Universität Rostock Traditio et Innovatio

LEIBNIZ-INSTITUT FÜR ATMOSPHÄREN PHYSIK IAP

Einfluss von Schwerewellen auf mesosphärische Eisschichten

Masterarbeit
Leibniz Institut für Atmosphärenphysik
an der Universität Rostock

Henrike Wilms

Betreuer: Prof. Dr. M. Rapp
Dr. P. Hoffmann

Rostock, 5. Oktober 2012

Abstract

The correlation between the occurrence of noctilucent clouds (NLC) and gravity wave activity in the upper mesosphere is analysed in this thesis. Mesospheric winds, measured by the ALWIN MF-radar at Andøya, northern Norway, are decomposed with respect to their periods and used to determine the kinetic energy of gravity waves. NLC parameters are deduced from Lidar measurements from the same research site. The NLC occurrence rates for weak and strong gravity wave activity are compared and the dependence on the gravity wave period is analysed. For the years 2007, 2009 and 2011 no correlation between NLC occurrence and gravity wave activity is found, whereas the data of the year 2008 shows an increased NLC occurrence rate for long period gravity waves (7 h and more). From the analysis of different geophysical parameters (among them total wind variances, fourier and wavelet spectra, mesopause temperatures and diurnal variations) the conclusion can be drawn, that the tidal impact is the dominant source of NLC variability. Therefore NLC occurrence rates do not depend on gravity wave activity in the years 2007, 2009 and 2011. Several hints are found, that the tidal impact was reduced in 2008, which explaines the observed dependence of NLC occurrence rates on gravity wave activity in this year.

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird der Zusammenhang zwischen dem Auftreten von nachtleuchtenden Wolken (NLC) und Schwerewellenaktivität in der oberen Mesosphäre untersucht. Winde in der Mesopausenregion, gemessen mit dem ALWIN MF-Radar auf Andøya, Nordnorwegen, werden mit Hilfe einer Waveletanalyse in verschiedene Periodenbänder zerlegt und zur Bestimmung der kinetischen Schwerewellenenergie in Abhängigkeit der Periodendauer herangezogen. Das NLC-Auftreten wird aus Lidarmessungen ermittelt, die ebenfalls auf Andøya durchgeführt wurden. Bei der in dieser Arbeit entwickelten Analysemethode werden die NLC-Auftrittsraten bei starker und schwacher Wellenaktivität gegenübergestellt und in Abhängigkeit der Periodendauer analysiert. In den Jahren 2007, 2009 und 2011 ist kein Zusammenhang zur auftretenden Schwerewellenaktivität gefunden worden, während 2008 NLC verstärkt bei langperiodischen Wellen (Periodendauern größer als 7 h) aufgetreten sind. Die Analyse verschiedener geophysikalischer Parameter (unter anderem der totalen Windvarianz, Fourier- und Waveletspektren, Mesopausentemperaturen, Tagesgänge von NLC) führt zu der Schlussfolgerung, dass der Gezeiteneinfluss in den Jahren 2007, 2009 und 2011 überwogen hat und das NLC-Auftreten daher unabhängig von der Schwerewellenaktivität war. Es konnten Hinweise gefunden werden, dass in 2008 der Gezeiteneinfluss geringer war, was die gefundene Abhängigkeit von der Schwerewellenaktivität erklärt.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

2 Physikalische Grundlagen **5**
2.1 Schwerewellen 5
2.2 NLC 9
2.3 PMSE 11

3 Daten und Instrumente **13**
3.1 Radar 13
3.1.1 Andenes MF-Radar 14
3.1.2 Andenes VHF-Radar 15
3.2 Lidar 15
3.2.1 ALOMAR RMR-Lidar 16

4 Waveletanalyse **19**
4.1 Mathematischer Hintergrund 19
4.2 Umsetzung der Waveletanalyse in Matlab 22
4.3 Waveletanalyse der Daten 23
4.3.1 Synthetische Daten 24
4.3.2 Winddaten 26

5 Ergebnisse **31**
5.1 PMSE- und NLC-Korrelationen im Vergleich 31
5.1.1 Schwerewellen und PMSE 31
5.1.2 Schwerewellen und NLC 32
5.2 Normierung der Schwerewellenenergie 35
5.3 Histogrammdarstellung 39

6 Diskussion **47**
6.1 PMSE- und NLC-Korrelation 47
6.2 Fehlerabschätzung 48
6.3 Einordnung in geophysikalischen Kontext 49

7 Zusammenfassung und Ausblick **59**

A Anhang **63**
A.1 Schwerewellen-NLC-Korrelation 65
A.2 Vollständige Histogrammdarstellung 67
A.3 Fehlerfortpflanzung 71

Literaturverzeichnis **73**

1 Einleitung

Die Erdatmosphäre ist ein komplexes System, welches von einer Vielzahl dynamischer und chemischer Prozesse bestimmt wird. Von besonderem wissenschaftlichen Interesse ist dabei die mittlere Atmosphäre im Höhenbereich von 10 km bis 100 km, die ein Bindeglied zwischen den zu beobachtenen Wettergeschehnissen um uns herum und den extraterrestrischen Einflüssen in der obereren Atmosphäre darstellt.

In der Mesopausenregion zwischen rund 80 km und 90 km treten in den Sommermonaten in mittleren und polaren Breiten zwei faszinierende Phänomene auf, zum einen eine starke Rückstreuung von Radarsignalen, den sogenannten polaren mesosphärischen Sommerechos (PMSE), und zum anderen Wolken, die durch ihre große Höhe nach Sonnenuntergang angestrahlt werden und daher mit dem bloßen Auge gegen den dunklen Nachthimmel zu erkennen sind, was zu dem Namen 'nachtleuchtende Wolken' (noctilucent clouds, NLC) geführt hat. Das Auftreten von PMSE und NLC steht in enger Verbindung zueinander, da beide auf die Bildung von Eispartikeln zurückzuführen sind. Die Entstehung von Eispartikeln ist in diesen Höhen nur in der Sommermesopause möglich, da dort die tiefsten Temperaturen in der gesamten Erdatmosphäre auftreten. Sie sind deutlich niedriger als im Winter, was auf dynamische Prozesse zurückzuführen ist. Diese besonderen thermischen und dynamischen Eigenschaften der sommerlichen Mesopausenregion werden durch das Auftreten von PMSE und NLC widergespiegelt, was ihr großes wissenschafliches Interesse begründet. Modellrechnungen zeigen eine empfindliche Abhängigkeit der NLC-Helligkeit von Temperatur und Wassergehalt der Mesosphäre, welche sich möglicherweise im letzten Jahrhundert durch anthropogenen Einfluss stark verändert haben (Thomas et al., 1989). Eine Erhöhung der CO_2-Konzentrationen in der Atmosphäre führt Modellierungen nach zu einer Abkühlung der Mesosphäre (Roble und Dickinson, 1989) und durch erhöhte Konzentration von Methan, welches in der Stratosphäre unter anderem zu Wasser oxidiert wird, kann es zu einem Anstieg des mesosphärischen Wassergehalts kommen (Thomas et al., 1989). Es wurde daher argumentiert, dass NLC-Auftreten und -Helligkeit ein empfindlicher Indikator für globale Veränderungen darstellt (Thomas, 1996). Die darauf folgende kontroverse Diskussion (von Zahn, 2003; Thomas et al., 2003) zeigt, wie wichtig es ist, die genauen physikalischen Prozesse zu verstehen, um Langzeittrends von anderen Einflussfaktoren trennen zu können.

Dynamische Prozesse sind ein derartiger Faktor, der das Auftreten von NLC auf kürzeren Zeitskalen beeinflusst. Die Signatur planetarer Wellen konnte sowohl in

satellitengestützen Messungen von polaren mesosphärischen Wolken (PMC) (Merkel et al., 2003) als auch in der Stärke von PMSE-Signalen (Dalin et al., 2012) nachgewiesen werden. Tageszeitliche Variationen, die auf den Einfluss von Gezeiten zurückzuführen sind, wurden in NLC-Messungen in Rothera, Antarktis (Chu et al., 2001, 2006) und Andenes, Norwegen (von Zahn et al., 1998; Fiedler et al., 2005, 2011) gefunden. Als weiterer dynamischer Einflussparameter gelten Schwerewellen, die auf Zeitskalen weniger Stunden zu Temperaturvariationen im Bereich von 10 K (Rapp et al., 2002) führen können. Aus Modellierungen geht hervor, dass kurzperiodische Schwerewellen Eisteilchen in der Mesosphäre eher zestören, während langperiodische ihr Wachstum fördern (Turco et al., 1982; Jensen und Thomas, 1994; Rapp et al., 2002). Dies konnte mittels Lidarmessungen für kurzperiodische Wellen in Sondrestrom, Grönland (Thayer et al., 2003; Gerrard et al., 2004) und am Südpol (Chu et al., 2009) bestätigt werden, in Rothera, Antarktis (Chu et al., 2009) und Andenes, Norwegen (Schöch, 2007) konnte hingegen keine Antikorrelation zwischen Schwerewellenenergie und NLC-Stärke nachgewiesen werden. Bei dem verwendeten Verfahren dienen Dichtefluktuationen in der Stratosphäre als Maß für die potentielle Energie der Schwerewelle. Es wird angenommen, dass diese in der Stratosphäre bestimmten Wellen ungehindert in die Mesopause propagieren können und dort die Bildung von Eisteilchen beeinflussen. Die Ausbreitungsrichtung von Schwerewellen ist aber keineswegs immer vertikal, sodass in der Mesopause ein anderes Wellenfeld vorliegen kann als in der Stratosphäre. Darüber hinaus erfahren Schwerewellen eine starke Filterung durch Hintergrundwinde, sodass das meist unbekannte Windprofil das Schwerewellenspektrum zusätzlich modifizieren kann. Insgesamt ist nicht eindeutig klar, in welcher Art und in welchem Maß sich das Wellenfeld über die ca. 50 km zwischen Stratosphäre und Mesopause verändert. Es ist bisher nicht geklärt, ob die nicht gefundene Antikorrelation in Rothera und Andenes durch einen Effekt hervorgerufen wird, der auf die unterschiedlichen Volumina zur Bestimmung der Schwerewellen- und der NLC-Parameter zurückzuführen ist, oder ob der Schwerewelleneinfluss an diesen Orten tatsächlich nicht gegeben ist.

Dieser Frage wird in der vorliegenden Arbeit nachgegangen und zum ersten Mal wird die Schwerewellenstärke im direkten Umfeld der NLC bestimmt. Es werden Daten von der nordnorwegischen Forschungsstation in Andenes ausgewertet, da dort seit vielen Jahren NLC-Messungen mittels Lidar und Windmessungen mittels Radar durchgeführt werden. Anhand dieser Daten wird untersucht, welche Beziehung zwischen der Schwerewellenstärke und dem NLC-Auftreten vorliegt und ob die Antikorrelation bei kurzperiodischen Wellen bestätigt werden kann. Dazu werden in Kapitel 2 zunächst die für diese Arbeit relevanten physikalischen Grundlagen der Schwerewellentheorie dargelegt und auf die physikalischen Prozesse der NLC- und PMSE-Bildung eingegangen. In Kapitel 3 werden die verwendeten Daten und die zugehörigen Instrumente vorgestellt. Bisherige Untersuchungen zu diesem Thema konnten nur die Antikorrelation bei kurzperiodischen Wellen nachweisen, mit den kontinuierlichen Windmessungen hingegen ist es zum ersten Mal möglich, den Einfluss langperiodischer Wellen zu untersuchen.

Dazu wird mit Hilfe der Wavelettransformation eine Zerlegung der Windzeitreihen in verschiedene Periodenbänder vorgenommen. Die Theorie der Wavelettransformation und die Anwendung auf die Winddaten wird in Kapitel 4 dargelegt. Das folgende Kapitel 5 beschäftigt sich zunächst mit der Frage, ob PMSE oder NLC besser als Tracer für Eisteilchen geeignet sind, danach werden die Zusammenhänge zwischen Schwerewellenstärke und NLC-Auftreten analysiert. Die dort gefundenen Ergebnisse werden in Kapitel 6 diskutiert und in einen geophysikalischen Kontext gestellt. Abschließend werden in Kapitel 7 eine Zusammenfassung der Ergebnisse sowie Anhaltspunkte für weiterführende Forschungen gegeben.

2 Physikalische Grundlagen

Die Erdatmosphäre lässt sich anhand ihres Temperaturprofils in verschiedene Schichten einteilen, wobei die Grenze jeder Schicht durch einen Vorzeichenwechsel im Temperaturgradienten gekennzeichnet ist. Abbildung 2.1 zeigt ein typisches Temperaturprofil für polare Breiten unter Sommer- (blau) und Winter- (rot) Bedingungen. Der Temperaturverlauf unterliegt neben den dort zu erkennenden jahreszeitlichen auch starken geographischen Schwankungen, was sowohl die Absoluttemperaturen als auch die Höhen der Grenzschichten betrifft. Die unterste Schicht wird als Troposphäre bezeichnet und reicht in äquatorialen Gebieten bis in eine Höhe von ca. 12 km und in polaren Breiten bis ca. 8 km. Die Tropopause bezeichnet den Übergangsbereich zwischen Troposphäre und der darüberliegenden Stratosphäre. Die Stratosphäre weist, anders als die Troposphäre und die darüberliegenden Mesosphäre, eine mit der Höhe zunehmenden Temperatur auf. Der Temperaturanstieg in der Stratosphäre ist auf die Absorption solarer UV-Strahlung durch Ozon zurückzuführen. Überhalb der Stratosphäre befindet sich die Mesosphäre, die in ca. 90 km bis 100 km durch die Mesopause von der Thermosphäre getrennt wird. Eine Vielzahl an Phänomenen treten in der Mesosphärenregion auf, die hauptsächlich auf die geringe Dichte, etwa sechs Größenordnungen geringer als am Erdboden, zurückzuführen sind. Durch die abnehmende Dichte wächst die Amplitude von Schwerewellen (siehe Abschnitt 2.1) stark an, bis es in der Mesosphäre zum Brechen der Wellen kommt. Dynamische Prozesse führen dazu, dass in der Mesopausenregion die größten Abweichungen vom Strahlungsgleichgewicht und die insgesamt geringsten Temperaturen in der Atmosphäre auftreten. Diese geringen Temperaturen ermöglichen trotz des geringen Wassergehalts in der Mesopausenregion die Bildung von Eisteilchen. In Verbindung mit Turbulenz und Ladungsprozessen tragen sie zur Entstehung polarer mesosphärischer Sommerechos (PMSE, siehe Abschnitt 2.3) bei oder werden in Form von nachtleuchtenden Wolken (NLC, siehe Abschnitt 2.2) sichtbar.

2.1 Schwerewellen

Die Atmosphäre in Ruhe lässt sich über das hydrostatische Gleichgewicht

$$\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}z} = -g\rho \tag{2.1}$$

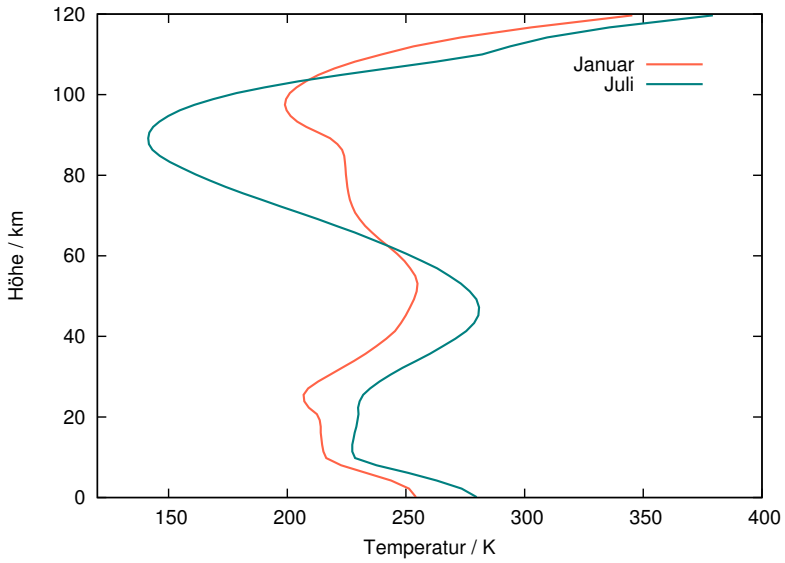


Abbildung 2.1: Typisches Temperaturprofil im Sommer (blau) und Winter (rot) für 70° nördliche Breite (CIRA86 Referenzatmosphäre nach Fleming et al. (1990)).

beschreiben, mit Druck p, Dichte ρ, Erdbeschleunigung g und der Höhenkoordinate z. Über das ideale Gasgesetz $p = \rho RT/M$ (Temperatur T, universelle Gaskonstante R, mittlere molare Masse von Luft M) lässt sich die Dichte ersetzen und die Gleichung in eine Differentialgleichung in p umschreiben. Die Lösung sieht wie folgt aus

$$p = p(z_0)\ \exp\left(-\int_{z_0}^{z} \frac{Mg(z')}{RT(z')}\mathrm{d}z'\right) \tag{2.2}$$

und liefert eine exponentielle Abnahme des Drucks abhängig vom Temperaturprofil. Hierfür wurde angenommen, dass die mittlere molare Masse nicht von der Höhe abhängt, was in der Homosphäre, dem gut durchmischten Teil der Atmosphäre bis ca. 100 km, sehr gut erfüllt ist. Für eine isotherme Atmosphäre vereinfacht sich die Gleichung zur barometrischen Höhenformel

$$p = p(z_0)\ \exp\left(-\frac{z - z_0}{H}\right) \tag{2.3}$$

mit der Skalenhöhe $H = \frac{RT}{Mg}$. Die Skalenhöhe, nach der der Druck auf 1/e abgefallen ist, beträgt in der mittleren Atmosphäre etwa 7 km.

Dynamische Prozesse in der Atmosphäre umfassen Zeitskalen von mehreren Größenordnungen, von kurzperiodischen akustischen Wellen mit Periodendauern im Sekundenbereich bis hin zu planetaren Wellen mit Periodendauern von mehreren Tagen. Im mittleren Spektrum zwischen wenigen Minuten und 14 h sind die sogenannten Schwerewellen angesiedelt. Sie verdanken ihre Namensgebung der Schwerkraft, welche

zusammen mit der Auftriebskraft als Rückstellkraft wirkt. Ein Luftpaket, welches adiabatisch aus seiner Ruhelage ausgelenkt wird, führt eine harmonische Oszillation aus, sofern die Dichte des ausgelenkten Luftpakets bei einer Auslenkung nach oben größer ist als die Umgebungsluft bzw. geringer bei einer Auslenkung nach unten. Dies ist dann gegeben, wenn die Temperaturänderung mit der Höhe $\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}z}$ größer ist als der trockenadiabatische Temperaturgradient $\Gamma = -\frac{g}{c_p}$, wobei c_p der Wärmekapazität bei konstantem Druck angibt. Die Frequenz des Schwingung lässt sich über die sogenannte Brunt-Väisälä Frequenz

$$N = \sqrt{\frac{g}{T}\left(\frac{\mathrm{d}T}{\mathrm{d}z} - \Gamma\right)} \tag{2.4}$$

angeben (z.B. Brasseur und Solomon (2005)), welche die größtmögliche Frequenz für Schwerewellen darstellt.

Die Bewegungsgleichung für Schwerewellen lässt sich aus der Impulserhaltung ableiten. Mit der Kontinuitätsgleichung und der Einschränkung auf adiabatische Prozesse liegt ein gekoppeltes nichtlineares Differentialgleichungssystem vor. Zur Lösung wird ein Störungsansatz gewählt, der alle geophysikalischen Größen x in eine zeitlich konstante Hintergrundvariable $\bar{x}$ und einen fluktuierenden Anteil x' zerlegt. Der fluktuierende Anteil wird dabei als klein angesehen, sodass das Produkt zweier dieser Größen vernachlässigbar wird. Das nichtlineare Gleichungssystem wird damit in ein lineares überführt und von einem einfachen Wellenansatz mit Wellenvektor (k, l, m) und Frequenz ω

$$\left(u', v', w', \frac{\rho'}{\bar{\rho}}, \frac{p'}{\bar{\rho}}, \frac{\theta'}{\bar{\theta}}\right) = \left(\tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{w}, \tilde{\rho}, \tilde{p}, \tilde{\theta}\right) \exp\left(\mathrm{i}(kx + ly + mz - \omega t) + \frac{z}{2H}\right) \tag{2.5}$$

gelöst. u, v und w bezeichnen dabei die drei Komponenten des Windvektors im kartesischen Koordinatensystem (x nach Osten, y nach Norden und z nach oben) und θ die potentielle Temperatur. Sie gibt die Temperatur eines Luftpaktes bei adiabatischer Auslenkung auf einen Referenzdruck p_0 an und berechnet sich über $\theta = T\left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{R}{c_p}}$. Die Amplitude der Welle wird in der jeweiligen Variable durch eine Tilde gekennzeichnet. Für Schwerewellen gilt folgende Dispersionsrelation (Fritts und Alexander, 2003)

$$\omega^2 = \frac{N^2\left(k^2 + l^2\right) + f^2\left(m^2 + \frac{1}{4H^2}\right)}{k^2 + l^2 + m^2 + \frac{1}{4H^2}} \tag{2.6}$$

mit dem Coriolisparameter $f = 2\Omega \sin \Phi$, wobei Ω die Rotationsfrequenz der Erde bezeichnet und Φ die geographische Breite. Aus der Dispersionsrelation lässt sich ablesen, dass Schwerewellen nur mit Frequenzen auftreten können, für die $N > \omega > f$ gilt. Mögliche Perioden liegen somit zwischen ca. 5 min und 13 h für Andenes bei 69° nördlicher Breite. In der in Kapitel 5 folgenden Auswertung beschränken sich daher die nach Periodendauern gefilterten Windzeitreihen auf Perioden bis maximal 13 h.

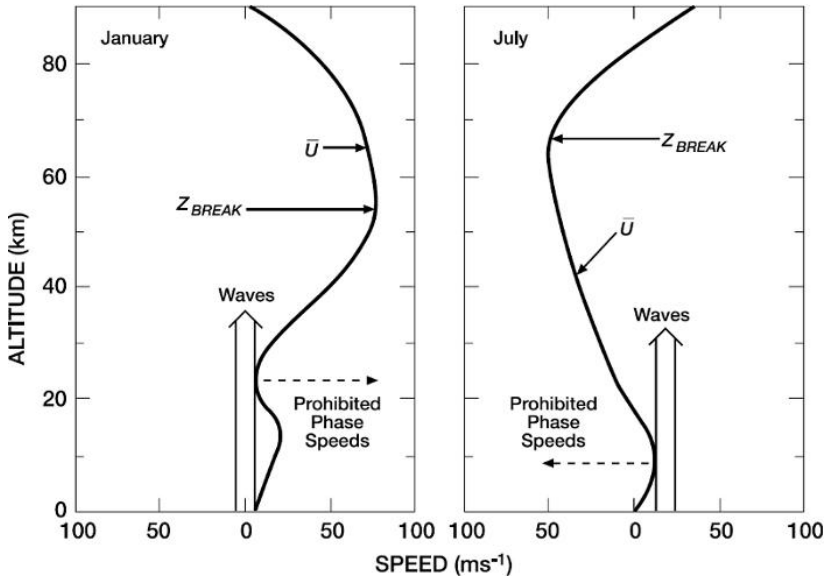


Abbildung 2.2: Mittlerer Zonalwind im Winter (links) und Sommer (rechts) zur Veranschaulichung der erlaubten Phasengeschwindigkeiten von Schwerewellen (Brasseur und Solomon, 2005, in Anlehnung an Lindzen (1981)). Filterung von Schwerewellen tritt auf, wenn die Phasengeschwindigkeit gleich der Hintergrundwindgeschwindigkeit ist.

Gleichung 2.5 ist zu entnehmen, dass die Amplitude einer Schwerewelle mit der Höhe exponentiell anwächst und damit die Energie bei geringer werdender Dichte erhalten bleibt. Je nach Ausgangsamplitude erreicht die Welle eine kritische Höhe, bei der die Amplitude so stark angewachsen ist, dass die Welle instabil wird und bricht. Dabei überträgt sie ihren Impuls auf den Hintergrundwind. Ein typisches Windprofil ist in Abbildung 2.2 gezeigt, welches einen wesentlichen Einfluss auf die Ausbreitung von Schwerewellen nimmt. Erreicht die Welle eine Höhe, bei der die horizontale Phasengeschwindigkeit gleich der Geschwindigkeit des Horizontalwindes ist, so geht die vertikale Wellenlänge gegen Null, was die Welle hindert sich weiter vertikal auszubreiten. Im Sommer erreichen somit nur Wellen mit ostwärtiger Phasengeschwindigkeit die Mesosphäre, wo sie brechen und einen positiven Impuls an den Hintergrundwind abgeben. Diese zusätzliche ostwärts gerichtete Windkomponente erfährt durch die Corioliskraft eine Ablenkung Richtung Äquator. Zur Erfüllung der Kontinuitätsgleichung müssen Luftmassen daher vom Pol nachströmen bzw. am Sommerpol aufsteigen. Die aufsteigenden Luftmassen kühlen sich adiabatisch ab, was in der Sommermesosphäre zu den geringsten Temperaturen der gesamten Atmosphäre führt. Die Zirkulation, residuelle Meridionalzirkulation genannt, wird am Winterpol geschlossen, wo die Luftmassen wieder absinken (Fritts, 2002).

2.2 NLC

Nachtleuchtende Wolken, zum ersten Mal von Jesse (1885) in der Literatur erwähnt, sind optische Erscheinungen am Abendhimmel, die in polaren und mittleren Breiten zu beobachten sind. Ihr Auftreten ist in beiden Hemisphären auf die Sommermonate beschränkt, von etwa fünf Wochen vor Sommersonnenwende bis sieben Wochen danach. Bei einem Sonnenstand zwischen 6° und 16° unter dem Horizont sind sie als blausilbrig schimmernde Wolken zu erkennen, die in ihrem Aussehen Cirruswolken ähneln. Über Triangulation wurde schon früh die Höhe von NLC auf etwa 82 km bestimmt (Jesse, 1896), womit sie die höchsten Wolken in der Atmosphäre darstellen. Durch ihre große Höhe werden sie noch von der Sonne angestrahlt, während sich der Beobachter schon im Erdschatten aufhält. Erst dann ist es möglich, die dünnen Wolken gegen den dunklen Nachthimmel zu erkennen. Ihre blaue Färbung verdanken sie dem Sonnenlicht, welches auf dem langen Weg durch die Stratosphäre zu den Wolkenteilchen eine starke Absorption des roten Lichtanteils durch Ozon erfährt.

Heutige Untersuchungen von NLC beschränken sich nicht mehr auf Beobachtungen mit dem bloßen Auge, es werden vielmehr moderne Lidartechniken, satellitengetragene Instrumente und in situ Messungen eingesetzt, um ein umfassendes Verständnis über NLC zu erlangen. Satellitenmessungen ermöglichen die Erfassung dieser Wolken auf großen räumlichen Skalen, wohingegen mit Lidar-Instrumenten genaue Messungen zu Höhe, Morphologie und Helligkeit von NLC durchgeführt werden können. Besonders die Tageslichtfähigkeit mancher Lidars ist von großem Nutzen, da sie die Detektion von NLC unter Tageslichtbedingungen, wie sie in polaren Breiten in den Sommermonaten und damit in den Monaten des NLC-Auftretens vorherrschen, ermöglichen.

Mikrophysikalische Prozesse in der Mesosphäre

Aus Satellitenmessungen konnte der Nachweis erbracht werden, dass NLC aus Eiskristallen bestehen (Hervig et al., 2001; Eremenko et al., 2005). Die Bildung von Eis erfordert bei dem geringen in der Mesosphäre vorherrschenden Wassergehalt und Druck sehr tiefe Temperaturen. Derart niedrige Temperaturen sind nur in der Sommermesopause anzutreffen, was die auf die Sommermonate eingeschränkte Beobachtungszeit erklärt.

Dem aktuellen Verständnis nach (Rapp und Thomas, 2006) entstehen die mesosphärischen Eispartikel an Nukleationskeimen, die in einer mit Wasserdampf übersättigten Umgebungsluft anwachsen und ab einem Radius von ca. 20 nm bis 30 nm optische sichtbar sind. Bedingt durch die Schwerkraft sinken sie ab und in wärmeren bzw. nicht mehr übersättigten Gebieten sublimieren sie. Eine für das Wachstum der Eispartikel wichtige Größe ist das Sättigungsverhältnis

$$S = \frac{p_{\mathrm{H_2O}}}{p_{\mathrm{Sat}}}, \tag{2.7}$$

wobei p_{H_2O} den Wasserdampfpartialdruck der Luft und p_{Sat} den Sättigungsdampfdruck über Eis angibt. Das Wachstum von Eisteilchen lässt sich über die von Hesstvedt (1961) aufgestellte Beziehung

$$\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}t} = \frac{\alpha}{\rho_{\mathrm{Eis}}} \sqrt{\frac{M}{2\pi RT}}\, p_{\mathrm{sat}}\,(S-1) \tag{2.8}$$

beschreiben. Der Radius der Teilchen wird hier mit r bezeichnet und der Sublimationskoeffizient mit α. Eisteilchen wachsen nach dieser Gleichung nur in übersättigter Luft, die durch $S > 1$ charakterisiert wird. Für große S vereinfacht sich die Gleichung und die Wachstumsrate ist direkt proportional zu p_{H_2O}, womit der Wassergehalt der limitierende Faktor ist.

Eine bisher nicht vollständig geklärte Frage beinhaltet den Nukleationsprozess. Damit Eisteilchen aus der Gasphase entstehen (homogene Nukleation), müssen spontan entstandene Eiscluster einen kritischen Radius überwinden. Murray und Jensen (2010) zeigen in ihrer Arbeit, dass dies unter mesosphärischen Bedingungen möglich ist, da Sättigungsverhältnisse in der Größenordnung 10^4 auftreten können. Ein zweiter Nukleationsprozess umfasst die heterogene Nukleation an vorhandenen Nukleationskeimen. Potentielle Nukleationskeime sind hydrierte Protonencluster oder Meteorstaubteilchen, wobei Meteorstaub in der Mesosphäre durch Radar und in situ Messungen nachgewiesen werden konnte (Rapp et al., 2007; Strelnikova et al., 2007).

Einfluss von Wellen auf NLC

Der Sättigungsdampfdruck p_{H_2O} hängt exponentiell von der Temperatur ab, womit S und auch die Wachstumsrate empfindlich von der Hintergrundtemperatur abhängen. Variationen der Temperatur, wie sie von Schwerewellen verursacht werden, fördern bzw. hemmen somit lokal das Wachstum von Eisteilchen. In komplexen mikrophysikalischen Modellierungen wurde untersucht, welchen Einfluss Schwerewellen auf die Bildung von Eisteilchen haben. Turco et al. (1982) untersuchten in einem eindimensionalen Modell den Effekt von Schwerewellen mit einer Periodendauer von 1.5 h und fanden eine mit der Zeit abnehmende optische Dicke. Begründet wird dieses Ergebnis mit der exponentiellen Temperaturabhängigkeit, die zu einer schnelleren Sublimation in der Warmphase als Anwachsen in der Kaltphase der Welle führt. In einem zweidimensionalen Modell simulierten Jensen und Thomas (1994) den Einfluss von Schwerewellen mit den Periodendauern 5 min, 1 h und 10 h. Es wurde eine schnelle Abnahme der Helligkeit bei den kurzperiodischen Wellen gefunden, während die 10-h-Welle zu einer zeitweisen Verstärkung geführt hat. Weitere Simulationen zum Schwerewelleneinfluss wurden von Rapp et al. (2002) durchgeführt, die zuvor Schwerewellenparameter aus Windmessungen mit fallenden Kugeln abgeleitet haben. Eine systematische Variation der Periodendauer von 1 h bis 12 h hat hergeben, dass Wellen mit Perioden von 3 h und weniger NLC signifikant schwächen, während Wellen mit Perioden von 6.5 h und mehr zu einer

zumindest zeitweisen Verstärkung von NLC führen. Die Zeitskala für mikrophysikalische Prozesse bei den angenommenen Hintergrundbedingungen wurde daraus auf 400 min abgeschätzt. Wellen länger als 400 min führen zu optimierten Teilchenbahnen, die eine maximale Wachstumszeit in übersättigten Regionen erlaubt.

2.3 PMSE

Polare mesosphärische Sommerechos (PMSE) sind starke Radarsignale, die in der Mesopause von VHF-Radaren detektiert werden. In der Mesosphäre wird der Brechungsindex für Radiowellen hauptsächlich durch die Elektronendichte bestimmt (siehe dazu auch Gleichung 3.1), wobei es zu starken Rückstreusignalen kommt, wenn Fluktuationen im Brechungsindex auf Skalen im Bereich der halben Radarwellenlänge auftreten (Bragg-Bedingung). Im VHF-Bereich liegt diese je nach gewählter Radarfrequenz bei ca. 3 m. Durch brechende Schwerewellen ist die neutrale Atmosphäre in der Mesopausenregion von turbulenten Bewegungen geprägt, die allerdings keine langlebigen Strukturen im geforderten Skalenbereich erzeugen können, da sie durch molekulare Diffusion zerstört werden. Erst durch die Anlagerung von freien Elektronen an Eispartikel, und die Wechselwirkung zwischen den geladenen Eisteilchen, Ionen und freien Elektronen, wird die Elektronen-Diffusivität heruntergesetzt und die Bewegung der neutralen Atmosphäre von der des Plasmas entkoppelt. Die Lebensdauer von kleinskaligen Strukturen in der Elektronendichte ist proportional zum Quadrat des Eisteilchenradius, sodass die Lebensdauer bei Eisteilchen mit Radius 5 nm bis 50 nm etwa 10 min bis mehrere Stunden beträgt (Rapp und Lübken, 2003). Das hat zur Folge, dass selbst nach dem Abklingen eines Turbulenzereignisses PMSE gemessen werden können.

Die Detektion von PMSE ist folglich an das Vorhandensein von Eispartikeln gekoppelt, was ihr eingeschränktes Auftreten in den Sommermonaten (Bremer et al., 2003), ähnlich des NLC-Auftretens, erklärt. PMSE und NLC sind beides Tracer für Eisteilchen, wobei als NLC nur die größeren Partikel der Teilchenpopulation detektiert werden und PMSE zusätzlich von der Ionisierung der Atmosphäre abhängen. Für ein umfassendes Verständnis der mesosphärischen Eisschicht müssen daher beide Phänomene studiert werden.

3 Daten und Instrumente

Die Daten, die in dieser Arbeit ausgewertet werden, wurden auf der Insel Andøya (69.30 °N, 16.04 °O) im Norden Norwegens aufgenommen. Es werden Winddaten des MF-Radars und PMSE-Daten des VHF-Radars analysiert, die beide vom Leibniz-Institut für Atmosphärenphysik (IAP) in Kühlungsborn betrieben werden. Das Lidar gehört zur ALOMAR (Arctic Lidar Observatory for Middle Atmosphere Research) Forschungsstation in Andenes und ermöglicht Temperaturmessungen in der mittleren Atmosphäre, sowie die Untersuchung von Aerosolschichten, polaren Stratosphärenwolken und leuchtenden Nachtwolken.

3.1 Radar

Radare werden weitläufig in der Erforschung der Atmosphäre eingesetzt, da sie die Bestimmung von wichtigen Parametern der Atmosphäre ermöglichen. Das Grundprinzip des Radars ('Radio Detection and Ranging') besteht darin, Radiowellen in die Atmosphäre zu senden, welche an Irregularitäten des Brechungsindexes partiell reflektiert werden und die zurückgestreute Welle am Boden detektiert wird. Der Brechungsindex

$$n = 1 + \frac{0.375\, p_{\mathrm{H_2O}}}{T^2} + \frac{7.76 \times 10^{-5}\, p}{T} - \frac{N_\mathrm{e}}{2N_\mathrm{c}} \tag{3.1}$$

hängt von Wasserdampfpartialdruck $p_{\mathrm{H_2O}}$ (in mbar), Temperatur T (in K) und Elektronendichte N_e, sowie dem atmosphärischen Umgebungsdruck p (in mbar) und der kritischen Elektronendichte N_c, bei der Totalreflexion auftritt, ab (Sato, 1989). Änderungen dieser Größen führen daher zur Reflexion der Wellen. Variationen des Wasserdampfes sind nur in der Troposphäre relevant, Temperaturänderungen hauptsächlich in der unteren Stratosphäre und in der Mesosphäre tragen nur noch Elektronendichtefluktuationen zum Streuprozess bei. Aus der Dopplerverschiebung des empfangenen Signals kann die Geschwindigkeit der streuenden Strukturen und somit des Windes ermittelt werden, während die Dopplerverbreiterung des Signals ein Maß für die Turbulenz im Streuvolumen ist.

Radar	Andenes MF-Radar	Andenes VHF-Radar
Geographische Position	69.3 °N, 16.0 °O	69.3 °N, 16.0 °O
Frequenz (MHz)	1.98	53.5
Spitzenleistung (kW)	50	36
Pulslänge (µs)	27	1-50
Höhenauflösung (m)	2000	150, 300, 600, 1000
Höhenabdeckung (km)	60-98	1-18 und 65-95

Tabelle 3.1: Technische Daten des MF- und VHF-Radars in Andenes (Singer und Keuer, 1997; Latteck et al., 1999).

3.1.1 Andenes MF-Radar

Das MF-Radar in Andenes besitzt vier Sendeantennen (Halbwellendipole), die zirkular polarisierte Wellen aussenden. Empfangen wird das Rückstreusignal von drei Antennen mit gekreuzten Dipolen, die in einem gleichseitigen Dreieck mit Seitenlänge $1,2\,\lambda$ um die Sendeantennen angeordnet sind. Die technischen Daten des MF-Radars sind in Tabelle 3.1 zusammengestellt.

Winddaten

Die Windgeschwindigkeiten werden bei dieser Antennenanordnung mittels der sogenannten Spaced Antenna Methode ermittelt, bei der aus der Veränderung des zurückgestreuten Signals auf die horizontale Geschwindigkeit der streuenden Strukturen geschlossen wird. Das Grundprinzip, der Einfachheit halber im Eindimensionalen, ist Folgendes: Eine streuende Struktur bewegt sich auf der Verbindungslinie der Empfangsantennen und führt in beiden Empfangssignalen zu einer charakteristischen Signatur. Aus dem Peak der Kreuzkorrelation der Signale beider Antennen lässt sich die Zeit ermitteln, die die streuende Struktur zum zurücklegen des Antennenabstandes benötigt hat, woraus sich die Geschwindigkeit bestimmen lässt. In der von Briggs (1984) entwickelten Full Correlation Analysis wird darüber hinaus noch die eigene Variation des Beugungsmusters über die Autokorrelation berücksichtigt. Durch die Verwendung von drei Empfangsantennen kann somit die zonale Geschwindigkeit u und die meridionale Geschwindigkeit v ermittelt werden. Die in dieser Analyse verwendeten Winddaten wurden zu Ein-Stunden-Mitteln und Zwei-Kilometer-Höhenkanälen zusammengefasst, wobei mindestens zehn Messwerte in jeden Datenpunkt eingehen müssen, um später berücksichtigt zu werden.

3.1.2 Andenes VHF-Radar

Das ALWIN (ALOMAR Wind) Radar ist ein VHF-Radar zur Untersuchung der Troposphäre, Stratosphäre und Mesosphäre. Die Sende- und Empfangsantenne besteht aus 144 einzelnen Yagi-Antennen, die quadratisch im Abstand $0.7\,\lambda$ angeordnet sind. Winde können mit diesem Radar über die Spaced-Antenna-Methode ermittelt werden oder bei aus dem Zenith ausgelenkten Strahlen aus der Dopplerverschiebung des empfangenen Signals. Für weitere technische Daten sei an dieser Stelle auf Tabelle 3.1 und Latteck et al. (1999) verwiesen.

PMSE-Daten

In den Sommermonaten werden regelmäßig starke Radarechos aus der Mesosphäre detektiert. Ihre Stärke kann im Falle eines kalibrierten Radarsystems als Volumenreflektivität angegeben werden oder als relative Signalstärke bzw. Signal-Rausch-Verhältnis (SNR). Das SNR berechnet sich aus dem Verhältnis der Signalleistung P_{Signal} zur Rauschleistung P_{Rauschen} und wird oftmals in der Einheit Dezibel angegeben

$$\text{SNR} = 10 \log \frac{P_{\text{Signal}}}{P_{\text{Rauschen}}} \text{dB}. \tag{3.2}$$

Signal- und Rauschleistung können z.B. aus der Autokorrelationsfunktion (AKF) des empfangenen Signals ermittelt werden. Der Peak der AKF bei Zeitverschiebung $\tau = 0$ geht aus der Überlagerung des Signals mit dem Rauschen hervor und entspricht somit der Summe aus Signal- und Rauschleistung. Der durch das Rauschen bestimmte Anteil der AKF für $\tau \neq 0$ ermöglicht durch Extrapolation die Bestimmung der Rauschleistung bei $\tau = 0$, womit sich die Signalleistung aus dem Peak abzüglich der Rauschleistung bestimmen lässt.

Die auf diese Weise berechneten SNR liegen bei ALWIN mit einer Zeitauflösung von 5 min und Höhenauflösung von 300 m vor, wurden jedoch für die Analysen in dieser Arbeit über 1 h und 900 m gemittelt. Der betrachtete Höhenbereich liegt zwischen 78.5 km und 92.0 km.

3.2 Lidar

Lidar ist ein Akronym für ‘Light Detection and Ranging’ und bezeichnet ein Fernerkundungsverfahren, das auf optischen Messmethoden beruht. Das zu untersuchende Ziel wird dabei beleuchtet, häufig mit einem gepulsten Laser, und das rückgestreute Licht wird analysiert. Über die Laufzeit des Lichts kann die Entfernung des Objekts bestimmt werden. In der Atmosphäre findet Streuung unter anderem an Aerosolen, Molekülen

und Atomen statt, wobei elastische Streuprozesse wie Rayleigh- und Miestreuung, sowie inelastische Streuprozesse wie Ramanstreuung, möglich sind. Darüber hinaus kann Absorption mit anschließender Remission (Floureszenz) stattfinden, dazu muss allerdings die Wellenlänge auf den elektronischen Übergang im Atom abgestimmt sein. Das verwendete Lidar nutzt Rayleigh-, Mie- und Ramanstreuung, was zur Namensgebung RMR-Lidar geführt hat.

3.2.1 ALOMAR RMR-Lidar

Das ALOMAR RMR-Lidar ist ein Doppel-Lidarsystem und besteht aus zwei unabhängingen gepulsten Lasern und schwenkbaren Empfangsteleskopen. Die optische Bank zur Filterung und spektralen Trennung des rückgestreuten Lichts wird für beide Laser im Wechsel genutzt.

Als Laser kommen leistungsstarke Nd:YAG-Laser mit einer Grundmode bei 1064 nm und der zweiten und dritten Harmonischen bei 532 nm bzw. 355 nm zum Einsatz. Eine hohe Frequenzstabilität dieser Laser wird durch einen externen Seederlaser erreicht, welcher selber über eine Jod-Absorptionskammer stabilisiert wird. Das Funktionsprinzip der Kammer beruht darauf, dass die Seederfrequenz auf der Flanke einer Jodabsorptionslinie liegt und sich eine kleine Frequenzänderung sofort in einer Veränderung der Lichtabsorption in der Kammer niederschlägt. Die Absorption wird gemessen und durch Regulierung des Spiegelabstandes im Seederlaser konstant gehalten. Zur Reduzierung der Strahldivergenz werden die Laserstrahlen aufgeweitet und über strahlstabilisierte Spiegel koaxial zu den Teleskopen in die Atmosphäre emittiert. Die Laserpulse haben eine Länge von 10 ns bei einer Pulswiederholrate von 30 Hz.

Die Teleskope in quasi-Cassegrain-Bauart sind um bis zu 30° aus dem Zenit schwenkbar und decken jeweils einen Azimutbereich von 90° ab, so dass ein Teleskop den nordwestlichen und das andere den südöstlichen Quadranten erfasst. Um möglichst wenig unerwünschtes Streulicht einzusammeln, haben die Teleskope mit 180 µrad ein sehr kleines Gesichtsfeld. Dies ermöglicht zusammen mit starker spektraler Filterung die Durchführung von Messungen unter Tageslichtbedingungen, wie sie den gesamten norwegischen Sommer über anzutreffen sind.

Das aus der Atmosphäre empfangene Licht wird über Glasfaserkabel zur Detektionseinheit geführt. Zunächst wird mit Hilfe eines rotierenden Flügelrades das sehr starke troposphärische Rückstreusignal abgeblockt, danach werden die Wellenlängen der drei Harmonischen getrennt und zur weiteren Unterdrückung des Sonnenlichts mit Hilfe von Interferenzfilter bzw. Fabry-Perot-Etalons gefiltert. Verschiedene Detektoren registrieren die unterschiedlichen Streuprodukte (Rayleigh- und Miestreuung an Luftmolekülen und Aerosolen, Ramanstreuung an N_2 und O_2) und das Ergebnis sind Photonenzählraten in Abhängigkeit der Höhe mit einer Höhenauflösung von 150 m.

Eine genaue Beschreibung des Lidarsystems wurde von von Zahn et al. (2000) verfasst.

Lidardaten

Die Photonenzählraten bei 532 nm werden bezüglich Hintergrund und thermischer Emissionen der Detektoren bereinigt. Sie liegen dann als totales Rückstreusignal $S(z)$ in Abhängigkeit der Höhe z vor und werden über 14 min integriert. Als einfaches Maß für das NLC-Auftreten kann das Rückstreuverhältnis $R(z)$ herangezogen werden, welches das Verhältnis des totalen Rückstreusignals zu molekularem Signal $S_{\mathrm{M}}(z)$ ist:

$$R(z) = \frac{S(z)}{S_{\mathrm{M}}(z)} = \frac{\beta_{\mathrm{M}}(z) + \beta_{\mathrm{NLC}}(z)}{\beta_{\mathrm{M}}(z)}, \tag{3.3}$$

wobei β_{M} und β_{NLC} die Volumenrückstreukoeffizienten von Luftmolekülen bzw. NLC-Partikeln sind. $R > 1$ bedeutet folglich, dass NLC vorhanden sind. Der Rückstreukoeffizient ist definiert als

$$\beta(z) = n(z) \cdot \left.\frac{\mathrm{d}\sigma(\theta)}{\mathrm{d}\Omega}\right|_{\theta=180^\circ}(z) \tag{3.4}$$

und hängt von der Teilchendichte $n(z)$ und dem differentiellen Wirkungsquerschnitt in Rückstreurichtung $\mathrm{d}\sigma(\theta)/\mathrm{d}\Omega|_{\theta=180^\circ}$ ab. β_{M} wird aus der mittleren Dichte (Lübken, 1999) bestimmt, sodass $\beta_{\mathrm{NLC}}(z)$ aus $R(z)$ berechnet werden kann. Der NLC-Volumenrückstreukoeffizient $\beta_{\mathrm{NLC}}(z)$ eignet sich besser zur Charakterisierung von NLC als $R(z)$, da er unabhängig von der Hintergrunddichte ist und somit nicht wie $R(z)$ in unterschiedlichen Höhen trotz gleicher Teilchenzahl und -dichte unterschiedliche Werte liefert. Die untere Grenze der detektierbaren Rückstreukoeffizienten ist neben Wetterverhältnissen und Sonnenstand auch von den Detektoren abhängig. So lag bis einschließlich 2005 die Unsicherheit des Rückstreukoeffizienten bei $\Delta\beta \leq 4 \times 10^{-10}\,\mathrm{m^{-1}\,sr^{-1}}$, nach Austausch der Photomultiplier gegen Fotolawinendioden hingegen bei nur noch $\Delta\beta \leq 1 \times 10^{-10}\,\mathrm{m^{-1}\,sr^{-1}}$.

Um pro Zeitpunkt das Auftreten und die Stärke von NLC zu charakterisieren, wird in dieser Arbeit nur der maximale Rückstreukoeffizient $\beta_{\max}$ aus allen Höhenkanälen betrachtet. Ist dieser größer als die Unsicherheit $\Delta\beta$, so liegt ein NLC-Ereignis vor. Die detaillierte Beschreibung der Daten ist in den Arbeiten von Fiedler et al. (2003, 2009, 2011) aufgeführt. Es wird insgesamt eine Klassifizierung in sehr schwache NLC ($\beta_{\max} = 1-4 \times 10^{-10}\,\mathrm{m^{-1}\,sr^{-1}}$), schwache ($\beta_{\max} = 4-7 \times 10^{-10}\,\mathrm{m^{-1}\,sr^{-1}}$), mittelstarke ($\beta_{\max} = 7-13 \times 10^{-10}\,\mathrm{m^{-1}\,sr^{-1}}$) und starke ($\beta_{\max} > 13 \times 10^{-10}\,\mathrm{m^{-1}\,sr^{-1}}$) NLC vorgenommen (Fiedler et al., 2011).

Tabelle 3.2 gibt eine Übersicht über die verwendete Datenmenge und das Auftreten von NLC. Die Lidarmesszeiten liegen abschnittsweise über die gesamte NLC-Saison verteilt vor, ihre Länge variiert von wenigen Stunden bis hin zu mehreren Tagen.

Jahr	Gesamtmesszeit in h	Messzeit mit NLC in h	NLC Occurrence Rate in %
1999	328	53	16.2
2000	265	72	27.2
2001	206	40	19.4
2002	369	51	13.8
2003	474	130	27.4
2004	485	137	28.2
2005	451	95	21.1
2006	187	61	32.6
2007	502	212	42.2
2008	379	159	42.0
2009	537	247	46.0
2010	232	121	52.2
2011	448	204	45.5

Tabelle 3.2: Übersicht über Lidarmesszeiten und NLC-Ereignisse, sowie den daraus resultierenden NLC-Occurrence Rates (OR). (Diese OR weichen ab von der Berechnung der OR in Fiedler et al. (2009), wo pro Viertelstunde eine OR berechnet wurde.)

4 Waveletanalyse

Die Fouriertransformation stellt ein gutes Werkzeug für die Analyse periodischer Signale dar. Sie enthält jedoch keine Information über die zeitliche Entwicklung einzelner Frequenzanteile, wie sie bei der Analyse nichtstationärer Prozesse von Interesse ist. Um dies zu umgehen, kann das Signal abschnittsweise betrachtet werden, indem es mit einer Fensterfunktion überlagert wird. Diese Methode wird Kurzzeit-Fouriertransformation ('short-time fourier transformation', STFT oder 'windowed fourier transform', WFT) genannt, bringt aber den Nachteil mit sich, dass Merkmale mit charakteristischer Länge sowohl deutlich kürzer als auch deutlich länger als die Fensterbreite nicht gut aufgelöst werden. Die Grundidee der Wavelettransformation besteht darin, die Fensterbreite an die jeweilige Skalengröße anzupassen. Im Folgenden sollen nur die Grundzüge der Waveletanalyse beschrieben werden. Für eine umfassende Einführung in die Waveletanalyse sei an dieser Stelle auf die Bücher von Kaiser (2011), Klees und Haagmans (2000) und Daubechies (1995) verwiesen.

4.1 Mathematischer Hintergrund

Die Fouriertransformation

$$\hat{f}(\omega) = \langle e_\omega | f \rangle \tag{4.1}$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} e^{-2\pi i \omega t} f(t) \mathrm{d}t \tag{4.2}$$

zerlegt das Signal $f(t)$ in seine Frequenzanteile, indem $f(t)$ auf die Basisfunktionen $e_\omega = e^{2\pi i \omega t}$ projiziert wird. Die Basis $\{e_\omega\}$ ist im Ortsraum nicht lokalisiert und kann daher keine zeitaufgelöste Information beinhalten. Die Basis der Wavelettransformation ist hingegen eine zweiparametrige Familie von Waveletfunktionen $\{\psi_{s,t}\}$, die sowohl im Orts- als auch im Frequenzraum lokalisiert sind. Die Breite der Waveletfunktion im Orts- und im Frequenzraum ist über die Unschärferelation gekoppelt, was eine beliebig genaue Auflösung in beiden Räumen verhindert. Die Waveletfunktionen $\psi_{s,\tau}(t)$ gehen aus dem sogenannten Mutter-Wavelet $\psi(t)$ durch Streckung und anschließender Verschiebung hervor. Der Streckungsoperator D_s mit Skala s, welcher später die Bedeutung einer

Periode zugeordnet werden kann, und Verschiebeoperator T_τ für die Verschiebung um τ sind wie folgt definiert:

$$D_s\colon \psi(t) \to \frac{1}{\sqrt{|s|}}\psi\left(\frac{t}{s}\right) \tag{4.3}$$

$$T_\tau\colon \psi(t) \to g(t-\tau). \tag{4.4}$$

$$\tag{4.5}$$

Die beiden Operatoren nacheinander auf $\psi(t)$ angewandt ergeben die Tochter-Wavelets $\psi_{s,\tau}(t)$

$$\psi_{s,\tau}(t) = T_\tau D_s \psi(t) = \frac{1}{\sqrt{|s|}}\,\psi\left(\frac{t-\tau}{s}\right). \tag{4.6}$$

Der Vorfaktor $|s|^{-1/2}$ im Streckungsoperator wurde derart gewählt, dass die L^2-Norm erhalten bleibt, was $\parallel \psi \parallel = \parallel \psi_{s,\tau} \parallel$ bedeutet und in der Literatur häufig zu finden ist.

Analog zur Fouriertransformation berechnet sich die Wavelettransformierte $\tilde{f}(s,\tau)$ zu

$$\tilde{f}(s,\tau) = \langle \psi_{s,\tau} | f \rangle \tag{4.7}$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{|s|}}\,\psi^*\left(\frac{t-\tau}{s}\right) f(t)\mathrm{d}t, \tag{4.8}$$

wobei ψ^* die komplex konjugierte Funktion bezeichnet. Das Ergebnis der Wavelettransformation ist eine zweiparametrige Funktion, obwohl die Ausgangsfunktion nur eindimensional ist. Da sich der Informationsgehalt nicht erhöht, enthält die Wavelettransformierte ein großes Maß an redundanter Information, deren Verteilung stark von der gewählten Waveletfunktion abhängt. Damit wird deutlich, dass die Wavelettransformation kein eindeutiger Vorgang ist, sondern immer vom Mutterwavelet abhängt, deren Eigenschaften sich in charakteristischer Weise auf die Wavelettransformierte übertragen. Dies ausnutzend findet eine große Vielfalt an Mutterwavelets Anwendung in der Datenanalyse. In der Auswertung geophysikalischer Daten wird oftmals die Morlet-Funktion, eine gaußförmig abklingende Kosinusschwingung, verwendet. Die einzige Bedingung, die alle Funktionen erfüllen müssen um als Wavelet zulässig zu sein, ist

$$C = \int_{-\infty}^{\infty} |\hat{\psi}(\omega)|^2 \frac{\mathrm{d}\omega}{|\omega|} < \infty. \tag{4.9}$$

In allen praktischen Anwendungen ist dies gleichbedeutend mit einem verschwindenden Mittelwert, $\int_{-\infty}^{\infty} \psi(t)\,\mathrm{d}t = 0$ bzw. $\hat{\psi}(0) = 0$.

Die Skala s, eingeführt als Skalierungsfaktor der Waveletfunktion, ist die Skalengröße, auf der Oszillationen im Signal detektiert werden. Diese sind allerdings von Mutterwavelet zu Mutterwavelet nicht vergleichbar, was eine starke Einschränkung der

Interpretation von Wavelettransformationen darstellt. Es ist daher üblich, s in die sogenannte äquivalente Fourierperiode umzurechnen. Dazu wird analytisch die Skala s^* identifiziert, bei der die Wavelettransformierten einer reinen Sinusschwingung mit Periodendauer T^* ihr Maximum erreicht. Über den Faktor $\lambda = \frac{T^*}{s^*}$ lassen sich alle Skalen in ihre äquivalenten Fourierperioden umrechnen, was letztendlich auch den Vergleich mit der Fouriertransformierten des Signals ermöglicht.

Gleichung 4.8 kann als Faltung des Signals mit einem Tochter-Wavelet aufgefasst werden. Wird diese Gleichung in den Frequenzraum überführt, reduziert sich die Faltung in eine Multiplikation. Diese Eigenschaft ist von großem Nutzen bei der numerischen Berechnung der Wavelettransformation, da die Berechnung im Frequenzraum dank der FFT stark beschleunigt wird.

Erfüllt ein Wavelet die Bedingung 4.9, so lässt sich eine inverse Wavelettransformation durchführen und das ursprüngliche Signal $f(t)$ aus der Wavelettransformierten $\tilde{f}(s,\tau)$ rekonstruieren. Es gilt

$$f(t) = C^{-1} \int \int \psi_{s,\tau}(t) \tilde{f}(s,\tau) \frac{\mathrm{d}s\mathrm{d}\tau}{s^2}. \tag{4.10}$$

Hier wird die Hin- und Rücktransformation mit der selben Waveletfunktion durchgeführt, was möglich, aber auf Grund der großen Informationsredundanz nicht zwingend notwendig ist. Prinzipiell kann jede beliebige Waveletfunktion zur Rekonstruktion genutzt werden, es müssen unter bestimmten Voraussetzungen noch nicht einmal beide die Bedingung 4.9 erfüllen (Daubechies, 1995, Kapitel 2.4). Zur Minimierung des Rechenaufwandes hat es sich als praktikabel erwiesen, die Rekonstruktion mit einer δ-Distribution durchzuführen, da damit die Integration über τ wegfällt (Farge, 1992, Kapitel 3.1). Der Vorfaktor C muss bei zwei verschiedenen Waveletfunktionen entsprechend modifiziert werden.

In Gleichung 4.10 wird über alle Skalen integriert, um das Ausgangssignals zu rekonstruieren. Eine Bandpassfilterung des Signals kann durch die Integration über einen ausgewählten Skalenbereich erreicht werden, wobei die Grenzen aus den äquivalenten Fourierperioden zu bestimmen sind.

Eine große Stärke der Wavelettransformation ist ihre Zeitauflösung. Unter Umständen kann es aber auch von Interesse sein, ein mittleres Waveletspektrum (Mittel über τ) zu berechnen, welches dann wieder mit der Fouriertransformierten des Signals vergleichbar ist. Dieses mittlere Waveletspektrum wird häufig globales Waveletspektrum genannt.

Die oben aufgeführten Formeln gelten in dieser Form für kontinuierliche Funktionen, sie lassen sich aber leicht für diskrete Zeit- und Skalenschritte umformulieren. Die einzelnen $\tilde{f}(s,\tau)$ werden im diskreten Fall Waveletkoeffizienten genannt. Bei endlichen Datensätzen muss allerdings beachtet werden, dass die Integrations- bzw. Summationsgrenzen nicht bis unendlich gehen, was die Waveletkoeffizienten beeinflusst. Sie werden

aber auf Grund der starken Lokalität der Wavelettransformation nur im Randbereich beeinflusst, im sogenannten 'Cone of Influence' (COI).

4.2 Umsetzung der Waveletanalyse in Matlab

Die Methode der Waveletanalyse wurde zur Auswertung der Winddaten gewählt, da sie eine zeitaufgelöste Frequenzanalyse ermöglicht. Die Winde sollen in verschiedene Frequenzbänder zerlegt werden, was ebenfalls mit den wavelettransformierten Daten möglich ist. Die nach Periodendauern gefilterten und rekonstruierten Zeitreihen werden anschließend mit Hilfe des globalen Waveletspektrums normiert, was eine Aussage über die relative Stärke der Wellen erlaubt.

Die Wavelettransformation wird mit Hilfe des von Torrence und Compo (1998) zur Verfügung gestellten Matlab Software Pakets durchgeführt. Dem Vorschlag von Liu et al. (2007) folgend wurde eine kleine Veränderung im Quellcode vorgenommen, bei der die Waveletkoeffizienten durch jeweils $s^{1/2}$ geteilt werden und damit das Betragsquadrat der Wavelettransformierten in eine Energiedichte überführt wird. Dies ist konsistent mit der Definition des Tochterwavelets in Gleichung 4.6, die ebenfalls den Vorfaktor $s^{-1/2}$ aufweist.

Als Waveletfunktion wurde das Morlet-Wavelet gewählt, eine harmonische Schwingung mit Frequenz ω_0 überlagert mit einer Gausskurve (siehe Abbildung 4.1).

$$\psi_{\text{Morlet}}(t) = \pi^{-1/4} e^{i\omega_0 t} e^{-t^2/2} \qquad \hat{\psi}_{\text{Morlet}}(\omega) = \pi^{-1/4} e^{-(\omega_0-\omega)^2/2} \tag{4.11}$$

Die Waveletfunktion muss immer an die Fragestellung angepasst werden, da mit der Wavelettransformation die charakteristische Struktur des Mutterwavelets in den Daten detektiert wird. In der Bildanalyse beispielsweise wird zur Kantendetektion eher ein an sich kantiges Mutterwavelet zum Einsatz kommen, während in dieser Arbeit Wellen im Vordergrund stehen und sich daher ein Wavelet aufbauend auf harmonischen Schwingungen anbietet. Über den freien Parameter ω_0 lässt sich die Anzahl der Schwingungsbäuche innerhalb der Halbwertsbreite des Wavelets und somit die relativen Amplituden der einzelnen Bäuche beeinflussen. Eine Möglichkeit ω_0 zu bestimmen, ist ein bestimmtes Verhältnis des zentralen Maximums zum ersten Nebenmaximum vorzugeben, was bei bei einem Faktor von zwei zu $\omega_0 = \pi \left(2/\ln 2\right)^{1/2} \simeq 5.34$ führt. Es ist zu beachten, dass das Morlet-Wavelet die Bedingung 4.9 nur im

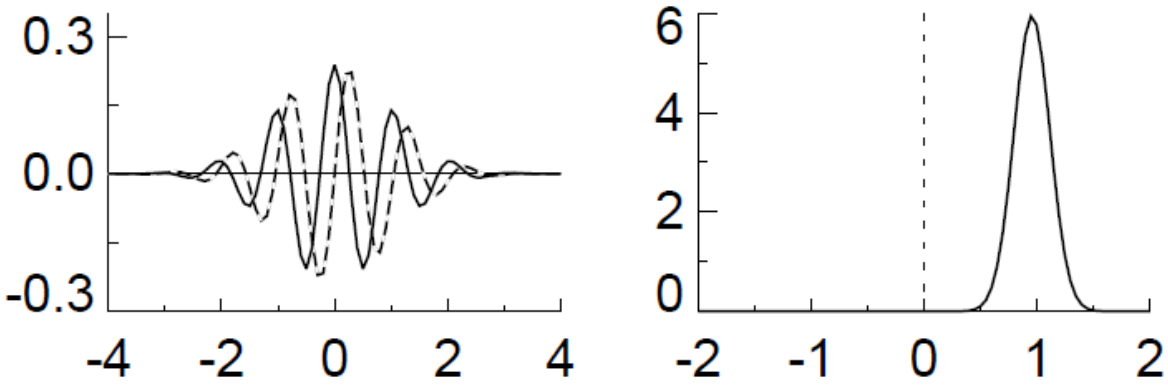


Abbildung 4.1: Morlet-Waveletfunktion mit $\omega_0 = 6$. Links ist der Realteil (durchgezogene Linie) und Imaginärteil (gestrichelte Linie) von $\psi_{\text{Morlet}}(t)$ dargestellt, rechts Real- und Imaginärteil der Fouriertransformierten $\hat{\psi}_{\text{Morlet}}(\omega)$ (aus Torrence und Compo (1998)).

Grenzwert für große ω_0 erfüllt[1]. Für $\omega_0 = 6$ ist die Bedingung schon ausreichend genau erfüllt, sodass dieser Parameter in der Waveletanalyse verwendet wird.

Die kleinstmögliche Skala s_0, die mit der Waveletanalyse detektiert werden kann, entspricht $s_0 = 2\,\delta t$, wobei δt die Zeitauflösung der Daten darstellt. Es ist üblich, die Skalen als gebrochene Potenzen von zwei zu wählen, $s_j = s_0\, 2^{j/\delta j}$, mit jeweils δj Suboktaven pro Oktave. Nach oben werden die Skalen durch die Länge N des Datensatzes beschränkt, sodass die größte aufzulösende Skala $s_{\max} = N\,\delta t$ beträgt. Da sich der Umrechnungsfaktor zwischen Skala und äquivalenter Fourierperiode bei Morlet zu $\lambda = 1.03$ berechnet, ist die Abweichung der Skalen von ihren äquivalenten Fourierperioden sehr gering. δj musste mit 128 sehr groß gewählt werden, um sicherzustellen, dass in alle später berechneten Frequenzbänder ausreichend Skalen eingehen. In das größte relevante Band mit Periodendauer 12 h bis 14 h gehen bei dieser Auflösung noch ca. 15 Skalen ein.

4.3 Waveletanalyse der Daten

In einem ersten Schritt wurde die Waveletanalyse an synthetischen Daten getestet, insbesondere um die Amplitudentreue der Waveletanalyse sicherzustellen. Daraufhin wurde die Waveletanalyse auf die Windmessungen angewendet, die Winde wurden

[1] Das hier beschriebene Morlet-Wavelet ist eine vereinfachte Form, das für große ω_0 gültig ist. Die Originalfunktion lautet $\hat{\psi}_{\text{Morlet}} = \pi^{-1/4}\left(e^{-(\omega-\omega_0)^2/2} - e^{-\omega^2/2}e^{-\omega_0^2/2}\right)$, wobei der zweite Term für große ω_0 vernachlässigbar klein wird.

in verschiedene Periodenbereiche zerlegt und zu Testzwecken die Originalzeitreihen rekonstruiert. Zusätzlich wurde das globale Waveletspektrum berechnet, welches in den darauf folgenden Schritten der Analyse als Normierung dient.

4.3.1 Synthetische Daten

Die synthetischen Daten setzen sich aus überlagerten Sinus-Schwingungen mit verschiedenen Amplituden und Perioden zusammen. Für das folgende Beispiel wurde eine Zeitreihe der Form

$$g(t) = 4\sin\left(\frac{2\pi}{8\,\mathrm{s}}t\right) + 2\sin\left(\frac{2\pi}{16\,\mathrm{s}}t\right) + 8\sin\left(\frac{2\pi}{32\,\mathrm{s}}t\right) \tag{4.12}$$

gewählt und die Wavelettransformierte berechnet. Der Betrag der Wavelettransformierten ist links in Abbildung 4.2 mit dem COI in schwarz dargestellt, rechts ist das globale Waveletspektrum aufgetragen. Sowohl in der Wavelettransformierten selber als auch im globalen Waveletspektrum ist zu erkennen, dass die Perioden von 8 s, 16 s und 32 s sehr genau detektiert werden. Die Amplituden werden ebenfalls sehr gut wiedergegeben, sie sind allerdings etwas kleiner als die vorgegebenen Amplituden. Eine systematische Analyse mit verschiedenen Kombinationen von Amplituden und Perioden hat ergeben, dass die Amplituden um ca 6% zu klein sind, sofern die Waveletanalyse nicht an die Auflösungsgrenze kam bzw. durch Randeffekte beeinflusst wurde.

Die gute Amplitudendetektion in der Wavelettransformierten ist erst durch den Korrekturfaktor $s^{-1/2}$ von Liu et al. (2007) möglich gewesen. Wird dieser vernachlässigt, werden die Amplituden bei kleinen Skalen unterschätzt. Eine Abweichung zu den von Torrence und Compo (1998) vorgeschlagenen Formeln besteht allerdings nur in der Wavelettransformierten, denn bei der Zeitreihenrekonstruktion (siehe Torrence und Compo (1998, Gleichung 11 und folgende)) teilen sie ebenfalls durch $s^{1/2}$. Es lässt sich nun darüber streiten, ob der Korrekturfaktor zwingenderweise in der Wavelettransformierten enthalten sein muss oder ob dies nur eine Schönheitskorrektur ist. Wird die Korrektur durchgeführt, so ist der große Vorteil, dass sich Amplituden direkt aus dem Spektrum ablesen lassen. Das globale Waveletsprektrum ist damit vergleichbar mit der Fouriertransformierten unter dem Aspekt, dass gleiche Amplituden im Ausgangssignal zu gleich großen Peaks im Frequenzraum führen. Für diese Arbeit ist eine zuverlässige Bestimmung des globalen Waveletspektrums über einen weiten Skalenbereich von besonderer Bedeutung, da das globale Waveletspektrum der Normierung dient. Aus diesem Grund wird der Korrekturfaktor bei allen Waveletanalysen in die Wavelettransformierte miteinbezogen.

In Abbildung 4.2 fällt auf, dass die Peaks in der Wavelettransformierten relativ breit sind. Selbst wenn eine monochromatische Welle angenommen wird, ist in benachbarten Skalen eine erhöhte Energie zu verzeichnen. Wie weit dieser Einfluss reicht wurde untersucht

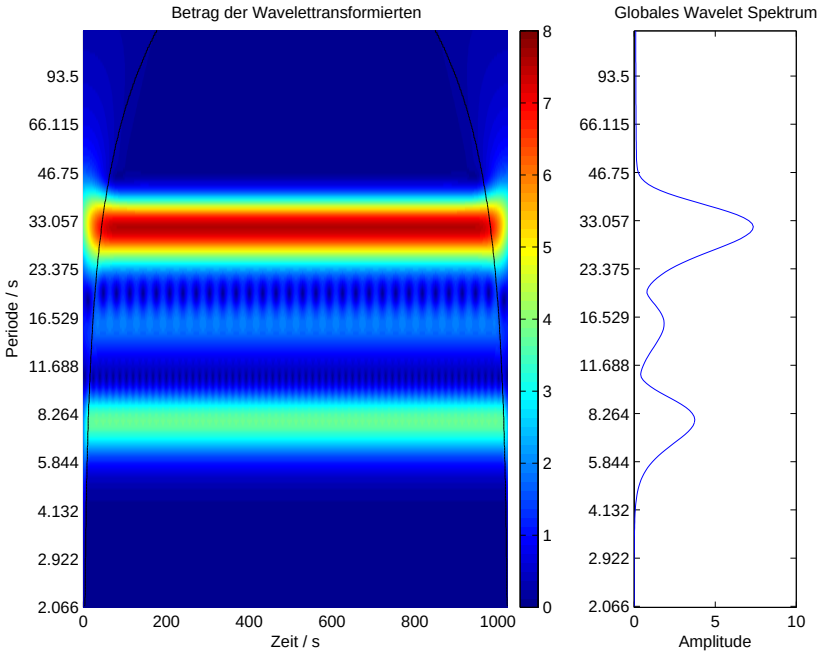


Abbildung 4.2: Veranschaulichung der Wavelettransformierten der Testzeitreihe aus Gleichung 4.12. Links: Betrag der Wavelettransformierten und COI. Rechts: Globales Waveletspektrum.

und das Ergebnis in Abbildung 4.3 zusammengefasst. Dort ist über der vorgegebenen Periodendauer auf der x-Achse die zum Maximum der Wavelettransformierten gehörende Periodendauer auf der y-Achse aufgetragen. Das Ende der eingezeichneten Balken gibt die Periode an, bei der die Amplitude der Wavelettransformierten auf e^{-1} des Maximums abgeklungen ist. Für eine bessere Einordnung der Maxima ist die vorgegebene Periode zusätzlich als hohle Raute eingezeichnet. Die Zeitauflösung der generierten Daten liegt bei 1 h und das Waveletspektrum, an dem die Amplituden ausgelesen werden, stammt zur Minimierung von Randeffekten aus der Mitte des Datensatzes. Wie oben schon erwähnt, sind die detektierten Amplituden etwas kleiner als die vorgegebene und der Einflussbereich nimmt mit der Periodendauer zu. Schon bei einer vorgegebenen Periode von 5 h verteilt sich die Energie über ein zweistündiges Periodenband. Bei der folgenden Analyse muss dies berücksichtigt werden, da dort Periodenbänder mit einer Breite von zwei Stunden betrachtet werden. Dies kann dann nur in diesem Sinne verstanden werden, dass der Großteil der Energie in diesem Band zu finden ist und benachbarte Bänder in beschriebener Weise beeinflusst werden können.

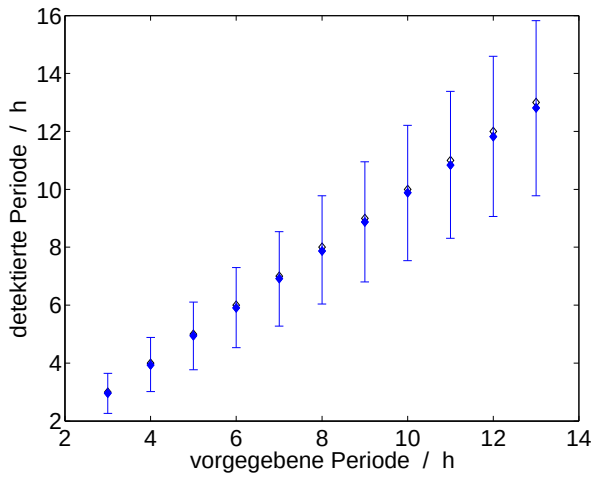


Abbildung 4.3: Einfluss einer monochromatischen Welle auf die Amplitude der Wavelettransformierten bei benachbarteten Skalen. Synthetische Daten mit einer vorgegebenen Periodendauer wurden generiert und das Maximum der Wavelettransformierten bestimmt (detektierte Periodendauer). Die Balken reichen bis zu der Periode, bei der der Einfluss der Welle auf e^{-1} abgeklungen ist. In hohlen Rauten zur besseren Verdeutlichung die vorgegebene Periode.

4.3.2 Winddaten

Der Einfluss von Schwerewellen auf die Entstehung von Eispartikeln soll in Abhängigkeit der Periodendauer der Schwerewellen untersucht werden. Es wurde daher die Wavelettransformation genutzt, um die Winde in verschiedene Periodenbänder zu zerlegen. Die Winddaten liegen lückenlos vor, was eine Voraussetzung für die Berechnung der Wavelettransformierten darstellt, allerdings gingen bei der Interpolation der Rohdaten unterschiedlich viele Messwerte in jeden Datenpunkt ein. Im Folgenden wird daher die Berechnungen der Waveletkoeffizienten mit dem lückenlosen Datensatz durchgeführt und anschließend die Koeffizienten zu all den Zeitpunkten und Höhen entfernt, in die weniger als zehn Rohdatenwerte eingegangen sind. Dieses Verfahren ist auf Grund der Lokalität der Wavelettransformation möglich, bei der sich Ungenauigkeiten der Daten nur lokal auswirken.

Es werden zunächst die Waveletkoeffizienten $\tilde{f}(s,\tau)$ aus den Winden für jede Höhe einzeln berechnet. Daraus ergibt sich durch Mittelung über die Zeit das globale Waveletspektrum

$$\tilde{f}_{\mathrm{gl}}(s) = \frac{1}{N}\sum_{j=1}^{N} \tilde{f}(s,\tau_j) \tag{4.13}$$

mit N der Anzahl der Datenpunkte. Aus den Waveletkoeffizienten $\tilde{f}(s,\tau)$ werden die in verschiedene Periodenbänder zerlegten Amplituden $x^{\mathrm{B}}(S,\tau)$ berechnet, ähnlich wie

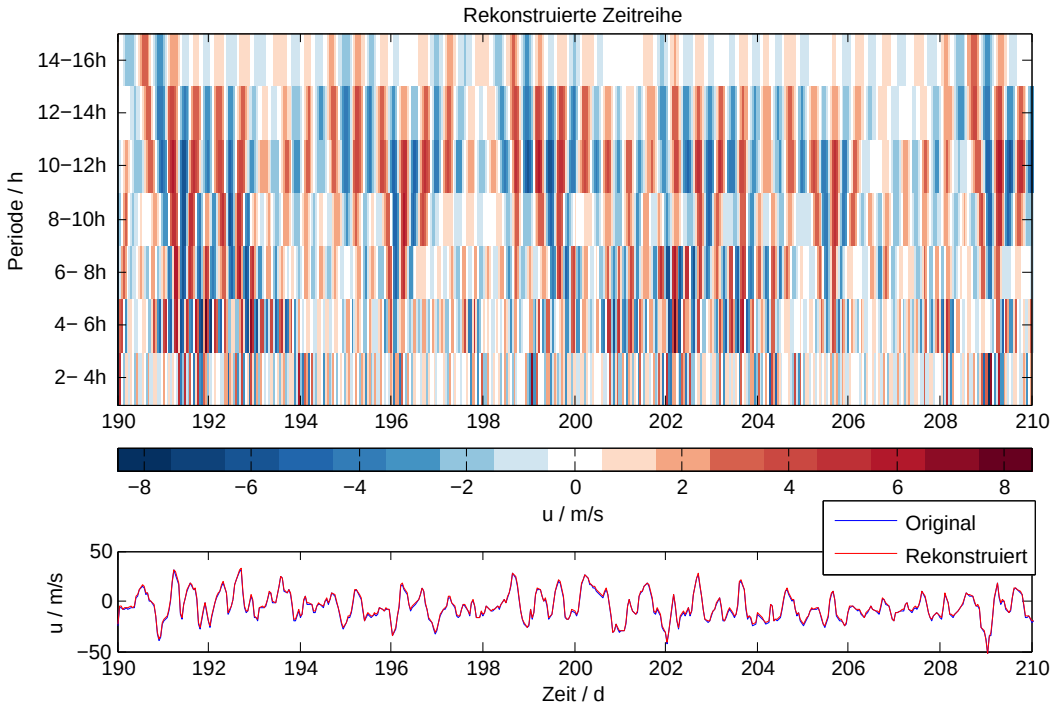


Abbildung 4.4: Zerlegung einer Windzeitreihe aus 86 km Höhe im Jahr 2006. Über die Zeit ist farblich der Wind in verschiedenen Periodenbändern aufgetragen (obere Abbildung). Die Summe der einzelnen Periodenbänder ergibt die ursprüngliche Zeitreihe (untere Abbildung).

es von Torrence und Compo (1998) in Gleichung 11 bzw. 24 beschrieben wird:

$$x^{\mathrm{B}}(S,\tau) = \frac{\delta j \sqrt{\delta t}}{C_\delta \Psi_0} \sum_{j=j_1}^{j_2} |\tilde{f}(s_j,\tau)|. \tag{4.14}$$

Die Summengrenzen j_1 und j_2 wurden derart gewählt, dass die äquivalenten Fourierperioden von s_{j_1} bis s_{j_2} einem Periodenband mit zweistündiger Breite entsprechen. Der Einfachheit halber werden diese gefilterten Daten mit der mittleren Periodendauer S bezeichnet und nicht die obere und untere Grenze angegeben. Der Normierungsfaktor beträgt $\Psi_0 = \pi^{-1/4}$ und der Rekonstruktionsfaktor, bedingt durch die Rekonstruktion mittels einer Deltafunktion, beträgt bei den gewählten Waveletparametern $C_\delta = 0.776$. Wird in Gleichung 4.14 statt des Betrages der Waveletkoeffizienten ihr Realteil verwendet, so ist das Ergebnis nicht die Amplitude, sondern die gefilterte Zeitreihe. Um einen Eindruck von der Filterung zu erhalten, sind diese rekonstruierten Zeitreihen in Abbildung 4.4 dargestellt. Die Summe aus allen gefilterten Zeitreihen muss wieder die ursprüngliche Zeitreihe ergeben. Wie gut dies funktioniert ist in der unteren Hälfte der Abbildung gezeigt.

Um die Stärke eines Peaks im lokalen Spektrum zu beurteilen, kann diese mit dem

globalen Waveletspektrum verglichen werden. Im Verlauf dieser Arbeit sollen die gefilterten Windamplituden in ähnlicher Weise in einen relativen Maßstab gesetzt werden, wozu die skalenintegrierte globale Waveletamplitude x^B_{gl} als Referenz dient (siehe auch Kapitel 5.2)

$$x^B_{\mathrm{gl}}(S) = \frac{\delta j \sqrt{\delta t}}{C_\delta \Psi_0} \sum_{j=j_1}^{j_2} |\tilde{f}_{\mathrm{gl}}(s_j)|. \tag{4.15}$$

Eine Übersicht, wie die Zeitreihen rekonstruiert und die globalen Spektren bzw. Amplituden berechnet werden, gibt Abbildung 4.5.

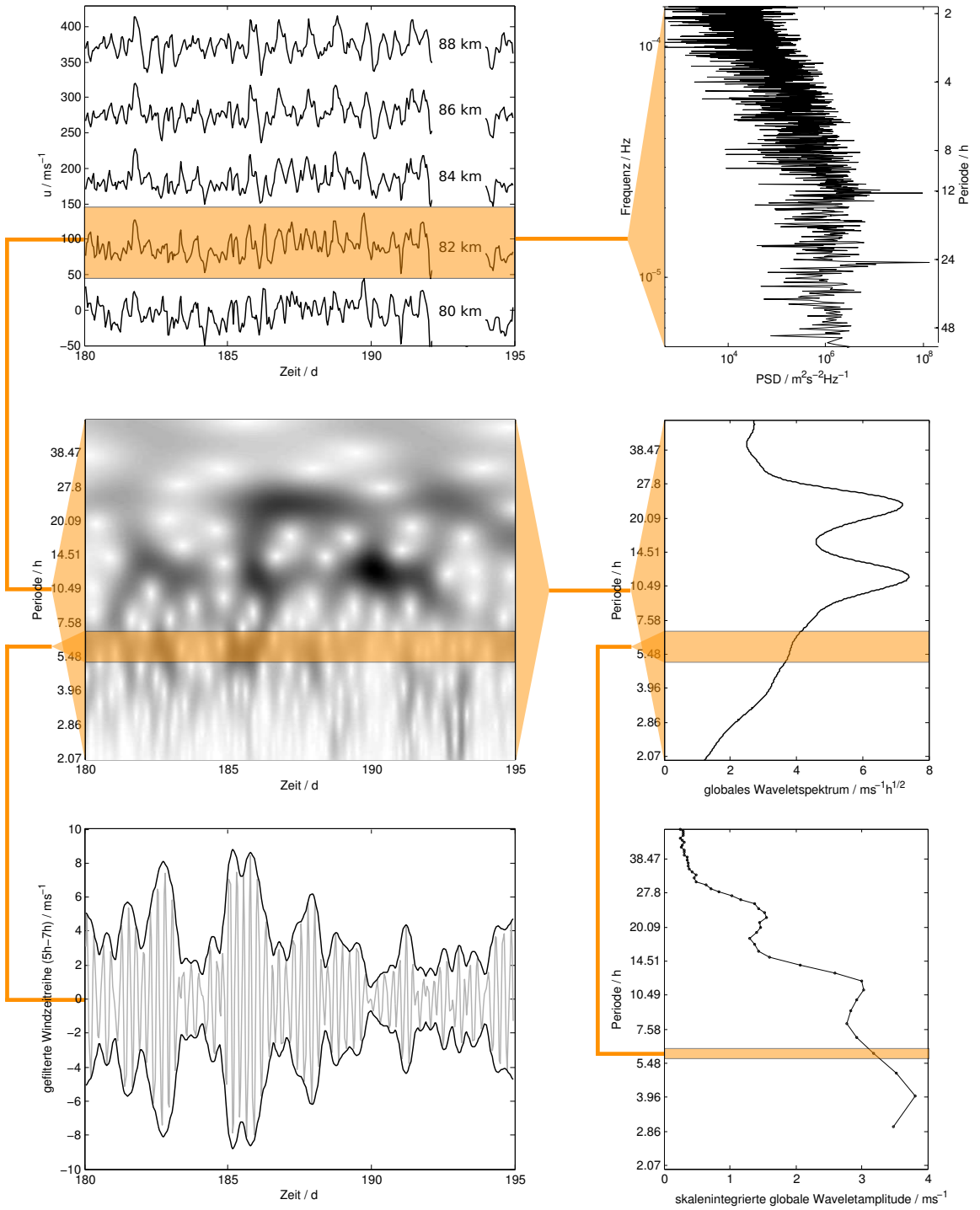


Abbildung 4.5: Übersicht über die Datenweiterverarbeitung. Oben links: Originaldaten $x(t)$ in verschiedenen Höhen (Offset von $100\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ zwischen den einzelnen Höhen), oben rechts: Fouriertransformierte der Daten aus einer Höhe, Mitte links: Wavelettransformierte $\tilde{f}(s,\tau)$ der Daten aus einer Höhe, Mitte rechts: globales Waveletspektrum $\tilde{f}_{\mathrm{gl}}(s)$ der Wavelettransformierten, unten links: über ausgewählte Skalen summierte Waveletkoeffizienten zur Rekonstruktion der gefilterten Zeitreihe $x^B(S,\tau)$, unten rechts: skalenintegrierte globale Waveletamplitude $x^B_{\mathrm{gl}}(S)$.

5 Ergebnisse

Der Einfluss von Schwerewellen auf mesosphärische Eisschichten kann anhand zwei verschiedener Messgrößen für Eispartikel durchgeführt werden. Zum einen sind PMSE ein Phänomen, welches auf die Existenz von Eisteilchen zurückzuführen ist, zum anderen sind NLC die direkte optische Erscheinung von Eisteilchen. Daher unterteilt sich der erste Abschnitt dieses Kapitels in eine simple Korrelation der Schwerewellenaktivität mit PMSE und NLC. Die NLC-Daten erscheinen dabei vielversprechender, was der Grund für die Fokussierung auf diese Daten und der Weiterentwicklung der Methodik in Hinblick auf die NLC-Daten ist.

5.1 PMSE- und NLC-Korrelationen im Vergleich

Aus der Waveletanalyse gehen die Windfluktuationen u' in Ost-West Richtung und v' in Nord-Süd Richtung hervor, wobei die Daten in verschieden Periodenbänder zerlegt wurden. Ein Maß für die Stärke der Schwerewellen ist die kinetische Energie $(u'^2+v'^2)/2$, die im folgenden zur Charakterisierung der Schwerewellenstärke herangezogen wird. Da PMSE und NLC in einem Höhenbereich von 80 km bis 88 km auftreten, wird jeweils die mittlere Energie in diesem Höhenbereich berechnet.

5.1.1 Schwerewellen und PMSE

Um zu überprüfen, ob eine direkte Korrelation zwischen kinetischer Energie und PMSE-Stärke besteht, sind diese beiden Größen für jeden Zeitpunkt in Abbildung 5.1(a) exemplarisch für eine neunstündige Welle in einem Streudiagramm gegeneinander aufgetragen. Als Maß für die PMSE-Stärke wurde das Maximum des SNR im Höhenbereich von 78.5 km bis 92.0 km gewählt. Überschreitet das maximale SNR einen Schwellwert, so liegt ein PMSE-Ereignis vor. In Anlehnung an Bremer et al. (2003) wurde der Schwellwert auf 10 dB festgesetzt und im Streudiagramm durch die grüne Färbung kenntlich gemacht. Die meisten PMSE-Ereignisse treten bei kleiner kinetischer Energie der Schwerewellen auf, wie es auch in Abbildung 5.1(b), dem Histogramm der gezeigten Daten, deutlich wird. Bei der Histogramm-Darstellung wird die Stärke der PMSE vernachlässigt, es ist nur noch relevant, ob PMSE vorhanden sind oder nicht. Es lässt sich

ablesen, dass bei Windvarianzen zwischen $5\,\mathrm{m^2\,s^{-2}}$ und $10\,\mathrm{m^2\,s^{-2}}$ die meisten PMSE auftreten. Dies ist allerdings ein Effekt, der auf die Verteilung der Schwerewellenstärken zurückzuführen ist. Um dies zu verdeutlichen, zeigt Abbildung 5.1(c) das Auftreten der Windvarianzen im gesamten untersuchten Zeitraum. Diese beiden Verteilungen weisen eine große Ähnlichkeit auf. Das Maximum im Auftreten der PMSE bei Windvarianzen zwischen $5\,\mathrm{m^2\,s^{-2}}$ und $10\,\mathrm{m^2\,s^{-2}}$ lässt sich also dadurch erklären, dass diese Werte in der Gesamtheit der Windvarianzen am häufigsten auftreten. Wird das Verhältnis aus beiden Histogrammen gebildet, wie es in Abbildung 5.1(d) zu sehen ist, ist bei der neunstündigen Welle kein bevorzugtes PMSE-Auftreten bei größeren oder kleineren Energien erkennbar.

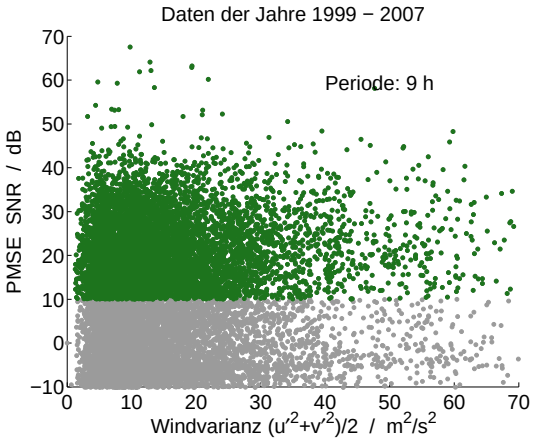
In Abbildung 5.2 ist das Verhältnis aus PMSE-Auftreten zu Schwerewellenauftreten für verschiedene Periodendauern dargestellt. Daraus lässt sich ablesen, dass PMSE seltener aufgetreten sind, wenn die Energie in den kurzperiodischen Wellen (3 h bis 6 h) vergleichsweise gering war. Die größten relativen Auftrittsraten finden sich zwischen $20\,\mathrm{m^2\,s^{-1}}$ und $40\,\mathrm{m^2\,s^{-1}}$. Es scheint zusätzlich einen Anstieg der Auftrittsraten zu den größten Energien hin zu geben. Bei großen Energien muss berücksichtigt werden, dass die Datenmenge, auf der diese Statistik beruht, um einen Faktor 50 bis 100 kleiner ist als im Maximum (siehe z. B. Abbildung 5.1(c)). Daher muss diese ansteigende Tendenz bei großen Energien eher kritisch betrachtet werden. Anders als bei kurzperiodischen Wellen scheinen PMSE bei langperiodischen Wellen bei allen im Datensatz vorkommenden kinetischen Energien gleich häufig aufzutreten. Die relative Auftrittsrate liegt bei etwa 50%, was die mittlere Rate bezogen auf den Zeitraum von Mai bis September darstellt und nicht verwechselt werden darf mit den Occurrence Rates im Maximum der PMSE-Saison, welche bis zu 90% betragen können (Bremer et al., 2003).

Die in Abbildung 5.2 präsentierten Daten stammen aus den Jahren 1999-2007 und stellen die Gesamtheit der zur Verfügung stehenden PMSE-Daten dar. Es wurde an dieser Stelle auf die Darstellung der Ergebnisse für einzelne Jahre verzichtet, um mit dem gesamten Datensatz eine bessere Statistik zu erreichen. Wenn unabhängig von weiteren Faktoren eine direkte Korrelation zwischen Schwerewellenaktivität und PMSE-Auftreten besteht, sollte sie im gesamten Datensatz am deutlichsten werden.

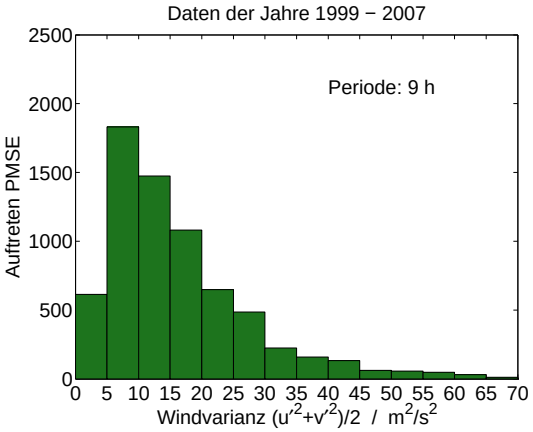
Zu den geringen relativen Auftrittsraten bei kleinen Perioden und kleinen Energien ist anzumerken, dass dieses Verhalten hauptsächlich durch besonders starke PMSE mit SNR>25 hervorgerufen wird. Die relativen Auftrittsraten für mittelstarke PMSE zwischen beispielsweise 10 und 15 dB zeigen kein Absinken bei kleinen Energien, sondern sind ebenfalls über den gesamten Energiebereich gleichverteilt.

5.1.2 Schwerewellen und NLC

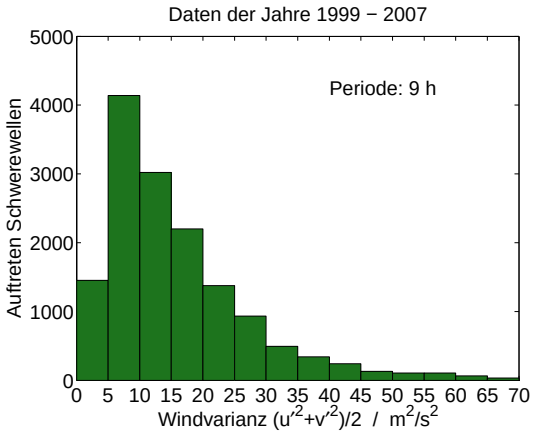
Nach derselben Methode wie im vorherigen Abschnitt PMSE-Daten mit den gleichzeitig auftretenden Schwerewellenaktivitäten korreliert wurden, werden in diesem Abschnitt



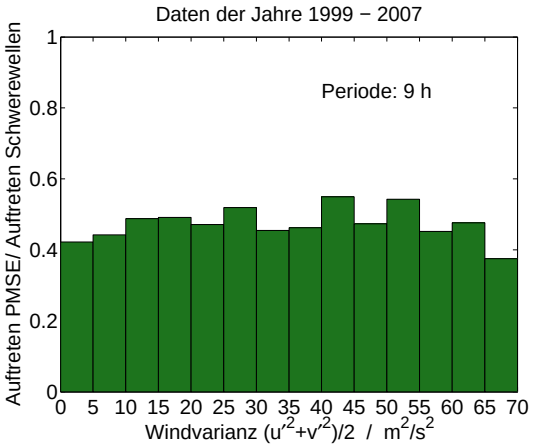
(a) PMSE-Stärke aufgetragen über der zu dem jeweiligen Zeitpunkt ermittelten Windvarianz.



(b) Histogramm des PMSE-Auftretens in Abhängigkeit der Windvarianz.



(c) Histogramm des Schwerewellenauftretens in Abhängigkeit der Windvarianz.



(d) Verhältnis aus PMSE-Auftreten und Schwerewellenauftreten, entspricht relativer Auftrittsrate in Abhängigkeit der Windvarianz.

Abbildung 5.1: Schwerewellen-PMSE-Streudiagramm und daraus berechnete Histogramme am Beispiel der neunstündigen Welle.

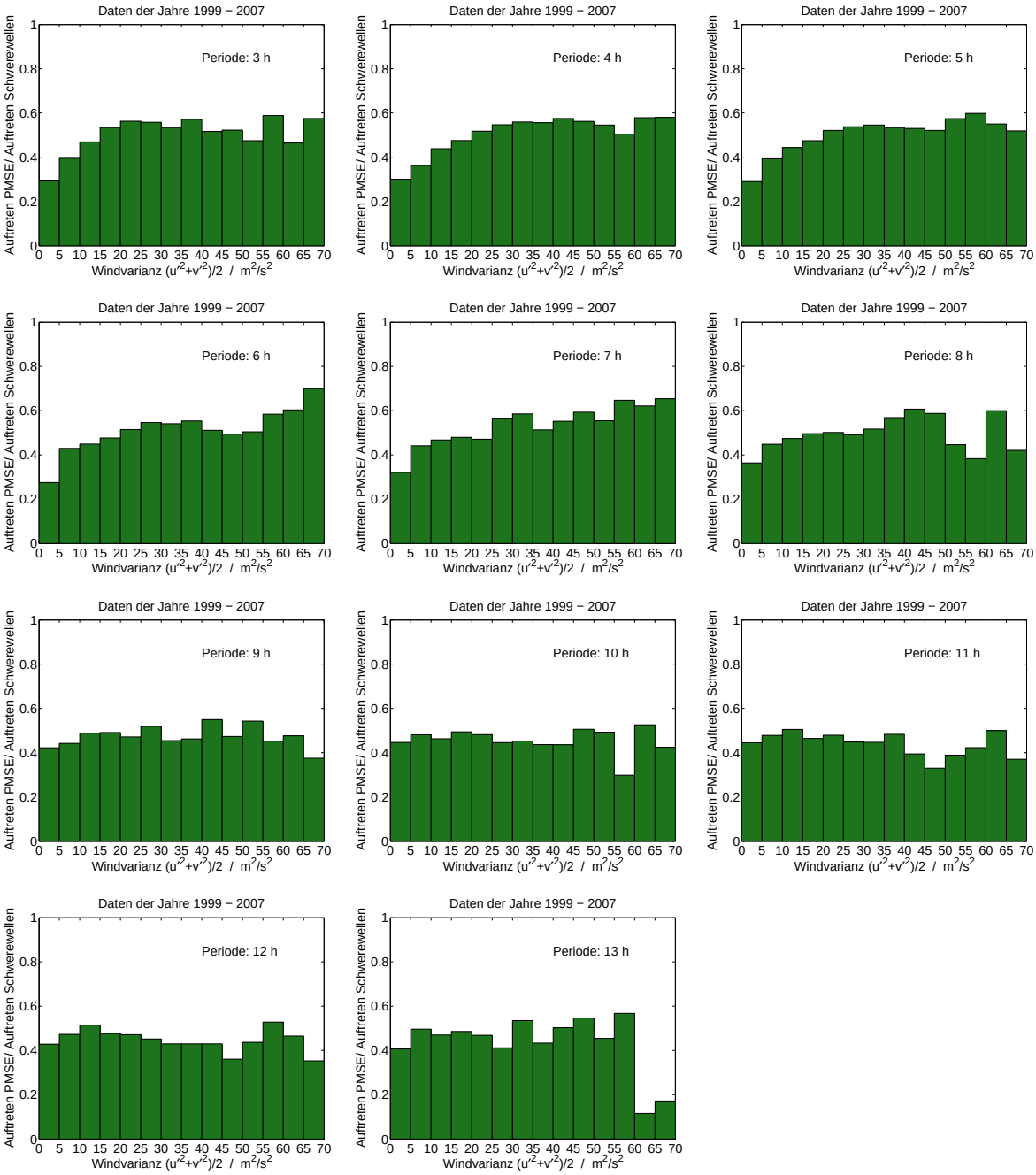


Abbildung 5.2: Relative PMSE-Auftrittsraten in Abhängigkeit der Windvarianz für verschiedene Periodenbänder.

die NLC-Rückstreukoeffizienten aus Lidarmessungen mit der Schwerewellenaktivität korreliert. Abbildung 5.3 zeigt in (a) das Streudiagramm des Volumenrückstreukoeffizienten und der kinetischen Energie für die neunstündige Wellenaktivität. Das Histogramm dieser Verteilung ist in (b) dargestellt und das Histogramm des Schwerewellenauftretens in (c). Analog zu den PMSE-Ergebnissen ist in Abbildung 5.3(d) das Verhältnis aus NLC-Auftreten bei einer bestimmten kinetischen Energie und dem Schwerewellenauftreten bei dieser Energie für die neunstündige Wellenaktivität gezeigt. Abbildung 5.4 gibt einen Überblick über diese relativen Auftrittsraten bei verschiedenen Perioden.

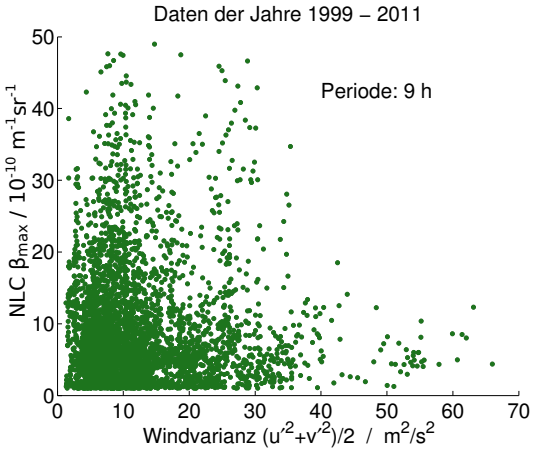
Die mittleren Auftrittsraten der NLC-Ereignisse zeigen ebenso wie die PMSE-Daten keine deutliche Korrelation zur Schwerewellenaktivität. Das Auftreten von NLC ist weitestgehend gleichmäßig über den auftretenden Energiebereich verteilt. Bei langen Perioden zeichnet sich allerdings die Tendenz ab, dass NLC seltener bei großen Windvarianzen auftreten, dies ist besonders deutlich im Histogramm der siebenstündigen Welle zu erkennen.

Da Lidarmessungen nur bei gutem Wetter durchgeführt werden können, ist der Lidar-Datensatz deutlich kleiner als der der beinahe kontinuierlichen PMSE-Messungen. Das Schwerewellenhistogramm in 5.3(c) beruht auf dem Datensatz gleichzeitiger NLC und Windmessungen, stellt also nur eine Untermenge der verfügbaren Winddaten dar. Dass diese Untermenge trotzdem repräsentativ für die Schwerewellenaktivität ist, zeigt der Vergleich mit Abbildung 5.1(c), welche eine fast identische Verteilung aufweist.

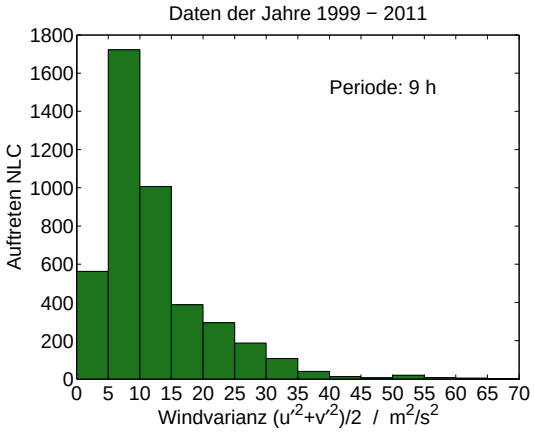
Diese Darstellung der Daten soll zunächst nur einen Überblick über sowohl die PMSE und als auch NLC Korrelationen geben, um darauf aufbauend zu entscheiden, ob sich der eine oder andere Datensatz besser für die weitere Analyse eignet. In beiden Datensätzen konnten schwache Tendenzen ausgemacht werden, die aber beide nicht aussagekräftig genug sind, um einen der Datensätze auszuschließen. Dennoch konzentriert sich die folgende Auswertung aus zwei Gründen auf die NLC-Daten. Zum einen werden als NLC nur die größeren Eispartikel sichtbar, welche eine längere Wachstumsphase hinter sich haben als kleine Eisteilchen, die in Verbindung mit PMSE auftreten. Der mögliche Einflusszeitraum von Schwerewellen ist somit größer und etwaige Zusammenhänge sollten deutlicher hervortreten. Zum anderen ist die Detektion von PMSE noch von anderen Faktoren wie Turbulenz und Ionisierung abhängig, sodass der Einfluss der einzelnen Faktoren schwer zu trennen ist.

5.2 Normierung der Schwerewellenenergie

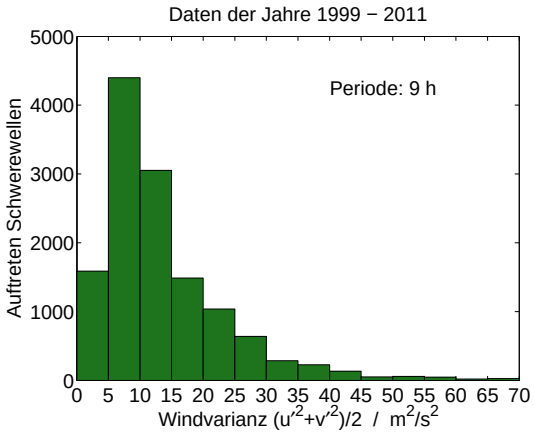
Das globale Waveletspektrum kann als Vergleichsspektrum herangezogen werden, um die Stärke von Peaks im lokalen Spektrum zu beurteilen (Torrence und Compo, 1998). Dies eröffnet die Möglichkeit, eine relative Schwerewellenstärke bezogen auf das globale



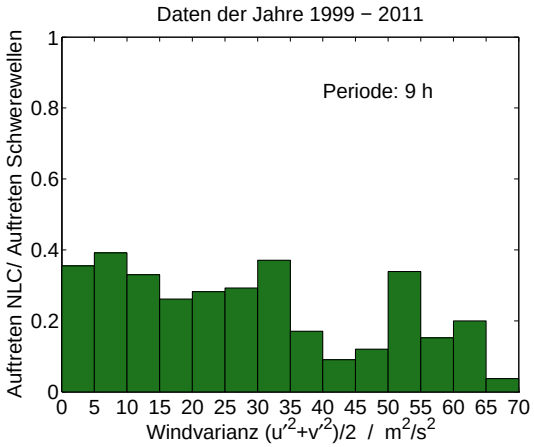
(a) NLC-Stärke aufgetragen über der zu dem jeweiligen Zeitpunkt ermittelten Windvarianz.



(b) Histogramm des NLC-Auftretens in Abhängigkeit der Windvarianz.



(c) Histogramm des Schwerewellenauftretens in Abhängigkeit der Windvarianz.



(d) Verhältnis aus NLC-Auftreten und Schwerewellenauftreten, entspricht relativer Auftrittsrate in Abhängigkeit der Windvarianz.

Abbildung 5.3: Schwerewellen-NLC-Streudiagramm und daraus berechnete Histogramme am Beispiel der neunstündigen Welle.

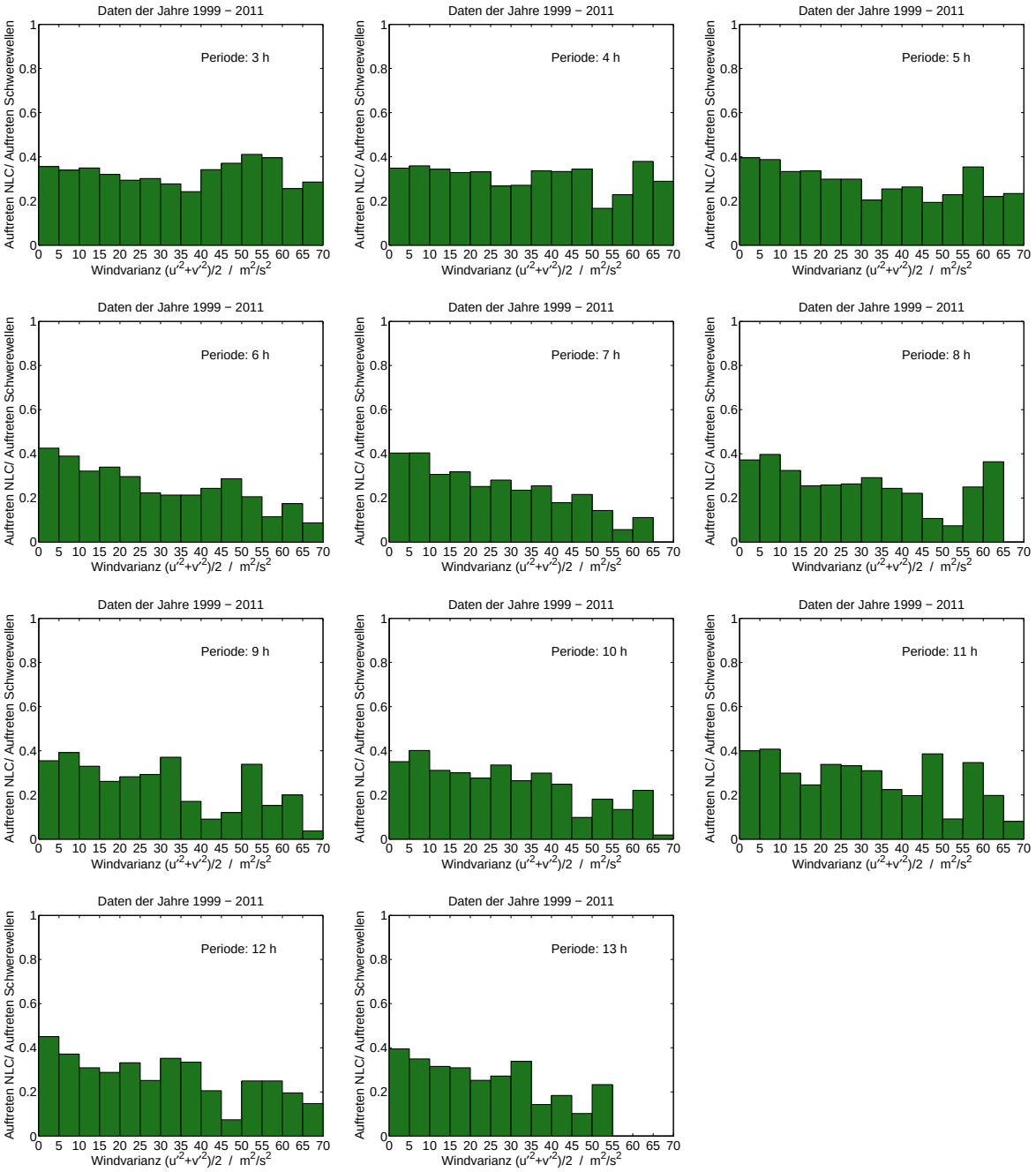


Abbildung 5.4: Relative NLC-Auftrittsraten in Abhängigkeit der Windvarianz für verschiedene Periodenbänder.

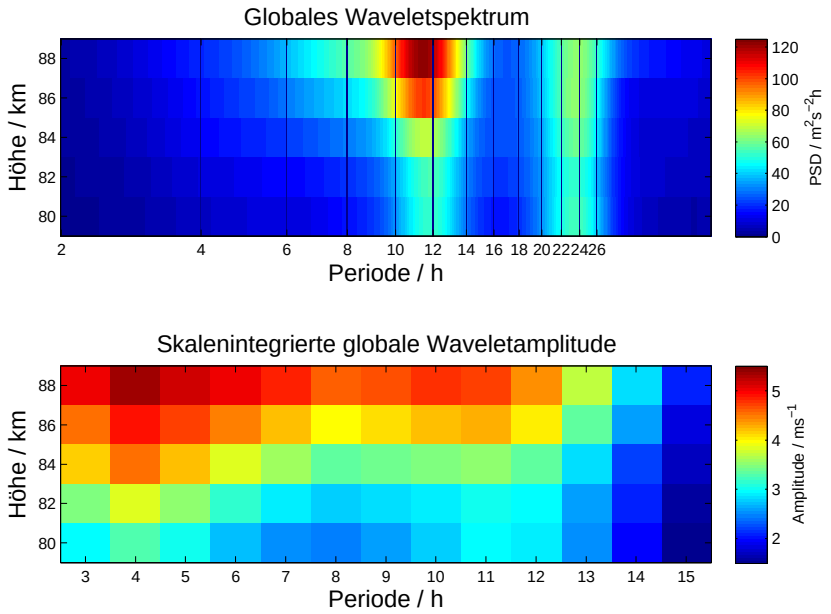


Abbildung 5.5: Oben: Globales Waveletspektrum der Daten aus 2005, unten: skalenintegrierte globale Waveletamplitude für Periodenbänder mit zweistündiger Breite.

Waveletspektrum einzuführen. Der Quotient aus lokalem Waveletspektrum und globalem Spektrum gibt dann eine relative Stärke der Schwerewellenenergie wieder, welche bei vergleichsweise starker Wellenaktivität größer als eins, bei geringer Aktivität kleiner als eins ist. Da nicht die Waveletspektren an sich, sondern die rekonstruierten Amplituden in verschiedenen Periodenbereichen in der folgenden Analyse verwendet werden, muss eine ähnliche Vergleichsgröße wie das globale Waveletspektrum gefunden werden. Die rekonstruierten Zeitreihen gehen durch Summation über die gewünschten Skalen aus den lokalen Waveletspektren hervor. Daher wurde dieselbe Summation im globalen Waveletspektrum durchgeführt, was zur skalenintegrierten globalen Waveletamplitude $x^{\mathrm{B}}_{\mathrm{gl}}(S)$ führt. Diese Größe dient als Normierungsfaktor für die rekonstruierten Zeitreihen $x^{\mathrm{B}}(S,\tau)$

$$x'_{\mathrm{norm}}(S,\tau) = \frac{x^{\mathrm{B}}(S,\tau)}{x^{\mathrm{B}}_{\mathrm{gl}}(S)}. \tag{5.1}$$

Abbildung 5.5 zeigt in der oberen Hälfte das globale Waveletspektrum aus den Daten der Sommermonate 2005 in verschiedenen Höhen, die untere Hälfte die skalenintegrierte globale Waveletamplitude. Es darf an dieser Stelle nicht irritieren, dass die Maxima, die im globalen Waveletspektrum bei 12 h und 24 h liegen, bei den skalenintegrierten globalen Waveletamplituden nicht bei den selben Perioden auftauchen. Dies ist hauptsächlich auf den breiten Peak der 12 h Welle zurückzuführen, der selbst bei deutlich kleineren Skalen eine erhöhte Energie verursacht (vergleiche dazu auch Abbildung 4.3). In Verbindung mit der nicht äquidistanten Skalenverteilung, die nicht im gleichen Maß abnimmt wie die Energie zunimmt, hat das zur Folge, dass die skalenintegrierte globale

Waveletamplitude der 3 bis 5-h-Welle am größten ist. Die rekonstruierten Amplituden sind aber von denselben Effekten betroffen, so dass sich dieser Effekt bei den normierten Windamplituden durch die Quotientenbildung auslöschen sollte. Der skalenintegrierten globalen Waveletamplitude ist also keine physikalische Bedeutung beizumessen, sie dient lediglich bei der hier gewählten Methode als Normierungsfaktor. Es fällt darüber hinaus auf, dass die Stärke des Maximums im globalen Waveletspektrum mit zunehmender Höhe ansteigt. Dies ist aus Energieerhaltungsgründen zu erwarten, da die Luftdichte mit steigender Höhe abnimmt. Die Normierung mit dem globalen Waveletspektrum hat nun den Vorteil, dass auch dieser Einfluss eliminiert wird und die Amplituden der verschiedenen Höhenkanäle direkt miteinander vergleichbar werden.

Aus den normierten Windamplituden u'_{norm} und v'_{norm} wird die normierte kinetische Energie $\left(u'^2_{\mathrm{norm}} + v'^2_{\mathrm{norm}}\right)/2$ berechnet, die ebenfalls für starke Wellenaktivität größer als eins und anderenfalls kleiner als eins ist.

In Abbildung 5.6 ist exemplarisch eine Übersicht über die normierte Schwerewellenenergie und NLC-Stärke aus dem Jahr 2007 dargestellt. Die oberste Grafik zeigt über die Zeit die mittlere Höhe der NLC, wobei farbkodiert der maximale Volumenrückstreukoeffizient dargestellt ist. Der schwarze Balken am oberen Rand kennzeichnet die Zeiten, zu denen Lidarmessungen stattgefunden haben. Die darunter folgenden Grafiken zeigen die normierte Schwerewellenenergie in Abhängigkeit der Zeit und Höhe in verschiedenen Periodenbändern, wie sie links in der jeweiligen Grafik beschriftet sind. Die Beschriftung ist dabei als mittlere Periodendauer eines Periodenbandes mit zweistündiger Breite zu verstehen. Rot stellt Werte größer als eins dar, also verstärkte Wellenaktivität, blau hingegen schwache Aktivität. Potentiell stark fehlerbehaftete Werte, in die bei der Interpolation weniger als 10 Werte eingingen, bleiben weiß. Die mittlere Energie über den Höhenbereich ist zusätzlich als schwarze Linie eingezeichnet, die Skala dazu befindet sich am rechten Rand. Als schwarze gebrochene Linie ist die eins zur besseren Orientierung eingefügt. Diese Darstellung der Daten wurde nicht direkt zu Auswertungszwecken genutzt, sie dient nur der Übersicht.

5.3 Histogrammdarstellung

Es liegen nun zwei Datensätze vor, zum einen die maximalen Rückstreukoeffizienten der NLC-Messungen und zum anderen die relativen Schwerewellenenergien in verschiedenen Periodenbändern. Um einen Zusammenhang zwischen dem Auftreten von NLC und der Schwerewellenaktivität in einem bestimmten Periodenbereich zu finden, wurden die absoluten Werte vernachlässigt und nur unterschieden, ob starke oder schwache Wellenaktivität vorliegt und ob NLC einer bestimmten Klasse (siehe Abschnitt 3.2.1) zu beobachten waren oder nicht.

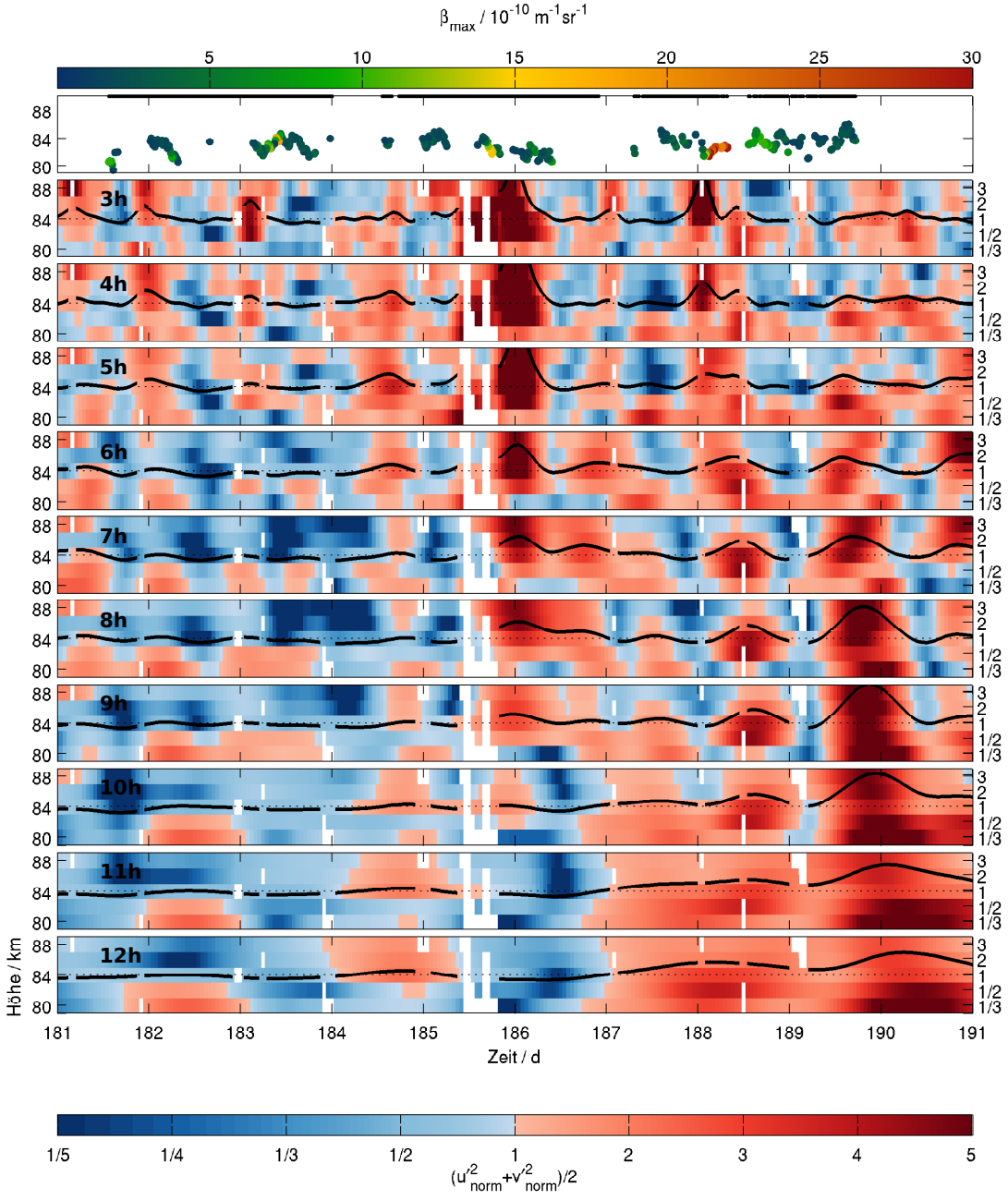
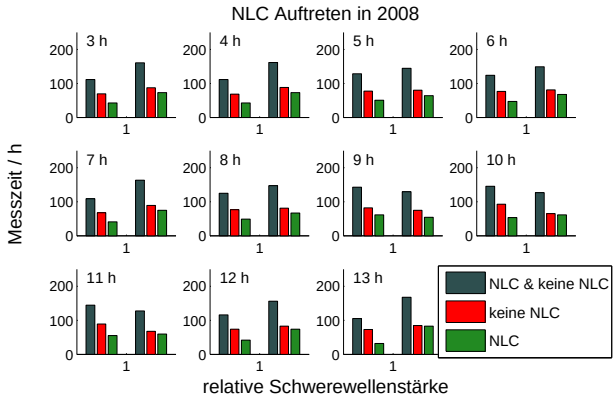
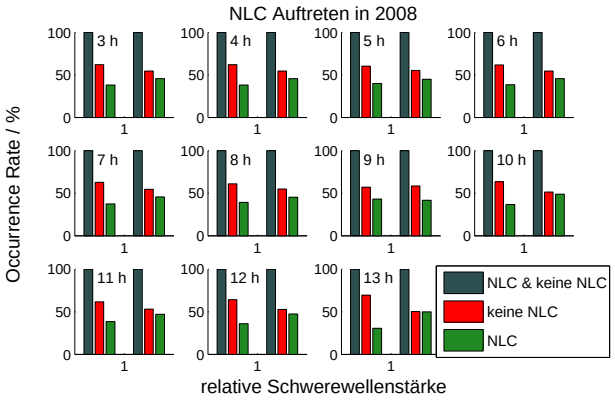


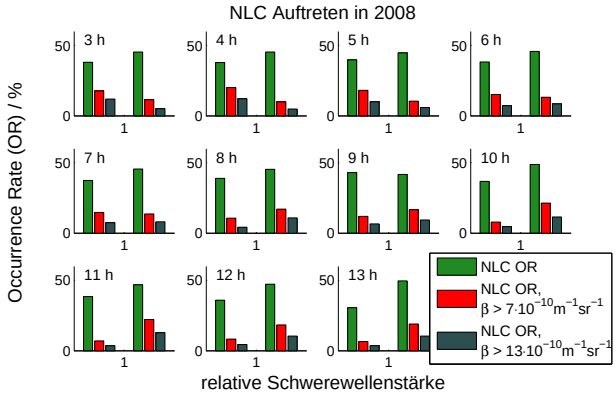
Abbildung 5.6: Übersicht über Wind- und NLC-Daten. Im obersten Diagramm ist über der Zeit und Höhe der maximale NLC-Rückstreukoeffizient eingetragen. Der schwarze Balken am oberen Rand gibt den Zeitraum an, in dem Lidarmessungen stattgefunden haben. Die weiteren Plots geben die normierte kinetische Schwerewellenenergie in den verschiedenen Periodenbändern wieder, von 3 h im obersten Diagramm bis 12 h im untersten. Das Höhenmittel ist in schwarz eingezeichnet, die dazugehörige Skala befindet sich am rechten Rand. Der hier gezeigte Datensatz stammt aus dem Jahr 2007.



(a) Anzahl der Messstunden insgesamt und von NLC bzw. nicht-NLC Messungen, unterteilt nach starken und schwachen Schwerewellen.



(b) Occurrence Rate von NLC und nicht-NLC Messungen, unterteilt nach starken und schwachen Schwerewellen.



(c) Occurrence Rate der mittelstarken und starken NLC, unterteilt nach starken und schwachen Schwerewellen.

Abbildung 5.7: Histogrammdarstellung der NLC- und nicht-NLC-Ereignisse bei starken und schwachen Wellenaktivitäten zur Berechnung der Occurrence Rates am Beispiel der Daten von 2008.

Abbildung 5.7 zeigt Histogramme zum NLC-Auftreten im Jahr 2008 bei entweder starker oder schwacher Schwerewellenaktivität nach unterschiedlichen Kriterien und bei unterschiedlicher Normierung. Der linke Block eines jeden Histogramms, bestehend aus drei verschiedenfarbigen Balken, umfasst die Daten bei geringer Schwerewellenaktivität (relative Schwerewellenstärke kleiner als eins), der rechte bei starker Schwerewellenaktivität. Die verschiedenen Histogramme in jeder Abbildung gehören zu den unterschiedlichen Perioden, von der dreistündigen Welle oben links bis zur 13-stündigen unten rechts.
Die Anzahl der Messstunden, in denen NLC bzw. keine NLC detektiert wurden, ist in Abbildung 5.7(a) dargestellt. Die Summe der NLC-Messstunden bei starker und schwacher Wellenaktivität ist etwas geringer als in Tabelle 3.2 angegeben, da in dieser Darstellung nur die NLC-Messungen mit gleichzeitigen Windmessungen berücksichtigt werden. Diese Histogramme dienen der Überprüfung, ob in etwa gleich viele Messwerte bei starken wie bei schwachen Wellen stattgefunden haben, damit die Statistik auf vergleichbaren Datenmengen beruht. Aus diesen Daten wurde die Auftrittsrate (Occurrence Rate, OR) von NLC bzw. nicht-NLC über

$$\mathrm{OR}_{\mathrm{NLC}} = \frac{N_{\mathrm{NLC}}}{N_{\mathrm{NLC}} + N_{\text{nicht NLC}}} \qquad \mathrm{OR}_{\text{nicht NLC}} = \frac{N_{\text{nicht NLC}}}{N_{\mathrm{NLC}} + N_{\text{nicht NLC}}} \tag{5.2}$$

mit N der Anzahl an Messstunden berechnet und in Abbildung (b) für starke und schwache Wellen aufgetragen. Abbildung (c) zeigt nochmals die NLC-OR aus dem vorherigen Diagramm und zusätzlich dazu die NLC-OR eingeschränkt auf mittelstarke und starke NLC. Bei den mittelstarken und starken NLC ist in dieser Darstellung eine deutliche Periodenabhängigkeit zu erkennen. Während bei kleinen Perioden die OR bei schwacher Wellenaktivität größer ist als bei starker Wellenaktivität, dreht sich dieses Verhältnis mit zunehmender Periodendauer um, sodass NLC bei starken langperiodischen Wellen eher auftreten als bei schwachen langperiodischen. Da dieser Trend nur bei den mittelstarken und starken NLC zu beobachten ist, soll sich die weitere Analyse auf diese mittelstarken und starken Ereignisse (im Folgenden nur noch starke Ereignisse genannt) beschränken.

Bevor im Folgenden das Verhältnis der NLC-OR bei starken zu schwachen Wellen betrachtet wird, soll Abbildung 5.8 die jeweiligen Occurrence Rates in einer Skizze veranschaulichen. Dargestellt ist die Gesamtmenge der Radarmessungen als Rechteck und der Lidarmessungen als Oval, wobei es zu zeitlichen Überschneidungen der Messzeit kommt (hier jedoch nicht maßstäblich dargestellt). Die aus den Radarmessungen gewonnenen Schwerewellen (GW) lassen sich in schwache und starke Wellen unterteilen, die obere Hälfte des Rechtecks steht für starken Wellen (GW > 1) und die unteren für schwache (GW < 1). Die NLC-Ereignisse lassen sich ebenfalls nach ihrer Stärke unterteilen. Die $\mathrm{OR}_{\mathrm{NLC}}(\mathrm{GW} < 1)$ bezeichnet nun das NLC-Auftreten bei schwachen Wellen bezogen auf das gesamte Auftreten von schwachen Wellen im gemeinsamen Radar- und Lidarmesszeitraum. Wird diese Occurence Rate eingeschränkt auf starke NLC, so wird die $\mathrm{OR}_{\mathrm{NLC}}(\mathrm{GW} < 1)$ in der Skizze aus dem Verhältnis aus der orange schraffierten zur orange umrandeten Menge berechnet.

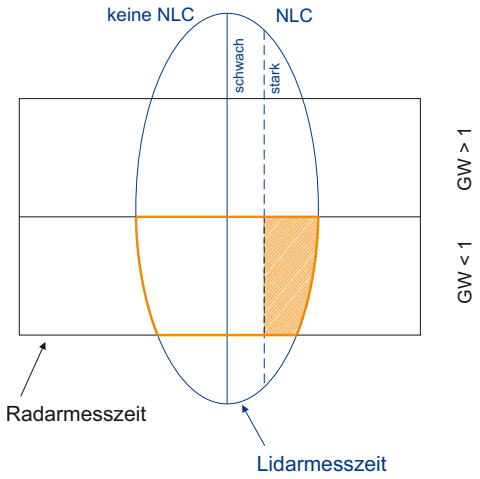


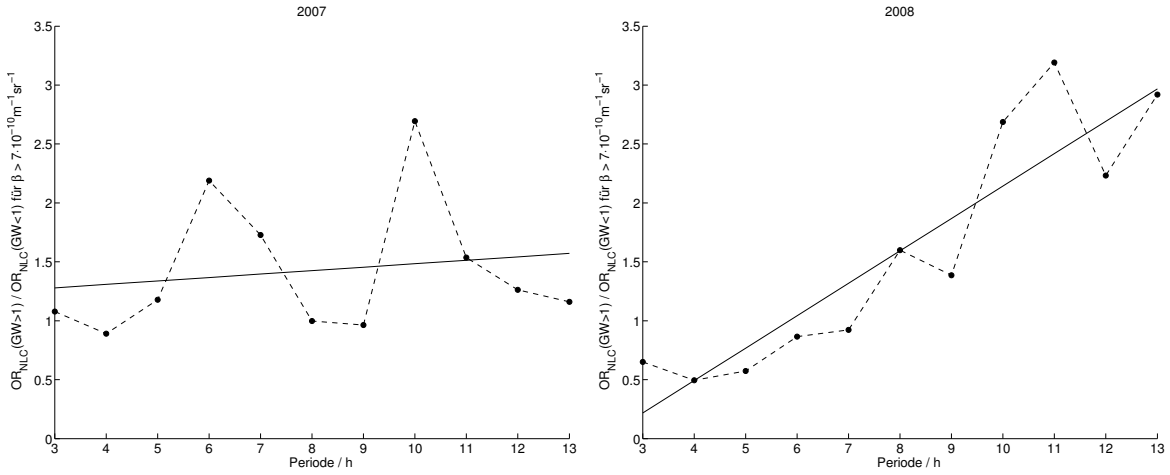
Abbildung 5.8: Veranschaulichung der Datenmenge. Die $\mathrm{OR}_{\mathrm{NLC}}(GW < 1)$ ergibt sich aus dem Verhältnis der schraffierten zur umrandeten Fläche.

Um zu veranschaulichen, ob die NLC-OR bei starken oder schwachen Wellen überwiegt, kann das Verhältnis $\eta = \mathrm{OR}_{\mathrm{NLC}}(\mathrm{GW} > 1)/\mathrm{OR}_{\mathrm{NLC}}(\mathrm{GW} < 1)$ gebildet werden. Dies ist für die Jahre 2007, 2008, 2009 und 2011 in Abbildung 5.9 (a) bis (d) in Abhängigkeit der Periodendauer dargestellt. Obwohl Daten seit 1999 für Winde und NLC vorliegen, wurde die Auswertung auf diese Jahre eingeschränkt. Grund dafür sind bestimmte Rahmenbedingungen, die von den Datensätzen erfüllt werden sollten, um eine vergleichbare Ausgangsposition zu schaffen. Die Jahre vor 2006 wurden ausgeschlossen, da zu diesen Zeiten noch eine größere Unsicherheit der Rückstreukoeffizienten, bedingt durch die Detektoren, gegeben war (siehe Kapitel 3.2.1). Dies schlägt sich in Tabelle 3.2 in niedrigeren NLC Occurence Rates nieder. Im Jahr 2006 war das Lidar zwar schon mit den neuen Detektoren ausgestattet, die Gesamtmesszeit war aber vergleichsweise gering, genauso wie im Jahr 2010, so dass diese Jahre ebenfalls nicht berücksichtigt werden. Die verbleibenden Datensätze zeichnen sich durch Lidarmesszeiten von über 350 h pro Saison und einer mittleren NLC-OR über 40% aus.

Ist $\eta > 1$, so dominiert das NLC-Auftreten bei starken Wellen, im anderen Fall treten NLC verstärkt bei schwachen Wellen auf. In Abbildung 5.9(b) ist ein deutlicher Trend von η in Abhängigkeit der Periodendauer zu verzeichnen; hier zeigt sich ein nahezu linear mit der Periodendauer ansteigendes Verhalten. Dies bedeutet, dass NLC hauptsächlich dann aufgetreten sind, wenn die Wellenaktivität der kurzperiodischen Wellen klein war, die der langperiodischen hingegen groß. Die Periodendauer, bei der sich das Verhalten umkehrt, also $\eta = 1$ gilt, liegt bei etwa 7 h. In den anderen Jahren lässt sich kein derartiger Trend feststellen. Das Verhätnis η fluktuiert im Jahr 2007 stark mit der Periodendauer. Es treten zwei lokale Maxima auf, zum einen bei 6 h und zum anderen bei 10 h. Während die Periodenabhängigkeit in den anderen Jahren eher gleitend verläuft, treten in 2007 fast sprunghafte Änderungen in η von einer Periodendauer zur

nächsten auf. Diese Sprünge sind ungewöhnlich, da die Periodenbänder überlappend gewählt wurden, was einen glättenden Effekt haben sollte. Es zeigt sich aber, dass im Jahr 2007 die OR_{NLC} für starke NLC-Ereignisse verhältnismäßig gering ist. Im Verhältnis η ist dies nicht zu erkennen, daher sind im Anhang unter Abbildung A.2(c) (rote Balken) die aboluten OR gezeigt. Die geringe Datenmenge an starken NLC-Ereignissen kann zu den in 2007 auftretenden Fluktuationen beigetragen haben. In allen anderen Jahren ist die OR der starken NLC etwa gleich groß. Im Jahr 2009 tritt ein deutliches Minimum bei 6 h auf und zu kleineren sowie größeren Periodendauern nimmt η zu. Positiv wird η ab einer Periodendauer von 11 h. Das Jahr 2011 zeigt ähnlich wie 2007 starke Fluktuationen, hier allerdings um die eins mit einem leicht fallenden Trend und kleineren Sprüngen.

Im folgenden Kapitel werden diese Ergebnisse ausführlicher diskutiert und versucht mit anderen geophysikalischen Variablen in Verbindung zu bringen.



(a) Jahr 2007

(b) Jahr 2008

(c) Jahr 2009

(d) Jahr 2011

Abbildung 5.9: Verhältnisse η in Abhängigkeit der Periodendauer. $\eta > 1$ bedeutet, dass die NLC-OR bei starker Wellenaktivität größer ist als bei kleiner Wellenaktivität, entsprechend umgekehrt für $\eta < 1$.

6 Diskussion

6.1 PMSE- und NLC-Korrelation

Im ersten Teil von Kapitel 5 wurden einfache Streudiagramme zwischen Schwerewellenenergie und PMSE- bzw. NLC-Stärke gegenübergestellt und im Hinblick auf relative Auftrittsraten analysiert. Es wurde festgestellt, dass weder ein Zusammenhang zur Periodendauer noch zur Stärke der Welle auftritt.

Die Diagramme 5.1 bis 5.4 beruhen auf dem gesamten Datensatz von 1999 bis 2007 im PMSE-Fall bzw. bis 2011 für die NLC-Daten. Die Zusammenfassung aller Daten war nötig, um eine ausreichend große Datenmenge zu erhalten, bei der eine Histogrammberechnung sinnvoll ist. Einzelne Jahre und insbesondere Unterschiede zwischen den Jahren konnten in dieser Darstellung nicht analysiert werden. Es wurde das Verhältnis aus PMSE-Auftreten bei einer bestimmten Schwerewellenenergie zum Gesamtauftreten dieser Schwerewellenenergie berechnet und festgestellt, dass die relativen Auftrittssraten nur schwach mit der Schwerewellenenergie selber und der Periodendauer variieren (siehe Abbildung 5.2). Ähnliches wurde für das NLC-Auftreten gefunden, wobei es bei langen Perioden und großen Energien zu leicht geringeren relativen Auftrittsraten kommt, wie in Abbildungen 5.4 zu erkennen ist. Über den gesamten Analysezeitraum betrachtet lässt sich festhalten, dass die Häufigkeit der NLC-Ereignisse bei einzelnen Schwerewellenenergien hauptsächlich auf der Verteilung der Schwerewellenenergien selbst zurückzuführen ist.

Die Darstellung von Schwerewellenstärke und NLC-Rückstreukoeffizient in einem Steudiagramm wurde schon von Gerrard et al. (1998, 2004) und Thayer et al. (2003) zur Analyse des Schwerewelleneinflusses auf NLC gewählt. Als Maß für die Energie der Schwerewelle verwendeten sie die relative Dichtefluktuation in der Stratosphäre, welche proportional zur potentiellen Energie der Schwerewelle ist. In dieser Arbeit dienen Windfluktuationen zur Charakterisierung der Schwerewellenstärke, welche den kinetischen Anteil der Schwerewellenenergie widerspiegeln. Geller und Gong (2010) konnten zeigen, dass potentielle und kinetische Energie von Schwerewellen bis auf einen (frequenzabhängigen) Faktor proportional zueinander sind. Die Größe auf der x-Achse in Abbildung 5.3(a) ist also im Wesentlichen mit der im Ergebnis von Gerrard et al. (2004, Fig. 1) vergleichbar. Auf den ersten Blick scheinen die beiden Verteilungen ähnlich zu sein: Bei großen Energien treten wenige und schwache NLC-Ereignisse auf, während

starke Rückstreukoeffizienten nur bei schwacher Wellenaktivität detektiert wurden. Der Unterschied liegt in der großen Menge an Datenpunkten in der hier vorgestellten Analyse, die bei kleinen Energien und kleinen Rückstreukoeffizienten liegen. Allerdings entspricht diese Verteilung ziemlich genau ihrer schematischen Erklärungsskizze in Fig. 5 (Gerrard et al., 2004). Die von ihnen gewählte Methode zur Bestimmung der Dichtefluktuationen schränkt die Analyse auf kurzperiodische Schwerewellen mit Periodendauern zwischen 30 min und 4 h ein. Ihre Schlussfolgerung ist daher, dass bei starken kurzperiodischen Wellen die Entstehung von NLC unwahrscheinlicher ist oder die Eisteilchen durch die Wellenaktivität zerstört werden. Trotz ähnlicher Verteilung müssen die in dieser Arbeit vorgestellten Daten anders interpretiert werden: Das seltene Auftreten von NLC bei großen Energien lässt sich auf das seltenere Auftreten von Schwerewellen in diesem Energiebereich zurückführen und ist nicht zwangsläufig mit der Schwerewellenenergie korreliert. Darüber hinaus müsste sich bei langperiodischen Wellen die Verteilung zu größeren Rückstreukoeffizienten bei größeren Energien verschieben, wenn langperiodische Wellen keinen zerstörenden Einfluss auf Eisteilchen haben sollten. In den in dieser Arbeit vorgestellten Daten ist dies allerdings nicht ersichtlich, wie Abbildung A.1 im Anhang zeigt, wo die Streudiagramme für verschiedene Periodendauern gezeigt werden. Obwohl die Verteilungen von Gerrard et al. (2004) und dieser Arbeit also sehr ähnlich zu sein scheinen, lässt sich aus diesen Daten keine Antikorrelation zwischen NLC-Helligkeit und Schwerewellenstärke bei kurzperiodischen Wellen ableiten.

6.2 Fehlerabschätzung

Die im vorherigen Kapitel dargestellten Daten wurden ohne Unsicherheiten präsentiert, da es im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich war, eine ausführliche Fehlerberechnung durchzuführen, was die Aussagekraft der Ergebnisse einschränkt. Im folgenden soll kurz der Ansatz erläutert werden, mit dem eine Fehleranalyse durchgeführt werden kann. Die Unsicherheit der NLC-Rückstreukoeffizienten spielen dabei eine untergeordnete Rolle, da nicht die Absolutwerte betrachtet werden, sondern nur wichtig ist, ob sie einen Schwellwert überschreiten. Da sich aber qualitativ an den Abbildungen in 5.9 nichts ändert, wenn als Schwellwert nicht $\beta = 7 \times 10^{-10}\,\mathrm{m^{-1}\,sr^{-1}}$, sondern $8 \times 10^{-10}\,\mathrm{m^{-1}\,sr^{-1}}$ gewählt wird, konzentriert sich die Fehlerabschätzung auf die Fortpflanzung der Windunsicherheiten. Die Unsicherheit des Windes kann auf etwa $2\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ abgeschätzt werden (Gonzales et al., 1994). Diese beeinflusst über Gauß'sche Fehlerfortpflanzung die Wavelettransformierte, das globale Waveletspektrum und die rekonstruierten Zeitreihen. Die genaue Rechnung dazu findet sich im Anhang A.3. Der kritische Parameter in der gesamten Analyse ist die Bestimmung der Referenzamplitude aus dem globalen Waveletspektrum, die den Datensatz in starke und schwache Schwerewellen unterteilt. Die meisten normierten Amplituden liegen in der Nähe der eins, sodass eine kleine

Variation in der Referenzamplitude dazu führen kann, dass viele Amplituden in die andere Kategorie fallen, also z.B. nicht mehr als starke, sondern als schwache Wellen eingestuft werden. Ein Ziel wird sein, die Unsicherheit der Referenzamplitude zu bestimmen und daraus abzuschätzen, welcher Anteil der Ereignisse davon betroffen ist und wie sich das auf das Verhältnis η auswirkt. Erst dann lässt sich eine Aussage darüber machen, ob der Anstieg von η mit der Periodendauer im Jahr 2008 signifikant ist. Eine mögliche Reduzierung der Unsicherheit in η könnte darin bestehen, eine Art 'Pufferzone' um die eins festzulegen. Amplituden, die weniger als beispielsweise 5% von der Referenzamplitude abweichen, könnten aus der Berechnung der NLC-OR ausgeschlossen werden, wobei die Folgen dieser Dateneinschränkung sorgfältig überprüft werden müssen.

6.3 Einordnung in geophysikalischen Kontext

Mit der Normierung der Schwerewellenaktivität und der Klassifizierung nach starken bzw. schwachen Wellen und NLC bzw. keinen NLC, liegen pro möglicher Kombination deutlich mehr Daten vor, was es ermöglichte, die verschiedenen Jahre unabhängig voneinander auszuwerten. Es soll an dieser Stelle noch einmal hervorgehoben werden, dass bei der Normierung nur eine Grenzenergie festgelegt wird, überhalb derer die Wellen als stark angesehen werden und unterhalb als schwach. Diese Grenzenergie ist periodenabhängig, da beispielsweise allein durch den Gezeiteneinfluss eine stärkere 12 h-Welle erwartet wird. Außerdem ist die Grenzenergie höhenabhängig, was dem exponentiellen Anwachsen der Amplituden Rechnung trägt.

Aus Abbildung 5.9 geht hervor, dass das NLC-Auftreten nicht bei Wellen aller Periodendauern gleich stark ist, wobei nur im Jahr 2008 ein eindeutiger Trend zu verzeichnen ist. Das Verhältnis $\eta = \mathrm{OR}_{\mathrm{NLC}}(GW > 1)/\mathrm{OR}_{\mathrm{NLC}}(GW < 1)$ wächst in diesem Jahr mit steigender Periodendauer an. Bei kurzperiodischen Wellen ist die NLC-OR größer gewesen, wenn die Wellenaktivität vergleichswise schwach war, oder anders ausgedrückt: NLC sind seltener aufgetreten bei gleichzeitigem Auftreten von energiereichen kurzperiodischen Schwerewellen. Dies deckt sich mit Beobachtungen von Gerrard et al. (2004) und Thayer et al. (2003) in Sondrestrom, Grönland und Chu et al. (2009) in Rothera, Antarktis. Sie haben festgestellt, dass bei kurzperiodischen Wellen eine Antikorrelation zwischen Schwerewellenenergie und NLC-Auftreten vorliegt. Turco et al. (1982), Jensen und Thomas (1994) und Rapp et al. (2002) kamen in ihren Simulationen zum Einfluss von Schwerewellen auf das Wachstum von Eispartikeln zu dem übereinstimmenden Ergebnis, dass kurzperiodische Schwerewellen eine hemmende Wirkung auf die NLC-Bildung haben. Langperiodische Wellen hatten in den Simulationen von Jensen und Thomas (1994) und Rapp et al. (2002) einen verstärkenden Einfluss auf die NLC-Bildung. Auch dies ist in den Daten von 2008 zu erkennen, die $\eta > 1$ bei langperiodischen Wellen aufweisen. Hier treten NLC folglich vermehrt bei starker

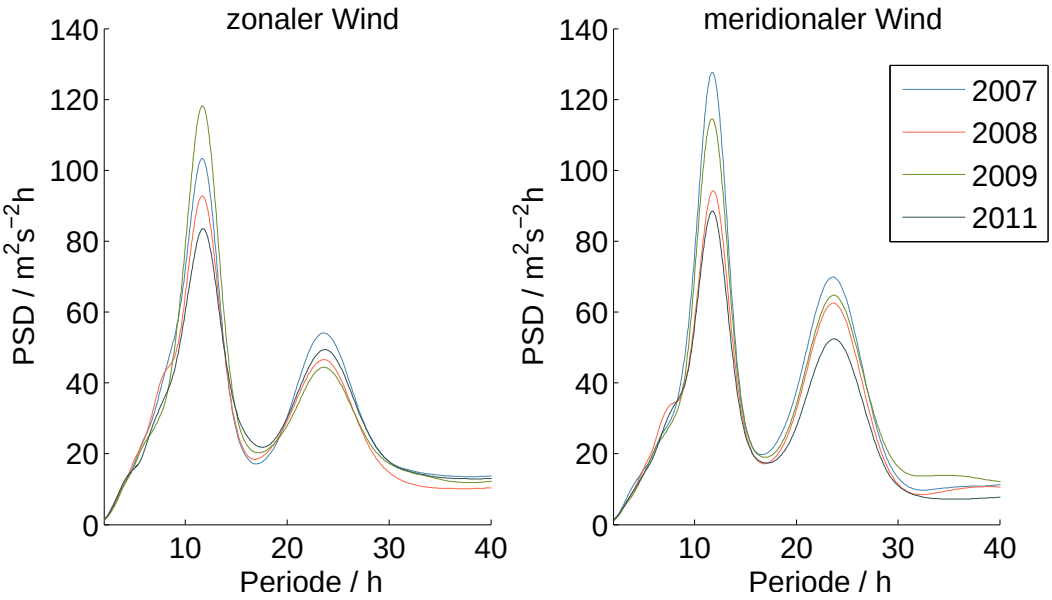
Schwerewellenaktivität auf. Der Übergang zwischen abschwächender und verstärkender Wirkung liegt in den Simulationen von Rapp et al. (2002) bei 6.5 h, in dieser Arbeit wurde der Übergang, bei dem $\eta \sim 1$ gilt, in Übereinstimmung dazu bei einer Periodendauer im Bereich zwischen 6 h und 7 h gefunden. Es stellt sich nun die Frage, warum im Jahr 2008 ein Verhalten gefunden wurde, was in derart guter Übereinstimmung zu den Simulationen ist, in den anderen untersuchten Jahren hingegen nicht. Es wurden daher verschiedene geophysikalische Parameter untersucht, um festzustellen, ob das Jahr 2008 im Vergleich zu den anderen Jahren eine Besonderheit zeigt.

In den Abbildungen 6.1 und 6.2 sind die globalen Waveletspektren und Fourierspektren der Zonal- und Meridionalwinde aus 88 km Höhe gezeigt. Alle Spektren zeigen ausgeprägte Peaks bei 12 h und 24 h und ein Abfallen zu großen Frequenzen. Die Fourierspektren von 2008 zeigen einen leicht erhöhten Peak bei acht Stunden, was auch im vergrößerten Ausschnitt der globalen Waveletspektren deutlich zu erkennen ist. Darüber hinaus sind keine Besonderheiten in den Spektren von 2008 zu erkennen.

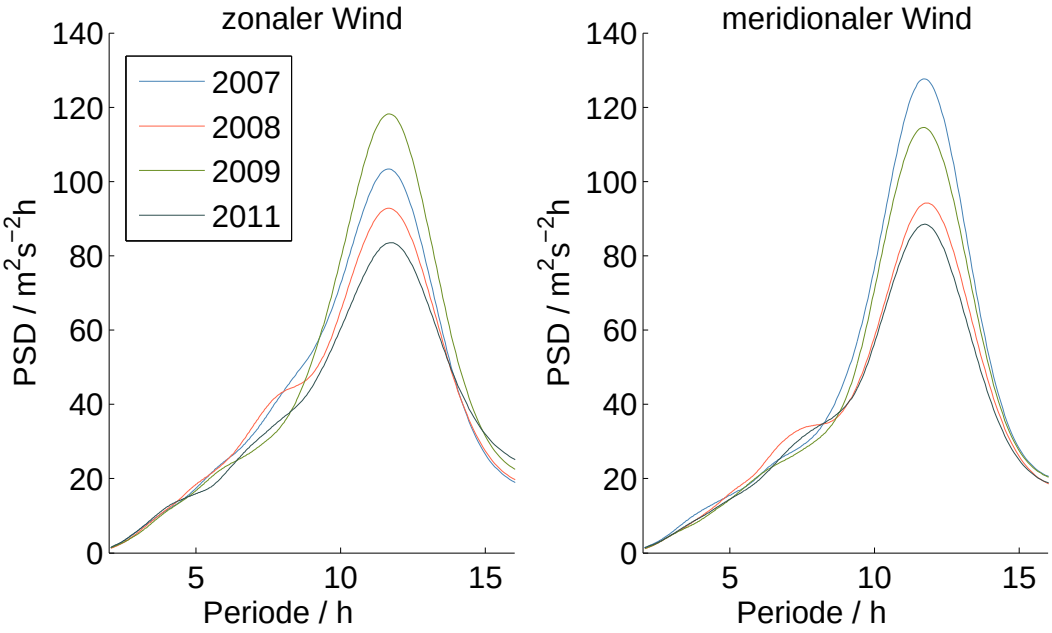
Abbildung 6.3 zeigt die totale Varianz der Windzeitreihe von Tag 121 bis 240 der untersuchten Jahre, wobei hier das arithmetische Mittel aus der Varianz des zonalen und des meridionalen Windes dargestellt ist. Bis einschließlich 2006 treten starke Jahr-zu-Jahr-Variationen auf, wohingegen die Variation ab 2007 vernachlässigbar ist.

Da die Wachstumsraten von Eisteilchen neben dem Wasserdampfgehalt auch von der Temperatur abhängen, wurden Temperaturmessungen von Satelliten herangezogen: zum einen Temperaturmessungen des MLS[1]-Instruments auf dem Aura-Satelliten, zum anderen Daten des SABER[2]-Instruments an Bord des TIMED-Satelliten. Beide Satelliten fliegen auf sonnensynchronen Orbits, wobei TIMED alle 60 Tage eine 180° Gierbewegung ausführt, um trotz geringerer Inklination abwechselnd beide Polregionen abdecken zu können. Dies führt dazu, dass SABER-Daten nur für den Sommermonat Juni verfügbar sind. In Abbildung 6.4 werden die gemittelten Sommermesopausentemperaturen von SABER gezeigt (Mittelung über 80 km bis 90 km, Tag 152 - 181 (Juni), $69\,^\circ\,\mathrm{N} \pm 2.5°$ und $16\,^\circ\,\mathrm{W} \pm 15°$ für lokale Temperaturen bzw. $\pm 180°$ für zonal gemittelte Temperaturen). Dazu sind die lokalen MLS-Daten in diesem Diagramm dargestellt, zur besseren Vergleichbarkeit für die Monate Juni und Juli getrennt voneinander. Die Datensätze von SABER und MLS, die denselben geographischen und zeitlichen Bereich abdecken, weisen nur eingeschränkte Ähnlichkeit auf. Unabhängig vom Offset zwischen den Kurven verzeichnen beide einen Anstieg zum Jahr 2008 und ein Minimum im Jahr 2010. Die MLS Juli-Temperaturen zeigen eine starke Variation und scheinen gegenläufig zu den Juni-Temperaturen zu verlaufen. Die MLS-Daten sind in der Mesosphäre mit einer großen Ungenauigkeit behaftet, zu der eine schlechte Höhenauflösung hinzukommt, sodass diese Daten nicht als Absolutwerte aufgefasst werden können. Sie können aber einen Hinweis auf Jahr zu Jahr-Variationen geben, woraus sich schließen ließe, ob ein

[1] Microwave Limb Sounder
[2] Sounding of the Atmosphere using Broadband Emission Radiometry



(a)



(b)

Abbildung 6.1: Globales Waveletspektrum des Zonalwindes (links) und Meridionalwindes (rechts) aus 88 km

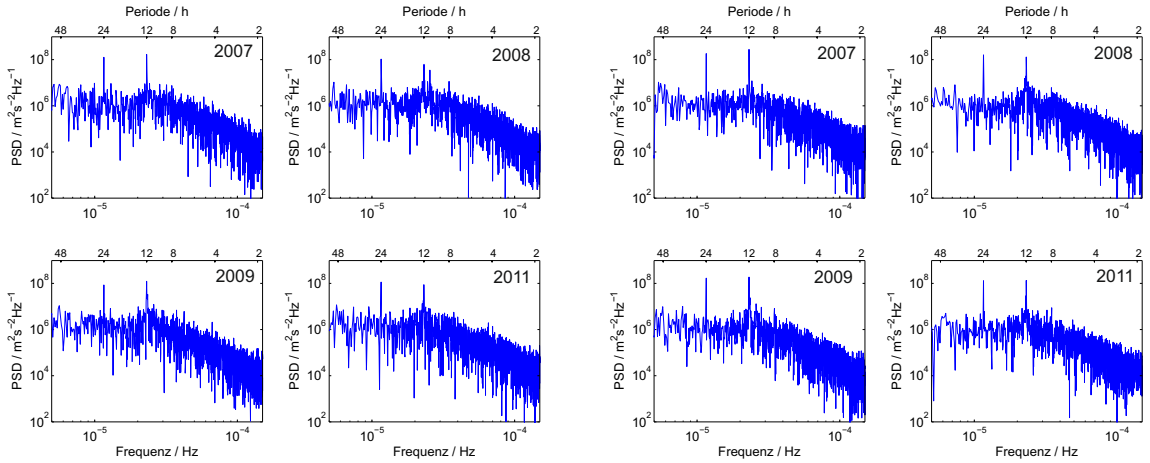


Abbildung 6.2: Fourierspektren des Zonalwindes (links) und Meridionalwindes (rechts) aus 88 km.

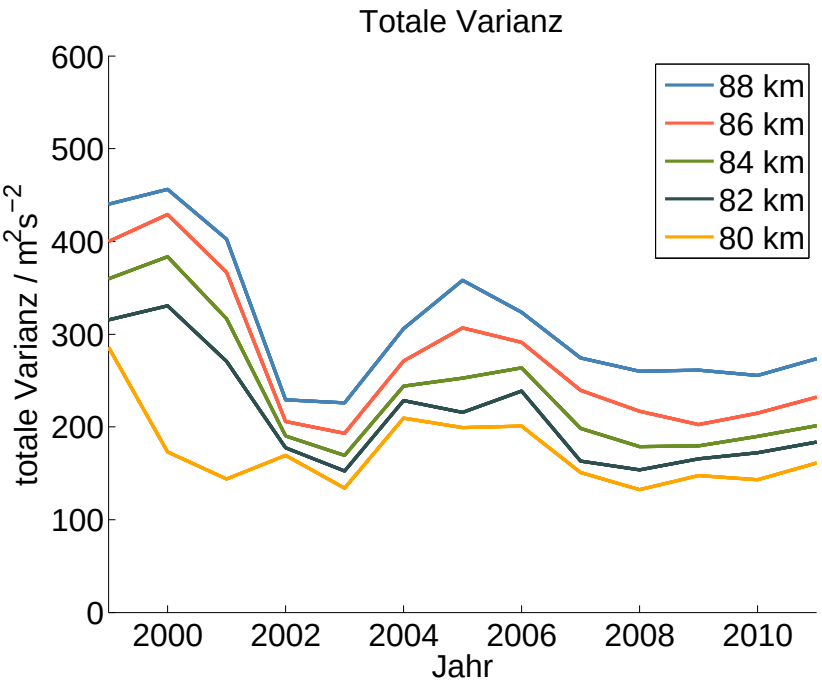


Abbildung 6.3: Totale Varianz der Windzeitreihen.

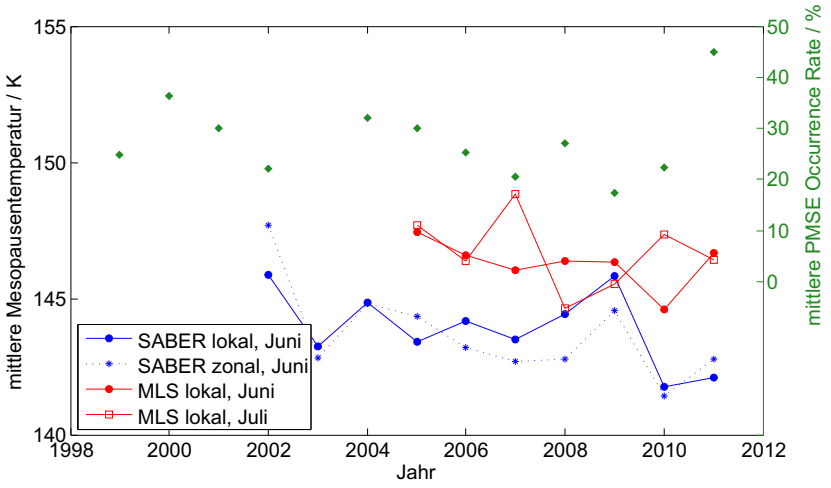


Abbildung 6.4: Vergleich der mittleren Sommermesopausentemperatur über Andenes gemssen von den satellitengetragenen Instrumenten MLS und SABER. Die Mittelung erstreckt sich über ±2.5° geographische Breite und ±15° geographische Länge (lokale Temperatur) bzw. über den gesamten Längenkreis (zonal gemittelte Temperatur). Dazu sind die mittleren PMSE-OR eingezeichnet.

Sommer besonders warm oder kalt war. Es können allerdings keine derartigen Aussagen für das Jahr 2008 gemacht werden, weder aus den MLS- noch aus den SABER-Daten. Das Diagramm enthält zusätzlich die mittleren PMSE-OR, welche als Indikator für die Hintergrundtemperatur herangezogen werden können. Da das PMSE-Auftreten an das Vorhandensein von Eisteilchen gekoppelt ist, könnte eine höhere mittlere OR für insgesamt kältere Temperaturen in der Sommermesopause sprechen. Dieser Zusammenhang ist im Vergleich mit den Satellitenmessungen nicht ersichtlich. Davon abgesehen zeigt das Jahr 2008 keine besonders große oder kleiner PMSE-OR. Auch die Varianz der täglichen PMSE-OR (nicht abgebildet) zeigt in 2008 keine Besonderheit. Sofern diese Daten also einen Rückschluss auf die mittlere Temperatur zulassen, zeichnet sich das Jahr 2008 in keiner Weise von den anderen Jahren ab.

In den oben genannten Simulationen wurden jeweils monochromatische Wellen angenommen, was sich aber nicht unbedingt mit der beobachteten Wellenaktivität in der Mesosphäre deckt. Abbildung 5.6 zeigt ein Beispiel, wie die Wellenaktivität bei verschiedenen Perioden aussehen kann. Bei diesen durch die Waveletanalyse gefilterten Daten muss zwar berücksichtigt werden, dass eine monochromatische Welle auch in den benachbarten Skalen zu einer erhöhten Energie führt (vergleiche dazu Abbildung 4.3), aber dennoch finden sich Zeiten, wo klar voneinander getrennte Perioden auftreten. Wie sich eine derartige Überlagerung von Wellen mit unterschiedlichen Periodendauern auf das Wachstum von Eisteilchen auswirkt, wurde bisher noch nicht in den Modellen simuliert. Es wurde daher überprüft, ob im Jahr 2008 vermehrt monochromatische Wellen aufgetreten sind, was erklären könnte, warum nur dieses Jahr ein Verhalten wie in den

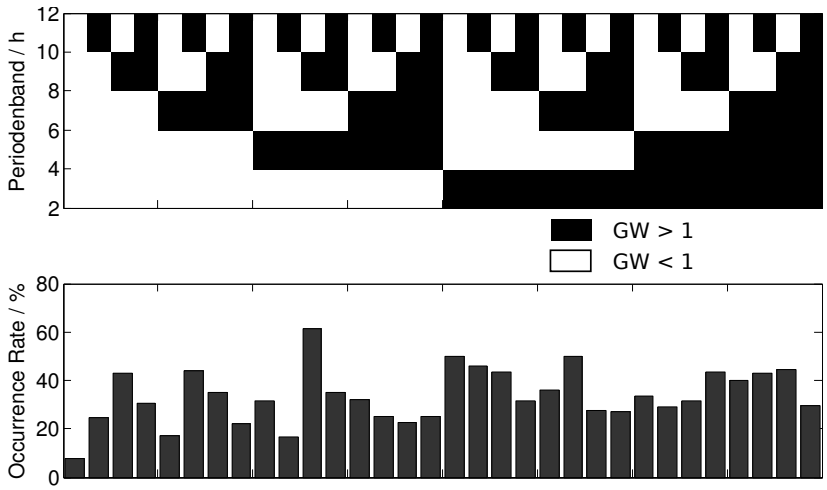


Abbildung 6.5: Aufteilung des Datensatzes in verschiedene Kombinationsmöglichkeiten des Schwerewellenauftretens. Obere Hälfte: graphische Darstellung der Kombinationsmöglichkeiten. Auf der y-Achse sind die Periodenbänder aufgetragen, schwarz bedeutet erhöhte Wellenaktivität, weiß geringe. Untere Hälfte: relatives NLC-Auftreten bei den darüber angezeigten Schwerewellen.

Simulationen zeigt. Dabei hat sich herausgestellt, dass nur vereinzelt erhöhte Aktivität in einem einzigen Periodenband aufgetreten ist und dass auf Grund dieser geringen Datenmenge kein Vergleich zwischen den Jahren möglich ist. In Abbildung 6.5 ist die für diese Analyse gewählte Darstellung für den gesamten Datensatz von 1999 bis 2011 dargestellt. Die obere Hälfte zeigt entlang der x-Achse alle möglichen Kombinationen, wie die Energie auf verschiedene Periodenbereiche aufgeteilt sein kann. Ein schwarz eingefärbtes Feld bedeutet dabei, dass erhöhte Wellenaktivität in dem Periodenbereich, der auf der y-Achse angegeben ist, aufgetreten ist. Analog bedeutet ein weißes Feld geringe Aktivität. Es wurde dann gezählt, wie oft jede Kombinationsmöglichkeit in den Daten auftritt und wie oft währenddessen NLC auftreten. Das Verhältnis ist als relative Häufigkeit im Histogramm darunter dargestellt. Das größte relative NLC-Auftreten wurde bei starker Aktivität im Bereich der 5-h-Welle und gleichzeitiger Aktivität bei 9 h gefunden, was allerdings nicht deutlich größer ist als bei anderen Wellenüberlagerungen. Analysen dieser Art könnten aber für weiter Simulationen von Interesse sein, um gezielt zu überprüfen, wie sich die Kombination an Wellen, die im mehrerjährigen Mittel verstärkt in Verbindung mit NLC aufgetreten sind, auf die Wachstumsraten von Eispartikeln auswirken.

Neben Schwerewellen prägen auch planetare Wellen und Gezeiten die Dynamik der Mesosphäre. Sie können daher ebenso Einfluss auf Bildung und Wachstum von Eispartikeln nehmen. Die Signatur planetarer Wellen in PMC wurde von Merkel et al. (2003) in Satellitendaten gefunden und Gezeiteneffekte wurden in Rothera, Antarktis (Chu et al., 2009), am Südpol (Chu et al., 2001) und auf Andenes (von Zahn et al., 1998; Fiedler

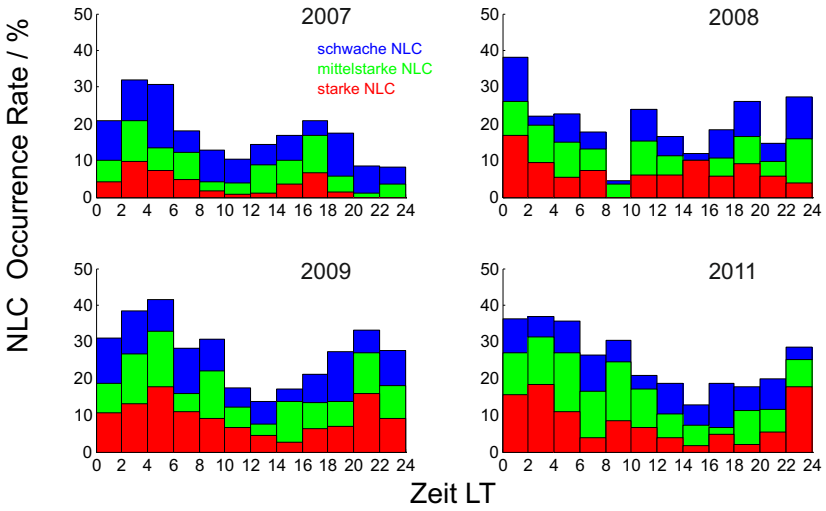


Abbildung 6.6: Tageszeitliche Variation der mittleren NLC-OR für schwache NLC (blau), mittelstarke NLC (grün) und starke NLC (rot).

et al., 2005) anhand von Lidar-Messungen nachgewiesen. Auch PMSE und Meridionalwinde unterliegen in Andenes dem Gezeiteneinfluss (Hoffmann et al., 1999). Fiedler et al. (2011) analysierten die NLC-OR der Jahre 1997 bis 2010 in Abhängigkeit der Ortszeit und fanden eine fast perfekte Antikorrelation (Korrelationskoeffizient -0.96, 99%-Level) zwischen der tageszeitlichen Variation der NLC-OR und der Mesopausentemperatur aus Modelldaten. In ihrer Arbeit von 2005 schließen sie daher sogar Schwerewellen als Ursache für NLC-Variationen aus. Dies bedeutet, dass in Andenes die durch Gezeiten verursachte Temperaturvariation der dominierende Faktor ist, wohingegen Schwerewellen nur eine untergeordnete Rolle spielen. Zu der Schlussfolgerung, dass die an anderen Orten beobachtete Antikorrelation zwischen NLC-Rückstreukoeffizient und Schwerewellenenergie in Andenes nicht beobachtet wird, da der Einfluss von Schwerewellen zu gering ist, kam auch Schöch (2007) in seiner Arbeit. Dies ist in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Chandran et al. (2010), die die Variation der PMC-OR in der geographischen Länge mit Hilfe längenabhängiger Schwerewellenaktivität erklären. Aus ihren Diagrammen lässt sich ablesen, dass Andenes in einem Schwerewellenminimum liegt und somit vergleichsweise geringe Schwerewellenaktivität aufweist. Sondrestrom, Grönland, wo eine Antikorrelation zwischen NLC-Rückstreukoeffizient und Schwerewellenenergie nachgewiesen werden konnte, liegt hingegen in einem Maximum.

Um zu erklären, warum die hier vorgestellte Analyse für das Jahr 2008 dennoch das für Schwerewellen vorhergesagte Verhalten ergeben hat, wurde der Tagesgang der NLC-OR für die verschiedenen Jahre einzeln untersucht. In Abbildung 6.6 ist die mittlere OR für NLC verschiedener Stärken gezeigt (in blau alle NLC, in grün alle NLC mit $\beta > 7 \times 10^{-10}\,\mathrm{m^{-1}\,sr^{-1}}$ und in rot alle NLC mit $\beta > 13 \times 10^{-10}\,\mathrm{m^{-1}\,sr^{-1}}$). Im langjährigen Mittel (Fiedler et al., 2011, Fig. 4) steigt die OR nach Mitternacht an, bis

das Maximum in den frühen Morgenstunden zwischen 4.00 Uhr und 6.00 Uhr und nach einem Abfallen das Minimum gegen 12.00 Uhr erreicht ist. Abhängig von der Stärke der NLC tritt ein weiteres Maximum gegen 16.00 Uhr auf. Das Maximum in den frühen Morgenstunden, welches mit dem Temperaturminimum (Fiedler et al., 2011, Fig. 8) korreliert, ist in Abbildung 6.6 in den Jahren 2007, 2009 und 2011 deutlich zu erkennen. In 2008 tritt die maximale OR direkt nach Mitternacht auf und zeigt dann im Verlauf des Tages keine deutlichen Trends, eher nur Variationen, die auf statistischen Fluktuationen hindeuten. Da das NLC-Auftreten in diesem Jahr nicht dem sonst durch die Gezeit vorgegebenen Temperaturverlauf folgt, kann diese Abweichung vom langjährigen Mittel als Indiz dafür aufgefasst werden, dass der Gezeiteneinfluss in 2008 vergleichsweise schwach war. Dies lässt sich mit Vorsicht auch aus Abbildung 6.1(b) ablesen, wo das globale Waveletspektrum einen zusätzlichen Peak zwischen 6 h und 9 h zeigt, der in den anderen Jahren nicht zu erkennen ist. Statt von geringerer Gezeitenaktivität kann vielleicht auch von insgesamt verstärkter Schwerewellenaktivität gesprochen werden, was jedoch nichts an der Aussage ändert, dass die Gezeitenaktivität relativ gesehen gering war.

Um diese Hypothese zu überprüfen, wurden die anderen NLC-Parameter (maximaler Rückstreukoeffizient und mittlere Höhe) ebenfalls auf Gezeiteneinfluss getestet. Dies ist in den Abbildungen 6.7 und 6.8 dargestellt. Zu den mittleren Daten wurde ein harmonischer Fit der Form $\beta(t) = A_{12}\cos\left(\frac{2\pi}{12\,\mathrm{h}}t + \varphi_{12}\right) + A_{24}\cos\left(\frac{2\pi}{24\,\mathrm{h}}t + \varphi_{24}\right) + \beta_0$ bzw. analog für die Höhe, eingezeichnet. Die dazugehörigen Fitkoeffizienten sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst und die Residuen (RMS der Residuen) mit angegeben. Die tageszeitlichen Variationen der Rückstreukoeffizienten lässt sich im Allgemeinen gut durch die Überlagerung einer 12-stündigen und einer 24-stündigen Welle annähern, wobei die einzelnen Werte unterschiedlich stark um die Fitkurven streuen. Dies wird durch das Residuum wiedergegeben, welches für 2008 am größten ist. Dies bedeutet, dass sich die Daten von 2008 schlechter ausschließlich durch die Gezeit erklären lassen. Die tageszeitliche Variation der mittleren Höhen lässt sich ebenfalls gut durch einen harmonischen Fit annähern, welcher gut die Tendenz des langjährigen Mittels, nämlich ein Maximum um Mitternacht und ein weiteres zwischen 12.00 Uhr und 16.00 Uhr (Fiedler et al., 2011, Fig. 4), wiedergibt. Der Nachmittagspeak tritt in den einzelnen Jahren unterschiedlich stark hervor, so ist er z.B. 2011 nur sehr schwach ausgeprägt. Auch in diesem Parameter sticht das Jahr 2008 hervor, da der Mitternachtspeak nicht auftritt und somit keine ausgeprägt 12-stündige Variation zu erkennen ist. Dies spiegelt sich besonders im Verhältnis der Amplituden $h_{24}/h_{12} \sim 3.4$ wider. Darüber hinaus ist an den Residuen wieder die Tendenz auszumachen, dass sich die Daten von 2008 am schlechtesten duch den Fit annähern lassen. Ein harmonischer Fit der Daten aus Abbildung 6.6 (nicht dargestellt) weist für 2008 ein mehr als doppelt so großes Residuum auf wie für den schlechtesten Fit der verbleibenden Jahre. All diese Merkmale sprechen dafür, dass im Jahr 2008 der Einfluss der Gezeit geringer war, womit die Schwerewellensignatur im NLC-Auftreten sichtbar wird. In den Jahren

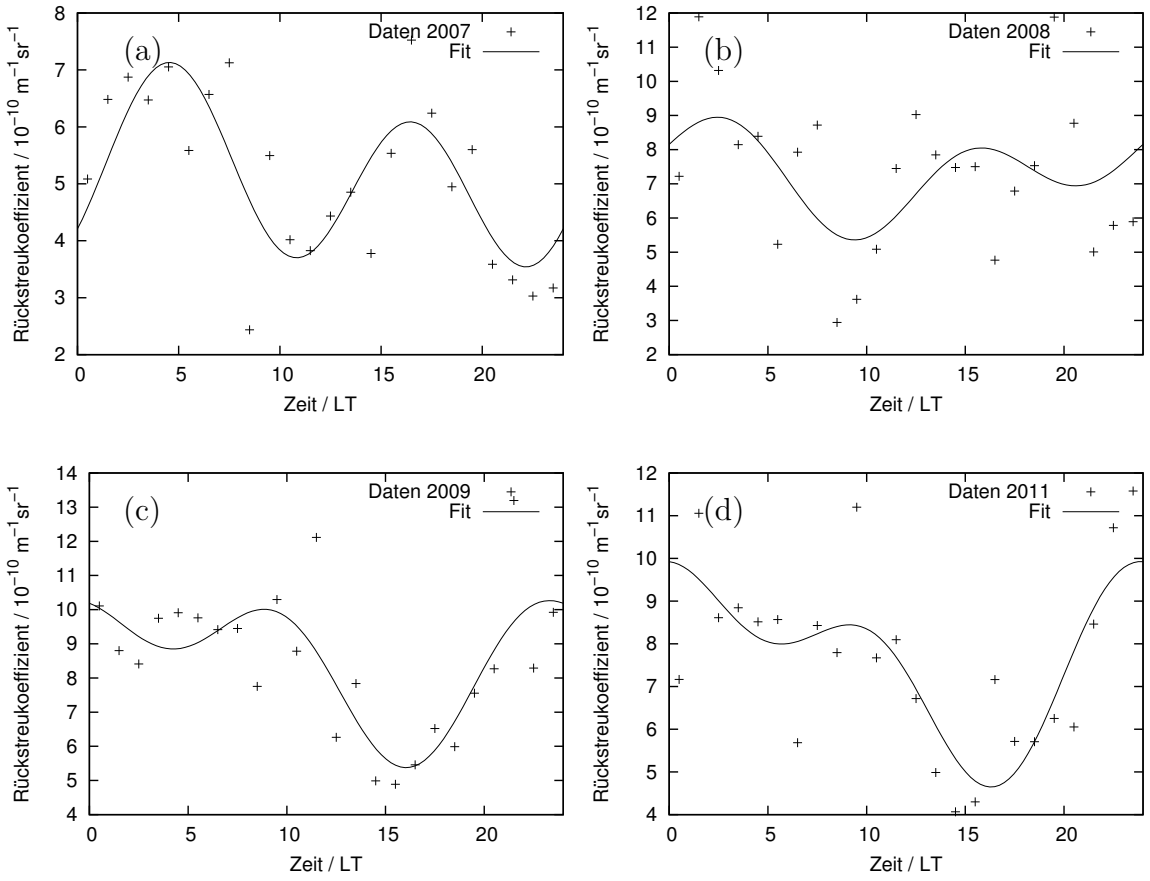


Abbildung 6.7: Tageszeitliche Variation des maximalen Rückstreukoeffizienten in (a) 2007, (b) 2008, (c) 2009 und (d) 2011 und harmonischer Fit der Daten.

2007, 2009 und 2011 dominiert in Übereinstimmung mit den genannten Arbeiten der Gezeiteneinfluss und die Abhängigkeit des NLC-Auftretens von der Periodendauer wird nicht ersichtlich.

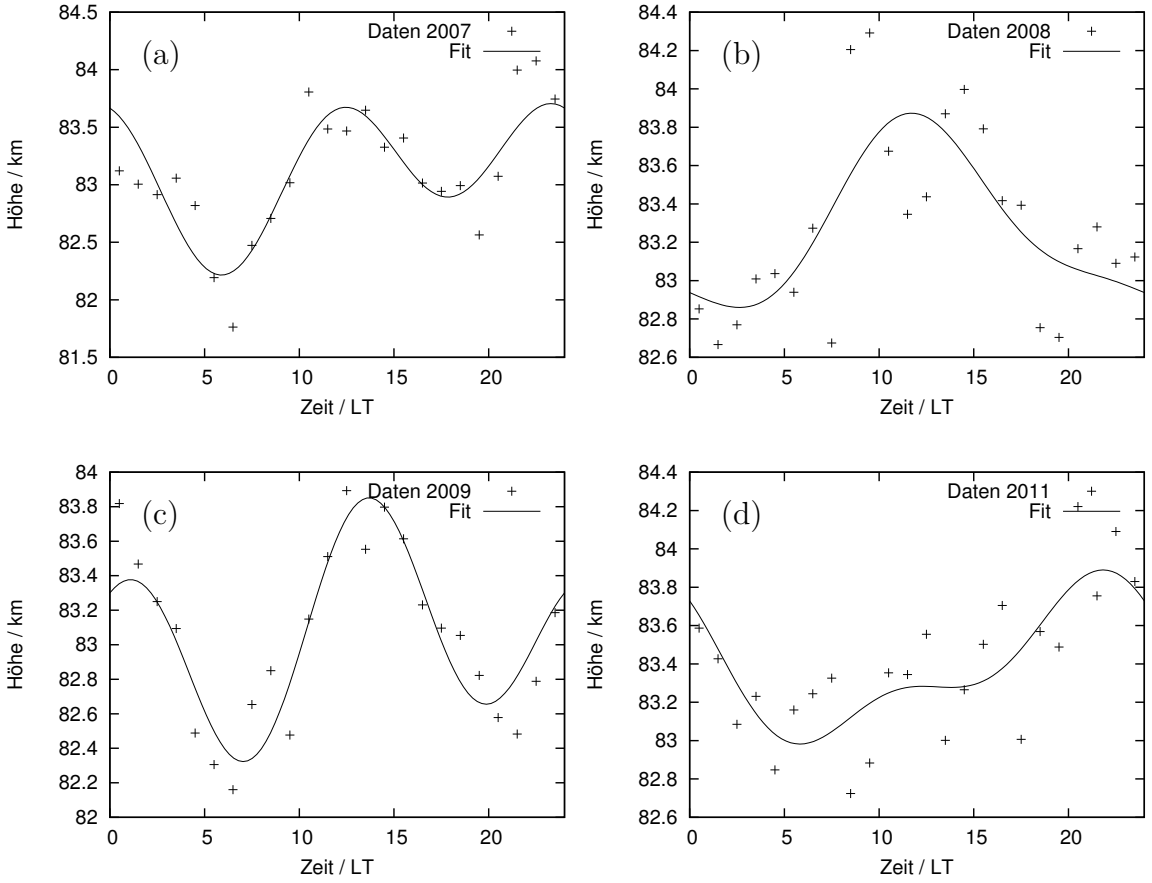


Abbildung 6.8: Tageszeitliche Variation der mittleren NLC-Höhe in (a) 2007, (b) 2008, (c) 2009 und (d) 2011 und harmonischer Fit der Daten.

Jahr	$\beta_{\max}$				h_{centr}			
	β_{12}	β_{24}	β_0	Res	h_{12}	h_{24}	h_0	Res
2007	1.48	0.53	5.13	1.05	0.55	0.34	83.12	0.32
2008	1.13	0.9	7.3	2.22	0.14	0.47	83.28	0.36
2009	1.37	1.74	8.49	1.50	0.55	0.29	83.05	0.24
2011	1.25	1.87	7.64	1.49	0.18	0.36	83.38	0.26

Tabelle 6.1: Fitkoeffizienten der in Abbildung 6.7 und 6.8 dargestellten harmonischen Fits der maximalen Rückstreukoeffizienten und mittleren Höhe.

7 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde der Zusammenhang zwischen Schwerewellenaktivität und dem Auftreten von NLC untersucht. Der neuartige Ansatz dabei war, dass die Schwerewellenstärke direkt in der Höhe der NLC aus Windmessungen bestimmt wurde und nicht wie bei bisherigen Verfahren in der Stratosphäre. Dies eliminiert einen großen Unsicherheitsfaktor der bisherigen Analysen, da nicht bekannt ist, ob und wie stark sich das Wellenfeld zwischen Stratosphäre und Mesopause verändert. Es wurden daher mittels Radar gewonnene Winddaten und Lidarmessungen von NLC, beide aus Andenes, Nordnorwegen, zur Analyse herangezogen.

Mit einer Korrelation zwischen Schwerewellenstärke und NLC-Rückstreukoeffizient bzw. maximalem PMSE-Signal wurden die NLC- und PMSE-Datensätze gegenübergestellt, um zu untersuchen, ob sich einer der beiden besser für die weiter Analyse eignet. Sowohl PMSE als auch NLC sind Tracer für Eispartikel, wobei die Entstehung von PMSE an Turbulenz und Ionisierung der Atmosphäre gebunden ist. Aus diesem Grund wurde die Auswertung mit den NLC-Daten durchgeführt, um diese zusätzlichen Einflussfaktoren auszuschließen.

Um den Einfluss von Schwerewellen in Abhängigkeit der Periodendauer zu untersuchen, wurden die Windzeitreihen über eine Waveletanalyse in verschiedene Periodenbänder zerlegt. Die gefilterten Windamplituden wurden normiert, um starke Wellenaktivität von schwacher zu trennen. Zur Normierung wurden aus dem globalen Waveletspektrum gewonnene Referenzamplituden herangezogen. Wellen mit Amplituden größer als die Referenzamplitude wurden als starke Wellen klassifiziert, während Amplituden kleiner als die Referenzamplitude entsprechend schwachen Wellen zuzuordnet wurden. Der Datensatz war somit in zwei Klassen, starke und schwache Wellen, unterteilt, für die jeweils die OR der gleichzeitig auftretenden NLC berechnet wurden. Der Vergleich der OR bei starken und schwachen Wellen gibt eine Tendenz an, ob NLC bevorzugt bei starker bzw. schwacher Wellenaktivität in diesem Periodenband auftreten. Eine detailierte Analyse wurde für die Daten der Jahre 2007, 2008, 2009 und 2011 durchgeführt, wobei nur das Jahr 2008 eine deutliche Abhängigkeit von der Periodendauer aufweist. Die Auswertung hat ergeben, dass NLC in 2008 bevorzugt dann aufgetreten sind, wenn kurzperiodische Wellen schwach bis nicht vorhanden waren, wohingegen sie bei langperiodischen Wellen mehr als drei Mal so häufig bei starker Wellenaktivität wie bei schwacher aufgetreten sind. Diese Beobachtung deckt sich mit mikrophysikalischen Modellierungen und Ergebnisse aus Sondrestrom, Grönland und Rothera, Antarktis.

In den drei anderen analysierten Jahren ist kein deutlicher Einfluss von Schwerewellen auf die Bildung von NLC zu erkennen.

Diese Sonderstellung des Jahres 2008 wurde anhand anderer geophysikalischer Variablen versucht einzuordnen. Unter anderem wurden die Spektren (Fourier- und globales Waveletspektrum) auf Besonderheiten in 2008 hin untersucht, die totale Varianz des Windes wurde für die verschiedenen Jahre berechnet, die Temperatur der Sommermesopause aus Satellitenmessungen bestimmt und die PMSE-OR der verschiedenen Jahre gegenübergestellt. In keinem dieser Parameter konnten signifikante Unterschiede in 2008 festgestellt werden. Da in drei der vier untersuchten Jahre die Schwerewellenaktivität keinen deutlichen Einfluss auf die NLC-Bildung genommen hat, wurde der NLC-Tagesgang analysiert. Die mittlere NLC-OR in Abhängigkeit der Tageszeit zeigt im langjährigen Mittel eine sehr starke Korrelation zum Temperaturverlauf. In den einzelnen Jahren, außer in 2008, folgt der NLC-Tagesgang sehr gut dem langjährigen Mittel. Dies kann als Anzeichen dafür gedeutet werden, dass der Gezeiteneinfluss in 2008 geringer war. Diese Vermutung wurde anhand anderer NLC-Parameter, der mittleren NLC-Höhe und der maximalen Helligkeit, überprüft, die ebenfalls einen starken Tagesgang aufweisen. Dazu wurden harmonische Fits mit der Überlagerung einer 12 h- und 24 h-Welle durch die NLC-OR, mittlere Höhe und maximale Helligkeit in Abhängigkeit der Tageszeit für die einzelnen Jahre berechnet. Dabei konnte festgestellt werden, dass sich die Daten von 2008 am schlechtesten durch den harmonischen Fit annähern lassen, was ebenfalls darauf hindeutet, dass das NLC-Auftreten in diesem Jahr schwächer durch die Gezeit beeinflusst wurde. Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die Gezeit in Andenes einen dominierenden Einfluss hat und Schwerewellen in Hinblick auf NLC-Bildung nur eine untergeordnete Rolle spielen. In einem Jahr, in dem die Gezeit vermutlich schwächer ausgeprägt war, konnte ein deutlicher Zusammenhang zwischen Schwerewellenaktivität und NLC-Auftreten beobachtet werden, der die an anderen Orten gefundene Antikorrelation bei kurzpeiodischen Wellen bestätigt. Bei langperiodischen Wellen konnte eine Verstärkung des NLC-Auftretens gefunden werden, wie es von mikrophysikalischen Simulationen vorausgesagt wird.

Ein Parameter der Analyse, der sehr sorgfältig bestimmt werden muss, ist die Referenzamplitude. Von ihr hängt in empfindlicher Weise ab, ob eine Welle als stark oder schwach eingestuft wird. Es wurde daher ein Vorschlag zur Fehlerabschätzung dieser Referenzamplitude gegeben, was letztendlich erlaubt, die Unsicherheit der NLC-OR abzuschätzen. Es gibt darüber hinaus noch andere Parameter in der Analyse, deren Einfluss sich nicht ohne weiteres aus Berechnungen zur Fehlerfortpflanzung ermitteln lässt. Daher sollte eine Art Sensitivitätsstudie durchgeführt werden, in der untersucht wird, wie stark die Analyse von der Wahl bestimmter Parameter beeinflusst wird. Folgende Parameter bieten sich dazu an: Die Bandbreite, die bisher bei zwei Stunden lag und überlappend gewählt wurde, könnte auf eine Stunde reduziert werden oder auf größere Bandbreiten ausgeweitet werden. Der Grenzwert, der schwache NLC von starken trennt, wurde in dieser Analyse auf $7 \times 10^{-10}\,\mathrm{m^{-1}\,sr^{-1}}$ festgelegt, in Anlehnung

an die Klassifizierung von Fiedler et al. (2011), sollte jedoch variiert werden um zu überprüfen, ob das gefundene Ergebnis auch für schwächere NLC gültig ist. Eine Idee für weitere Analysen besteht darin, die Auswertung auf eine bestimmte Tageszeit einzuschränken. Damit hätte die Gezeit immer dieselbe Phase und der Einfluss der Schwerewellen würde vielleicht nicht durch den übergeordneten Tagesgang verdeckt werden.

A Anhang

A.1 Schwerewellen-NLC-Korrelation

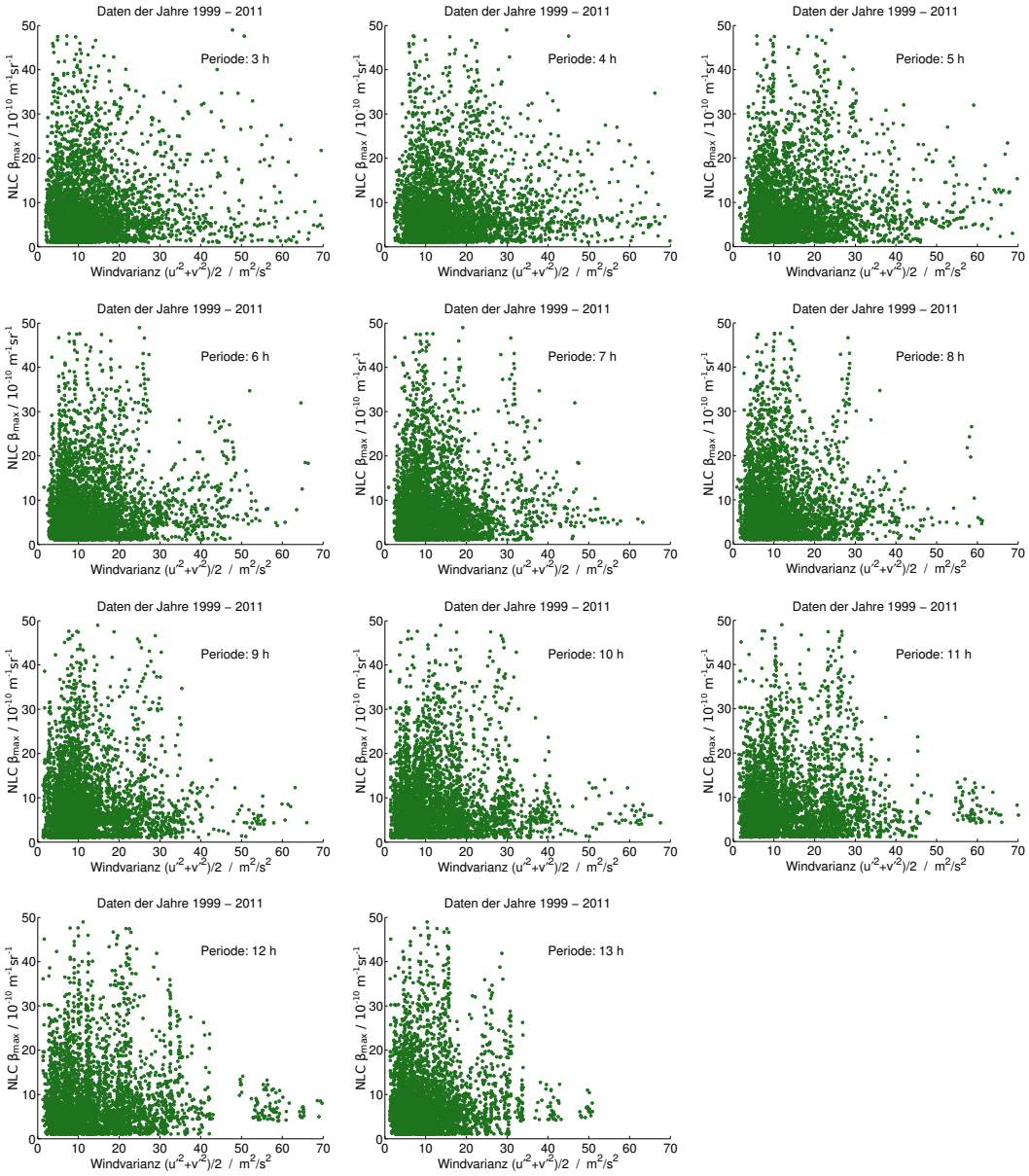


Abbildung A.1: Streudiagramm der NLC-Rückstreukoeffizienten und Schwerewellenstärke für Daten der Jahre 1999-2011.

A.2 Vollständige Histogrammdarstellung

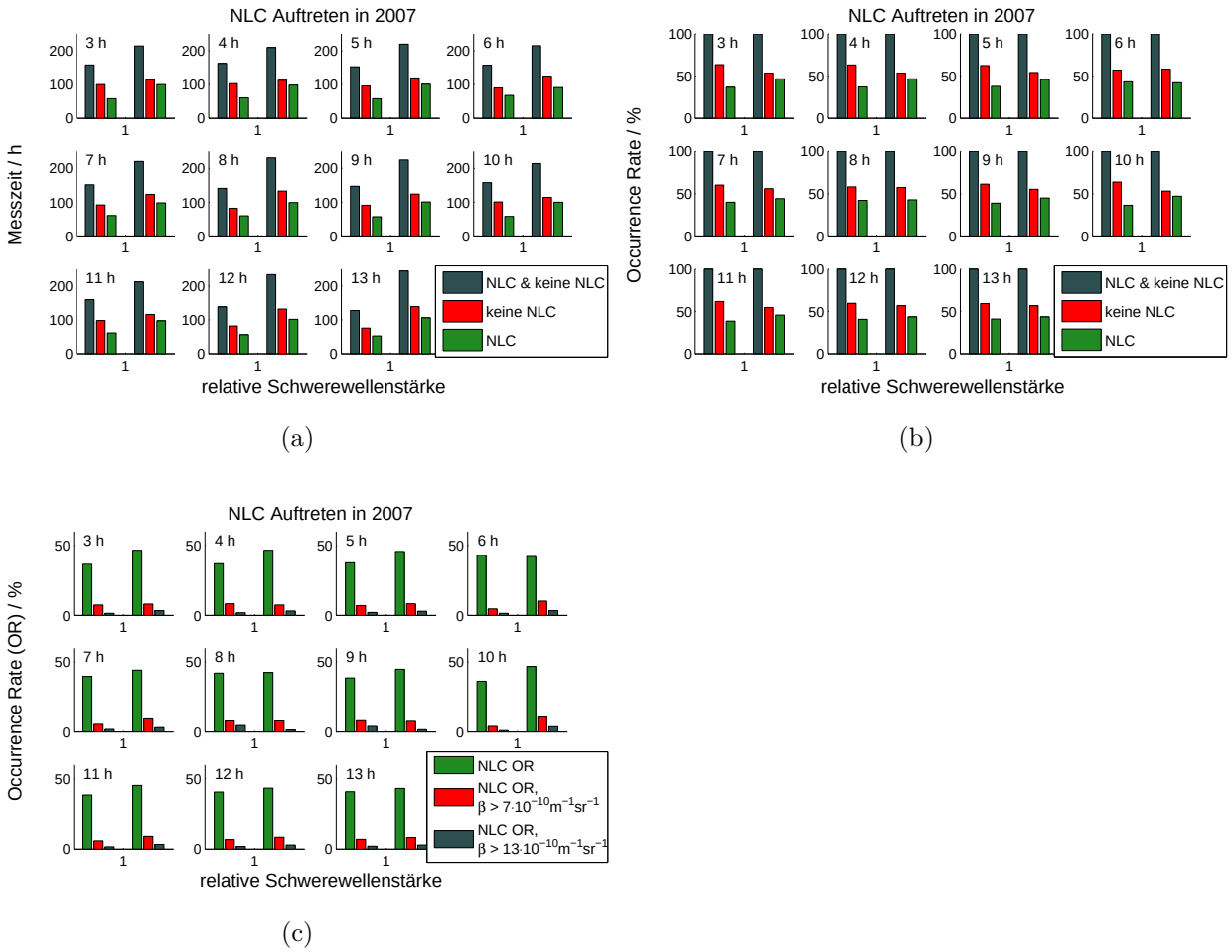


Abbildung A.2: Histogramme wie in Abbildung 5.7 für das Jahr 2007.

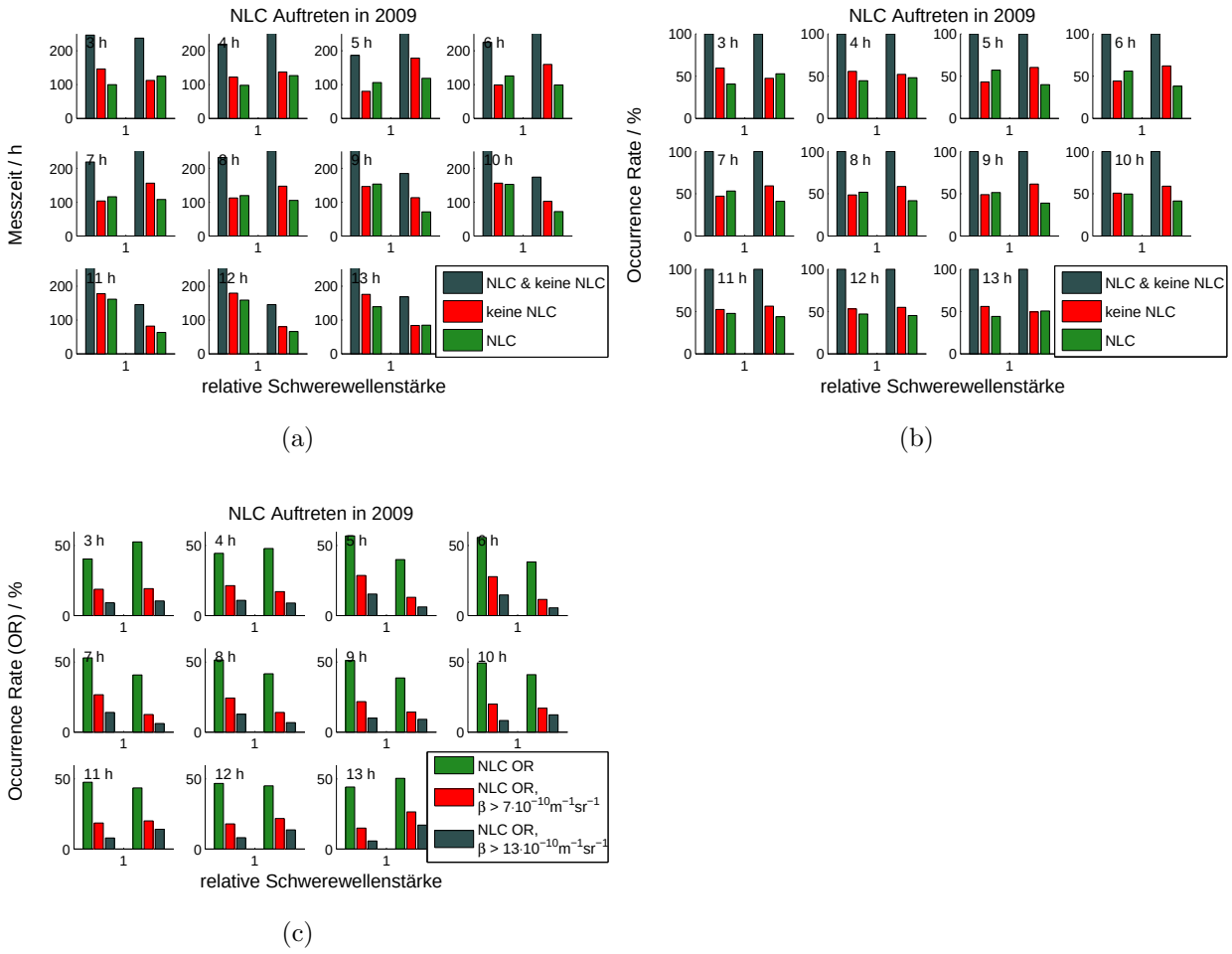


Abbildung A.3: Histogramme wie in Abbildung 5.7 für das Jahr 2009.

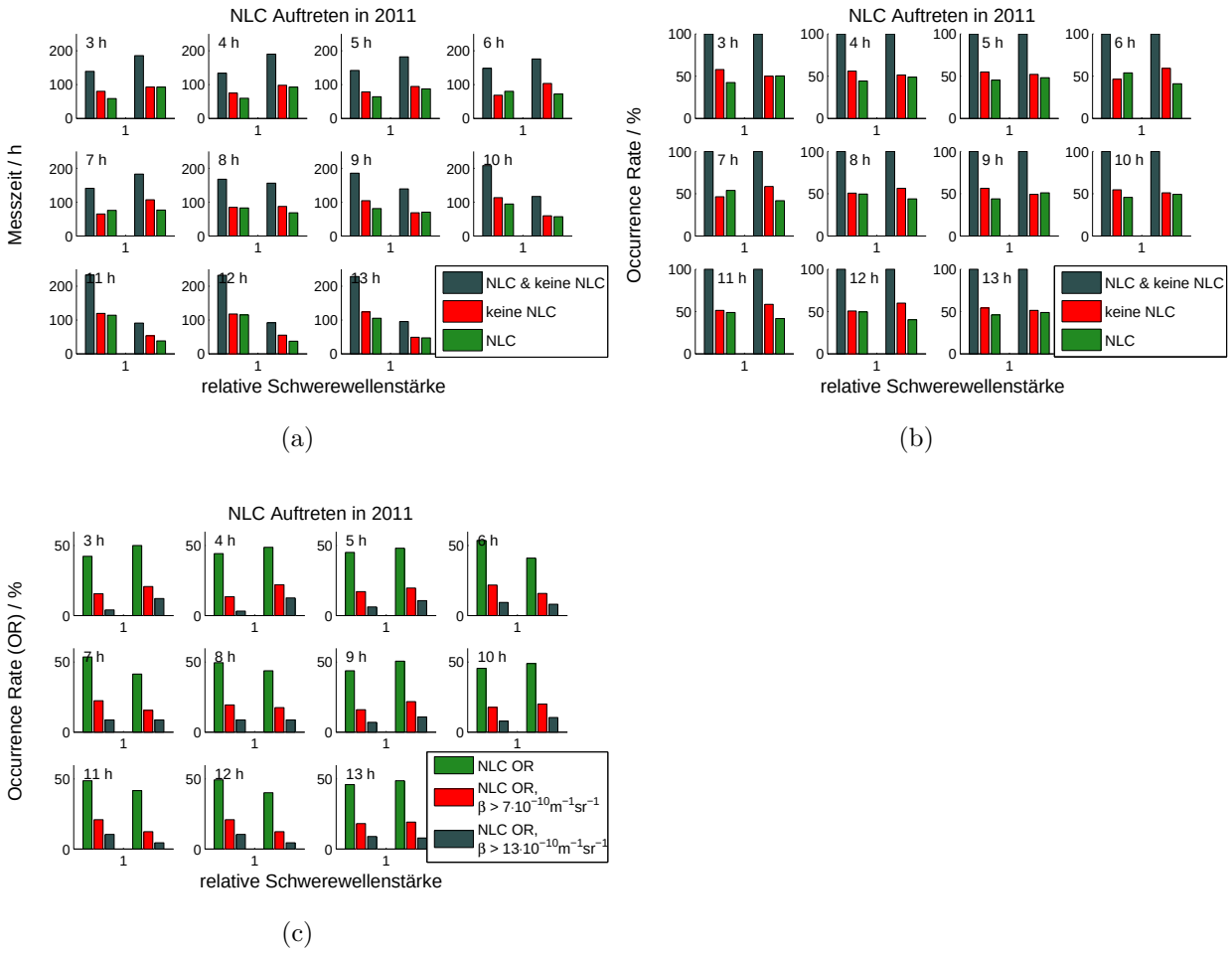


Abbildung A.4: Histogramme wie in Abbildung 5.7 für das Jahr 2011.

A.3 Fehlerfortpflanzung

Die Zeitreihe wird als x_n bezeichnet, wobei jeder Wert mit der Unsicherheit δx_n behaftet ist. Für diskrete Zeitreihen lautet die Formel zur Berechnung der Wavelettransformierten (Torrence und Compo, 1998)

$$\tilde{f}(s,n') = \sum_{n=1}^{N} x_n \frac{1}{\sqrt{s}} \Psi^* \left[\frac{n-n'}{s} \delta t \right]. \tag{A.1}$$

Das globale Waveletspektrum wird nach Gleichung 4.13 berechnet, so dass sich die Unsicherheit nach dem Gauß'schen Fehlerfortpflanzungsgesetz berechnet zu

$$\begin{aligned}
\delta \tilde{f}_{\mathrm{gl}}(s) &= \sqrt{\sum_{m=1}^{N} \left(\frac{\partial \tilde{f}_{\mathrm{gl}}(s)}{\partial x_m} \delta x_m \right)^2} && \text{(A.2)} \\
&= \sqrt{\sum_{m=1}^{N} \left(\frac{1}{N} \sum_{n'=1}^{N} \sum_{n=1}^{N} \delta_{nm} \delta x_m \frac{1}{\sqrt{s}} \Psi^* \left[\frac{n-n'}{s} \delta t \right] \right)^2} && \text{(A.3)} \\
&= \sqrt{\sum_{m=1}^{N} \left(\frac{1}{\sqrt{s}N} \sum_{n'=1}^{N} \delta x_m \Psi^* \left[\frac{m-n'}{s} \delta t \right] \right)^2} && \text{(A.4)} \\
&= \frac{\delta x}{\sqrt{s}N} \sqrt{\sum_{m=1}^{N} \left(\sum_{n'=1}^{N} \Psi^* \left[\frac{m-n'}{s} \delta t \right] \right)^2}, && \text{(A.5)}
\end{aligned}$$

wobei mit δ_{nm} das Kronecker-Delta bezeichnet wird. Die Unsicherheit δx_m wird im letzten Schritt als zeitunabhängig angenommen und geht in δx über.

Die Unsicherheit der rekonstruierten Amplituden nach Gleichung 4.15 berechnet sich analog:

$$\begin{aligned}
\delta x^{\mathrm{B}}(S,n') &= \sqrt{\sum_{m=1}^{N} \left(\frac{\partial x^{\mathrm{B}}(S,n')}{\partial x_m} \delta x_m \right)^2} && \text{(A.6)} \\
&= \sqrt{\sum_{m=1}^{N} \left(\frac{\delta j \sqrt{\delta t}}{C_\delta \Psi_0} \sum_{j=j_1}^{j_2} \sum_{n=1}^{N} \frac{1}{\sqrt{s_j}} \delta_{nm} \Psi^* \left[\frac{n-n'}{s_j} \delta t \right] \delta x_m \right)^2} && \text{(A.7)} \\
&= \sqrt{\sum_{m=1}^{N} \left(\frac{\delta j \sqrt{\delta t}}{C_\delta \Psi_0} \sum_{j=j_1}^{j_2} \frac{1}{\sqrt{s_j}} \Psi^* \left[\frac{n-n'}{s_j} \delta t \right] \delta x_m \right)^2} && \text{(A.8)} \\
&= \frac{\delta j \sqrt{\delta t}}{C_\delta \Psi_0} \delta x \sqrt{\sum_{m=1}^{N} \left(\sum_{j=j_1}^{j_2} \frac{1}{\sqrt{s_j}} \Psi^* \left[\frac{n-n'}{s_j} \delta t \right] \right)^2}. && \text{(A.9)}
\end{aligned}$$

Literaturverzeichnis

Brasseur, G. und Solomon, S. *Aeronomy of Middle Atmosphere*. Springer, 2005.

Bremer, J., Hoffmann, P., Latteck, R., und Singer, W. Seasonal and long-term variations of PMSE from VHF radar observations at Andenes, Norway. *Journal of Geophysical Research*, 108(D8), 2003.

Briggs. The analysis of spaced sensor data by correlation techniques. 1984.

Chandran, A., Rusch, D. W., Merkel, A. W., Palo, S. E., Thomas, G. E., Taylor, M. J., Bailey, S. M., und Russell III, J. M. Polar mesospheric cloud structures observed from the cloud imaging and particle size experiment on the Aeronomy of Ice in the Mesosphere spacecraft: Atmospheric gravity waves as drivers for longitudinal variability in polar mesospheric cloud occurrence. *Journal of Geophysical Research*, 115, 2010.

Chu, X., Espy, P., Nott, G. J., Dietrich, J. C., und Gardner, C. S. Polar mesospheric clouds observed by an iron Boltzmann lidar at Rothera (67.5°S, 68.0°W), Antarctica from 2002 to 2005: Properties and implications. *Journal of Geophysical Research*, 111, 2006.

Chu, X., Gardener, C. S., und Papen, G. Lidar Observations of Polar Mesospheric Clouds at South Pole: Diurnal Variations. *Geophysical Research Letters*, 28:1937–1940, 2001.

Chu, X., Yamashita, C., Espy, P. J., Nott, G. J., Jensen, E. J., Liu, H.-L., Huang, W., und Thayer, J. P. Responses of polar mesospheric cloud brightness to stratospheric gravity waves at the South Pole and Rothera, Antarctica. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 71:434–445, 2009.

Dalin, P., Kirkwood, S., Hervig, M., Mihalikova, M., Mikhaylova, D., Wolk, I., und Osepian, A. Wave influence on polar mesospheric summerechoes above Wasa: experimental and model studies. *Annales Geophysicae*, 30:1143–1157, 2012.

Daubechies, I. *Ten Lectures on Wavelets*. Society for Industrial and Applied Mathematics, 1995.

Eremenko, M. N., Petelina, S. V., Zasetsky, A. Y., Karlsson, B., Rinsland, C. P., Llewellyn, E. J., und Sloan, J. J. Shape and composition of PMC particles derived from satellite remote sensing measurements. *Geophysical Research Letters*, 32, 2005.

Farge, M. Wavelet transforms and their applications to turbulence. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 24:395 – 457, 1992.

Fiedler, J., Baumgarten, G., Berger, U., Hoffmann, P., Kaifler, N., und Lübken, F.-J. NLC and the background atmosphere above ALOMAR. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 11:5701–5717, 2011.

Fiedler, J., Baumgarten, G., und Lübken, F.-J. NLC observations during one solar cycle above ALOMAR. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 71: 424 – 433, 2009.

Fiedler, J., Baumgarten, G., und von Cossart, G. Noctilucent clouds above ALOMAR between 1997 and 2001: Occurrence and properties. *Journal of Geophysical Research*, 108, 2003.

Fiedler, J., Baumgarten, G., und von Cossart, G. Mean diurnal variations of noctilucent clouds during 7 years of lidar observations at ALOMAR. *Annales Geophysicae*, 23: 1175 – 1181, 2005.

Fleming, E. L., Chandra, S., Barnett, J. J., und Corney, M. Zonal mean temperature, pressure, zonal wind and geopotential height as functions of latitude, COSPAR International Reference Atmosphere (CIRA-86). *Advances in Space Research*, 10(12): 11–59, 1990.

Fritts, D. C. Middle atmosphere. In Holton, J. R., Pyle, J., und Curry, J. A., editors, *Encyclopedia of Atmospheric Sciences*, pages 1308–1314. Academic Press Inc, 2002.

Fritts, D. C. und Alexander, M. J. Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere. *Reviews of Geophysics*, 41, 2003.

Geller, M. A. und Gong, J. Gravity wave kinetic, potential, and vertical fluctuation energies as indicators of different frequency gravity waves. *Journal of Geophysical Research*, 115, 2010.

Gerrard, A. J., Kane, T. J., und Thayer, J. Noctilucent clouds and wave dynamics: Observations at Sondrestrom, Greenland. *Geophysical Research Letters*, 25:2817–2820, 1998.

Gerrard, A. J., Kane, T. J., Thayer, J. P., und Eckermann, S. D. Concerning the upper stratospheric gravity wave and mesospheric cloud relationship over Sondrestrom, Greenland. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 66:229–240, 2004.

Gonzales, N., Hauchecorne, A., Kirkwood, S., Lübken, F.-J., Manson, A. H., Mourier, A., Schmidlin, F. J., Schminder, R., Kürschner, D., Singer, W., und Widdel, H.-U. Intercomparisons of simultaneous remote and in situ wind measurements. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 56:1985–2001, 1994.

Hervig, M., Thompson, R. E., McHugh, M., Gordley, L. L., Russell III, J. M., und Summers, M. E. First confirmation that water ice is the primary component of polar mesospheric clouds. *Geophysical Research Letters*, 28(6):971–974, 2001.

Hesstvedt, E. Note on the Nature of Noctilucent Clouds. *Journal of Geophysical Research*, 66(6):1985–1987, 1961.

Hoffmann, P., Singer, W., und Bremer, J. Mean seasonal and diurnal variations of PMSE and winds from 4 years of radar observations at ALOMAR. *Geophysical Research Letters*, 26:1525–2528, 1999.

Jensen, E. J. und Thomas, G. E. Numerical simulations of the effects of gravity waves on noctilucent clouds. *Journal of Geophysical Research*, 99:3421–3430, 1994.

Jesse, O. Auffallende Abenderscheinung am Himmel. *Meteorologische Zeitschrift*, 2: 311–312, 1885.

Jesse, O. Die Höhe der leuchtenden Nachtwolken. *Astronomische Nachrichten*, 140 (3347):161–168, 1896.

Kaiser, G. *A Friendly Guide to Wavelets*. Birkhäuser, 2011.

Klees, R. und Haagmans, R., editors. *Wavelets in the Geosciences*, volume 90 of *Lecture Notes in Earth Sciences*. Springer, 2000.

Latteck, R., Singer, W., und Bardey, H., editors. *The ALWIN MST Radar - Technical Design and Performance*, 1999. 14th ESA Symposium on European Rocket and Balloon Programmes and Related Research, Postsdam, Germany.

Lindzen, R. S. Turbulence and Stress Owing to Gravity Wave and Tidal Breakdown. *Journal of Geophysical Research*, 86(C10):9707–9714, 1981.

Liu, Y., Liang, X. S., und Weisberg, R. H. Rectification of the Bias in the Wavelet Power Spectrum. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 24:2093–2102, 2007.

Lübken, F.-J. Thermal structure of the Arctic summer mesosphere. *Journal of Geophysical Research*, 104:9135 – 9149, 1999.

Merkel, A. W., Thomas, G. E., Palo, S. E., und Bailey, S. M. Observations of the 5-day planetary wave in PMC measurements from the Student Nitric Oxide Explorer Satellite. *Geophysical Research Letters*, 30:1196–1199, 2003.

Murray, B. J. und Jensen, E. J. Homogeneous nucleation of amorphous solid water particles in the upper mesosphere. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 72:51–61, 2010.

Rapp, M. und Lübken, F.-J. On the nature of PMSE: Electron diffusion in the vicinity of charged particles revisited. *Journal of Geophysical Research*, 108(D8), 2003.

Rapp, M., Lübken, F.-J., Müllemann, A., Thomas, G. E., und Jensen, E. J. Small-scale temperature variations in the vicinity of NLC: Experimental and model results. *Journal of Geophysical Research*, 107:4392, 2002.

Rapp, M., Strelnikova, I., und Gumbel, J. Meteoric smoke particles: Evidence from rocket and radar techniques. *Advances in Space Research*, 40:809–817, 2007.

Rapp, M. und Thomas, G. E. Modeling the microphysics of mesospheric ice particles: Assessment of current capabilities and basic sensitivities. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 68:715–744, 2006.

Roble, R. G. und Dickinson, R. E. How will changes in carbon dioxide and methane modify the mean structure of the mesosphere and thermosphere? *Geophysical Research Letters*, 16(12):1331–1444, 1989.

Sato, T. Radar principles. In Fukao, S., editor, *Handbook for MAP*, volume 30, pages 19–53. SCOSTEP, 1989.

Schöch, A. *Thermal structure and gravity waves in the Arctic middle atmosphere above ALOMAR (69.3° N, 16.0° E).* PhD thesis, Leibniz-Institut für Atmosphärenphysik in Kühlungsborn der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Rostock, 2007.

Singer, W. und Keuer, D. The Alomar MF Radar: Technical design and first results. In Kaldeich-Schürmann, B., editor, *Proceedings of the 13th ESA Symposium on European Rocket and Balloon Programmes and Related Research, Oeland, Sweden (ESA SP-397)*, pages 101–103, 1997.

Strelnikova, I., Rapp, M., Raizada, S., und Sulzer, M. Meteor smoke particle properties derived from arecibo incoherent scatter radar observations. *Geophysical Research Letters*, 34, 2007.

Thayer, J. P., Rapp, M., Gerrard, A. J., Gudmundsson, E., und Kane, T. J. Gravity-wave influences on Arctic mesospheric clouds as determined by a Rayleigh lidar at Sondrestrom, Greenland. *Journal of Geophysical Research*, 108, 2003.

Thomas, G. E. Is the polar mesosphere the miner's canary of global change? *Advances in Space Research*, 18:(3)–149–(3)158, 1996.

Thomas, G. E., Olivero, J. J., DeLand, M., und Shettle, E. P. Comment on "Are Noctilucent Clouds Truly a 'Miner's Canary' for Global Change?". *Eos, Transactions, American Geophysical Union*, 84(36):352–353, 2003.

Thomas, G. E., Olivero, J. J., Jensen, E. J., Schroeder, W., und Toon, O. B. Relation between increasing methane and the presence of ice clouds at the mesopause. *Nature*, 338:490–492, 1989.

Torrence, C. und Compo, G. P. A Practical Guide to Wavelet Analysis. *American Meteorological Society*, 79(1):61–78, January 1998.

Turco, R. P., Toon, O. B., Whitten, R. C., Keesee, R. G., und Hollenbach, D. Noctilucent clouds: Simulations studies of their genesis, properties and global influences. *Planetary and Space Science*, 30:1147–1181, 1982.

von Zahn, U. Are Noctilucent Clouds Truly a "Miner's Canary" for Global Change? *Eos, Transactions, American Geophysical Union*, 84(28):261–264, 2003.

von Zahn, U., von Cossart, G., und Fiedler, J. Tidal variations of noctilucent clouds measured at 69° N latitude by groundbased lidar. *Geophysical Research Letters*, 25: 1289–1292, 1998.

von Zahn, U., von Cossart, G., Fiedler, J., Fricke, K. H., Nelke, G., Baumgarten, G., Rees, D., Hauchecorne, A., und Adolfsen, K. The ALOMAR Rayleigh/Mie/Raman lidar: objectives, configuration, and performance. *Ann. Geophysicae*, 18:815–833, 2000.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei Prof. Dr. Markus Rapp ganz herzlich für die Betreuung meiner Masterarbeit bedanken, besonders für die vielen anregenden Diskussionen, hilfreichen Erklärungen und guten Ideen. In gleicher Weise danke ich Dr. Peter Hoffmann für die Hilfestellung bei allen kleinen und großen Fragen im Verlauf meiner Arbeit und für die fortlaufende Zusammenstellung von Daten nach meinen Wünschen. Ich möchte ebenfalls Dr. Jens Fiedler für die Bereitstellung der Lidar-Daten danken, sowie Dr. Ralph Latteck für die PMSE-Daten. Sehr hilfreich waren für mich die Diskussionen mit Dr. Irina Strelnikova über Waveletanalysen und mit Natalie Kaifler und Dr. Gerd Baumgarten über die Lidardaten, sodass ich auch ihnen meinen Dank aussprechen möchte. Viele Menschen am IAP haben dazu beigetragen, dass ich die Zeit dort sehr genossen habe, sei es durch die Versorgung mit Mittagessen und Kuchen, nette Autofahrten zu und vom Institut oder dadurch, dass sie einfach für mich da waren. Bei ihnen allen, aber insbesondere bei Svenja Sommer, Karl-Georg Eller, Georg Teiser und Lennart Schüler, möchte ich mich für die schöne Zeit bedanken.