von Temperatur und (P)MSE sind im allgemeinen negativ korreliert, wobei insbesondere bei den PMSE die Korrelation umso stärker ist, je näher die Temperatur um den Gefrierpunkt des Wasserdampfes schwankt. Anomalien der globalen Zirkulation im Jahr 2002 bewirkten in der oberen polaren Mesosphäre eine erhöhte mittlere Temperatur, die damit dem Gefrierpunkt von Wasserdampf näher ist als in den anderen untersuchten Jahren. Das führte einerseits zu einem vermindertem Auftreten der PMSE und andererseits zu einer starken Modulierung der PMSE durch Temperaturvariationen infolge planetarer Wellen.
- Es wurden umfangreiche Vergleiche zwischen den (P)MSE- und Winddaten durchgeführt. Die Ergebnisse zeigen, dass durch planetare Wellen verursachte Variationen des Meridionalwindes insbesondere MSE modulieren. Ursache sind ein starker meridionaler Temperaturgradient und eine mittlere Temperatur um den Gefrierpunkt des Wasserdampfes in der sommerlichen Mesosphäre in mittleren Breiten. PMSE werden dagegen durch den Meridionalwind deutlich weniger beeinflusst, da der meridionale Temperaturgradient in polaren Breiten wesentlich schwächer ist. Außerdem liegt die dortige mittlere Temperatur meist deutlich unter dem Gefrierpunkt des Wasserdampfes, so dass durch den Meridionalwind bewirkte Temperaturschwankungen die PMSE nur gering beeinflussen. Lediglich im Jahr 2002 ist aufgrund der höheren mittleren Temperatur der Zusammenhang zwischen den PMSE und dem Meridionalwind ansatzweise ähnlich wie in mittleren Breiten.
- Der mittlere tageszeitliche Verlauf der MSE ist durch das Maximum der Ionisation während des Sonnenhöchststandes bestimmt. In polaren Breiten wird als Folge gesteigerter Ionisation durch das nächtliche Maximum der geomagnetischen Aktivität zusätzlich ein sekundäres PMSE-Maximum

in den frühen Morgenstunden beobachtet. Ein Beitrag der atmosphärischen Gezeiten zum PMSE-Tagesgang ist aufgrund der Resultate wahrscheinlich, jedoch kann dessen Bedeutung nur mit großen Unsicherheiten abgeschätzt werden.

- Der Vergleich von Monatsmittelwerten turbulenter Energiedissipationsraten und PMWE-Häufigkeiten unterstützt die Annahme, dass Turbulenz im Neutralgas der maßgebliche Erzeugungsmechanismus von PMWE ist.

Erhöhte Ionisation bedeutet eine erhöhte Elektronendichte und ermöglicht damit auch größere kleinskalige Schwankungen der Elektronendichte. Allgemein führt dies zu verstärktem Auftreten der Radarechos in der Mesosphäre. Die folgenden Punkte fassen die wichtigsten Ergebnisse zusammen:

- Variationen der Lyman- $\alpha$ -Strahlung (dargestellt durch die solare 10,7 cm-Radiostrahlung) beeinflussen vor allem im 11-jährigen solaren Zyklus nur die PMSE-Stärke. Bei den MSE kompensieren vermutlich Temperaturerhöhung und Wasserdampfdissoziation den Effekt erhöhter Ionisation. Bei den meisten Winterechos reicht wegen deren Auftreten in geringeren Höhen die solare Wellenstrahlung allein nicht für eine genügend hohe Elektronendichte für die Rückstreuung des Radarstrahls.
- Sowohl bei den (P)MSE als auch bei den (P)MWE bewirkt erhöhte geomagnetische Aktivität meist ein häufigeres Auftreten dieser Radarechos. Wegen der Ablenkung hochenergetischer Partikel durch das Erdmagnetfeld Richtung polare Breiten führt erst sehr starke geomagnetische Aktivität zu einem vermehrten Auftreten von Radarechos in mittleren Breiten. Diese Ablenkung ist die wesentliche Ursache für das deutliche geringere Auftreten von MWE gegenüber PMWE. In polaren Breiten beeinflussen Variationen der geomagnetischen Aktivität in polaren Breiten deutlich die Radarechos.
- Unter Eliminierung des solaren und geomagnetischen Einflusses wurde ein Trend für (P)MSE berechnet. Sowohl in polaren als auch in mittleren Breiten ist er leicht positiv, aber nicht signifikant. Ursachen könnten ein Temperaturrückgang oder eine Wasserdampfzunahme sein. Beide Ursachen sind wichtige Indizien für eine mögliche Klimaänderung. Allerdings sind für die nächsten Jahre weitere kontinuierliche Messungen nötig, um zu klären, ob sich dieser Trend behauptet.

Seit Ende der 70er-Jahre wurden Radarechos in der Mesosphäre untersucht. Einerseits will man ihr Erscheinungsbild verstehen und andererseits für die Erforschung der Mesosphäre und Mesopausenregion nutzen. Mit der vorliegenden Arbeit wurde versucht, einen Beitrag zu diesen Untersuchungen zu leisten. Angestrebt wurde dabei die Abschätzung des Einflusses atmosphärischer Variationen und der Ionisation sowohl auf die (polaren) mesosphärischen Sommerechos (P)MSE als auch auf die (polaren) mesosphärischen Winterechos (P)MWE. Aus diesen Untersuchungen ergeben sich für die genannten Radarechos eine Vielzahl von Fragestellungen, die nach Ansicht des Autors einer weiteren Bearbeitung bedürfen. Künftige Untersuchungen der (P)MSE sollten folgende Punkte miteinschließen:

- Gleichzeitige Messungen von (P)MSE und Temperatur am selben Ort. Solche Messungen wurden bereits mit Hilfe fallender Kugeln und raketengestützter Instrumente durchgeführt. Mit Hilfe tageslichttauglicher Lidarmessungen, die einen Höhenbereich von 80–90 km abdecken, sind solche Messungen künftig noch besser möglich. Dabei gibt es schon erste erfolgreiche Beobachtungen über Kühlungsborn und Spitzbergen mit einem Kaliumlidar. Solche Messungen sollten in den

nächsten Jahren häufiger wiederholt werden, um den Temperatureinfluss auf (P)MSE im Detail zu untersuchen.

- Untersuchung der Längen- und Breitenabhängigkeit der (P)MSE-Stärke und -Häufigkeit. Hier ist für den Vergleich von Ergebnissen die Zusammenarbeit mit anderen Forschungsinstituten und die Kalibrierung der unterschiedlichen Radars erforderlich. Erste Vergleiche mit kalibrierten Radaranlagen liegen bereits vor und sollten zukünftig zielgerichtet erweitert werden.
- Weitere Beobachtung des (P)MSE-Trends. Ziel solcher Untersuchungen ist der Nachweis von möglicherweise anthropogen bedingten Trends der Temperatur und/oder des Wasserdampfgehaltes in der oberen Mesosphäre. Diese Frage ist nicht nur von bedeutendem wissenschaftlichen, sondern auch wissenschaftspolitischen Interesse.
- Einfluss der Turbulenz auf (P)MSE. Hier sollten künftig die mit den MF-Radars in Saura und Juliusruh gewonnenen Turbulenzdaten benutzt werden, um den Bildungsprozess der (P)MSE besser zu verstehen.

Die weitere Untersuchung der (P)MWE sollte folgende Fragestellungen berücksichtigen:

- Untersuchungen, ob ionen-akustische Wellen eine Rolle bei der Entstehung von (P)MWE spielen. Hierfür sind detaillierte Messungen des Windfeldes (speziell der Nachweis hoher Geschwindigkeiten der Streuzentren um 300 m/s), der spektralen Breite und der Aspektempfindlichkeit der Radarechos erforderlich. Die Windgeschwindigkeit sollte dabei gleichzeitig mit Hilfe von hochauflösenden in situ-Methoden (z. B. Folienwolken) gemessen werden, um zusätzlich unabhängige Ergebnisse zu erhalten.
- Möglicher Einfluss von Aerosolen auf die Entstehung von (P)MWE. Diese könnten für die Erklärung von (P)MWE oberhalb von 75 km wichtig werden. Wegen der warmen winterlichen Mesosphäre können Eisteilchen als Aerosole ausgeschlossen werden. Bislang wurden aber Aerosole noch nicht eindeutig oder nur indirekt (*Heating-Experiment*) nachgewiesen. Hochaufgelöste Lidarmessungen können möglicherweise näheren Aufschluss darüber bringen.

Mit Hilfe der am IAP verfügbaren experimentellen Technik und den Modellierungsmöglichkeiten können alle oben dargelegten Fragestellungen angegangen werden. Damit kann man erwarten, dass in den nächsten Jahren weitere signifikante Fortschritte beim Verständnis der hier behandelten Phänomene gemacht werden können.

# Literaturverzeichnis

- Andrews, D. G., J. R. Holton, und C. B. Leovy (1987), *Middle atmosphere dynamics*, Academic Press, New York.
- Baker, D. N., C. A. Barth, K. E. Mankoff, S. G. Kanekal, S. M. Bailey, G. M. Mason, und J. E. Mazur (2001), Relationship between precipitating auroral zone electrons and lower thermospheric nitric oxide densities, *J. Geophys. Res.*, *106(A11)*, 24,465–24,480.
- Balsley, B. B., W. L. Ecklund, und D. C. Fritts (1983), VHF echoes from high-latitude mesosphere and lower thermosphere: observations and interpretations, *J. Atmos. Sci.*, *40*, 2451–2466.
- Barabash, V., P. Chilson, S. Kirkwood, A. Réchou, und K. Stebel (1998), Investigations of the possible relationship between PMSE and tides using a VHF MST radar, *Geophys. Res. Lett.*, *25(17)*, 3297–3300.
- Barabash, V., S. Kirkwood, und P. B. Chilson (2002), Are variations in PMSE intensity affected by energetic particle precipitation?, *Ann. Geophys.*, *20*, 539–545.
- Barabash, V., S. Kirkwood, A. Feofilov, und A. Kutepov (2004), Polar mesosphere summer echoes during the July 2000 solar proton event, *Ann. Geophys.*, *22*, 759–771.
- Barth, C. A., K. D. Mankoff, S. M. Bailey, und S. C. Solomon (2003), Global observations of nitric oxide in the thermosphere, *J. Geophys. Res.*, *108(A1)*, 1027, doi:10.1029/2002JA009458.
- Batchelor, G. K. (1959), Small-scale variation of convected quantities like temperature in a turbulent fluid. Part 1. General discussion and the case of small conductivity, *J. Fluid Mech.*, *5*, 113–133.
- Becker, E., A. Müllemann, F.-J. Lübken, H. Körnich, P. Hoffmann, und M. Rapp (2004), High Rossby-wave activity in austral winter 2002: Modulation of the general circulation of the MLT during the MaCWAVE/MIDAS northern summer program, *Geophys. Res. Lett.*, *31*, L24S03, doi:10.1029/2004GL019615.
- Beig, G., P. Keckhut, R. P. Lowe, R. G. Roble, M. G. Mlynczak, J. Scheer, V. I. Fomichev, D. Offermann, W. J. R. French, M. G. Shepherd, A. I. Semenov, E. E. Remsberg, C. Y. She, F. J. Lübken, J. Bremer, B. R. Clemesha, J. Stegman, F. Sigernes, und S. Fadnavis (2003), Review of mesospheric temperature trends, *Rev. Geophys.*, *41(4)*, 1015, doi:10.1029/2002RG000121.
- Berger, U., und F.-J. Lübken (2006), Weather in mesospheric ice layers, *Geophys. Res. Lett.*, *33(4)*, L04806, doi:10.1029/2005GL024841.

- Berger, U., und U. von Zahn (1999), The two-level structure of the mesopause: A model study, *J. Geophys. Res.*, *104*, 22,083 – 22,093.
- Berger, U., und U. von Zahn (2002), Icy particles in the summer mesopause region: Three-dimensional modeling of their environment and two-dimensional modeling of their transport, *J. Geophys. Res.*, *107*(A11), 1366, doi:10.1029/2001JA000316.
- Berger, U., und U. von Zahn (2007), Three-dimensional modeling of the trajectories of visible noctilucent cloud particles: An indication of particle nucleation well below the mesopause, *J. Geophys. Res.*, *112*, D16204, doi:10.1029/2006JD008106.
- Blackhouse, T. W. (1885), The luminous cirrus cloud of June and July, *Meteorol. Mag.*, *20*, 133.
- Blix, T. A., M. Rapp, und F.-J. Lübken (2003), Relations between small scale electron number density fluctuations, radar backscatter and charged aerosol particles, *J. Geophys. Res.*, *108*(D8), 8450, doi:10.1029/2002JD002430.
- Brasseur, G., und S. Solomon (1984), *Aeronomy in the Middle Atmosphere*, Reidel, Dordrecht, Holland.
- Brattli, A., T. A. Blix, O. Lie-Svendsen, U.-P. Hoppe, F.-J. Lübken, M. Rapp, W. Singer, R. Latteck, und M. Friedrich (2006), Rocket measurements of positive ions during polar mesosphere winter echo conditions, *Atmos. Chem. Phys.*, *6*, 5515 – 5524.
- Brekke, A. (1997), *Physics of the upper polar atmosphere*, J. Mason (Ed.), Wiley-Praxis Series in Atmospheric Physics. Wiley, Chichester, England.
- Bremer, J. (1998), Post storm effects in middle and subauroral latitudes, *Adv. Space Res.*, *22*(6), 837 – 840.
- Bremer, J., T. L. Hansen, P. Hoffmann, und R. Latteck (2001), Dependence of polar mesosphere summer echoes on solar wind and geomagnetic activity, *Adv. Space Res.*, *28*(7), 1071 – 1076.
- Bremer, J., P. Hoffmann, R. Latteck, und W. Singer (2003), Seasonal and long-term variations of PMSE from VHF radar observations at Andenes, Norway, *J. Geophys. Res.*, *108*(D8), 8438, doi:10.1029/2002JD002369.
- Bremer, J., P. Hoffmann, J. Höffner, R. Latteck, W. Singer, W. Zecha, und O. Zeller (2006), Long-term changes of mesospheric summer echoes at polar and middle latitudes, *J. Atmos. Solar Terr. Phys.*, *68*, 1940 – 1951.
- Briggs, B. (1984), The Analysis of Spaced Sensor Records by Correlation Techniques, in *Middle Atmosphere Program, Handbook for MAP*, Bd. 13, herausgegeben von R. Vincent, S. 166 – 186, SCOSTEP Secretariat, University of Illinois.
- Chilson, P. B., E. Belova, M. Rietfeld, S. Kirkwood, und U.-P. Hoppe (2000), First artificially induced modulation of PMSE using the EISCAT heating facility, *Geophys. Res. Lett.*, *27*(23), 3801 – 3804.
- Chilson, P. B., Y. T. Yu, R. D. Palmer, und S. Kirkwood (2002), Aspect sensitivity measurements of polar mesosphere summer echoes using coherent radar imaging, *Ann. Geophys.*, *20*, 213 – 223.

- Cho, J. Y. N., T. M. Hall, und M. C. Kelley (1992), On the role of charged aerosols in polar summer mesosphere echoes, *J. Geophys. Res.*, *97(D1)*, 875–886.
- Cho, Y. N., und J. Röttger (1997), An updated review of polar mesosphere summer echoes: Observation, theory, and their relationship to noctilucent clouds and subvisible aerosols, *J. Geophys. Res.*, *102(D2)*, 2001–2020.
- Cochran, E. S., und P. M. Shearer (2006), Infrasound events detected with the Southern California Seismic, *Geophys. Res. Lett.*, *33*, L19803, doi:10.1029/2006GL026951.
- Czechowski, P., I. M. Reid, und R. Ruster (1988), VHF radar measurements of the aspect sensitivity of the polar summer mesopause echoes over Andenes (89°N, 16°E), Norway, *Geophys. Res. Lett.*, *15*, 1259–1262.
- Czechowsky, P., und R. Ruster (1997), VHF radar observation of turbulent structures in the polar mesosphere region, *Ann. Geophys.*, *15*, 1028–1036.
- Czechowsky, P., R. Ruster, und G. Schmidt (1979), Variations of mesospheric structures in different seasons, *Geophys. Res. Lett.*, *6(6)*, 459–462.
- Czechowsky, P., I. Reid, M. Ruster, und G. Schmidt (1989), VHF radar echoes observed in the summer and winter polar mesosphere over Andoya, Norway, *Geophys. Res. Lett.*, *94*, 5199–5217.
- Dalin, P., S. Kirkwood, H. Andersen, O. Hansen, N. Pertsev, und V. Romejko (2006), Comparison of long-term Moscow and Danish NLC observations: statistical results, *Ann. Geophys.*, *24*, 2841–2849.
- DeLand, M. T., E. P. Shettle, G. E. Thomas, und J. J. Olivero (2006), A quarter-century of satellite polar mesospheric cloud observations, *J. Atmos. Solar Terr. Phys.*, *86(1)*, 9–29.
- Detrick, D. L., und T. J. Rosenberg (1990), A phased-array radiowave imager for studies of cosmic noise absorption, *Rev. Geophys.*, *25(4)*, 325–338.
- Donahue, T. M., B. Guenther, und J. E. Blamont (1972), Noctilucent clouds in daytime: Circumpolar particulate layers near the summer mesopause, *J. Atmos. Sci.*, *29*, 1205–1209.
- Ecklund, W. L., und B. B. Balsley (1981), Long-term observations of the Arctic mesosphere with the MST radar at Poker Flat, Alaska, *J. Geophys. Res.*, *86(A9)*, 7775–7780.
- Fiedler, J., G. Baumgarten, und G. von Cossart (2003), Noctilucent clouds above ALOMAR between 1997 and 2001: Occurrence and properties, *J. Geophys. Res.*, *108(D8)*, 8453, doi:10.1029/2002JD002419.
- Fiedler, J., G. Baumgarten, G. von Cossart, und A. Schöch (2004), Lidar observations of temperatures, waves and noctilucent clouds at 69° N, in *Proceedings of the SPIE symposium "Remote sensing of clouds and the atmosphere IX"*, Bd. 5571, herausgegeben von K. P. Schäfer, A. Comerón, M. R. Carleer, R. H. Picard, und N. I. Sifakis, S. 140–151, SPIE, Bellingham, WA, Maspalomas, Canary Islands, Spain, doi:10.1117/12.564772.

- Fiedler, J., G. Baumgarten, und G. von Cossart (2005), Mean diurnal variations of noctilucent clouds during 7 years of lidar observations at ALOMAR, *Ann. Geophys.*, 23, 1175–1181.
- Flock, W. L., und B. B. Balsley (1967), VHF radar returns from the D region of the equatorial ionosphere, *J. Geophys. Res.*, 72, 5537–5541.
- Franke, S. J., J. Röttger, und C. H. Liu (1992), Frequency domain interferometry of polar summer mesosphere echoes with the EISCAT VHF radar: A case study, *Radio Sci.*, 27, 417–428.
- Fricke-Begemann, C. (2004), Lidar investigations of the mesopause region: Temperature structure and variability, Dissertation, Leibniz-Institut für Atmosphärenphysik.
- Fricke-Begemann, C., M. Alpers, und J. Höffner (2002), Daylight Rejection with a new receiver for potassium resonance temperature lidars, *Opt. Lett.*, 27(21), 1932–1934.
- Friedrich, M., und K. M. Torkar (2001), FIRI: A semiempirical model of the lower ionosphere, *J. Geophys. Res.*, 106(A10), 21,409–21,418.
- Friedrich, M., K. M. Torkar, und M. J. Steiner (2004), Empirical recombination rates in the lower ionosphere, *Adv. Space Res.*, 34(9), 1937–1942.
- Fritts, D. C., und M. J. Alexander (2003), Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere, *Rev. Geophys.*, 41(1), 1003, doi:10.1029/2001RG000106.
- Gage, K. S. (1990), *Radar in meteorology (D. Atlas)*, Kap. 28a: Radar Observations of the Free Atmosphere: Structure and Dynamics, S. 534–565, American Meteorological Society, Boston.
- Garcia, R. R., und S. Solomon (1985), The effect of breaking gravity waves on the dynamics and chemical composition of the mesosphere and lower thermosphere, *J. Geophys. Res.*, 90, 3850–3868.
- Geisler, J. E., und R. E. Dickinson (1976), The five-day wave on a sphere with realistic zonal winds, *J. Atmos. Sci.*, 33, 635–641.
- Gerding, M., J. Höffner, M. Rauthe, W. Singer, M. Zeche, und F.-J. Lübken (2007), Simultaneous observations of NLC, MSE and temperature at a mid-latitude station (54°N), *J. Geophys. Res.*, 112, D12111, doi:10.1029/2006JD008135.
- GOES (2001–2005), Geostationary Operational Environmental Satellite, <http://goes.ngdc.noaa.gov/data/>.
- Hansen, G., M. Serwazi, und U. von Zahn (1989), First detection of a noctilucent cloud by LIDAR, *Geophys. Res. Lett.*, 16, 1445–1448.
- Hargreaves, J. K. (1979), *The Upper Atmosphere and Solar-Terrestrial Relations – An introduction to the aerospace environment*, Van Nostrand Reinhold Company, New York.
- Hargreaves, J. K. (1992), *The solar-terrestrial environment*, Bd. 5, Cambridges Atmospheric and Space Sciences.

- Havnes, O., F. Melandsø, C. L. Hoz, T. K. Aslaksen, und T. Hardquist (1992), Charged dust in the earth's mesosphere: Effects on radar backscatter, *Phys. Scr. (Sweden)*, 45, 535 – 544.
- Havnes, O., A. Brattli, T. Aslaksen, W. Singer, R. Latteck, T. Blix, E. Thrane, und J. T. im (2001), First common volume observation of layered plasma structures and polar mesosphere summer echoes by rocket and radar, *Geophys. Res. Lett.*, 28, 1419 – 1422.
- Heisenberg, W. (1948), Zur statistischen Theorie zur Turbulenz, *Z. Phys. (B)*, 124, 628 – 657.
- Höffner, J., J. Lautenbach, C. Fricke-Begemann, und P. Menzel (2003), Observation of temperature, NLC, PMSE and potassium at Svalbard, 78°N, in *30th Annual European Meeting on Atmospheric Studies by Optical Methods in Longyearbyen, Svalbard, Norway*, S. 65 – 67, 13 – 17 August.
- Hill, R. J. (1978), Nonneutral and quasi-neutral diffusion of weakly ionized multiconstituent plasma, *J. Geophys. Res.*, 83, 989 – 998.
- Hocking, W. K. (1996), Some new perspectives on viscosity and thermal conduction waves as a cause of 'specular' reflections in radar studies of the atmosphere, in *Proceedings of the Seventh MST Radar Workshop on Technical and Scientific Aspects of MST Radar*, herausgegeben von M. Head, S. 82 – 86, SCOSTEP Secretariat, Boulder, Colorado.
- Hocking, W. K. (1999), Temperatures using radar-meteor decay times, *Geophys. Res. Lett.*, 26(21), 3297 – 3300.
- Hocking, W. K. (2003), Evidence for viscosity, thermal conduction and diffusion waves in the Earth's atmosphere (Invited), *Rev. Sci. Instrum.*, 74(1), 420, doi:10.1063/1.1516246.
- Hocking, W. K., R. Rüster, und P. Czechowsky (1986), Absolute reflectivities and aspect sensitivities of VHF radio waves scatterers measured with the SOUSY radar, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 48, 131 – 144.
- Hocking, W. K., S. Fukao, M. Yanamoto, T. Tsuda, und S. Kato (1991), Viskosity waves and thermal-conduction waves as a cause of "specular" reflectors in radar studies of the atmosphere, *Radio Sci.*, 26(5), 1281 – 1303.
- Hocking, W. K., B. Fuller, und B. Vandeppeer (2001), Real-time determination of meteor-related parameters utilizing modern digital technology, *J. Atmos. Solar Terr. Phys.*, 63, 155 – 169.
- Hoffmann, P., W. Singer, und J. Bremer (1999), Mean seasonal and diurnal variations of PMSE and winds from 4 years of radar observations at ALOMAR, *Geophys. Res. Lett.*, 26(11), 1525 – 1528.
- Hoffmann, P., M. Rapp, A. Serafimovich, und R. Latteck (2005), On the occurrence and formation of multiple layers of polar mesosphere summer echoes, *Geophys. Res. Lett.*, 32, L05812, doi:10.1029/2004GL021409.
- Hoffmann, P., W. Singer, D. Keuer, W. K. Hocking, M. Kunze, und Y. Murayama (2007), Latitudinal and longitudinal variability of mesospheric winds and temperatures during stratospheric warming events, *J. Atmos. Solar Terr. Phys.*, 69(17-18), 2355 – 2366, doi:10.1016/j.jastp.2007.06.010.
- Holton, J. R. (1992), *An introduction to dynamic meteorology*, Academic Press, New York.

- Hoppe, U.-P., D. C. Fritts, I. M. Reid, P. Czechowsky, C. M. Hall, und T. L. Hansen (1990), Multiple frequency studies of the high-latitude summer mesosphere: implications of scattering process, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 52(10-11), 907–926.
- Huaman, M. M., und B. B. Balsley (1996), Long-term aspect sensitivity of PMSE determined from Poker Flat MST radar data, in *Solar-Terrestrial Energy Program*, in *Proceedings of the Seventh Workshop on Technical and Scientific Aspects of MST Radar*, herausgegeben von M. Head, S. 282–285, SCOSTEP Secretariat, Boulder, Colorado.
- Inhester, B., J. Klostermeyer, F.-J. Lübken, und U. von Zahn (1994), Evidence for ice clouds causing polar mesosphere summer echoes, *J. Geophys. Res.*, 99, 20,937–20,954.
- IRIS (2004–2005), Imaging Riometer for Ionospheric Studies, <http://www.dcs.lancs.ac.uk/iono/iris/>.
- Jackman, C. H., R. G. Roble, und E. L. Fleming (2007), Mesospheric dynamical changes induced by the solar proton events in October–November 2003, *Geophys. Res. Lett.*, 34, L04812, doi:10.1029/2006GL028328.
- 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), *J. Atmos. Solar Terr. Phys.*, 60, 81–93.
- Jacobi, C., Y. I. Portnyagin, E. G. Merzlyakov, B. L. Kashcheyev, A. N. Oleynikov, D. Kürschner, N. J. Mitchell, H. R. M. aud H. G. Muller, und V. E. Comley (2001), Mesosphere / lower thermosphere wind measurements over Europe in summer 1998, *J. Atmos. Solar Terr. Phys.*, 63, 1017–1031.
- Jacobi, C., Y. I. Portnyagin, T. V. Solovjova, P. Hoffmann, W. Singer, A. N. Fahrutdinova, R. A. Ishmuratov, A. G. Beard, N. J. Mitchell, H. G. Muller, R. Schminder, D. Kürschner, A. H. Manson, und C. E. Meek (1999), Climatology of the semidiurnal tide at 52–56°N from ground-based radar wind measurements 1985–1995, *J. Atmos. Solar Terr. Phys.*, 61, 975–991.
- Jesse, O. (1885), Auffallende Erscheinungen am Abendhimmel, *Met. Zeit.*, 2, 311–312.
- Johannessen, A., und D. Krankowsky (1972), Positive-ion composition measurements in the upper mesosphere and lower thermosphere at a high latitude during summer, *J. Geophys. Res.*, 77, 2888–2901.
- Jones, W., und J. Jones (1990), Ionic diffusion in meteor trails, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 52, 185–191.
- Kavanagh, A. J., F. Honary, M. T. Rietveld, und A. Senior (2006), First observations of the artificial modulation of polar mesospheric winter echoes, *Geophys. Res. Lett.*, 33, L19801, doi:10.1029/2006GL027565.
- Kelley, M. C., und J. C. Ulwick (1988), Large- and small-scale organization of electrons in the high-latitude mesosphere: implications of the STATE data, *J. Geophys. Res.*, 93, 7001–7008.
- Kelley, M. C., D. T. Farley, und J. Röttger (1987), The effect of cluster ions on anomalous VHF backscatter from the summer polar mesosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 14, 1031–1034.

- Keuer, D., W. Singer, und P. Hoffmann (1996), MF Radar wind measurements at 3.18 MHz using the FM-CW technique, in *Proc. 7th Workshop on Techn. Scient. Aspects of MST Radar*, herausgegeben von B. Edwards, S. 419–421.
- Kirkwood, S., und K. Stebel (2003), Influence of planity waves on noctilucid cloud occurrence over NW Europe, *J. Geophys. Res.*, *108(D8)*, 8440, doi:10.1029/2002JD002356.
- Kirkwood, S., V. Barabash, P. Chilson, A. Réchou, K. Stebel, P. Espy, G. Witt, und J. Stegman (1998), The 1997 PMSE season – its relation to wind, temperature and water vapour, *Geophys. Res. Lett.*, *25(11)*, 1867–1870.
- Kirkwood, S., V. Barabash, E. Belova, H. Nilsson, T. N. Rao, K. Stebel, A. Osepian, und P. B. Chilson (2002a), Polar mesosphere winter echoes during solar proton events, *Adv. Polar Upper Atmos. Res.*, *16*, 111–125.
- Kirkwood, S., V. Barabash, B. U. E. Brändström, A. Monström, K. Stebel, N. J. Mitchell, und W. Hocking (2002b), Noctilucid clouds, PMSE and 5-day planetary waves: A case study, *Geophys. Res. Lett.*, *29(10)*, 1411, doi:10.1029/2001GL014022.
- Kirkwood, S., P. B. Chilson, E. Belova, P. Dalin, I. Häggström, M. Rietfield, und W. Singer (2006), Infrasound – the cause of polar mesosphere winter echoes?, *Ann. Geophys.*, *24*, 475–491.
- Kirkwood, S., J. Y. N. Cho, C. M. Hall, U.-P. Hoppe, D. P. Murtagh, J. Stegman, W. E. Swartz, A. P. van Eycken, G. Wannberg, und G. Witt (1995), A comparison of PMSE and other ground-based observations during the NLC-91 campaign, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *57*, 35–44.
- Klostermeyer, J. (1999), On the diurnal variation of PMSE, *Geophys. Res. Lett.*, *26(21)*, 3301–3304.
- Kolmogoroff, A. (1941), The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds' numbers, *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, *30*, 301–305.
- Kotadia, K. M., und A. Gupta (1976), On the use of  $f_{min}$  values as an index of ionospheric absorption, *J. Atmos. Solar Terr. Phys.*, *28*, 295–298.
- Körner, U., und G. R. Sonnemann (2001), Global three-dimensional modeling of the water vapor concentration of the mesosphere-mesopause region and implications with respect to the noctilucid region, *J. Geophys. Res.*, *106(D9)*, 9639–9651.
- Latteck, R., W. Singer, und H. Bardey (1999a), The Alwin MST radar – technical design and performance, in *Proceedings of the 14<sup>th</sup> ESA Symposium on European Rocket and Balloon Programmes and Related Research, Potsdam, Germany (ESA SP-437)*, herausgegeben von B. Kaldeich-Schürmann, S. 179–184, ESA Publications Division.
- Latteck, R., W. Singer, und J. Höffner (1999b), MSE as observed by VHF radar at Kühlungsborn, *Geophys. Res. Lett.*, *26(11)*, 1533–1536, mSE VHF-Radar.
- Latteck, R., W. Singer, N. J. Mitchell, J. Weiss, und U. von Zahn (2004), High resolution radar observations of the 1999, 2000 and 2001 leonid meteor storms over middle Europe and Northern Scandinavia, *Adv. Space Res.*, *33*, 1496–1500.

- Latteck, R., W. Singer, und W. K. Hocking (2005a), Measurement of turbulent energy dissipation rates in the mesosphere by a 3 MHz Doppler radar, *Adv. Space Res.*, *35*, 1905 – 1910.
- Latteck, R., W. Singer, S. Kirkwood, L. O. Jönsson, und H. Eriksson (2005b), Observation of mesosphere summer echoes with calibrated VHF radars at latitudes between 54°N and 69°N in summer 2004, in *Proceedings of the 17th ESA Symposium on European Rocket and Balloon Programmes and Related Research, Sandefjord, Norway (ESA SP-590)*, 29.5.-2.6.2005.
- Latteck, R., W. Singer, R. J. Morris, W. K. Hocking, D. J. Murphy, D. A. Holdsworth, und N. Swarnalingam (2007), Observations of polar mesosphere summer echoes with calibrated MST radars in the northern and southern hemisphere: Interhemispheric similarities and dissimilarities, *Ann. Geophys.*, eingereicht.
- Lübken, F.-J. (1992), On the extraction of Turbulent Parameters from atmospheric density fluctuations, *J. Geophys. Res.*, *97(D18)*, 20,385 – 20,395.
- Lübken, F.-J. (1997), Seasonal variation of turbulent energy dissipation rates at high latitudes as determined by insitu measurements of neutral density fluctuations, *J. Geophys. Res.*, *102*, 13,441 – 13,456.
- Lübken, F.-J. (1999), Thermal structure of the Arctic summer mesosphere, *J. Geophys. Res.*, *104(9)*, 9135 – 9149.
- Lübken, F.-J., G. Lehmacher, T. Blix, U.-P. Hoppe, E. Thrane, J. Y. Cho, und W. Swartz (1993), First in-situ observations of neutral and plasma density fluctuations within a PMSE layer, *Geophys. Res. Lett.*, *20*, 2311 – 2314.
- Lübken, F.-J., M. Rapp, und P. Hoffmann (2002), Neutral air turbulence and temperature in the vicinity of polar mesosphere summer echoes, *J. Geophys. Res.*, *107(D15)*, 4273, doi:10.1029/2001JD000915.
- Lübken, F.-J., B. Strelnikov, M. Rapp, W. Singer, R. Latteck, A. Brattli, U.-P. Hoppe, und M. Friedrich (2006), The thermal and dynamical state of the atmosphere during polar mesosphere winter echoes, *Atmos. Chem. Phys.*, *6*, 13 – 24.
- Lübken, F.-J., W. Singer, R. Latteck, und I. Strelnikova (2007), Radar measurement of turbulence, electron densities, and absolute reflectivities during polar mesosphere winter echoes (pmwe), *Adv. Space Res.*, *40(6)*, 758 – 764.
- Leslie, R. (1885), Sky glows, *Nature*, *32*, 245.
- Liebermann, R. S., D. M. Riggin, S. J. Franke, A. H. Manson, C. Meek, T. Nakamura, T. Tsuda, R. A. Vincent, und I. Reid (2003), The 6.5-day wave in the mesosphere and lower thermosphere: Evidence for baroclinic/barotropic instability, *J. Geophys. Res.*, *108(D20)*, 4640, doi:10.1029/2002JD003349.
- Liu, H.-L., E. R. Talaat, G. Roble, R. S. Liebermann, D. M. Riggin, und J.-H. Yee (2004), The 6.5-day wave and its seasonal variability in the middle and upper atmosphere, *J. Geophys. Res.*, *109(D2)*, 1112, doi:10.1029/2004JD004795.

- Marti, J., und K. Mauersberger (1993), A survey and new measurements of ice vapor pressure at temperatures between 170 and 250 K, *Geophys. Res. Lett.*, *20*, 363–366.
- Mathews, J. D. (1984), The incoherent scatter radar as a tool for studying the ionospheric D-region, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *11*, 975–986.
- Mauersberger, K., und D. Krankowsky (2003), Vapor pressure above ice at temperatures below 170 K, *Geophys. Res. Lett.*, *30*(3), 1121, doi:10.29/2002GL016183.
- Menvielle, M., und A. Berthelier (1991), The K-derived planetary indices: description and availability, *Rev. Geophys.*, *29*(3), 415–432.
- Menville, M., N. Papitashvili, L. Häkkinen, und C. Sucksdorff (1995), Computer production of *k* indices: review and comparison of methods, *Geophys. Journal Int.*, *123*, 866–886.
- Müllemann, A., M. Rapp, und F.-J. Lübken (2003), Morphology of turbulence in the polar summer mesopause region during the MIDAS/SOLSTICE campaign 2001, *Adv. Space Res.*, *31*(9), 2069–2074.
- Morris, R. J., D. J. Murphy, R. A. Vincent, D. A. Holdsworth, A. R. Klekociuk, und I. M. Reid (2006), Characteristics of the wind, temperature and PMSE field above Davis, Australia, *J. Atmos. Solar Terr. Phys.*, *68*, 4185–435.
- NGK (1998–2006), Adolf-Schmidt-Observatorium für Erdmagnetismus in Niemegek, <http://www.gfz-potsdam.de/pb2/pb23/Niemegk/en/index.html>.
- NOAA (1994–2006), National Oceanic & Atmospheric Administration, <http://ngdc.noaa.gov/stp/>.
- Nussbaumer, V., K.-H. Fricke, M. Langer, W. Singer, und U. von Zahn (1996), First simultaneous measurements and common-volume observations of NLC and PMSE by lidar and radar, *J. Geophys. Res.*, *101*, 19,161–19,167.
- Palmer, J. R., H. Rishbeth, G. O. L. Jones, und P. J. S. Williams (1996), A statistical study of polar mesosphere summer echoes observed by EISCAT, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *58*, 307–315.
- Picone, J. M., A. E. Hedin, D. P. Drob, und A. C. Aikin (2002), NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparison and scientific issues, *J. Geophys. Res.*, *107*(A12), 1468, doi:10.1029/2002JA009430.
- Rapp, M., und F.-J. Lübken (2000), Electron temperature control of PMSE, *Geophys. Res. Lett.*, *27*(20), 3285–3288.
- Rapp, M., und F.-J. Lübken (2003a), On the nature of PMSE: Electron diffusion in the vicinity of charged particles revisited, *J. Geophys. Res.*, *108*(D8), 8437, doi:10.1029/2002JD002857.
- Rapp, M., und F.-J. Lübken (2003b), Comment on „The response time of PMSE to ionospheric heating“ by Belova et al., *J. Geophys. Res.*, *108*(D23), 4727, doi:10.1029/2003JD003638.
- Rapp, M., und G. Thomas (2006), Modeling the microphysics of mesospheric ice particles: Assessment of current capabilities and basic sensitivities, *J. Atmos. Solar Terr. Phys.*, *68*, 715–744.

- Rapp, M., J. Gumbel, und F.-J. Lübken (2001), Absolute density measurements in the middle atmosphere, *Ann. Geophys.*, *19*, 571–580.
- Rapp, M., F.-J. Lübken, A. Müllemann, G. E. Thomas, und E. J. Jensen (2002a), Small scale temperature variations in the vicinity of NLC: Experimental and model results, *J. Geophys. Res.*, *107*(D19), 4392, doi:10.1029/2001JD001241.
- Rapp, M., J. G. F.-J. Lübken, und R. Latteck (2002b), *D* region electron number density limits for the existence of polar mesosphere summer echoes, *J. Geophys. Res.*, *107*(D14), doi:10.1029/2001JD001323.
- Rapp, M., F.-J. Lübken, und T. A. Blix (2003a), Small scale density variations of electrons and charged particles in the vicinity of polar mesosphere summer echoes, *Atmos. Chem. Phys.*, *3*, 1399–1407.
- Rapp, M., F.-J. Lübken, P. Hoffmann, R. Latteck, G. Baumgarten, und T. Blix (2003b), PMSE dependence on aerosol charge number density and aerosol size, *J. Geophys. Res.*, *108*(D8), 8450, doi:10.1029/2002JD002650.
- Rauhe, M., M. Gerding, J. Höffner, und F.-J. Lübken (2006), Lidar measurements of temperature gravity waves over Kühlungsborn 54°N from 1-105 km: a winter-summer comparison, *J. Geophys. Res.*, *111*, D24108, doi:10.1029/2006JD007354.
- Rees, M. H. (1982), On the interaction of auroral protons with the Earth's atmosphere, *Planet. Space Sci.*, *30*(5), 463–472.
- Reid, I., R. Ruster, und M. Schmidt (1987), VHF Radar observation of cat's-eye-like structures at mesospheric heights, *Nature*, *327*, 43–45.
- Reid, I. M., R. Ruster, P. Czechowsky, und G. Schmidt (1988), VHF radar measurements of momentum flux in the summer polar mesosphere over Andenes (69°N, 16°E), Norway, *Geophys. Res. Lett.*, *15*, 1263–1266.
- Riggin, D. M., H.-L. Liu, R. S. Lieberman, R. G. Roble, J. M. R. III, C. J. Mertens, M. G. Mlynczak, D. Pancheva, S. J. Franke, Y. Murayama, A. H. Manson, C. E. Meek, und R. A. Vincent (2006), Observation of the 5-day wave in the mesosphere and lower thermosphere, *J. Atmos. Solar Terr. Phys.*, *68*, 323–339.
- Rind, D. (1976), Heating of the lower thermosphere by dissipation of acoustic waves, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *39*, 445–456.
- Rosenberg, T. J., und J. R. Dudeney (1986), The local time, substorm, and seasonal dependence of electron precipitation at  $L = 4$  inferred from riometer measurements, *J. Geophys. Res.*, *91*(A11), 12,032–12,040.
- Röttger, J. (1989), The instrumental principles of MST radars and incoherent scatter radars and the configuration of radar system hardware, in *Middle Atmosphere Program, Handbook for MAP*, Bd. 30, herausgegeben von S. Fukao, S. 54–113, SCOSTEP Secretariat, University of Illinois.

- Röttger, J., C. L. Hoz, M. C. Kelley, U.-P. Hoppe, und C. Hall (1988), The structure and dynamics of polar mesosphere summer echoes observed with the EISCAT 224-MHz radar, *Geophys. Res. Lett.*, *15*, 1353 – 1356.
- Schmidlin, F. J., H. S. Lee, und W. Michel (1991), Global and seasonal variations of stratospheric gravity wave activity deduced from the CHAMP/GPS satellite, *J. Geophys. Res.*, *96*, 22,673 – 22,682.
- Schmidt, G., R. Ruster, und P. Czechowsky (1979), Complimentary code and digital filtering for detection of weak VHF radar signals from the mesosphere, *IEEE Transactions on Geoscience Electronics*, *GE 17(4)*, 154 – 161.
- Schmidt, H., G. P. Brasseur, M. Charron, E. Manzini, M. A. Giorgetta, und T. Diehl (2006), The HAMMONIA chemistry climate model: Sensitivity of the mesopause region to the 11-year solar cycle and CO<sub>2</sub> Doubling, *J. Climate*, *19(16)*, 3903 – 3931.
- Siebert, M. (1971), *Handbuch der Physik: Maßzahlen der erdmagnetischen Aktivität*, Bd. 49(3), Springer-Verlag Berlin Heidelberg, S. 206 – 275.
- Siebert, M., und J. Meyer (1996), *The Upper Atmosphere (Herausgeber: Eds. W. Dieminger et al.): Geomagnetic Activity Indices*, Springer, Berlin Heidelberg, S. 887 – 911.
- Singer, W., und R. Latteck (2001), Studies of the aspect sensitivity of polar mesospheric summer echoes using spectral width and spatial correlation methods, in *Proceedings of the 15<sup>th</sup> ESA Symposium on European Rocket and Balloon Programmes and Related Research*, Biarritz, France, herausgegeben von N. N., S. 183 – 188, ESA Publications Division.
- Singer, W., P. Hoffmann, D. Keuer, R. Schminder, und D. Kuerschner (1992), Wind in the middle atmosphere with partial reflection measurements during winter and spring in Middle Europe, *Adv. Space Res.*, *12(10)*, 10,229 – 10,302.
- Singer, W., D. Keuer, P. Hoffmann, P. Czechowsky, und G. Schmidt (1995), The ALOMAR-SOUSY radar: technical design and further developments, in *Proceedings of the 12<sup>th</sup> ESA Symposium on European Rocket and Balloon Programmes and Related Research*, Lillehammer, Norway (ESA SP), herausgegeben von B. Kaldeich-Schürmann, S. 409–415, ESA Publications Division.
- Singer, W., D. Keuer, und W. Eriksen (1997), The ALOMAR MF radar: Technical design and first results, in *Proceedings of the 13<sup>th</sup> ESA Symposium on European Rocket and Balloon Programmes and Related Research*, Oeland, Sweden, herausgegeben von B. Kaldeich-Schürmann, S. 101–103, ESA Publications Division.
- Singer, W., J. Bremer, W. K. Hocking, J. Weiss, R. Latteck, und M. Zecha (2003), Temperature and wind tides around the summer mesopause at middle and arctic latitudes, *Adv. Space Res.*, *31(9)*, 2055 – 2060.
- Singer, W., J. Bremer, J. Weiss, W. K. Hocking, J. Höffner, M. Donner, und P. Espy (2004), Meteor radar observations at middle and arctic latitudes, Part 1: Mean temperatures, *J. Atmos. Solar Terr. Phys.*, *66*, 607 – 616.

- Sonnemann, G. R., und M. Grygalashvyly (2005), Solar influence on mesospheric water vapor with impact on NLCs, *J. Atmos. Solar Terr. Phys.*, *67*, 177–190.
- Stebel, K., U. Blum, K.-H. Fricke, S. Kirkwood, N. J. Mitchell, und A. osepien (2004), Joint radar/lidar observations of possible aerosol layers in the winter mesosphere, *J. Atmos. Solar Terr. Phys.*, *66*, 957–970.
- Strelnikov, B., M. Rapp, und F.-J. Lübken (2003), A new technique for the analysis of neutral air density fluctuations measured in situ in the middle atmosphere, *Geophys. Res. Lett.*, *30*(20), 2052, doi:10.1029/2003GL018271.
- Tanaka, Y.-M., M. Ishii, Y. Murayama, M. Kubota, H. Mori, M.-Y. Yamamoto, A. Kadokura, D. Lummerzheim, J. Desrochers, und D. S. Evans (2005), Comparison between CNA and energetic electron precipitation: simultaneous observation by Poker Flat Imaging Riometer and NOAA satellite, *Ann. Geophys.*, *23*, 1555–1563.
- Tatarskii, V. I. (1961), *Wave propagation in a turbulent medium*, McGraw-Hill, New York.
- Taubenheim, J. (1969), *Statistische Auswertung geophysikalischer und meteorologischer Daten*, Akademische Verlagsgesellschaft Geest und Portig K.-G., Leipzig.
- TGO (1999–2006), Tromsø Geophysical Observatory, <http://geo.phys.uit.no/geomag.html>.
- Thomas, G. E. (1991), Mesospheric clouds and the physics of the mesopause region, *Rev. Geophys.*, *29*(4), 553–575.
- Thomas, G. E., J. J. Olivero, E. J. Jensen, W. Schröder, und O. B. Toon (1989), Relation between increasing methane and the presence of ice clouds at the mesopause, *Nature*, *338*, 490–492.
- Thrane, E. V., O. Andreassen, T. Blix, B. Grandel, A. Brekke, C. R. Philbrick, F. J. Schmidlin, U. von Zahn, und F.-J. Lübken (1985), Neutral air turbulence in the upper atmosphere observed during the energy budget campaign, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *47*, 243–264.
- Toon, O. B., R. P. Turco, D. Westphal, R. Malone, und M. S. Liu (1988), A multidimensional model for aerosols: description and computational analogs, *J. Atmos. Sci.*, *45*, 2123–2143.
- Torrence, C., und G. P. Compo (1998), A practical guide to wavelet analysis, *Bull. Amer. Meteorol. Soc.*, *79*(1), 61–78.
- van Eyken, A. P., C. Hall, und P. J. S. Williams (1991), A determination of the orientation of Polar Mesosphere Summer Echo layers using the EISCAT as a dual beam radar, *Radio Sci.*, *26*, 394–401.
- von Savigny, C., C. Robert, H. Bovensmann, J. P. Burrows, und M. Schwartz (2007a), Satellite observation of the quasi 5-day wave in noctilucent clouds and mesopause temperatures, *Geophys. Res. Lett.*, *34*(L24808), doi:10.1029/2007GL030987.
- von Savigny, C., M. Sinnhuber, H. Bovensmann, J. P. Burrows, M.-B. Kallenrode, und M. Schwartz (2007b), On the disappearance of noctilucent clouds during Januar 2005 solar proton events, *Geophys. Res. Lett.*, *34*(2), L20805, doi:10.1029/2006GL028106.

- von Zahn, U., und U. Berger (2003), Persistent ice cloud in the midsummer upper mesosphere at high latitudes: three-dimensional modelling and cloud interactions with ambient water vapor, *J. Geophys. Res.*, *108(D8)*, 8451, doi:10.1029/2002JD002409.
- von Zahn, U., und J. Bremer (1999), Simultaneous and common-volume observations of NLC and PMSE, *Geophys. Res. Lett.*, *26(11)*, 1521 – 1524.
- von Zahn, U., und J. Höffner (1996), Mesopause temperature profiling by potassium lidar, *Geophys. Res. Lett.*, *23(2)*, 141 – 144.
- Watkins, B. J., C. R. Philbrick, und B. B. Balsley (1988), Turbulence energy dissipation rates and inner scale sizes from rocket and radar data, *J. Geophys. Res.*, *93(D6)*, 7009 – 7014.
- Williams, P. J. S., G. O. L. Jones, J. R. Palmer, und H. Rishbeth (1995), The association of polar mesosphere summer echoes layers with tidal modes, *Ann. Geophys.*, *13*, 454 – 457.
- Zecha, M., J. Röttger, W. Singer, P. Hoffmann, und D. Keuer (2001), Scattering properties of PMSE irregularities and refinement of velocity estimates, *J. Atmos. Solar Terr. Phys.*, *63*, 201 – 214.
- Zecha, M., J. Bremer, R. Latteck, W. Singer, und P. Hoffmann (2003), Properties of mid-latitude mesosphere summer echoes after three seasons of VHF radar observations at 54°N, *J. Geophys. Res.*, *108(D8)*, doi:10.1029/2002JD002442.
- Zeller, O., M. Zecha, J. Bremer, R. Latteck, und W. Singer (2006), Mean characteristics of mesosphere winter echoes at mid and high latitudes, *J. Atmos. Solar Terr. Phys.*, *68*, 1087 – 1104.



### **Selbstständigkeitserklärung**

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und ohne fremde Hilfe verfasst, keine anderen als die von mir benutzten Quellen und Hilfsmittel benutzt und die den benutzten Werken wörtlich oder inhaltlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht habe.

Die Arbeit wurde bisher weder im Inland noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt. Weiterhin erkläre ich, dass ich ein Verfahren zur Erlangung des Doktorgrades an keiner anderen wissenschaftlichen Einrichtung beantragt habe.

Kühlungsborn, den 29.02.2008

(Olof Zeller)



## Lebenslauf

Name	Olof Zeller
Geburtsdatum	25.04.1974
Geburtsort	Esslingen am Neckar
Famllilienstand	ledig
Staatsangehörigkeit	deutsch
Wohnsitz	Kühlungsborn
1980 – 1984	Grundschule in Zweiflingen
1984 – 1993	Hohenlohe Gymnasium in Öhringen
11.05.1993	Abitur
11/1993 – 01/1995	Zivildienst im DSK Seniorenstift Neckarpark in Heilbronn
1995 – 2002	Meteorologie als Hauptfach und Physik und Geophysik als Nebenfächer an der Freien Universität Berlin
10.05.2002	Diplom
12/1998 – 03/2002	Studentische Hilfskraft als Tutor im Institut für Meteorologie in den Leistungsveranstaltungen „Übungen zur Vorlesung Einführung in die Meteorologie I“ und „Meteorologisches Beobachten (Einführung in die Meteorologie Ia)“
seit 01.11.2002	Doktorand in der Abteilung „Radar-Sondierungen“ im Institut für Atmosphärenphysik an der Universität Rostock e.V.