

Beobachtung des Hydroxyl (OH\*)-Airglow:  
Untersuchung von Klimasignalen und  
atmosphärischen Wellen

Dissertation

zur Erlangung des  
naturwissenschaftlichen Doktorgrades der  
Julius-Maximilians-Universität Würzburg

vorgelegt von

Kathrin Höppner

Würzburg 2008

angefertigt am  
Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V.  
Oberpfaffenhofen



Eingereicht am 27. Oktober 2008

1. Gutachter: Prof. Dr. Heiko Paeth  
2. Gutachter: PD Dr. Michael Bittner

Tag der Disputation: 21. Januar 2009

1. Prüfer: Prof. Dr. Heiko Paeth  
2. Prüfer: Prof. Dr. Jürgen Rauh





## Abstract

The upper mesosphere is the atmospheric layer which ranges from 80 km to about 100 km above sea level. Due to the low air density of five to six orders of magnitude lower compared to the value near the Earth's surface and due to the efficient infrared radiation cooling to space, many climate signals are assumed to be more pronounced there than in the lower atmosphere. It is therefore expected that observations in this region should allow the early detection of climate trends with good statistical significance. The data provided by these measurements are essential for the further development and improvement of the numerous climate models that include the middle atmosphere.

Experimental access to this altitude is difficult, and data are therefore still quite sparse. Measurements have been taken directly using rocket-borne instruments, and indirectly through space-borne and ground-based techniques, such as Lidar, Radar, and spectroscopy. The work presented is based on data from the "Ground-based Infrared P-branch Spectrometer" (GRIPS), which measures the infrared emissions from the so-called OH\*-airglow layer to derive temperatures at an altitude of ~ 87 km.

Along with anthropogenic influences on the climate there are natural effects which can cause temperature deviations in the upper mesosphere. It is essential for the interpretation of experimental data to understand those other sources of variability. Because of this the potential interaction of the dynamics of the upper mesosphere with the solar activity is examined with a 25-year time series of OH\*-temperatures recorded at Wuppertal (51.3°N, 7.2°E). A correlation of the planetary wave activity with the general solar bipolar magnetic field (22-year solar Hale cycle) is found. As a possible physical mechanism it is proposed that the internal terrestrial magnetic field is superimposed by the solar magnetic field causing modulations of the total magnetic field in the Earth's interior and which leads – in turn – to a modulation of the electromagnetic coupling of angular momentum between the Earth's core and the Earth's mantle. As a result the Earth's rotation period – and thus the activity of planetary waves – should be modulated with the solar magnetic flux, e.g. the quasi-22-year Hale cycle.

Planetary wave activity is further found to be modulated by a quasi-2-year oscillation and that wave activity is mostly enhanced when the wind direction of the mean zonal wind of the equatorial quasi-biennial oscillation (QBO) reverses from westerly to easterly.

It is also found that due to the Sun's rotation the irregular pattern of sunspots on the solar disc leads to OH\*-temperature fluctuations. Pronounced spectral components in the OH\*-temperature fluctuations around the periods from 27 to 31 days are frequently observed. They are tentatively attributed to the differential rotation of the Sun.



Dynamic processes such as atmospheric gravity waves are of great significance for the energy budget of the upper mesosphere / lower thermosphere (MLT) region. Consequently, they have to be taken into account in climate models. Limited knowledge of the generation, propagation, and interaction mechanisms of gravity waves is therefore a major problem in this field. The temperature signals generated by gravity waves are analyzed in case studies using OH\*-temperature data sets with high temporal resolution, recorded at Hohenpeissenberg (47.8°N, 11.0°E) and the Zugspitze mountain (47.5°N, 11.0°E). Alpine induced gravity waves are detected and gravity wave parameters such as propagation direction, phase velocity etc. are quantified. Measurements taken from the German research vessel “Polarstern” in the Bay of Biscaya (around 48°N, 6°E) are combined with satellite-based observations. It is shown that gravity waves induced by an Atlantic cyclone can impact the temperatures in the mesopause region.

The GRIPS system should in principle also be suited for the rapid detection of natural hazards such as tsunamis, earth quakes, or volcanic activities. This is because the infrasound caused by such events should induce observable temperature fluctuations in the OH\*-airglow layer. The example of the 2004 Sumatra Tsunami is used for a quantitative discussion of this possibility.



<b>Inhaltsverzeichnis</b>	<b>I</b>
Abbildungsverzeichnis	III
Tabellenverzeichnis	XI
Abkürzungsverzeichnis	XIII
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Physikalische Grundlagen</b>	<b>11</b>
2.1 Stockwerke der Atmosphäre	11
2.2 Wellen in der Atmosphäre	17
2.3 Quasi-Biennale Oszillation (QBO)	34
2.4 Sonnenaktivität	38
<b>3 Messverfahren</b>	<b>43</b>
3.1 Strahlungsemission der OH*-Moleküle	43
3.2 Ableitung der OH*-Rotationstemperatur	51
3.3 Messsystem	52
3.3.1 Geräteaufbau	52
3.3.2 Basisdatenverarbeitung	64
3.3.3 Eichungen	69
3.3.4 Genauigkeit der Daten	70
<b>4 Datengrundlage</b>	<b>73</b>
<b>5 Analyseverfahren</b>	<b>83</b>
5.1 Enttrending	83
5.2 Frequenzanalyse	88
<b>6 Ergebnisse und Diskussion</b>	<b>97</b>
6.1 Räumliche und zeitliche Variation der Höhe der OH*-Schicht	97
6.2 Vergleich der GRIPS-Messungen mit satellitenbasierten Beobachtungen durch ENVISAT-SCIAMACHY	102
6.3 Großskalige Dynamik der Mesopausenregion	107
6.3.1 Klimatologie periodischer Schwingungen von 3 bis 20 Tagen	107
6.3.2 Wechselwirkung Sonne – Erdatmosphäre	113
6.3.3 Dynamischer Aktivitätsindex in der Mesopausenregion	126

6.4	Kleinskalige Dynamik in der Mesopausenregion	129
6.4.1	Schwerewellen	129
6.4.2	Infraschall	141
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>151</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>155</b>
	<b>Anhang</b>	<b>157</b>
A1	Temperaturtrend in der Mesopausenregion (80-100 km Höhe)	157
A2	Details zum Messsystem	159
A3	Ableitung der vertikalen Wellenzahl $\mu_3$ für Schwerewellen	163
A4	Einfluss des Einsteinkoeffizienten für spontane Emission $A_{21}$ auf die Intensität von Emissionslinien	165
A5	Höhe der OH*-Schicht	168
A6	Anhang zu Kapitel 6.3.2	174
A7	Verwendete Naturkonstanten und physikalische Größen	175
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>177</b>
	<b>Eidesstattliche Erklärung</b>	<b>197</b>

**Abbildungsverzeichnis**

- Abb. 1.1:** Temperaturtrends in der Mesosphäre als Funktion der Höhe, abgeleitet aus jahresgemittelten Lidar-Temperaturmessungen in Frankreich, aus an verschiedenen Orten durchgeführten jährlich gemittelten Raketenmessungen sowie aus Messungen der Reflektionshöhe von VLF-Radarwellen über Kühlungsborn. 3
- Abb. 1.2:** Temperaturtrends in der Mesopausenregion (80-100 km) an unterschiedlichen geographischen Breiten, zusammengestellt aus verschiedenen Referenzen. 4
- Abb. 1.3:** Global gemittelter Temperaturtrend als Funktion der Höhe für drei verschiedene Szenarien: CO<sub>2</sub>-Zunahme, CO<sub>2</sub>-Zunahme kombiniert mit einer Zunahme des Ozonabbaus sowie CO<sub>2</sub>-Zunahme kombiniert mit einer H<sub>2</sub>O-Zunahme und einer Zunahme des Ozonabbaus, jeweils für Januar und März. Modellrechnungen wurden mit dem SMLTM-Modell durchgeführt. 5
- Abb. 1.4:** (a) Zonal gemittelte Temperaturen, wie sie unter solaren Minimum-Bedingungen mit dem HAMMONIA-Modell für Juli berechnet wurden. (b) Unterschied der zonal gemittelten Temperaturen zwischen dem solaren Minimum und Maximum. 7
- Abb. 1.5:** Network for the Detection of Mesopause Change (NDMC). 9
- Abb. 2.1:** Vertikalaufbau der Atmosphäre. 12
- Abb. 2.2:** OH\*-Airglow, aufgenommen mit der NIR-Kamera von Bord des Satelliten Clementine. 15
- Abb. 2.3:** Spektrale Energieverteilung der Sonnenstrahlung an der Atmosphärenobergrenze. 17
- Abb. 2.4:** Tagesmittel der extraterrestrischen solaren Einstrahlung für alle Tage des Jahres und alle geographischen Breiten. 18
- Abb. 2.5:** Wellentypen in der Atmosphäre. Je nach der dominierenden Rückstellkraft bilden sich Schallwellen, Schwerewellen oder planetare Wellen aus. 20
- Abb. 2.6:** Die Bewegungseigenschaften der drei grundsätzlichen Wellentypen der Atmosphäre: (a) Schallwelle, (b) Schwerewelle und (c) planetare Welle. 20
- Abb. 2.7:** Schematische Darstellung der Anregung einer Schwerewelle aufgrund eines Hindernisses, hier ein Gebirgszug. 22
- Abb. 2.8:** Schwerewelle im zonalen Wind, die in der Höhe  $Z_b$  bricht. Raketengestützte Messung einer „Falling Sphere“ über Andoya, Norwegen, aufgenommen am 10.06.1987 während der MAC/SINE Kampagne. 24
- Abb. 2.9:** Darstellung des geostrophischen Windes: Gleichgewicht zwischen der Corioliskraft und der Druckgradientenkraft. 24
- Abb. 2.10:** Verlauf der nächtlich gemittelten OH\*-Temperaturen über dem Hohenpeißenberg im Jahr 2006, aufgenommen mit dem GRIPS 1 Instrument. 25

<b>Abb. 2.11:</b>	Mittlere globale Temperatur im Januar.	26
<b>Abb. 2.12:</b>	Mittlere globale Temperatur unter Annahme eines reinen Strahlungsgleichgewichts.	26
<b>Abb. 2.13:</b>	Geographische Verteilung der Jahresmittel der Gesamtstrahlungsbilanz $E_s$ der Erdoberfläche, $e_s$ der Atmosphäre und $E_s+e_s$ des Systems Erde-Atmosphäre.	28
<b>Abb. 2.14:</b>	Schematische Darstellung der Anregung planetarer Wellen in der Atmosphäre.	29
<b>Abb. 2.15:</b>	Schema der allgemeinen Zirkulation der globalen Atmosphäre.	29
<b>Abb. 2.16:</b>	Verteilung der Land- und Wassermassen auf der Nord- bzw. Südhemisphäre.	30
<b>Abb. 2.17:</b>	Temperaturfeld bei 0,01 mbar im Dezember 1976 auf der Nordhemisphäre.	30
<b>Abb. 2.18:</b>	Meridionale Struktur von prominenten planetaren Wellen in Geopotentialhöhen. <b>(a)</b> 4-Tage-Welle <b>(b)</b> 5-Tage-Welle.	31
<b>Abb. 2.19:</b>	Mittlere zonale Windverteilung für <b>(a)</b> Januar und <b>(b)</b> Juli.	32
<b>Abb. 2.20:</b>	Theoretische Dämpfung von Schallwellen.	34
<b>Abb. 2.21:</b>	Typisches Muster einer Ausbreitung von Infraschall in der Atmosphäre.	34
<b>Abb. 2.22:</b>	Zeit-Höhenschnitt der Monatsmittel der mittleren zonalen Windströmung in der tropischen Stratosphäre.	36
<b>Abb. 2.23:</b>	Schematische Darstellung zur Entstehung der Windumkehr des zonalen Windfeldes in der äquatorialen Stratosphäre.	38
<b>Abb. 2.24:</b>	<b>(a)</b> Häufigkeitsverteilung der Sonnenflecken über die heliographischen Breiten in Abhängigkeit der Zeit seit Mai 1874. <b>(b)</b> Zyklische Variation der von den Sonnenflecken prozentual bedeckten Fläche der sichtbaren Sonnenhemisphäre für den gleichen Zeitraum.	40
<b>Abb. 2.25:</b>	Polarität der bipolaren magnetischen Regionen auf der Nord- und Südhemisphäre der Sonne während des 18., 19. und 20. Aktivitätszyklus.	41
<b>Abb. 3.1:</b>	Beispiel eines Bandenspektrums.	45
<b>Abb. 3.2:</b>	Lorentz-, Doppler- und Voigt-Linienprofil.	46
<b>Abb. 3.3:</b>	Airglow-Spektrum im Bereich von 1,2 $\mu\text{m}$ bis 1,7 $\mu\text{m}$ .	48
<b>Abb. 3.4:</b>	Skizze des Instrumentenaufbaus von GRIPS 3.	53
<b>Abb. 3.5:</b>	Blockschaltbild der IR-Spektrometer GRIPS 3 und GRIPS 4.	54
<b>Abb. 3.6:</b>	Schematische Darstellung des Czerny-Turner Monochromators.	55
<b>Abb. 3.7:</b>	Schematische Darstellung des Prinzips der Beugungsordnung.	56
<b>Abb. 3.8:</b>	Darstellung des Strahlengangs in einem ebenen, geblazten Reflexionsgitter.	57



<b>Abb. 3.9:</b>	(a) Modell des Germanium-Atoms mit entsprechender Schalenbesetzung. (b) Valenzelektronen sind vom Valenzband ins Leitungsband gehoben worden.	59
<b>Abb. 3.10:</b>	Schematische Darstellung von Bändermodellen eines Leiters, Halbleiters und Isolators.	59
<b>Abb. 3.11:</b>	Schematische Darstellung der Verteilungsfunktionen der thermisch induzierten Energie $E_{therm}$ für Raumtemperatur 300 K bzw. für 77 K.	61
<b>Abb. 3.12:</b>	Schrittweise Darstellung des Lock-In-Verfahrens.	63
<b>Abb. 3.13:</b>	Typisches Spektrum des zur Temperaturbestimmung verwendeten Wellenlängenbereichs. Das Spektrum zeigt die drei Emissionslinien $P_1(2)$ , $P_1(3)$ und $P_1(4)$ der $OH^*(3,1)$ -Bande, gemessen mit GRIPS 4 am 15.10.2005.	64
<b>Abb. 3.14:</b>	Schema des Verfahrens zur Standardisierung der Ableitung der Temperatur in der Mesopausenregion aus Hydroxyl ( $OH^*$ )-Airglow.	66
<b>Abb. 3.15:</b>	Beispiele verschiedener $OH^*$ -Spektren. (a) Originalspektrum, (b) Fitkurve.	68
<b>Abb. 3.16:</b>	Spektrum der Cadmium-Spektrallampe zwischen 1390 nm und 1600 nm, aufgenommen mit GRIPS 4 am 01.09.2005.	69
<b>Abb. 3.17:</b>	Typisches Beispiel eines durch Quecksilberdampf lampen gestörten $OH^*$ -Spektrums, aufgezeichnet von GRIPS 2 in Wuppertal am 06.04.2003.	71
<b>Abb. 4.1:</b>	Zeitreihe der in Wuppertal gemessenen $OH^*$ -Temperatur-Nachtmittelwerte von 1980 bis 2005.	74
<b>Abb. 4.2:</b>	Zeitreihe der am Meteorologischen Observatorium Hohenpeißenberg mit GRIPS 1 gemessenen $OH^*$ -Temperatur-Nachtmittelwerte.	75
<b>Abb. 4.3:</b>	Fahrtroute des Forschungsschiffes „Polarstern“ während der Expedition ANT XXIII/1 von Bremerhaven nach Kapstadt vom 13.10.2005 bis 17.11.2005.	76
<b>Abb. 4.4:</b>	$OH^*$ -Temperatur-Nachtmittelwerte, wie sie während der Expedition ANT XXIII/1 der „Polarstern“ von Bremerhaven nach Kapstadt vom 14.10.2005 bis 14.11.2005 gemessen wurden.	77
<b>Abb. 4.5:</b>	Zeitreihen der $OH^*$ -Temperatur-Nachtmittelwerte, gemessen mit GRIPS 1 über dem Hohenpeißenberg und GRIPS 2 über Wuppertal im Zeitraum vom 15.10.2003 bis 31.12.2005.	78
<b>Abb. 4.6:</b>	Vergleich der $OH^*$ -Temperatur-Nachtmittelwerte über Wuppertal und Hohenpeißenberg für 265 Tage im Zeitraum vom 15.10.2003 bis 31.12.2005.	79
<b>Abb. 4.7:</b>	Jahresgang der $OH^*$ -Temperatur gemessen über Stockholm von 1991 bis 1997 sowie Monatsmittelwerte der $OH^*$ -Temperatur gemessen über Jakutsk von 1997 bis 2000.	80
<b>Abb. 4.8:</b>	$OH^*$ -Temperaturzeitreihe, gemessen von GRIPS 1 über dem Hohenpeißenberg in der Nacht vom 27.11. zum 28.11.2007.	81

<b>Abb. 5.1:</b>	(a) In Wuppertal im Jahr 1993 gemessene OH*-Temperatur-Nachtmittelwerte mit ‚Fitkurve‘. (b) Residuen der OH*-Temperatur-Nachtmittelwerte nach der Enttrending.	84
<b>Abb. 5.2:</b>	Vergleich der zwei vorgestellten Enttrendingmethoden. Modellierung der OH*-Temperaturzeitreihe mittels der klassischen Methode für (1a) 1993 und (2a) 1995. (1b) wie (1a), die Modellkurve wurde mit der optimierten Methode berechnet, (2b) wie (1b), jedoch für 1995.	85
<b>Abb. 5.3:</b>	Zeitreihe der durch die Enttrending (optimierte Methode) resultierenden Residuen der OH*-Temperatur-Nachtmittelwerte im Zeitraum von 1981 bis 1983 und 1987 bis 2005 über Wuppertal.	86
<b>Abb. 5.4:</b>	Zeitliche Entwicklung der Standardabweichungen von Jahresmittelwerten der Residuen der OH*-Temperaturen der Jahre 1981 bis 1983 und 1987 bis 2005 über Wuppertal.	87
<b>Abb. 5.5:</b>	Zeitreihe der enttrendeten OH*-Temperatur-Nachtmittelwerte über Wuppertal im Zeitraum vom 01.07.1987 bis 31.12.2005. Zusätzlich dargestellt sind die interpolierten Datenpunkte.	91
<b>Abb. 5.6:</b>	Typisches Morlet Mother Wavelet.	92
<b>Abb. 5.7:</b>	Typische Beispiele für Stauchung bzw. Streckung sowie Verschiebung des Morlet Mother Wavelets.	93
<b>Abb. 5.8:</b>	Wavelet Spektrogramm der OH*-Temperaturfluktuationen im Zeitraum vom 01.07.1987 bis 31.12.2005 für die Periodendauern von 3 bis 20 Tagen.	94
<b>Abb. 5.9:</b>	Wavelet Spektrogramm der OH*-Temperaturfluktuationen im Zeitraum vom 01.07.1987 bis 31.12.2005 für die Periodendauern von 3 bis 20 Tagen. Gezeigt sind nur statistisch signifikante spektrale Intensitäten.	95
<b>Abb. 6.1:</b>	Dichteverteilung von atomarem Sauerstoff (a) berechnet mit dem MSISE-90 Modell. Dargestellt sind die mittleren Verhältnisse für South Uist, Schottland im März und Kagoshima, Japan im Januar, (b) gemessen mit raketengelegenen Instrumenten über South Uist, Schottland am 23.03.1982 und (c) über Kagoshima, Japan am 09.01.2000.	97
<b>Abb. 6.2:</b>	Typische vertikale Dichteverteilungen der an der Produktion von OH* beteiligten Spurengase (a) molekularer Sauerstoff und Stickstoff sowie (b) atomarer Sauerstoff und Wasserstoff, berechnet mit dem MSISE-90 Modell.	98
<b>Abb. 6.3:</b>	Typische Vertikalstruktur der Teilchendichte von (a) Ozon sowie (b) der OH*-Schicht, berechnet mit dem MSISE-90 Modell.	99
<b>Abb. 6.4:</b>	Breitengang der Höhe des OH*-Dichtemaximums, aufgezeigt für Bedingungen im Januar, April, Juli und Oktober, berechnet mit dem MSISE-90 Modell.	100
<b>Abb. 6.5:</b>	Jährliche Änderung der Vertikalstruktur der OH*-Schicht, berechnet mit dem MSISE-90 Modell.	100
<b>Abb. 6.6:</b>	In der Literatur berichtete Höhe des Dichtemaximums der OH*-Schicht.	101

<b>Abb. 6.7:</b>	Emissionsspektrum, aufgenommen von ENVISAT-SCIAMACHY am 11.08.2003 bei einer Tangentenhöhe von 85,5 km.	102
<b>Abb. 6.8:</b>	Vergleich von SCIAMACHY OH*-Temperaturen und GRIPS 1 Messungen über dem Hohenpeißenberg im Zeitraum vom 15.10.2003 bis 26.02.2004.	104
<b>Abb. 6.9:</b>	Vergleich von SCIAMACHY OH*-Temperaturen und GRIPS 2 Messungen über Wuppertal im Zeitraum Januar-März 2003 und Winter 2003/2004.	104
<b>Abb. 6.10:</b>	Vergleich von OH*-Temperaturen von GRIPS 3 und SCIAMACHY Messungen am 01.03.2006.	105
<b>Abb. 6.11:</b>	Vergleich von SCIAMACHY OH*-Temperaturen und schiffsgestützten Messungen von GRIPS 4 während der „Polarstern“-Fahrt. Die GRIPS 4 Messungen stellen (a) Einstundenmittel um die SCIAMACHY Überflugszeit herum und (b) Nachtmittelwerte dar.	106
<b>Abb. 6.12:</b>	Wavelet Spektrogramme der OH*-Temperaturfluktuationen für die Jahre 1988, 1996 und 2001, jeweils vor und nach der Signifikanzprüfung.	108
<b>Abb. 6.13:</b>	Wavelet Spektrogramm der OH*-Temperaturfluktuationen von 3 bis 20 Tagen Periodendauern für 1995 über Wuppertal.	109
<b>Abb. 6.14:</b>	Amplituden der 16-Tage Welle im zonalen Wind in 88 km Höhe für das Jahr 1995, gemessen mit einem MF Radar über Saskatoon.	109
<b>Abb. 6.15:</b>	Klimatologie der Auftretenshäufigkeiten kurzperiodischer Schwingungen von 3 bis 20 Tagen Periodendauer.	110
<b>Abb. 6.16:</b>	Monatsmittel der spektralen Intensitäten – über die Jahre 1983 bis 1995 gemittelt – der täglich vorherrschenden Windanalysen der Collm Messungen.	111
<b>Abb. 6.17:</b>	Zeitliche Entwicklung der Jahresmittel der Standardabweichungen der OH*-Temperaturresiduen von 1981 bis 2005 über Wuppertal. Die orange Kurve zeigt (a) die Jahresmittel des solaren 10,7 cm Flusses und (b) die Jahresmittel der solaren Magnetfeldstärke.	115
<b>Abb. 6.18:</b>	Wavelet-Spektrogramm der OH*-Temperaturfluktuationen für die Periodendauern von 3 bis 20 Tagen für (a) 1995 und (b) 1996. Gezeigt sind ausschließlich statistisch signifikante spektrale Intensitäten.	116
<b>Abb. 6.19:</b>	Zeitliche Entwicklung der über ein Jahr sowie über alle Schwingungen (3 bis 20 Tagen) aufintegrierten statistisch signifikanten spektralen Wavelet-Intensitäten, des 22-Jahreszyklus der Sonne sowie des solaren 10,7 cm Fluss.	117
<b>Abb. 6.20:</b>	Zeitliche Entwicklung der Änderung der Tageslänge der Erde von 1973-2005, der solaren Magnetfeldstärke von 1977-2005 sowie (a) des Jahresmittels der Standardabweichungen der OH*-Temperaturfluktuationen von 1981 bis 2005, (b) der über jedes Jahr und alle Schwingungen von 3 bis 20 Tagen aufintegrierten statistisch signifikanten spektralen Wavelet-Intensitäten von 1981-2005.	120

---

<b>Abb. 6.21:</b> Maximum Entropie Powerspektrum <b>(a)</b> der Änderung der Tageslänge der Erde, <b>(b)</b> des 22-jährigen solaren Hale-Zyklus und <b>(c)</b> der Standardabweichungen der OH*-Temperaturfluktuationen.	121
<b>Abb. 6.22:</b> Wavelet-Spektrogramm der OH*-Temperaturfluktuationen im Zeitraum von 1987 bis 2005 für die Periodendauern von 3 bis 40 Tagen. Gezeigt sind ausschließlich statistisch signifikante spektrale Intensitäten.	123
<b>Abb. 6.23:</b> Rotationsgeschwindigkeit der Sonne, wie sie aus der Bewegung von Sonnenflecken bzw. mit Hilfe des Doppler-Effektes gemessen wird.	123
<b>Abb. 6.24:</b> Zeitliche Entwicklung der Jahresmittel der statistisch signifikanten spektralen Wavelet-Intensitäten für die Periodendauer von <b>(a)</b> 27 Tagen, <b>(b)</b> 29 Tagen und <b>(c)</b> 35 Tagen, jeweils mit Fitkurve.	124
<b>Abb. 6.25:</b> Schematische Darstellung der Verteilung der Sonnenflecken über die heliographischen Breiten als Funktion der Zeit. <b>(a)</b> Fiktive Darstellung von Sonnenflecken (bzw. eines Sonnenflecks), die (der) auf einer Linie wandern (wandert). <b>(b)</b> Realistische Darstellung der Verteilung der Sonnenflecken.	125
<b>Abb. 6.26:</b> Phasen der Fitkurven der Jahresmittel der statistisch signifikanten spektralen Wavelet-Intensitäten für die Periodendauern von 27 bis 31 Tagen.	125
<b>Abb. 6.27:</b> Differenzen der aufintegrierten statistisch signifikanten spektralen Wavelet-Intensitäten über ein Jahr und über alle Schwingungen von 3 bis 20 Tagen, dargestellt in Prozent.	127
<b>Abb. 6.28:</b> Monatlich gemittelte zonale Windströmung über Singapur bei 30 hPa.	127
<b>Abb. 6.29:</b> Schematische Darstellung des Zusammenhangs zwischen der Windrichtung der QBO und der Stärke der Aktivität planetarer Wellen.	128
<b>Abb. 6.30:</b> Gegenwärtige Standorte der GRIPS-Systeme: GRIPS 1 am Hohenpeißenberg, GRIPS 2 in Wuppertal, GRIPS 3 im Schneefernerhaus und GRIPS 4 in Oberpfaffenhofen.	130
<b>Abb. 6.31:</b> OH*-Temperaturen, gemessen mit <b>(a)</b> GRIPS 3 im Schneefernerhaus, <b>(b)</b> GRIPS 1 am Hohenpeißenberg während der Nacht zum 28.06.2005.	131
<b>Abb. 6.32:</b> Fitkurven der gleitenden Mittel der OH*-Temperaturen, wie sie mit GRIPS 3 im Schneefernerhaus und GRIPS 1 am Hohenpeißenberg während der Nacht zum 28.06.2005 gemessen wurden.	131
<b>Abb. 6.33:</b> Fitkurven der gleitenden Mittel der OH*-Temperaturen, wie sie mit GRIPS 2 in Wuppertal und GRIPS 1 am Hohenpeißenberg während der Nacht zum 18.09.2004 gemessen wurden.	133
<b>Abb. 6.34:</b> Bodennahe Druckverteilung über Europa und dem Nordatlantik am 18.09.2004 um 00:00 UTC.	133

---

<b>Abb. 6.35:</b> Schwerewellenmuster in Wasserdampf Wolken in der unteren Troposphäre, sichtbar als Rippenmuster. Das Foto wurde von Bord der „Polarstern“ im Golf von Biskaya am 16.10.2005 um ca. 16:00 UTC in Blickrichtung 280° aufgenommen.	134
<b>Abb. 6.36:</b> Quicklook-Bild, aufgenommen mit Terra-MODIS am 16.10.2005, 12:39 UTC.	135
<b>Abb. 6.37:</b> Schwerewellen über Großbritannien und Irland, aufgenommen von dem Sensor AVHRR auf NOAA-17 am 15.10.2005 um 11:41 UTC bzw. am 16.10.2005 um 11:18 UTC.	135
<b>Abb. 6.38:</b> (a) Temperaturprofile, (b) Windprofile, (c) Ozonprofile, gemessen von Radio- bzw. Ozonsonden, die von Bord der „Polarstern“ am 15.10.2005, 11:33 UTC bei 49,8°N/3,6°W bzw. am 16.10.2005, 11:17 UTC bei 47,0°N/5,5°W gestartet wurden. (d) Maximum Entropie Powerspektren des Temperaturprofils, des Windprofils sowie des Ozonprofils, jeweils vom 15.10.2005.	136
<b>Abb. 6.39:</b> OH*-Temperaturen, gemessen von GRIPS 4 während ANT XXIII/1 in der Nacht vom 15.10. zum 16.10.2005.	137
<b>Abb. 6.40:</b> Schematische Darstellung einer punktförmigen Schwerewellenquelle in der Troposphäre, die wellenförmige Strukturen in der Airglow-Schicht erzeugen können.	138
<b>Abb. 6.41:</b> Ausschnitt des Kurses des Forschungsschiffes „Polarstern“ (Expedition ANT XXIII/1) vom 14.10.2005 bis zum 22.10.2005.	139
<b>Abb. 6.42:</b> Laufende Schallwelle in einem Rohr.	141
<b>Abb. 6.43:</b> Typisches Szenarium eines nahe an der Küste erzeugten Tsunamieignisses am Beispiel des Sumatra-Andamanen-Bebens vom 26.12.2004.	144
<b>Abb. 6.44:</b> Zeitliche Entwicklung der OH*-Temperatur während der Nacht vom 17.10. zum 18.10.2003 über dem Hohenpeißenberg, wie sie mit dem GRIPS 1 Spektrometer gemessen wurde.	145
<b>Abb. 6.45:</b> Schema des Mustererkennungsverfahrens zur Warnung vor möglichen Naturgefahren.	149
<b>Abb. A.2.1:</b> Das GRIPS 3 Instrument in der Umweltforschungsstation Schneefernerhaus (UFS).	159
<b>Abb. A.2.2:</b> Schematische Darstellung des Gesichtsfeldes der GRIPS-Spektrometer.	160



## Tabellenverzeichnis

<b>Tab. 2.1:</b>	Übersicht über einige, aus unterschiedlichen Referenzen zusammengestellten Rotationsraten der Sonne an verschiedenen heliographischen Breiten.	42
<b>Tab. 3.1:</b>	Quantenmechanische Größen der OH*(X <sup>2</sup> Π)-Übergänge, Übergänge von Vibrationsniveau v' = 3 nach v'' = 1.	52
<b>Tab. 3.2:</b>	Linien des Cadmiums im Wellenlängenbereich von 1390 bis 1600 nm.	69
<b>Tab. 6.1:</b>	Periodendauern der verschiedenen laufenden planetaren Wellen.	111
<b>Tab. 6.2:</b>	Statistisch signifikante Wavelet-Intensitätswerte für die Jahre 1987 bis 2005 in Prozent.	126
<b>Tab. A.1.1:</b>	Temperaturtrends in der Mesopausenregion (80-100 km) an unterschiedlichen geographischen Breiten, zusammengestellt aus verschiedenen Referenzen.	157
<b>Tab. A.2.1:</b>	Technische Daten der OH*-Spektrometer GRIPS 1 bis 4.	160
<b>Tab. A.2.2:</b>	Erklärte Varianzen der jährlichen OH*-Temperatur-Nachtmittelwerte über Wuppertal von 1981 bis 2005.	161
<b>Tab. A.2.3:</b>	Messtage in den Monaten von Juli 1987 bis Dezember 2005 über Wuppertal.	162
<b>Tab. A.2.4:</b>	Messtage in den Monaten von Oktober 2003 bis Dezember 2007 über dem Hohenpeißenberg.	162
<b>Tab. A.5.1:</b>	Höhe des Dichtemaximums der OH*-Schicht, zusammengestellt aus verschiedenen Referenzen.	168
<b>Tab. A.6.1:</b>	Amplitude, Phase und erklärte Varianz der mittels der Harmonischen Analyse angepassten Schwingung von 11 Jahren an die jeweilige Zeitreihe der Jahresmittel der Wavelet-Intensitäten für alle Periodendauern von 3 bis 40 Tagen.	174





## Abkürzungsverzeichnis

ACE-FTS	Atmospheric Chemistry Experiment - Fourier Transform Spectrometer
A-D-Wandlerkarte	Analog-Digital-Wandlerkarte
AE-E	Atmosphere Explorer E Satellite
AR	autoregressiv
AVHRR	Advanced Very High Resolution Radiometer
AWI	Alfred-Wegener-Institut
BayStMUGV	Bayerisches Ministerium für Umwelt, Gesundheit und Verbraucherschutz
BGR	Bundesanstalt für Geowissenschaften und Rohstoffe
BMBF	Bundesministerium für Bildung und Forschung
CAWSES	Climate and Weather of the Sun Earth System
CIRA	COSPAR International Reference Atmosphere
CONICET	Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas
COSPAR	Committee on Space Research
CTBTO	Preparatory Commission for the Comprehensive Nuclear-Test-Ban Treaty Organization
dB	Dezibel
DFD	Deutsches Fernerkundungsdatenzentrum
DFG	Deutsche Forschungsgemeinschaft
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
DYANA	Dynamics Adapted Network for the Atmosphere
ENSO	El Niño Southern Oscillation
ENVISAT	Environment Satellite
ESA	European Space Agency
GAW	Global Atmosphere Watch Program
GITEWS	German Indonesian Tsunami Early Warning System
GRIPS	Ground-based Infrared P-branch Spectrometer
GPS	Global Positioning System
GTS	Global Telecommunication System
HAMMONIA	Hamburg Model of the Neutral and Ionized Atmosphere
HRDI	High Resolution Doppler Imager
IERS	International Earth Rotation and Reference Systems Service
IMS	International Monitoring System
IPCC	Intergovernmental Panel on Climate Change
IR	Infrarot
ISS	International Space Station
LIDAR	Light Detection and Ranging
LN <sub>2</sub>	flüssiger Stickstoff
LOD	Length of Day

LTG	Lokales thermodynamisches Gleichgewicht (engl.: local thermodynamic equilibrium (LTE))
MAC/SINE	Middle Atmosphere Co-operation/Summer in Northern Europe Campaign
MEM	Maximum Entropie Methode
MIPAS	Michelson Interferometer for Passive Atmospheric Sounding
MLT	Mesosphere/Lower Thermosphere region
MODIS	Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer
MSFC	Marshall Space Flight Center der NASA
MSISE	Model based on satellite mass spectrometer and ground-based incoherent scatter data
MU Radar	Middle and Upper atmosphere Radar
NASA	National Aeronautics and Space Administration
NDACC	Network for the Detection of Atmospheric Composition Change
NDMC	Network for the Detection of Mesopause Change
NGDC	National Geophysical Data Center, Boulder, USA
NIR	Naher Infraroter Wellenlängenbereich
N-LTG	Nicht-lokales thermodynamisches Gleichgewicht (engl.: non-local thermodynamic equilibrium (N-LTE))
NOAA	National Oceanic and Atmospheric Administration
OH*	angeregtes Hydroxyl-Molekül
QBO	Quasi-Biennial Oscillation
RV	Research Vessel
SABER	Sounding the Atmosphere using Broadband Emission Radiometry
SCIAMACHY	Scanning Imaging Absorption Spectrometer for Atmospheric Chartography
SciLoV	Long term validation of SCIAMACHY data
SCISAT-1	First Canadian Science Satellite
SCOSTEP	Scientific Committee on Solar Terrestrial Physics
SME	Solar Mesosphere Explorer
SMLTM	Global Spectral Mesosphere/Lower Thermosphere Model
TIMED	Thermosphere Ionosphere Mesosphere Energetics and Dynamics
TIROS	Television Infrared Observation Satellite
UARS	Upper Atmosphere Research Satellite
UFS	Umweltforschungsstation Schneefernerhaus
UTC	Universal Time Coordinated
UV	Ultra Violet
VAE	Visible Airglow Experiment
VLF	Very-Low-Frequency
WDC-RSAT	World Data Center for Remote Sensing of the Atmosphere
WINDII	Wind Imaging Interferometer
WIS	WMO Information System
WMO	World Meteorological Organization





# 1 Einleitung

Der Klimawandel, der zumindest zum Teil der Zunahme von Kohlendioxid (CO<sub>2</sub>) und anderen atmosphärischen Treibhausgasen wie z.B. Methan (CH<sub>4</sub>) oder Wasserdampf (H<sub>2</sub>O) in der Atmosphäre zugeschrieben wird, ist eines der schwerwiegendsten Umweltprobleme unserer heutigen Zeit. Laut des im Frühjahr 2007 veröffentlichten 4. Sachstandsberichtes des „Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC)<sup>1</sup>“ ist die globale Oberflächentemperatur in den letzten 100 Jahren um 0,74°C gestiegen, wobei 11 der letzten 12 Jahre (1995-2006) die wärmsten seit Beginn der Beobachtungen waren. Klimamodellrechnungen berechneten für verschiedene Szenarien über zukünftige Emissionen mit unterschiedlichen Annahmen unter anderem zur Wirtschafts- und Bevölkerungsentwicklung eine geschätzte Erwärmung zwischen 1,1 - 6,4°C im Laufe des 21. Jahrhunderts (IPCC, 2007). Nach jüngsten Informationen des internationalen „Global Carbon Project<sup>2</sup>“ liegen die CO<sub>2</sub>-Emissionen inzwischen über dem pessimistischsten Wert, den der Weltklimarat in seinem Bericht angenommen hatte (Global Carbon Project, 2008). Spätestens mit der Veröffentlichung des IPCC-Berichts über den Zustand des Klimasystems rückte das Thema der globalen Klimaänderung wieder deutlich erkennbar in den Vordergrund. Die Politik ist bemüht um eine politische Gegensteuerung, die Medien betreiben vermehrt Informationspolitik, das Umweltbewusstsein in der Bevölkerung wächst zunehmend.

Verständlicherweise liegt der Fokus des allgemeinen Interesses vorwiegend auf der Erwärmung der Erdoberfläche und den damit verbundenen Auswirkungen auf die Troposphäre und deren unmittelbaren Folgen für den Menschen. Aber auch die Stratosphäre hat in den letzten Jahrzehnten aufgrund des Abbaus der Ozonschicht eine sehr hohe Beachtung gefunden. Ozon in der Atmosphäre schützt das menschliche Leben vor energiereicher solarer ultravioletter Strahlung durch Absorption eben dieser Strahlung. Um der Zerstörung der Ozonschicht entgegen zu wirken, wurde 1987 ein internationales Umweltabkommen in Montreal, Kanada, verabschiedet („Montreal-Protokoll“), worin sich die Unterzeichnerstaaten zur Reduzierung und schließlich zur vollständigen Abschaffung der Emission von Ozon zerstörenden Gasen in die Atmosphäre verpflichten. Ein umfangreicher Überblick über die Temperaturentwicklung in der Stratosphäre in den letzten Dekaden basierend auf Analysen von Messdaten von Radiosonden, Raketen, Lidar-Instrumenten und Satelliten sowie modellierten Daten wurde von Ramaswamy et al. (2001) veröffentlicht. Die Autoren berichten über eine generelle Abnahme der Temperatur über den gesamten Höhenbereich der Stratosphäre von etwa 16 bis 50 km Höhe, wobei diese Temperaturabnahme mit der Höhe zunimmt. Der Trend, wie er von den verschiedenen Datensätzen abgeleitet wurde, beträgt für den Höhenbereich von ca. 20 bis 35 km über die Zeitspanne von 1979 bis 1994 in den nördlichen mittleren Breiten

---

<sup>1</sup> <http://www.ipcc.ch>

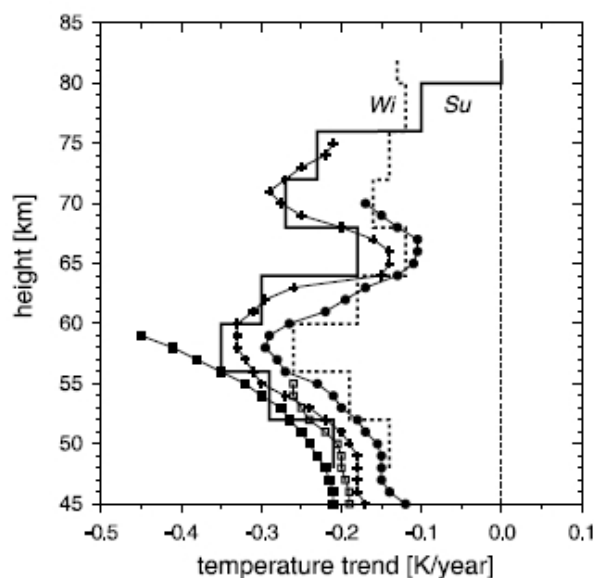
<sup>2</sup> <http://www.globalcarbonproject.org>

etwa  $-0,75$  K pro Dekade, in der Höhe der Stratopause (ca. 50 km Höhe) liegt er bei etwa  $-2,5$  K pro Dekade.

In der letzten Zeit wurde zunehmend erkannt, dass der Anstieg der atmosphärischen Treibhausgase an der Erdoberfläche nicht nur die Troposphäre und die Stratosphäre betrifft, sondern auch einen erheblichen Einfluss auf die Energiebilanz der Mesosphäre hat (z.B. Beig et al., 2003). Deshalb wurden in den letzten Jahren eine Reihe von Studien durchgeführt und über mögliche Langzeit-trends in der Temperatur in der Mesosphäre berichtet (siehe Abb. 1.1 und Abb. 1.2). Die erhöhte Aufmerksamkeit für diesen Höhenbereich der Atmosphäre in den letzten Jahren rührt aber auch daher, dass erkannt wurde, dass die Mesosphäre der vermutlich empfindlichste Bereich der gesamten Atmosphäre im Hinblick auf die Identifizierung langzeitlicher Klimaänderungen ist (z.B. Berger, 2005; Thomas, 1996; Portmann et al., 1995). Klimasignale sollten hier sehr viel ausgeprägter sein und damit vermutlich einfacher und in kürzerer Zeit statistisch signifikant nachgewiesen werden können als im Bereich der Stratosphäre oder gar der Troposphäre, die hochgradig durch Turbulenz und komplexe chemische Prozesse charakterisiert ist. Der Grund hierfür ist, dass im Bereich der Mesosphäre die Luftdichte um etwa fünf bis sechs Größenordnungen geringer ist als am Erdboden. Hinzu kommt, dass in diesem Höhenbereich die Kühlung durch Abstrahlung von Wärme insbesondere durch  $\text{CO}_2$  besonders effektiv ist, was erstmalig von Roble und Dickinson (1989) mittels Modellrechnungen vorhergesagt wurde. Die Mesosphäre wird daher zunehmend als Frühindikator für Klimasignale betrachtet. In den letzten zwei Jahrzehnten haben Forschungsergebnisse die Bedeutung dieser Höhenregion auch für das Verständnis der Erdatmosphäre bzw. des Erdsystems als Ganzes aufgezeigt (z.B. Shepherd et al., 2002; Johnson und Killeen, 1995). So ist heute bekannt, dass sich in dieser Schicht wesentliche Prozesse etwa für die Energiebilanz der Atmosphäre insgesamt und ihre globale Zirkulationsstruktur abspielen. Darüber hinaus kommt hier auch dem Einfluss der solaren Einstrahlung sowie den Kopplungsmechanismen mit den unteren Atmosphärenschichten eine große Bedeutung zu.

Die Dichte der Messungen in der Mesosphäre ist allerdings keinesfalls vergleichbar mit der für die Beobachtung etwa der Stratosphäre oder gar der Troposphäre. Routinemessungen in der Mesosphäre sind nach wie vor sehr begrenzt. Der Grund hierfür liegt hauptsächlich daran, dass diese Region der Atmosphäre messtechnisch nach wie vor nur schwer zugänglich ist. Flugzeuge oder Ballone erreichen diesen Höhenbereich nicht. Die Interpretation von satellitenbasierten Messungen der Strahlung ist hier sehr delikat, da nicht mehr unbedingt die Annahme des so genannten „lokalen thermodynamischen Gleichgewichts (LTG)“ gilt, das die gemessene Strahlungstemperatur in ein einfaches Verhältnis zur gaskinetischen Temperatur setzt. Hochkomplexe Auswerte- und Retrievalverfahren sind deshalb einzusetzen, um belastbare Messungen der Temperatur zu ermöglichen (z.B. Wintersteiner et al., 1992). Zum Einsatz kommen deswegen im Wesentlichen Raketen getragene Instrumente, bodengebundene leistungsstarke Lidar-Geräte, Radarmethoden und Spektrometer.

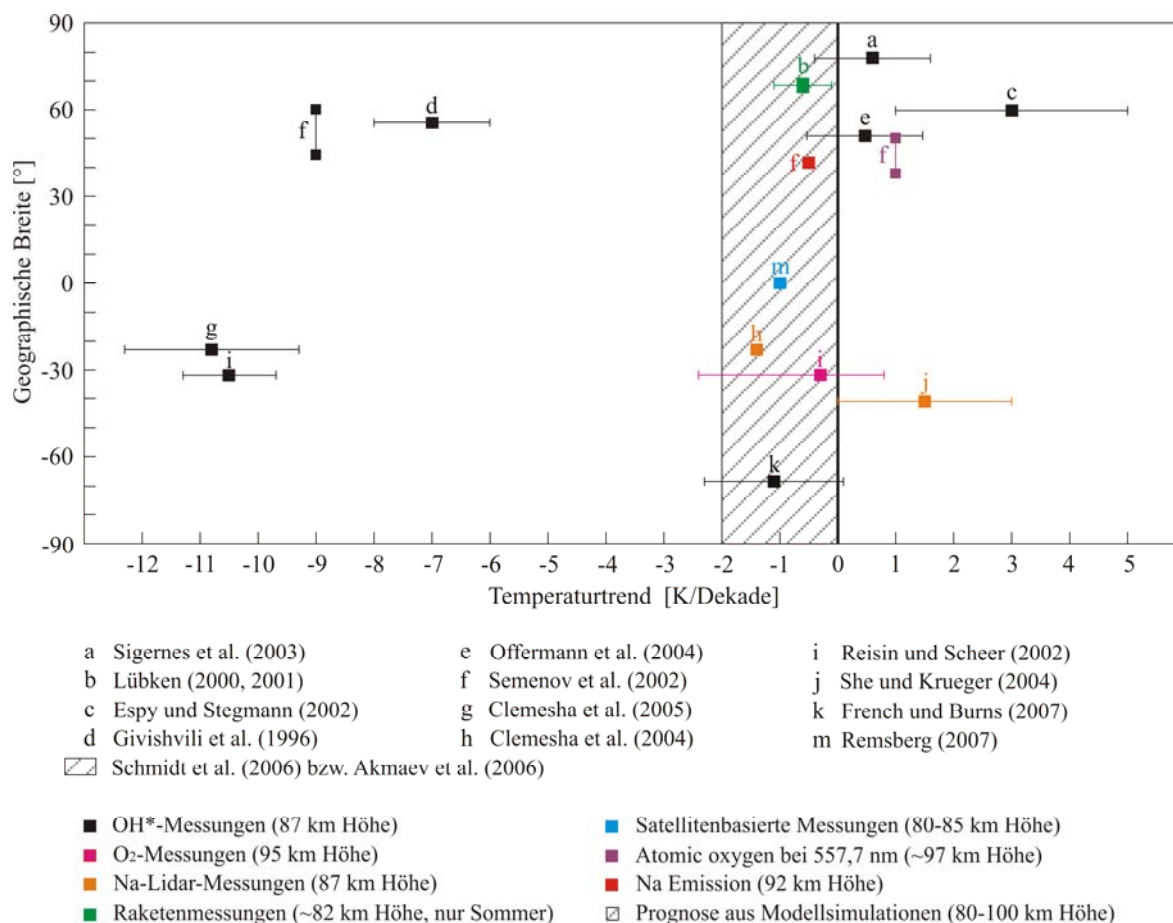
Während die Zunahme der atmosphärischen Treibhausgase, insbesondere die des  $\text{CO}_2$ -Gehaltes, zu einer Temperaturzunahme in der Troposphäre führt, äußert sie sich in der Stratosphäre – wie oben bereits dargestellt – und in der Mesosphäre in Form von Abkühlung, da  $\text{CO}_2$  Infrarotstrahlung in den Weltraum abgibt und damit der Hauptprozess für die Wärmeabgabe für diesen Bereich darstellt. Verschiedenartige Langzeitmessungen, so z.B. aus Rayleigh-Lidar-Temperaturmessungen, aus Raketenmessungen oder aus Messungen der Reflektionshöhe von VLF-Radarwellen zeigen über den gesamten Höhenbereich der Mesosphäre einen negativen Temperaturtrend, der bis etwa 60 km mit der Höhe zu- und darüber wieder abnimmt. Die maximalen Werte bei ca. 60 km liegen im Mittel zwischen ca.  $-2,5$  bis ca.  $-4,5$  K pro Dekade (Bremer und Berger, 2002; Abb. 1.1).



**Abb. 1.1:** Temperaturtrends [K/Jahr] in der Mesosphäre als Funktion der Höhe, abgeleitet aus jahresgemittelten Lidar-Temperaturmessungen (Kreis-Symbole) in Frankreich ( $44^\circ\text{N}$ ), aus an verschiedenen Orten ( $8,6^\circ\text{S}$ - $37,5^\circ\text{N}$ ) durchgeführten jährlich gemittelten Raketenmessungen (Kreuz-Symbole bzw. Rechtecks-Symbole) sowie aus Messungen der Reflektionshöhe von VLF-Radarwellen (164 kHz) (stufenförmige gestrichelte Linie: Winterprofil, stufenförmige durchgezogene Linie: Sommerprofil) über Kühlungsborn ( $50,7^\circ\text{N}$ ) (Bremer und Berger, 2002).

An der oberen Grenze der Mesosphäre, der Mesopausenregion (80-100 km Höhe), weist – im Gegensatz zur Mesosphäre – die Mehrzahl der weltweiten Messungen keinen signifikanten Temperaturtrend auf. Es gibt jedoch ein paar Messstationen, die deutliche Abweichungen vom Null-Trend zeigen. In Südamerika beispielsweise wird in Langzeitreihen der Mesopausentemperatur ein starker Temperaturtrend von bis zu  $-11$  K pro Dekade beobachtet (Clemesha et al., 2005; Reisin und Scheer, 2002). Auch Semenov et al. (2002) berichten von einer deutlichen Abkühlung in den letzten Jahrzehnten von  $-9$  K pro Dekade für verschiedene geographische Breiten zwischen ca.  $40^\circ\text{N}$  und ca.  $60^\circ\text{N}$ . Über Russland wurde für die Jahre 1957 bis 1992 ein negativer Trend von  $-7$  K/Dekade beobachtet (Givishvili et al., 1996). Abb. 1.2 gibt einen Überblick über die weltweit beobachteten Temperaturtrends in der Mesopausenregion abgeleitet aus Messungen verschiedener

Messtechniken, zusammengeführt aus verschiedenen Referenzen (siehe hierzu Tab. A.1.1 im Anhang A1).



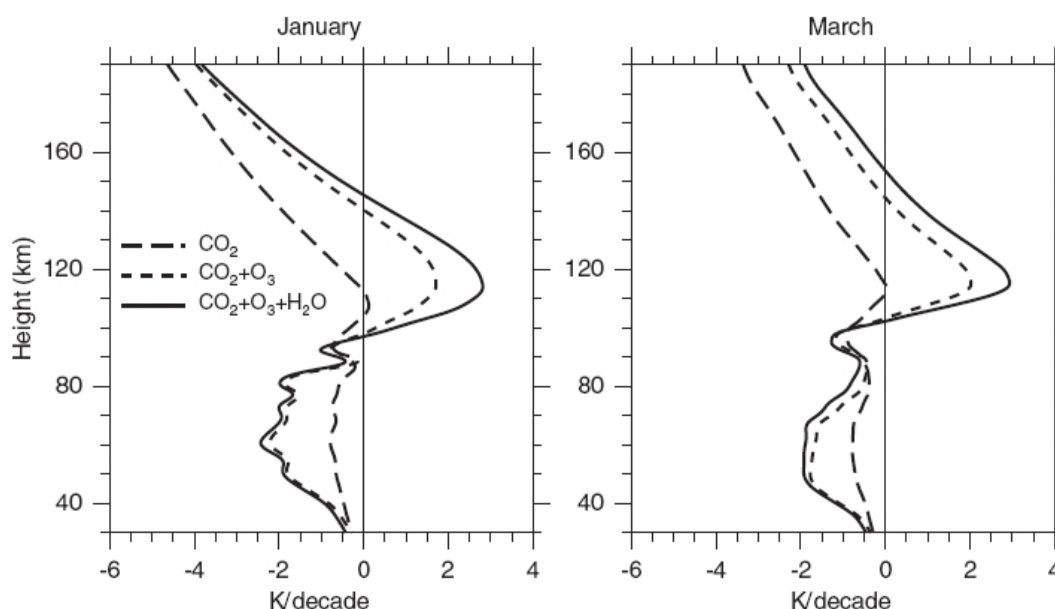
**Abb. 1.2:** Temperaturtrends in der Mesopausenregion (80-100 km) an unterschiedlichen geographischen Breiten, zusammengestellt aus verschiedenen Referenzen (siehe hierzu Tab A.1.1 im Anhang A1).

Es werden jedoch ausgeprägte jahreszeitliche Strukturen der Temperaturänderung basierend auf monatlichen Analysen beobachtet (Offermann et al., 2004; Espy und Stegman, 2002; Semenov et al., 2002). Zum Beispiel berichten Offermann et al. (2004) aus Messungen über Wuppertal (51,3°N, 7,2°O) über einen positiven Trend von ca. 0,2 K pro Jahr im Juni, einen negativen Trend im September (ca. -0,1 K/Jahr) und einen schwachen positiven Trend (ca. 0,07 K/Jahr) im Januar über die Jahre 1982 bis 2002; im Jahresmittel ergibt sich damit kein signifikanter Trend von  $0,046 \pm 0,1$  K pro Jahr. Messungen von Espy und Stegman (2002) zeigen für Stockholm (59,5°N, 18,2°O) über den Zeitraum von 1991-1998 einen mittleren jährlichen Trend von  $0,3 \pm 0,2$  K/Jahr mit einem ebenfalls negativen Trend im September und einem starken positiven Trend im Januar.

Es gibt derzeit immer noch sehr wenige Modelle, die den Höhenbereich der mittleren und oberen Atmosphäre adressieren. Neueste Modellrechnungen – beispielsweise des drei-dimensionalen „Global Spectral Mesosphere/Lower Thermosphere (SMLTM)-Modell“ (Akmaev et al., 2006), das



über einen Höhenbereich von der Troposphäre bis 200 km reicht, oder des drei-dimensionalen globalen „Hamburg Model of the Neutral and Ionized Atmosphere (HAMMONIA)“ (Schmidt et al., 2006), das sich über einen Höhenbereich von 0-250 km erstreckt – bestätigen die beobachtete Abnahme der Temperatur in der Mesosphäre. Jedoch ist der modellierte negative Temperaturtrend etwas geringer. Nach Akmaev et al. (2006) schwanken die global gemittelten Trendwerte zwischen etwa -0,5 bis -2 K pro Dekade, abhängig davon, ob ausschließlich die  $\text{CO}_2$ -Zunahme oder auch die  $\text{H}_2\text{O}$ -Zunahme und die Zunahme des Ozonabbaus in den Simulationen berücksichtigt werden (Abb. 1.3). Für die Mesopausenregion (80-100 km) berechnet beispielsweise das SMLTM-Modell im Mittel einen schwachen negativen bis keinen signifikanten Temperaturtrend (von 0 bis zu -2 K/Dekade), wobei die verschiedenen modellierten Szenarien basierend auf einer Zunahme des  $\text{CO}_2$ -Gehalts bzw. einer zusätzliche Berücksichtigung der Zunahme des Wasserdampfgehaltes und der Zunahme des Ozonabbaus zu ähnlichen Ergebnisse führen (Akmaev et al., 2006; Abb. 1.3). Das HAMMONIA-Modell berechnet Temperaturtrends von etwa -0,5 bis -2 K/Dekade basierend auf dem Ansatz der Verdopplung des  $\text{CO}_2$ -Gehaltes (Schmidt et al., 2006). Die Modellergebnisse aus den genannten Modellen liegen demnach in demselben Bereich wie die beobachteten Temperaturtrends. Die oben beschriebenen starken jahreszeitlichen Unterschiede in den gemessenen Temperaturtrends für die Mesopausenregion werden von den Modellen ebenfalls bestätigt (Akmaev, 2002). Modellrechnungen zufolge gibt es darüber hinaus auch eine breitenabhängige Struktur der Temperaturänderung (stärkere Trends auf der Nordhalbkugel, schwächere Trends auf der Südhalbkugel) (Schmidt et al., 2006), die jedoch mit den Messungen nicht verträglich sind.



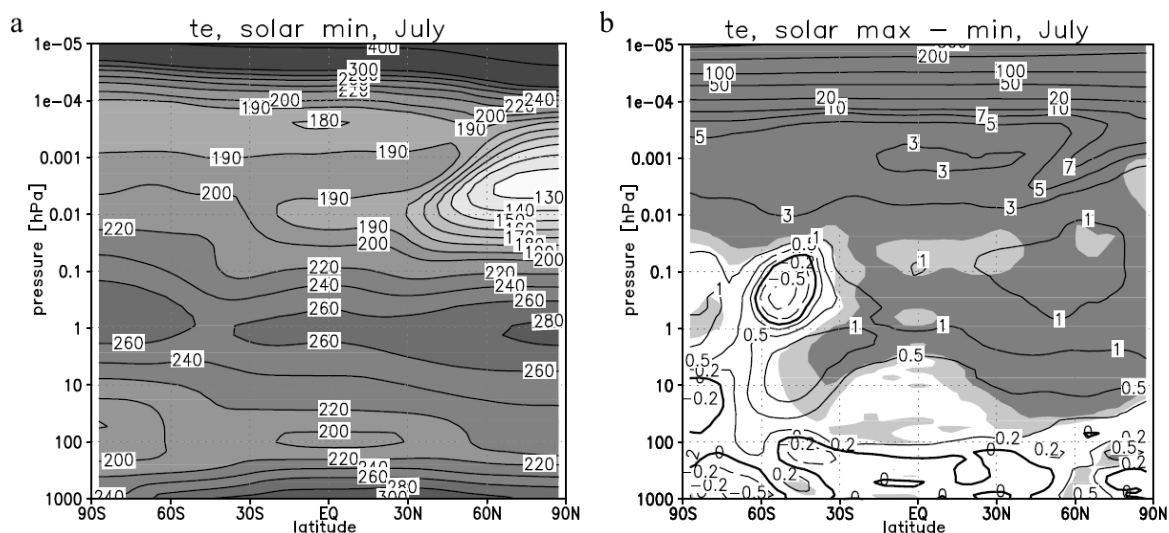
**Abb. 1.3:** Global gemittelter Temperaturtrend als Funktion der Höhe für drei verschiedene Szenarien:  $\text{CO}_2$ -Zunahme (lang gestrichelte Linie),  $\text{CO}_2$ -Zunahme kombiniert mit einer Zunahme des Ozonabbaus (kurz gestrichelte Linie), sowie  $\text{CO}_2$ -Zunahme kombiniert mit einer  $\text{H}_2\text{O}$ -Zunahme und einer Zunahme des Ozonabbaus (durchgezogene Linie), jeweils für Januar und März. Modellrechnungen wurden mit dem SMLTM-Modell durchgeführt (Akmaev et al., 2006).

Die starke Abkühlung in der mittleren Atmosphäre führt – Modellrechnungen zufolge (z.B. Schmidt et al., 2006; Jonsson et al., 2004) – zu einer Kontraktion der Atmosphäre, was eine nach unten gerichtete Verschiebung der konstanten Druckniveaus zur Folge hat. Das bedeutet, dass sich die Dichte in der mittleren Atmosphäre erhöht. Diese Verdichtung der Atmosphäre ist bei dem Szenario der CO<sub>2</sub>-Verdopplung ab einer Höhe von etwa 30 hPa (ca. 24 km) in der Stratosphäre signifikant und erreicht in der Mesopausenregion (80-100 km) ca. 1-2 km.

Obwohl der direkte Einfluss der CO<sub>2</sub>-Zunahme auf die Strahlung der dominante Prozess für die Energiebilanz in den meisten Bereichen der mittleren Atmosphäre darstellt, sind auch dynamische Prozesse wie Schwerewellen von großer Bedeutung (z.B. Beig et al., 2003). Sie tragen wesentlich zur Kopplung verschiedener Stockwerke der Atmosphäre bei. Durch das Brechen von Schwerewellen und die damit verbundene Abgabe von Energie an die Umgebung kommt es zu lokalen Temperaturänderungen, die Liu et al. (2000) zufolge in der Mesopausenregion etwa  $\pm 10$  K pro Stunde (simuliert für Januarbedingungen bei 39°N) betragen können. Die brechenden Schwerewellen haben zudem einen direkten Einfluss auf die globalen Zirkulationsmuster. In den gegenwärtigen Modellen ist die Wirkung von Schwerewellen aufgrund ihrer hohen Komplexität der mit ihnen verbundenen Prozesse meist nur in Form vereinfachender Parametrisierungen enthalten (z.B. Schmidt et al., 2006). Auch stehen Informationen über die Strukturfunktionen von Schwerewellen aus Beobachtungen derzeit noch nicht ausreichend für die Modelle zur Verfügung. Hinzu kommt, dass aufgrund der häufig relativ groben räumlichen Auflösung der Klimamodelle die räumlich sehr kleinskaligen Schwerewellen nicht aufgelöst werden können. Um jedoch belastbare Prognosen über Temperaturveränderungen in der mittleren Atmosphäre treffen zu können, ist eine möglichst realistische Modellierung der großräumigen Zirkulationssysteme notwendig und das beinhaltet auch eine möglichst realistische Berücksichtigung der Schwerewellen.

Abschließend wird darauf hingewiesen, dass bei der Analyse von Klimaschwankungen in der Atmosphäre die Wechselwirkung zwischen der Sonne und der Erde berücksichtigt werden muss. Die Variabilität der Sonnenaktivität und ihr Einfluss auf die Erdatmosphäre sind trotz umfassender Untersuchungen in den letzten Jahrzehnten nach wie vor ein aktuelles Forschungsthema und gegenwärtig noch immer nicht sehr gut verstanden. Erst wenn der natürliche Anteil an den Klimaveränderungen ausreichend quantifiziert werden kann, ist es möglich, eine verlässliche Aussage darüber zu treffen, wie stark der anthropogene Einfluss auf das Klima und die Temperaturänderungen in der Atmosphäre ist. Zur Ableitung realistischer Langzeittrends in der Temperatur sollte daher der mögliche Einfluss der Sonnenaktivität bestimmt und aus den Messreihen herausgefiltert werden. Für die Mesopausenregion beispielsweise weisen die meisten Analysen eine Abhängigkeit vom 11-jährigen Sonnenzyklus im Bereich von bis zu etwa 7 K pro Zyklus auf, andere wiederum zeigen keine signifikante Reaktion der Temperaturzeitreihen auf die Sonnenaktivität. Einen Überblick über diese Studien findet man z.B. bei Beig et al. (2003). Der Effekt der zeitlich variierenden Sonnenaktivität auf die Temperatur wird auch von Modellen simuliert. Neueste Modellrechnungen von Schmidt et al. (2006) zeigen in der Mesosphäre eine sehr schwache Abhängigkeit der Temperatur vom 11-Jahreszyklus der Sonne, die mit der Höhe jedoch zunimmt. In der Mesopausenregion

(80-100 km) ergibt sich für Sommerbedingungen ein Unterschied in der zonal gemittelten Temperatur zwischen einem solaren Minimum und Maximum von 2 und 10 K, mit zunehmenden Werten hin zu höheren geographischen Breiten und hin zum Sommerpol (Abb. 1.4). Damit liegen die Ergebnisse der Simulationen im selben Bereich wie die der beobachteten Analysen, wobei die durch die Simulationen gezeigten Unterschiede in der geographischen Breite von den Messungen nicht bestätigt werden. Bei der Interpretation der oben beschriebenen beobachteten Temperaturtrends muss daher – wie bereits erwähnt – der Einfluss der Sonnenaktivität beachtet werden.



**Abb. 1.4:** (a) Zonal gemittelte Temperaturen [in K, Graustufen], wie sie unter solaren Minimum-Bedingungen mit dem HAMMONIA-Modell für Juli berechnet wurden. (b) Unterschied der zonal gemittelten Temperaturen zwischen dem solaren Minimum und Maximum ( $te(solar\ max) - te(solar\ min)$ ). Die statistische Signifikanz ist in grau dargestellt, wobei dunkelgrau eine Signifikanz von größer als 99% und hellgrau >90% bedeutet (aus Schmidt et al., 2006).

Wie die vorangegangenen Ausführungen zeigen, ist das Ausmaß der Änderung der thermischen Struktur der Atmosphäre in der mittleren und oberen Atmosphäre sehr viel größer als in der unteren Atmosphäre. Im Gegensatz zu relativ moderaten Temperaturänderungen, die nach Modellvorhersagen in der unteren Atmosphäre erwartet werden, wird die mittlere Atmosphäre weitaus stärker auf diese Veränderungen reagieren. Die erwartete Abkühlung kann dabei unter Umständen zu erheblichen Veränderungen in der Struktur und der Zusammensetzung der mittleren Atmosphäre führen.

Die routinemäßige Vermessung des Airglow mit bodengebundenen Messinstrumenten ermöglicht die kontinuierliche Beobachtung der zeitlichen Entwicklung des Temperaturgefüges im Bereich der Mesopause über längere Zeiträume. Eine frühzeitige Identifikation von Klimavariabilitäten erlaubt Aufschlüsse über Änderungen des Klimas. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden zwei Messinstrumente GRIPS 3 und GRIPS 4 (Ground-based Infrared P-branch Spectrometer) zur Vermessung des Hydroxyl (OH<sup>\*</sup>)-Airglow konzipiert, aufgebaut, in Betrieb genommen und getestet, mit dem Ziel, die Temperatur in der Mesopausenregion kontinuierlich und routinemäßig jede Nacht zu beobachten. Auch werden Messzeitreihen der seit 1980 existierenden Spektrometer

GRIPS 1 und GRIPS 2 verwendet (siehe hierzu Kapitel 4). Die Messungen ermöglichen es, Aussagen über die Sonne-Erde-Wechselwirkung zu treffen und damit zur gegenwärtigen Diskussion über die Abschätzung solarer Einflüsse – und damit eine teilweise Diskriminierung natürlicher und anthropogener Effekte – auf die Klimavariabilität beizutragen. Es gibt beispielsweise Hinweise darauf, dass die Sonne auf die Dynamik der mittleren Atmosphäre wesentlich Einfluss nimmt (Höppner und Bittner, 2007). Auch kann mittels der Infrarot-Spektrometer die kleinskalige Dynamik in der Mesopausenregion beobachtet werden, mit dem Ziel, mögliche Beiträge zur Verbesserung der Prognosefähigkeit von Klimamodellen zu leisten. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden hierzu insbesondere Schwerewellen untersucht. Eine weitere Aufgabe der Spektrometer ist ferner die Validierung satellitenbasierter Temperaturmessungen in der Mesopausenregion.

Das Infrarot-Spektrometer GRIPS 3, das im Auftrag des Bayerischen Ministeriums für Umwelt, Gesundheit und Verbraucherschutz (BayStMUGV) aufgebaut wurde und seitdem vom Deutschen Fernerkundungsdatenzentrum des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt (DLR-DFD) betrieben wird, ist seit Frühjahr 2005 in der Umweltforschungsstation Schneefernerhaus (UFS) auf der Zugspitze (47,5°N, 11,0°O) stationiert. Das Spektrometer GRIPS 4 ist für den mobilen Einsatz ausgelegt. Die erste Messkampagne mit GRIPS 4, unterstützt von der ESA<sup>3</sup>, wurde im Oktober/November 2005 an Bord des deutschen Forschungsschiffes „Polarstern“ von Bremerhaven (53,6°N, 8,6°O) nach Kapstadt (34,0°S, 18,5°O) durchgeführt, um den Breitengang der Mesopausentemperatur über verschiedene Klimazonen hinweg zu vermessen und damit Messungen des SCIAMACHY<sup>4</sup>-Instrumentes an Bord des europäischen Umweltsatelliten ENVISAT<sup>5</sup> über die verschiedenen Klimazonen hinweg zu validieren. GRIPS 3 und GRIPS 4 sind heute Teil des internationalen globalen Messnetzes „Network for the Detection of Mesopause Change (NDMC)“<sup>6</sup>, das insbesondere die langfristige Beobachtung und damit die frühzeitige Erkennung von Klimasignalen und Klimavariabilitäten zum Ziel hat. Darüber hinaus dient dieses Programm der Förderung der Kooperation der beteiligten Wissenschaftlergruppen und damit der gemeinsamen Untersuchung wissenschaftlicher Fragestellungen. Diesem Netzwerk gehören derzeit praktisch alle Forschungseinrichtungen weltweit an, die den Airglow in der Mesopausenregion mit bodengebundenen Systemen vermessen. Gegenwärtig sind 47 Messstationen aus 21 Nationen beteiligt (Abb. 1.5). Nach und nach sollen auch andere Messtechniken und andere Höhenbereiche in der Mesosphäre in das Messprogramm involviert werden. Das DLR-DFD nimmt gemeinsam mit der argentinischen Organisation CONICET<sup>7</sup> die Koordination von NDMC wahr. NDMC ist mit dem globalen Messnetz des „Global Atmosphere Watch“<sup>8</sup> (GAW)-Programms der Weltmeteorologischen Organisation (WMO), das hauptsächlich die Troposphäre adressiert, sowie mit dem internationalen „Network for

---

<sup>3</sup> European Space Agency

<sup>4</sup> Scanning Imaging Absorption spectroMeter for Atmospheric CHartographY

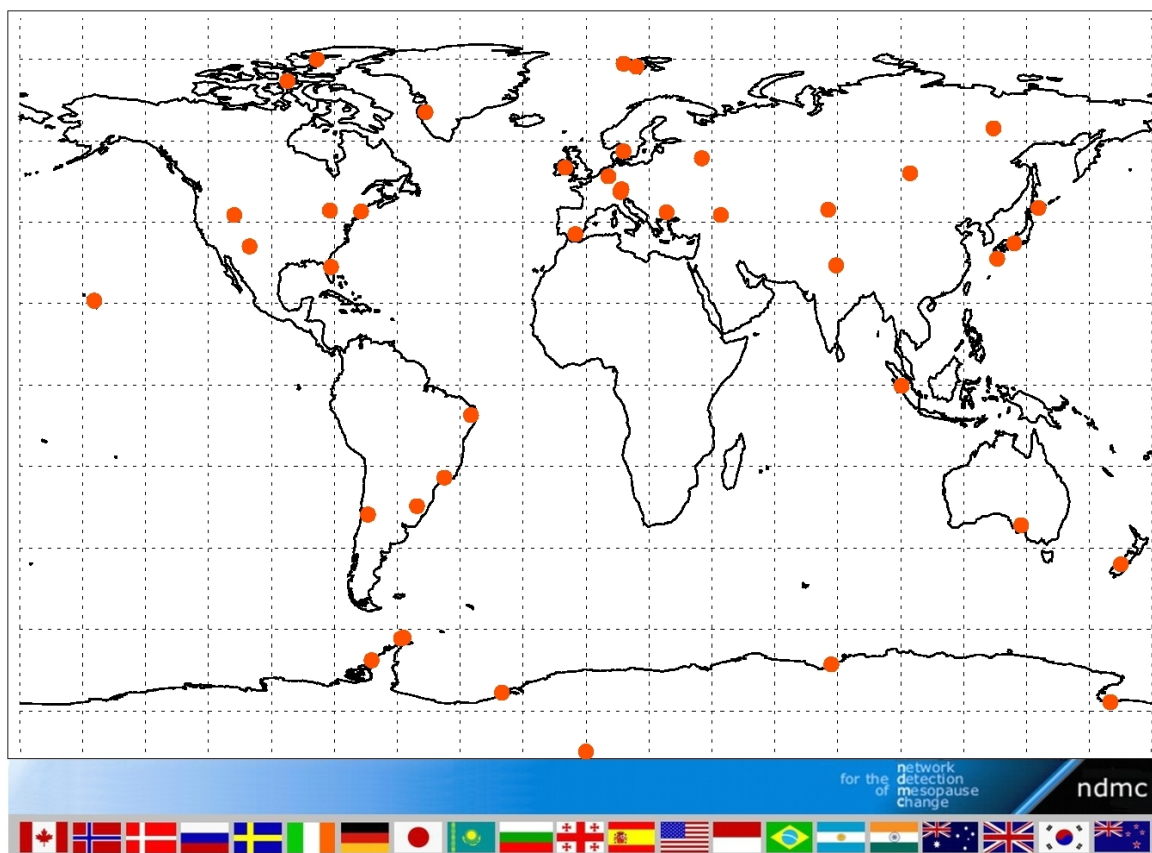
<sup>5</sup> Environment Satellite

<sup>6</sup> <http://wdc.dlr.de> → NDMC

<sup>7</sup> Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, <http://www.conicet.gov.ar/>

<sup>8</sup> [http://www.wmo.ch/web/arep/gaw/gaw\\_home.html](http://www.wmo.ch/web/arep/gaw/gaw_home.html)

the Detection of Atmospheric Composition Change<sup>9</sup> (NDACC)<sup>6</sup>, das sich im Wesentlichen auf die Vermessung der Stratosphäre konzentriert, assoziiert.



**Abb. 1.5:** Network for the Detection of Mesopause Change (NDMC) (<http://wdc.dlr.de> → NDMC). Die beteiligten Messstationen sind mit orangefarbenen Punkten dargestellt.

Durch diese drei Messnetze ist eine quasi vollständige Abdeckung der unteren und mittleren Atmosphäre wie auch eine gute Abdeckung der Erdoberfläche mit bodengebundenen Messsystemen gewährleistet. Die Zusammenführung dieser bodengebundenen Beobachtungen mit satellitenbasierten Messungen und Modellsimulationen liefert ein umfangreiches Bild über den Zustand der Atmosphäre und ihrer vergangenen und künftigen Veränderungen. Dies führt wiederum zu einem besseren Verständnis des komplexen Phänomens des Klimawandels und damit zu einer angemesseneren Reaktion des Menschen auf eben diesen.

Die vorliegende Arbeit ist folgendermaßen strukturiert: In Kapitel 2 werden die für die vorliegende Arbeit wichtigen physikalischen Grundlagen behandelt. Dies schließt die Themenschwerpunkte ‚Aufbau der Atmosphäre‘, ‚Wellen in der Atmosphäre‘, ‚Quasi-Biennale Oszillation‘ und ‚Sonnenaktivität‘ ein. Daran schließt sich Kapitel 3 mit der Vorstellung und Beschreibung des Messverfahrens an. Es wird dabei näher auf die Strahlungsemission der OH\*-Moleküle und die Ableitung der

<sup>9</sup> <http://www.ndacc.org/>

OH\*-Rotationstemperatur eingegangen. Die Beschreibung des verwendeten Messsystems schließt dieses Kapitel ab. Kapitel 4 gibt einen Überblick über die Datengrundlage dieser Arbeit. In Kapitel 5 werden dann die verwendeten Spektralanalyseverfahren Harmonische Analyse, Maximum-Entropie-Methode und Wavelet-Analyse vorgestellt. Anschließend werden in Kapitel 6 die Ergebnisse beschrieben und diskutiert. Zum Abschluss werden die Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefasst.

## 2 Physikalische Grundlagen

Nachfolgend werden die für diese Arbeit relevanten physikalischen Grundlagen dargestellt. Kapitel 2 ist wie folgt aufgebaut: Zunächst werden die verschiedenen Stockwerke der Atmosphäre beschrieben (Kapitel 2.1), wobei der Schwerpunkt auf der Mesopausenregion und der dort existierenden OH\*-Schicht liegt. Daran schließt sich eine Betrachtung von Wellen in der Atmosphäre an (Kapitel 2.2). Ausgehend von der Navier-Stokes-Gleichung, die die dynamischen Prozesse in der Atmosphäre beschreibt, werden die wesentlichen Charakteristika von Schwerewellen, planetaren Wellen und Infraschallwellen diskutiert. Kapitel 2.3 befasst sich mit dem Phänomen der Quasi-Biennalen Oszillation (QBO), einer Umkehr der Richtung des zonalen Windes in der tropischen Stratosphäre etwa alle zwei Jahre. Abschließend wird auf die Aktivität der Sonne mit Fokus auf die verschiedenen Sonnenzyklen eingegangen (Kapitel 2.4).

### 2.1 Stockwerke der Atmosphäre

Die Erde umgibt eine (überwiegend) gasförmige Lufthülle, die Atmosphäre, die im Verhältnis zum Radius der Erde sehr dünn ist ( $\sim 1:60$ ). Sie ist durch die Gravitation an die Erde gebunden und rotiert mit dieser. Die Atmosphäre besteht zu etwa 78% aus Stickstoff, rund 21% aus Sauerstoff, ca. 0,9% aus Argon, ca. 0,037% aus Kohlenstoffdioxid sowie einer Vielzahl anderer Gase, die noch in Spuren vorkommen („Spurengase“). Das prominenteste der Spurengase ist Ozon.

Anhand ihrer physikalischen Eigenschaften wird die Atmosphäre vertikal in verschiedene Stockwerke untergliedert. Dabei erfolgt die vertikale Einteilung meist nach ihrer Zusammensetzung, der Ionisierung oder der Temperaturstruktur (siehe Abb. 2.1).

Wird die Atmosphäre hinsichtlich ihrer Zusammensetzung betrachtet, so ergeben sich zwei Schichten, die Homosphäre und die Heterosphäre. In der Homosphäre bleibt die oben genannte Zusammensetzung aufgrund einer stets vorhandenen turbulenten Durchmischung – mit Ausnahme einiger Spurengase – bis in etwa 100 km Höhe relativ konstant. Darüber, in der Heterosphäre, setzt zunehmend der Prozess der molekularen Entmischung ein; die Gase werden nach ihrem molekularem Gewicht separiert, wobei sich die schwereren in niedrigeren Höhen als die leichteren befinden. Die Übergangsschicht zwischen Homosphäre und Heterosphäre bezeichnet man als Turbo- oder auch Homopause (siehe Abb. 2.1).

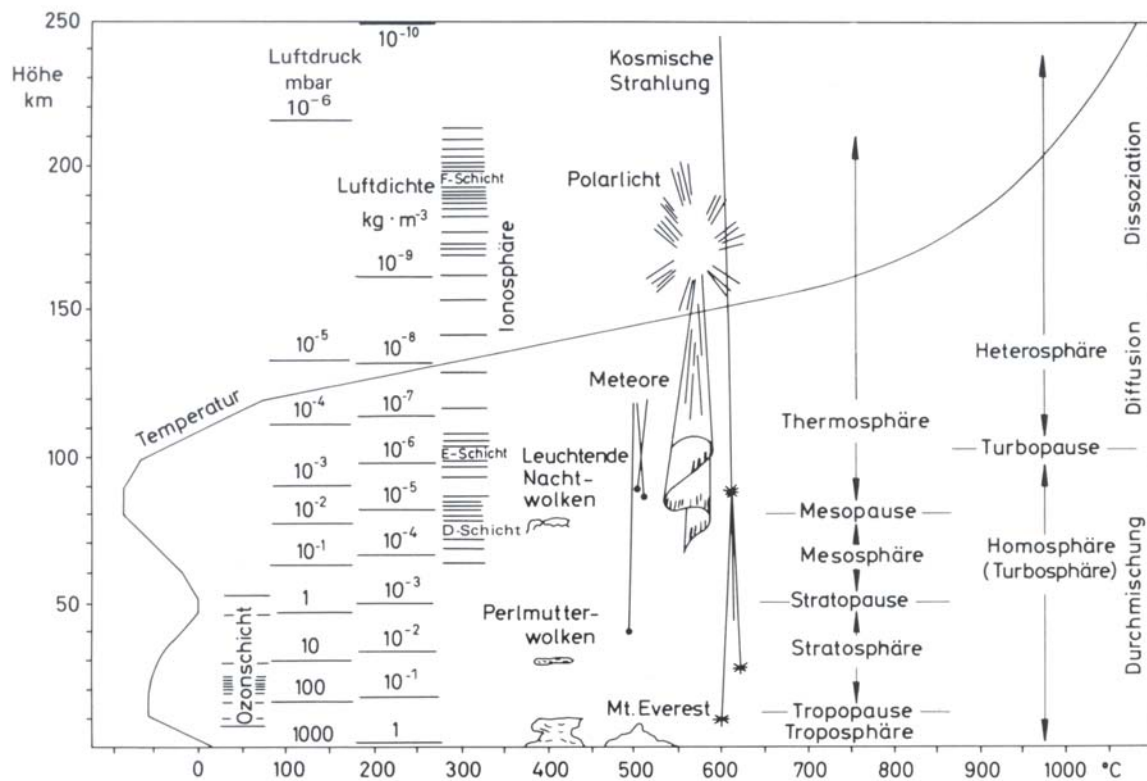


Abb. 2.1: Vertikalaufbau der Atmosphäre (Liljequist und Cihak, 1984).

Eine andere Möglichkeit der Struktureinteilung basiert auf der Ionisation der Luftmoleküle. Bei dem Prozess der Ionisation werden Gasmoleküle der Luft hauptsächlich durch die kurzwellige energiereiche Strahlung der Sonne (z.B. Ultraviolettstrahlung, Röntgenstrahlung) in Elektronen und Ionen aufgespalten. Das bedeutet, dass die Luft durch diese geladenen Teilchen elektrisch leitfähig wird. Der ionisierte Höhenbereich der Atmosphäre, die Ionosphäre, beginnt bei etwa 80 km Höhe und weist drei verschieden starke Ionisationsmaxima auf, die D-, E- und F-Schicht genannt werden (siehe Abb. 2.1).

Der am häufigsten verwendete Parameter zur Beschreibung der vertikalen Struktur der Atmosphäre ist die Lufttemperatur. Im globalen Mittel weist der Temperaturverlauf die in Abb. 2.1 gezeigte Form auf.

Die *Troposphäre* ist das unterste Stockwerk der Atmosphäre. Hier spielt sich unser „Wetter“ ab. Ihre vertikale Ausdehnung ist abhängig von der geographischen Breite. So erstreckt sie sich in den Tropen von der Erdoberfläche bis in etwa 15 km Höhe, in den Polargebieten nur noch bis in etwa 8 km Höhe. Die höchsten Temperaturen werden in der Regel in Bodennähe gemessen, da die einfallende Sonnenstrahlung zum größten Teil an der Erdoberfläche absorbiert wird. Die Erdoberfläche wirkt damit wie eine „Heizfläche“. Die in der Troposphäre mit der Höhe abnehmende Temperatur ist eine direkte Folge des mit der Höhe abnehmenden Luftdrucks und der damit verbunde-



nen abnehmenden Luftdichte. So steigt ein am Erdboden erwärmtes Luftpaket auf, expandiert aufgrund des geringeren Drucks und kühlt sich dabei ab. Die mittlere Temperaturabnahme mit der Höhe beträgt typischerweise etwa  $0,7^{\circ}\text{C}$  pro 100 m (z.B. Fortak, 1982). Die Temperatur erreicht am oberen Rand der Troposphäre, der Tropopause, Werte von typischerweise etwa  $-57^{\circ}\text{C}$ .

Oberhalb der Tropopause befindet sich die *Stratosphäre*, die sich bis in eine Höhe von etwa 50 km erstreckt. Hier steigt die Temperatur mit der Höhe wieder an. Ursache hierfür ist die Ozonschicht, die ihr Maximum je nach geographischer Breite zwischen etwa 15 und 35 km Höhe hat (siehe Abb. 2.1). Ozon absorbiert die energiereiche solare ultraviolette Strahlung (im Bereich von ca.  $0,2 - 0,3 \mu\text{m}$  im elektromagnetischen Spektrum) und gibt diese aufgenommene Strahlungsenergie in Form von Wärme an die umgebende Atmosphäre ab (z.B. Häckel, 1990). An der Obergrenze der Stratosphäre, der Stratopause, erreicht die Temperatur ihr Maximum; im Mittel herrschen hier Temperaturen um  $0^{\circ}\text{C}$ .

An die Stratopause schließt sich bis etwa 80 km Höhe die *Mesosphäre* an. Sie ist wiederum durch einen negativen Temperaturgradienten gekennzeichnet. Die Temperatur nimmt mit der Höhe um etwa  $2,5^{\circ}\text{C}$  pro Kilometer ab. Ursache hierfür ist der Prozess der Strahlungskühlung. So emittiert etwa Kohlendioxid ( $\text{CO}_2$ ) Strahlung im infraroten Wellenlängenbereich.

Die Stratosphäre und die Mesosphäre werden häufig als *mittlere Atmosphäre* zusammengefasst. Die Troposphäre wird als untere, der Bereich oberhalb der Mesosphäre als obere Atmosphäre bezeichnet.

Die Energiebilanz der mittleren und oberen Atmosphäre wird dominiert durch Strahlungsprozesse (z.B. Beig et al., 2003). Dabei wird die Sonnenenergie hauptsächlich von Ozon ( $\text{O}_3$ ) und molekularem Sauerstoff ( $\text{O}_2$ ) überwiegend im ultravioletten Wellenlängenbereich sowie von Kohlendioxid ( $\text{CO}_2$ ) im mittleren Infrarot absorbiert. Die Energiebilanz der oberen Mesosphäre/unteren Thermosphäre (engl. mesosphere/lower thermosphere (MLT) region), in einem Höhenbereich zwischen ca. 70 und 120 km, ist jedoch etwas komplizierter als in den Bereichen über- und unterhalb dieses Bereichs der Atmosphäre. In der MLT-Region überwiegen zwar auch die Strahlungsprozesse. Hinzu kommen jedoch die chemischen und dynamischen Prozesse, die die Energiebilanz dieses Höhenbereichs maßgeblich mitregieren. Bei den chemischen Prozessen handelt es sich um die Aufnahme und Abgabe von Sonnenenergie durch exotherme chemische Reaktionen. Eine der wichtigsten Energiequellen im Bereich zwischen 83 und 95 km Höhe ist die chemische Reaktion von Ozon mit atomarem Wasserstoff. Die chemische Aufheizung überwiegt in diesen Höhen sogar die direkte Aufheizung durch Absorption der Sonnenstrahlung (Mlynczak und Solomon, 1993). Die dynamischen Prozesse wie beispielsweise das Brechen von Schwerewellen und die damit verbundene Abgabe von Energie an die Umgebung tragen zudem in Form von lokaler Aufheizung zur Energiebilanz der MLT-Region bei. Liu et al. (2000) berichten beispielsweise über Heizungsraten von etwa  $\pm 10 \text{ K}$  pro Stunde infolge von brechenden Schwerewellen. Die Energiebilanz wird jedoch nicht nur durch Aufheizung durch strahlungsbedingte, chemische und dynamische Prozesse

bestimmt. Wie oben bereits erwähnt, spielt der Mechanismus der Strahlungskühlung im Bereich der Mesosphäre die entscheidende Rolle für das dortige Temperaturgefüge. So ist die Abstrahlung von Wärme in den Weltraum besonders durch  $\text{CO}_2$  im infraroten Bereich bei  $15\ \mu\text{m}$  die wesentliche Ursache für die Abnahme der Temperatur in der Mesosphäre. Sie endet an der Obergrenze der Mesosphäre, der Mesopause, die sich über einen Höhenbereich von etwa 80 km bis 100 km erstreckt. Hier werden im Mittel Temperaturen von typischerweise etwa  $-86^\circ\text{C}$  erreicht.  $\text{CO}_2$  wird hierbei durch die Kollision mit atomarem Sauerstoff energetisch angeregt. Bei der nachfolgenden Abregung des Moleküls wird Energie in Form von Strahlung bei  $15\ \mu\text{m}$  abgestrahlt, was zu einer Abkühlung der Umgebung führt, da die abgegebene Wärme aufgrund des dort vorherrschenden „nicht-lokalen thermodynamischen Gleichgewichts (N-LTG)<sup>10</sup>“ (siehe Kapitel 3.1) nicht gespeichert werden kann, sondern stattdessen in den Weltraum abgegeben wird. Hervorzuheben ist, dass in der Region der Mesopause ein ausgeprägter Jahresgang der Temperatur vorherrscht, der dem am Erdboden entgegengesetzt ist (siehe hierzu Kapitel 2.2). So ist die Temperatur im Winter hoch und im Sommer tief, sie kann sich um mehr als  $60^\circ\text{C}$  im Verlauf eines Jahres ändern.

Die Höhe der Mesopause stellt gleichzeitig auch die Obergrenze der Homosphäre dar. Oberhalb der Mesopause beginnt die *Thermosphäre*, in der die Temperatur wiederum sehr stark ansteigt. Dieser Temperaturanstieg hängt mit dem Prozess der Photoabsorption zusammen, bei dem die Energie eines Photons in kinetische Energie eines Atoms bzw. Moleküls übertragen wird (Kane, 2005). Bei etwa 800 km Höhe schließt sich als höchste Schicht dieser temperaturbedingten vertikalen Einteilung der Atmosphäre die *Exosphäre* an.

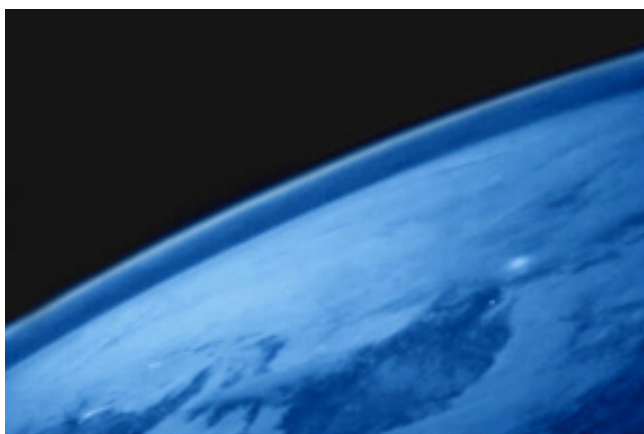
In der MLT-Region existiert eine leuchtende Atmosphärenschicht, die im Englischen „*Airglow*“ genannt wird. Sie kann unter bestimmten Bedingungen mit dem bloßen Auge z.B. von einem Space Shuttle oder der Internationalen Raumstation (ISS) aus beobachtet werden. Abb. 2.2 zeigt eine satellitenbasierte Aufnahme, in der diese Schicht als eine dünne blaue Linie zu sehen ist. Das Airglow-Spektrum reicht vom ultravioletten Wellenlängenbereich von etwa 75 nm über das sichtbare Licht (Wellenlängen zwischen etwa 350 und 740 nm) (vgl. z.B. Rees, 1989) bis in den infraroten Bereich bis ca. 9000 nm (vgl. hierzu z.B. Vallance Jones, 1973). Die Airglow-Schicht kann über verschiedene Emissionslinien unterschiedlicher Moleküle beobachtet werden, wobei die emittierte Strahlung dabei aus unterschiedlichen Höhenschichten in der MLT-Region kommt. So treten beispielsweise in der Mesopausenregion zwischen etwa 80 und 100 km Höhe Airglow-Emissionen von atomarem ( $\text{OI}558$ ) sowie molekularem ( $\text{O}_2^*$ ) Sauerstoff oder angeregten Hydroxyl-Molekülen ( $\text{OH}^*$ ) auf. Messdaten zeigen (siehe z.B. Zhao et al., 2005), dass sich die  $\text{O}_2^*$ -Schicht in einer Höhe von ungefähr 95 km befindet, während die  $\text{OH}^*$ -Schicht bei etwa 87 km liegt (vgl. hierzu Abb. 6.6).

Die vorliegende Arbeit konzentriert sich ausschließlich auf die Schicht angeregter OH-Moleküle, die im Folgenden genauer beschrieben wird.

---

<sup>10</sup> engl. non-local thermodynamic equilibrium (N-LTE)

Der OH\*-Airglow kann mit verschiedenen Methoden gemessen werden. Neben bodengebundenen Messsystemen wie beispielsweise optischen spektroskopischen Instrumenten wie dem GRIPS-System (siehe z.B. Höppner und Bittner, 2007; Bittner et al., 2000; Kapitel 3) gibt es auch raketen-gestützte Messinstrumente (siehe z.B. Iwagami et al., 2002; Takahashi et al., 1996; Takano et al., 1990). Auch satellitenbasierte Messinstrumente beobachten vom Weltraum aus den OH\*-Airglow (siehe z.B. Liu und Shepherd, 2006a, 2006b; Yee et al., 1997; Le Texier et al., 1989; Frederick et al., 1978). Eine Auflistung der entsprechenden Literatur ist in Tabelle A.5.1 im Anhang A5 zusammengestellt.



**Abb. 2.2:** OH\*-Airglow (sichtbar als dünne blaue Linie), aufgenommen mit der NIR-Kamera (0,9-3,1 $\mu\text{m}$ ) von Bord des Satelliten Clementine (Falschfarbenbild; US-Department of Defence, Ballistic Missile Defence Organisation). Die hellen Flächen auf der Erdoberfläche zeigen verschiedene Städte. (Quelle:<http://www.solarviews.com/cap/earth/earthlim.htm>).

### Die OH\*-Schicht

Bereits 1950 identifizierte Meinel Emissionen angeregter Hydroxyl-Moleküle (OH\*) in der MLT-Region (Meinel, 1950a) und leitete erstmals Temperaturen aus diesen Emissionen ab (Meinel, 1950b). Die OH\*-Schicht hat – wie man heute weiß – eine vertikale Ausdehnung von etwa 8-9 km, wobei ihr Schwerpunkt in der Mesopausenregion bei etwa 87 km liegt (siehe Abb. 6.3b bzw. Abb. 6.6). Ursache der OH\*-Emissionen (siehe Kapitel 3.1) sind Strahlungsübergänge aus verschiedenen Vibrations-Rotationsbanden. Je nach Energieübergang wird die Strahlung im sichtbaren ab etwa 0,52  $\mu\text{m}$  bis in den nahen infraroten Wellenlängenbereich bis ca. 4,0  $\mu\text{m}$  emittiert (Rees, 1989). Aus den gemessenen Strahlungsintensitäten kann auf die Rotationstemperatur des OH\*-Moleküls geschlossen werden (siehe hierzu Kapitel 3.2).

Die Anregung des Hydroxyls wird durch eine Kette von Sauerstoff-Wasserstoff-Reaktionen in der MLT-Region verursacht. Nachfolgend wird der heute allgemein akzeptierte Mechanismus zur Produktion von OH\* vorgestellt, der auf die Arbeiten von Bates und Nicolet (1950) zurückgeht.

Molekularer Sauerstoff ( $\text{O}_2$ ) wird durch energiereiche solare ultraviolette Strahlung ( $h\nu_{UV}$ ) in atomaren Sauerstoff (O) aufgespalten. Dieser Prozess wird als Photolyse bezeichnet:



mit  $h$  = Planck-Konstante  
 $\nu$  = Frequenz eines Photons

Der reaktive atomare Sauerstoff bildet mit molekularem Sauerstoff Ozon ( $O_3$ ). Molekularer Stickstoff ( $N_2$ ) dient häufig als Stoßpartner („M“) bei dieser Reaktion, um den Drehimpuls zu erhalten:



Ozon reagiert mit atomarem Wasserstoff (H) und bildet angeregtes Hydroxyl ( $OH^*$ ) und molekularen Sauerstoff:



Die bei der Reaktion von Ozon und atomarem Wasserstoff freiwerdende Energie von 77 kcal/mol reicht aus, um die entstandenen OH-Moleküle zu Vibrations- und Rotationsschwingungen anzuregen (Le Texier et al., 1987). Das angeregte Hydroxyl geht dann durch Abgabe von elektromagnetischer Strahlung ( $h\nu_{OH^*}$ ) in einen energetisch günstigeren Zustand über. Wie bereits erwähnt, wird die Strahlung je nach Energieübergang in verschiedenen Wellenlängenbereichen emittiert:



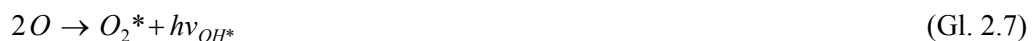
Das Hydroxyl reagiert mit atomarem Sauerstoff zu molekularem Sauerstoff und gibt den atomaren Wasserstoff wieder frei. Es entsteht angeregter molekularer Sauerstoff ( $O_2^*$ ):



Auch das angeregte  $O_2$  erreicht durch die Abgabe von Strahlung ( $h\nu_{O_2^*}$ ) einen energetisch günstigeren Zustand.



Die Nettoreaktion der Reaktionen (2.2) bis (2.5) lautet damit:



Mit anderen Worten bedeutet dies – ganz vereinfacht ausgedrückt –, dass der von der Sonne unter Verbrauch von Energie (UV-Strahlung ( $h\nu_{UV}$ )) produzierte atomare Sauerstoff wieder zu molekularem Sauerstoff rekombiniert, wobei die „gespeicherte“ Energie wieder in Form von elektromagnetischer Strahlung – hier jedoch in einem anderen Wellenlängenbereich ( $h\nu_{OH^*}$ ) – freigegeben wird. Die tagsüber „gespeicherte“ solare Energie reicht dabei aus, auch über die Nacht hindurch die Reaktionen (2.2) bis (2.5) ablaufen zu lassen und die Strahlung in Form des so genannten

„Airglow“ abzugeben, wobei in der Literatur auch die Begriffe „Dayglow“ und „Nightglow“ je nach Tageszeit verwendet werden. Details hierzu findet man z.B. bei Iwagami et al. (2002).

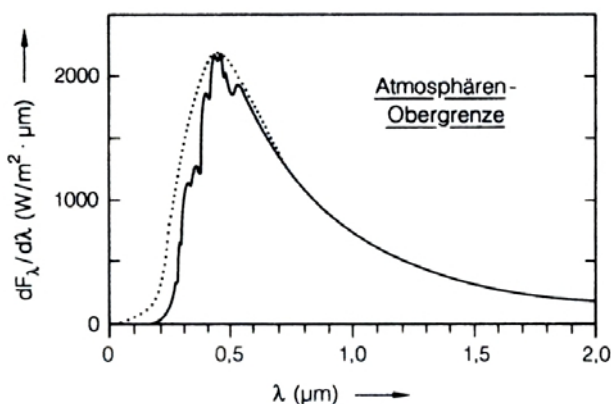
## 2.2 Wellen in der Atmosphäre

Die Sonne dient der Erde als Energiequelle. Sie strahlt im gesamten elektromagnetischen Spektrum: vom Röntgen- und Ultraviolettbereich über die sichtbare und infrarote Strahlung bis zu Radiowellenlängen. Ihre Energie verteilt sie dabei nach den Gesetzen für die Strahlung eines schwarzen Körpers (Planck-Gesetz) auf die verschiedenen Wellenlängen des Spektrums (Abb. 2.3). Das so genannte Plancksche Strahlungsgesetz beschreibt die spektrale Energieverteilung in Abhängigkeit der Frequenz (und damit indirekt der Wellenlänge), die von einem schwarzen Körper – einer idealen Strahlungsquelle – bei einer bestimmten Temperatur abgestrahlt wird. Es schreibt sich wie folgt:

$$\zeta(\nu, T) d\nu = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k \cdot T}} - 1} d\nu \quad (\text{Gl. 2.8})$$

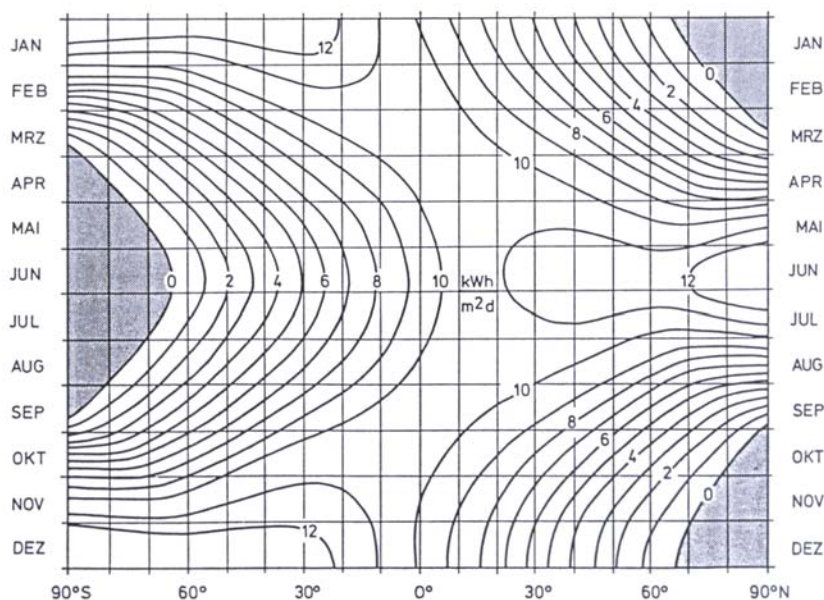
mit  $\nu$  = Frequenz  
 $T$  = Temperatur  
 $h$  = Planck-Konstante =  $6,626 \cdot 10^{-34}$  Js  
 $c$  = Lichtgeschwindigkeit =  $3 \cdot 10^8$  ms<sup>-1</sup>  
 $k$  = Boltzmann-Konstante =  $1,381 \cdot 10^{-23}$  JK<sup>-1</sup>

Der Hauptanteil der Strahlung liegt bei Wellenlängen zwischen etwa 0,1 und 4,0  $\mu\text{m}$ , wobei ca. 90% der Strahlungsintensität auf die Bereiche des sichtbaren Lichts (Wellenlängen zwischen etwa 0,35 und 0,74  $\mu\text{m}$ ) und des nahen Infrarot (hier: 0,74 bis 4,0  $\mu\text{m}$ ) entfallen (z.B. Fortak, 1982).



**Abb. 2.3:** Spektrale Energieverteilung der Sonnenstrahlung an der Atmosphärenobergrenze (durchgezogene Linie). Die Strahlung der Sonne entspricht in erster Näherung der Strahlung eines schwarzen Körpers mit einer Strahlungstemperatur von etwa 5700 K (gestrichelte Kurve) (nach Roedel, 2000).

Die Atmosphäre der Erde nimmt die Strahlungsenergie der Sonne auf. Durch die Neigung der Erdachse relativ zur Bahnebene der Erde um die Sonne ist die solare Einstrahlung auf die Erde jedoch – je nach Jahreszeit – räumlich ungleichmäßig verteilt. So ist die Einstrahlung in den Polarregionen im Sommer (Sommerpol), wo die Sonne 24 Stunden pro Tag scheint, am größten und im Winter (Winterpol), wenn die Sonne Tag und Nacht unter dem Horizont steht, am geringsten. Die Strahlungsenergie wird infolgedessen räumlich inhomogen auf der Erde gespeichert. Als Folge ergibt sich eine Erwärmung über dem Sommerpol und eine Abkühlung über dem Winterpol (Abb. 2.4). Damit verbunden ist ein ausgeprägter meridionaler Gradient in der Temperaturverteilung. Es entsteht ein Zirkulationssystem dergestalt, dass es über dem Sommerpol zu einer aufsteigenden und über dem Winterpol zu einer absteigenden Bewegung von Luft kommt. Dieses Druckgefälle bewirkt nun eine meridionale Strömung vom Sommer- zum Winterpol.



**Abb. 2.4:** Tagesmittel der extraterrestrischen solaren Einstrahlung für alle Tage des Jahres und alle geographischen Breiten. Bei 50°N beträgt die Schwankung während eines Jahres etwa 9 kWh/m<sup>2</sup>d (2 - 11 kWh/m<sup>2</sup>d), in Äquatornähe weniger als 1 kWh/m<sup>2</sup>d (9 - 10 kWh/m<sup>2</sup>d), dagegen herrscht an den Polen mit ca. 13 kWh/m<sup>2</sup>d (0 - 13 kWh/m<sup>2</sup>d) die höchste Variabilität in der solaren Einstrahlung im Verlauf eines Jahres (Fortak, 1982).

Die Strömungsvorgänge in der Atmosphäre gehorchen den Gesetzen der Hydrodynamik, denn die Atmosphäre kann in guter Näherung als eine viskose Flüssigkeit mit geringer Dichte betrachtet werden. Die Bewegungsvorgänge werden daher wesentlich durch die Navier-Stokes-Gleichung beschrieben (siehe z.B. Roedel, 2000). Bei der Navier-Stokes-Gleichung handelt es sich um eine nichtlineare Differentialgleichung, die die Impulsänderung eines Luftpaketes in Beziehung setzt zu den auf das Luftpaket einwirkenden Kräften. Für den in der vorliegenden Arbeit betrachteten Höhenbereich der Atmosphäre können elektromagnetische Kräfte, wie sie zwischen geladenen Teilchen (Ionen, Elektronen) auftreten, vernachlässigt werden, da die Konzentration der geladenen Teilchen im Vergleich zu der Konzentration der neutralen Teilchen sehr gering ist. Ionisationseffekte spielen demnach hier noch keine dominierende Rolle. Zu betrachten sind damit im Wesentlichen Kräfte aufgrund von Druckgradienten, aufgrund der Schwerkraft, der Erdrotation sowie Kräfte aufgrund von Reibungseffekten. Die Navier-Stokes-Gleichung schreibt sich damit:

$$\underbrace{\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \rho (\vec{v} \text{ grad}) \vec{v}}_{(1)} = \underbrace{-\text{grad } p}_{(2)} + \underbrace{\rho \vec{g}}_{(3)} - \underbrace{2\rho (\vec{\Omega} \times \vec{v})}_{(4)} + \underbrace{\eta \Delta \vec{v} + \frac{\eta}{3} \text{grad div } \vec{v}}_{(5)} \quad (\text{Gl. 2.9})$$

Darin bedeuten

- (1) Impulsänderung eines Luftpaketes
- (2) Druckgradientenkraft
- (3) Schwerkraft
- (4) Corioliskraft
- (5) Reibungskräfte

$\rho$  = Dichte

$p$  = Druck

$\vec{v}$  = Geschwindigkeit

$\eta$  = Viskosität

$\vec{g}$  = Schwerebeschleunigung

$\vec{\Omega}$  = Winkelgeschwindigkeit der Erde ( $|\vec{\Omega}| = 2\pi/86164 \text{ s} = 7,29 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ )

Der häufig üblichen Nomenklatur folgend ist Gl. 2.9 in Einheiten der Kraftdichte angegeben. Das heißt, an Stelle der Masse  $m$  eines Luftpaketes tritt die Dichte  $\rho = m/V$ , wobei  $V$  das Volumen des Luftpaketes bedeutet.

Für viele Betrachtungen können dabei die durch den Term (5) in Gl. 2.9 beschriebenen Reibungskräfte gegenüber den anderen Termen vernachlässigt werden. In abgeschlossenen Systemen gilt Impulserhaltung. Die Navier-Stokes-Gleichung stellt damit den Impulserhaltungssatz in der Atmosphäre dar. Unter zu Hilfenahme der Prinzipien von Masse- und Energieerhaltung wird dann eine vollständige Beschreibung der atmosphärischen Strömungsprozesse möglich.

Man kann nun zeigen (siehe z.B. Pichler, 1997), dass Störungen des atmosphärischen Grundzustandes zur Ausbildung von Wellenphänomenen führen. Wellen sind harmonische periodische Strukturen in Raum und Zeit, die sich durch Ausdrücke der Form

$$\psi(\vec{r}, t) = A \cdot \cos(\omega t - \vec{\mu} \vec{r}) \quad (\text{Gl. 2.10})$$

beschreiben lassen. Darin bedeuten

$A$  die Amplitude,

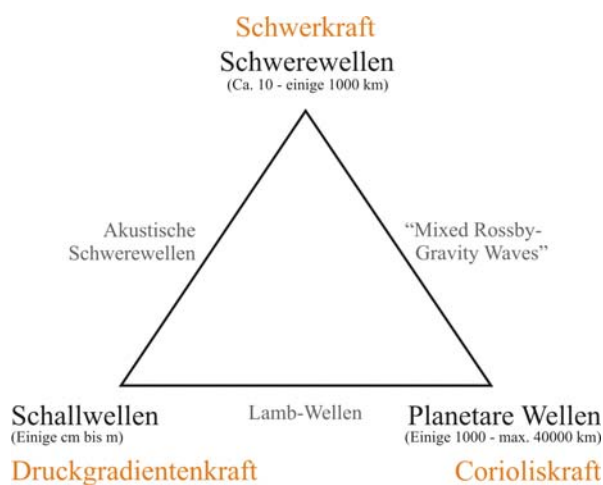
$\omega = 2\pi/\tau$  die Kreisfrequenz mit  $\tau$  als Periode der Welle,

$\vec{r}$  den Ortsvektor und

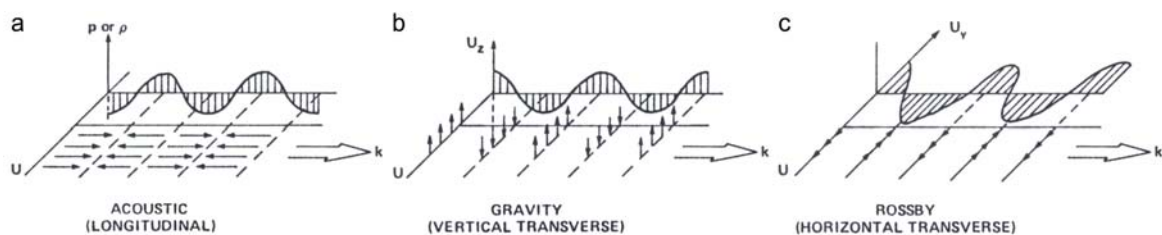
$\vec{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_1 \\ \mu_2 \\ \mu_3 \end{pmatrix}$  den Wellenvektor mit  $\mu_1$  als zonale,  $\mu_2$  als meridionale und  $\mu_3$  als vertikale Wellenzahl. Es gilt nun z.B. der Zusammenhang  $\mu_3 = 2\pi/\lambda_3$  mit  $\lambda_3$  als vertikale Wellenlänge.

$(\omega t - \vec{\mu} \vec{r})$  wird als die Phase der Welle bezeichnet.

Je nach der jeweils dominierenden Rückstellkraft kann man verschiedene Wellentypen unterscheiden. So ist die entscheidende rücktreibende Kraft bei der Entstehung von Schallwellen die Druckgradientenkraft, diejenige der Schwerewellen die Schwerkraft. Die ausschlaggebende Rückstellkraft für die Bildung von planetaren Wellen<sup>11</sup> ist die Corioliskraft (z.B. Andrews et al., 1987). Darüber hinaus gibt es Kombinationen dieser Wellentypen, wie zum Beispiel die „Mixed Rossby-Gravity Waves“, bei deren Entstehung die Schwerkraft sowie die Corioliskraft von ähnlich großer Bedeutung sind. Abb. 2.5 soll die Zuordnung der drei Haupt-Wellentypen zu den unterschiedlich wirkenden Kräften verdeutlichen. In Abb. 2.6 sind die Bewegungseigenschaften der verschiedenen Wellentypen dargestellt. Erfolgt die Schwingung senkrecht zur Ausbreitungsrichtung, so handelt es sich um transversale Wellen. Schwingen die Teilchen in Ausbreitungsrichtung, so nennt man die Welle eine longitudinale Welle.



**Abb. 2.5:** Wellentypen in der Atmosphäre. Je nach der dominierenden Rückstellkraft bilden sich Schallwellen, Schwerewellen oder planetare Wellen aus. Mischtypen entlang der dargestellten Verbindungslinien sind möglich. Dargestellt sind zudem die horizontalen Wellenlängen der verschiedenen Wellentypen.



**Abb. 2.6:** Die Bewegungseigenschaften der drei grundsätzlichen Wellentypen der Atmosphäre: (a) Schallwelle, (b) Schwerewelle und (c) planetare Welle (nach Beer, 1974).

<sup>11</sup> Planetare Wellen werden nach ihren Entdeckern auch als „Rossby-Haurwitz-Wellen“ oder oft verkürzt als „Rossby-Wellen“ bezeichnet.



Die wesentlichen Eigenschaften der Wellen werden durch die Dispersionsgleichung (oftmals auch als „charakteristische Gleichung“ bezeichnet) angegeben. Sie beschreibt den Zusammenhang zwischen Wellenlänge und Frequenz. So gilt etwa für die vertikale Wellenzahl  $\mu_3$  (siehe z.B. Pichler, 1997):

$$\mu_3^2 = \frac{(N^2 - \sigma^2) \cdot n^2}{(\sigma^2 - f^2)} + \frac{\sigma^2}{c_s^2} - \left( \frac{N^2}{c_s^2} + E^2 \right) \quad (\text{Gl. 2.11})$$

wobei für  $\mu_1^2 + \mu_2^2 \equiv n^2$  gesetzt wurde. Darin bedeuten

- $\sigma = \omega - (\vec{\mu} \cdot \vec{v})$  die intrinsische Frequenz ( $\vec{\mu}$  ist der Wellenvektor und  $\vec{v}$  der Windvektor).  $\omega$  beschreibt die „wahre“ Frequenz (Kreisfrequenz) der Welle und  $(\vec{\mu} \cdot \vec{v})$  die Doppler-Verschiebung. Damit gibt nicht  $\sigma$ , sondern  $\omega$  die Kreisfrequenz der Welle an, die von einem Beobachter, der mit dem Grundstrom mitdriftet, beobachtet wird. Verschwindet der Grundstrom, so ist  $\sigma \equiv \omega$ .
- $N^2$  die Brunt-Vaisala-Frequenz, die typische Periodendauern von 5-10 Minuten aufweist.
- $f$  den Coriolisparameter, der beschrieben wird durch  $f = 2\Omega \sin \varphi$  [ $s^{-1}$ ] mit der Winkelgeschwindigkeit der Erde  $\Omega$  und der geographischen Breite  $\varphi$ .
- $c_s$  die Schallgeschwindigkeit mit  $c_s = v \pm \sqrt{\frac{c_p}{c_v} \cdot R \cdot T}$ , wobei  $c_p$  die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck und  $c_v$  die spezifische Wärmekapazität bei konstantem Volumen,  $R$  die individuelle Gaskonstante,  $T$  die Temperatur darstellt.
- $E$  den Eckart-Koeffizienten.

Im Folgenden wird auf die für diese Arbeit relevanten Wellentypen – Schwerewellen, planetare Wellen sowie Infraschallwellen – näher eingegangen.

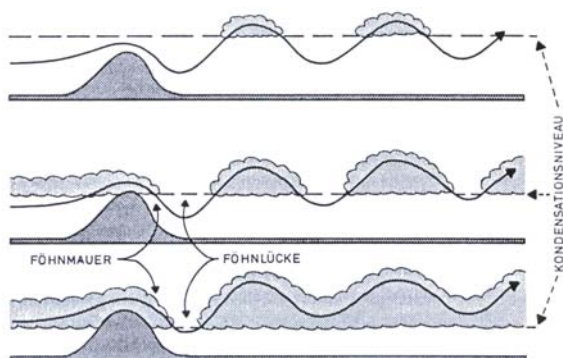
### **Schwerewellen**

Schwerewellen lassen sich – ganz vereinfacht ausgedrückt – als auf- und abschwingende Luftpakete beschreiben. Ihre Periodendauern liegen typischerweise zwischen etwa fünf Minuten und einigen Stunden. Sie können horizontale Wellenlängen zwischen etwa zehn und einigen tausend Kilometern erreichen (Ebel, 1992). Die vertikale Wellenlänge liegt dabei im Bereich von einigen 100 m bis zu etwa 10 km. Schwerewellen können immer dann entstehen, wenn ein Luftpaket einen vertikalen Impuls erhält. Dies geschieht etwa bei der Anströmung orographischer Strukturen, wie z.B. ausgedehnte Gebirgszüge oder Land-See-Übergänge. Aber auch Gewitter, Konvektionsgebiete, ausgeprägte Druckanomalien oder vulkanische Eruptionen bilden Quellen für Schwerewellen. Ihr

Ursprung liegt also in den meisten Fällen in der Troposphäre. Wir wissen heute, dass auch durch brechende Schwerewellen oder brechende planetare Wellen in der mittleren Atmosphäre neue Schwerewellen angeregt werden können (z.B. Wüst und Bittner, 2006).

Als Beispiel wird nachfolgend der Gebirgszug als eine typische Schwerewellenquelle skizziert. Trifft eine Luftströmung auf das Hindernis ‚Gebirge‘, so wird sie gezwungen auszuweichen und wird infolgedessen vertikal ausgelenkt. Das abgelenkte Luftpaket dehnt sich auf dem Weg nach oben aus und kühlt sich dabei aufgrund des sich mit der Höhe exponentiell abnehmenden Luftdrucks adiabatisch ab. Ist nun die Umgebungsluft wärmer als das Luftpaket selbst („statisch stabile Schichtung“), so ist es schwerer als seine Umgebung. Es sinkt damit wieder ab, da die Schwerkraft es nach unten zieht. Dabei wird es komprimiert und adiabatisch erwärmt. Aufgrund der Trägheit schwingt das Luftpaket über seine Ruhelage hinaus. Unterhalb des Niveaus der Ruhelage vollzieht sich der beschriebene Vorgang erneut, nur diesmal in umgekehrter Weise.

Im Lee des Gebirgszuges kommt es so zu einer harmonischen vertikalen Schwingung der Luftpakete. Führt nun die Auslenkung der Luftströmung nach oben über die Kondensationsgrenze des Wasserdampfes hinaus und ist genügend Wasserdampf in der Atmosphäre vorhanden, kommt es in diesen Bereichen zur Wolkenbildung. In den Wellenkämmen bilden sich dann lang gestreckte rippenförmige Wolkenbänder parallel zu dem Gebirgskamm aus (siehe Abb. 2.7).



**Abb. 2.7:** Schematische Darstellung der Anregung einer Schwerewelle aufgrund eines Hindernisses, hier ein Gebirgszug. In Abhängigkeit der Höhenlage des Kondensationsniveaus (gestrichelte Linie) entstehen im Lee des Bergrückens rippenförmige Wolkenbänder (Fortak, 1982).

Von Interesse ist insbesondere die vertikale Ausbreitung von Schwerewellen. Trifft man geeignete Annahmen, so dass Schallwellen und planetare Wellen ausgeschlossen sind, so reduziert sich die Dispersionsrelation (Gl. 2.11) zu (die Ableitung der Gl. 2.12 ist im Anhang A3 ausgeführt):

$$\mu_3^2 \sim \frac{N^2}{(c - u_0)^2} \quad (\text{Gl. 2.12})$$

mit  $c$  = zonale Phasengeschwindigkeit der Welle  
 $u_0$  = Geschwindigkeit des zonalen Windes  
 $N^2$  = Brunt-Vaisala-Frequenz

Demnach können sich Schwerewellen nur dann vertikal ausbreiten, wenn die Geschwindigkeit des zonalen Windes ungleich der zonalen Phasengeschwindigkeit der Welle ( $u_0 \neq c$ ) ist und wenn die Atmosphäre statisch stabil<sup>12</sup> geschichtet ist. Wenn der Hintergrundwind gleich der Phasengeschwindigkeit der Welle ( $u_0 = c$ ) ist, wird eine Ausbreitung unterbunden ( $\mu_3 \rightarrow \infty$ , da  $\mu_3 \sim 1/\lambda_3$ , geht  $\lambda_3 \rightarrow 0$ ). Die Welle bricht oder wird reflektiert. In diesem Fall wird Energie und Impuls aus dem Wellenfeld hinaus in die umgebende Atmosphäre transferiert. Als Folge können Windströmungen verstärkt oder abgeschwächt werden. Neben diesem Prozess der so genannten dynamischen Instabilität spielt noch ein anderer Prozess eine wesentliche Rolle bei der Untersuchung des Brechens von Schwerewellen: die statische Instabilität. Die Amplitude der sich vertikal ausbreitenden Schwerewelle nimmt mit der Höhe zu (siehe Abb. 2.8), da die Dichte in der Atmosphäre exponentiell mit der Höhe abnimmt. Diese Bedingung erfolgt aus der Erhaltung der Energie. So können sich Schwerewellen bis in die obere Atmosphäre ausbreiten. Wird die Amplitude so groß, dass der vertikale Temperaturgradient im Wellenfeld größer oder gleich dem adiabatischen Temperaturgradienten wird ( $|\partial T / \partial z| \geq |\partial T / \partial z|_{ad}$ ), so wird die statische Stabilität verletzt und es setzt Konvektion ein; die Welle bricht (Abb. 2.8).

Als Folge des mit dem Brechen von Schwerewellen verbundenen Energie- und Impulsübertrags auf die umgebende Atmosphäre wird insbesondere das bei großräumigen Strömungssystemen herrschende Gleichgewicht zwischen der Druckgradientenkraft und der Corioliskraft gestört. Unter Gleichgewichtsbedingungen herrscht ein geostrophischer Wind vor, der dadurch gekennzeichnet ist, dass der Wind aufgrund des Druckgefälles zwischen dem Sommer- und Winterpol praktisch parallel zu den Breitenkreisen weht (Abb. 2.9). Der geostrophische Wind  $\vec{v}_g = \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix}$  wird beschrieben durch die „diagnostischen Gleichungen“:

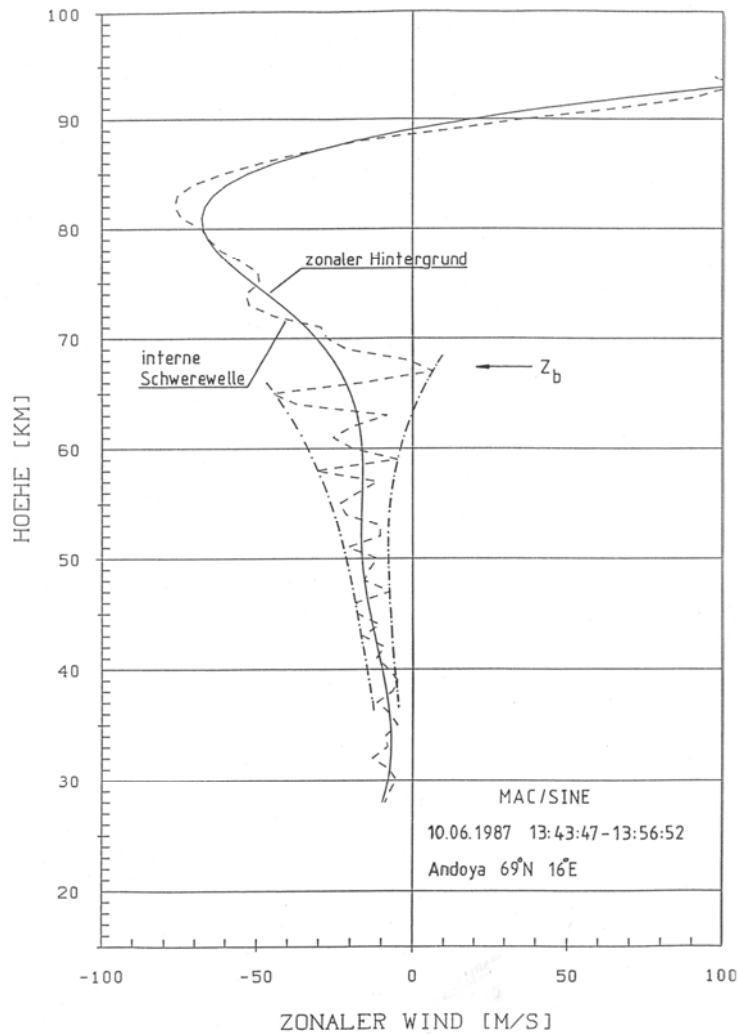
$$\begin{aligned} f \cdot u &= -\frac{1}{\zeta} \cdot \frac{\partial p}{\partial y} \\ f \cdot v &= +\frac{1}{\zeta} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} \end{aligned} \tag{Gl. 2.13}$$

Corioliskraft
Druckgradientenkraft

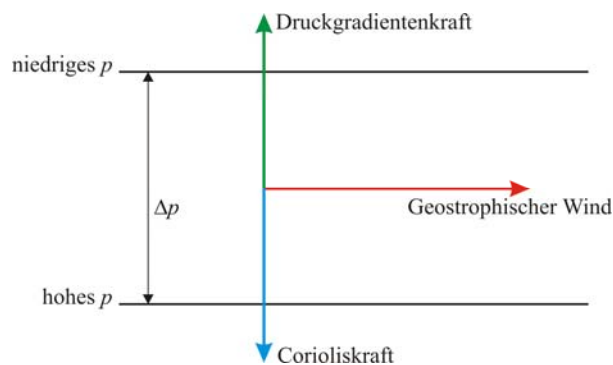
wobei  $u$  bzw.  $x$  die zonale und  $v$  bzw.  $y$  die meridionale Richtung darstellen.

---

<sup>12</sup> Eine stabile Schichtung der Atmosphäre liegt dann vor, wenn der vertikale Temperaturgradient  $|\partial T / \partial z|$  kleiner ist als der adiabatische Temperaturgradient  $|\partial T / \partial z|_{ad}$ . In diesem Fall wird Konvektion ausgeschlossen, d.h. es ist  $|\partial T / \partial z| < |\partial T / \partial z|_{ad}$ .



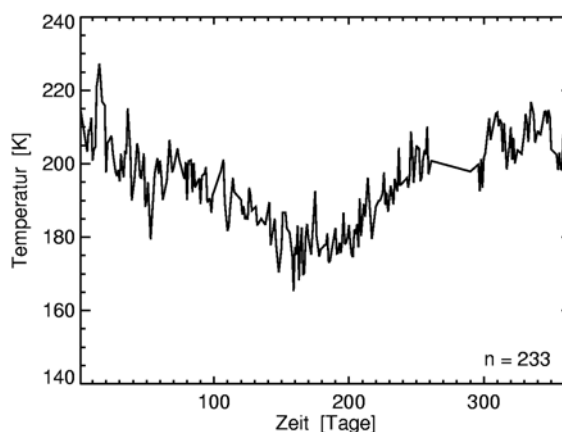
**Abb. 2.8:** Schwerewelle (gestrichelte Linie) im zonalen Wind, die in der Höhe  $Z_b$  bricht. Die durchgezogene Linie zeigt den ungestörten zonalen Hintergrundwind, wie er sich durch Glättung der gemessenen Kurve ergibt. Raketengestützte Messung einer „Falling Sphere“ über Andoya, Norwegen ( $69^\circ\text{N}$ ,  $16^\circ\text{O}$ ), aufgenommen am 10.06.1987 während der MAC/SINE<sup>13</sup> Kampagne.



**Abb. 2.9:** Darstellung des geostrophischen Windes: Gleichgewicht zwischen der Corioliskraft und der Druckgradientenkraft ( $p = \text{Druck}$ ). Eine Verletzung des Kräftegleichgewichts zwischen Druckgradientenkraft und Corioliskraft führt zur Ausbildung meridionaler Strömungskomponenten.

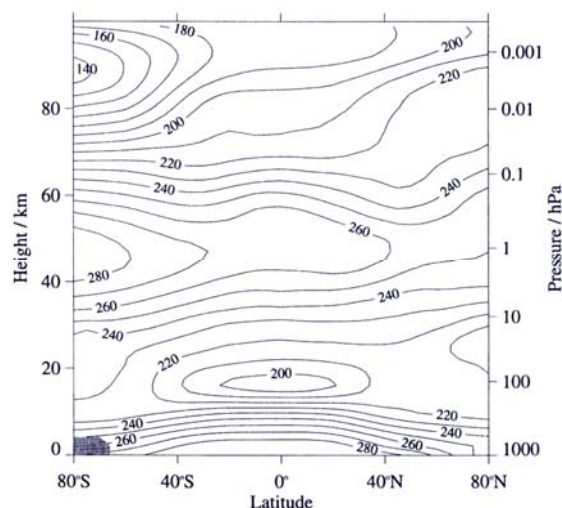
<sup>13</sup> Middle Atmosphere Co-operation/Summer in Northern Europe Campaign (Thrane, 1990)

Somit kann ein Temperatur- und Druckausgleich zwischen dem Sommerpol und dem Winterpol nicht stattfinden. Die Verletzung des Kräftegleichgewichts aufgrund des Energie- und Impulsübertrags brechender Schwerewellen führt nun jedoch zu einer Abbremsung bzw. Beschleunigung der großräumigen zonalen Windströmung und damit zur Ablenkung des vorherrschenden geostrophischen Windes, das heißt zur Ausbildung meridionaler Strömungskomponenten. Infolgedessen erfolgt netto ein Druckausgleich zwischen dem Sommerpol und dem Winterpol. Ein eindrucksvolles Beispiel für die Wirkung dieses so genannten „Wave Drags“ auf die großräumigen Strömungsmuster in der MLT-Region ist der Temperaturverlauf in der Mesopausenregion im Verlauf eines Jahres (siehe z.B. Fritts und Alexander, 2003; Walterscheid, 2001). Dieser ist in Abb. 2.10 beispielhaft über dem Hohenpeißenberg (47,8°N, 11,0°O) für das Jahr 2006 gezeigt. Deutlich zu erkennen ist, dass der Winter durch warme, der Sommer durch kalte Temperaturen gekennzeichnet ist. Auch eine globale Betrachtung zeigt dieses Verhalten der Temperatur (Abb. 2.11). So sind die Temperaturen im Bereich der Mesopause über dem Winterpol etwa 60-80 Kelvin höher als die Temperaturen über dem Sommerpol. Dieses Verhalten entspricht nicht dem Ergebnis, das durch die Annahme eines reinen Strahlungsgleichgewichtes<sup>14</sup> zu erwarten wäre; nämlich höhere Temperaturen über dem Sommerpol als über dem Winterpol (Abb. 2.12). Ursache hierfür ist die oben beschriebene, mit den brechenden Schwerewellen verbundene Meridionalströmung. Diese Strömung vom Sommer- zum Winterpol ist charakterisiert durch aufsteigende warme Luftmassen über dem Sommerpol, die dann zum Winterpol strömen und hier wieder absteigen. Das Aufsteigen der Luft ist verbunden mit adiabatischer Expansion und damit mit einer Abkühlung der Luft über dem Sommerpol. Die absteigenden Luftmassen haben Kompression zu Folge, es kommt zur Erwärmung der Luft über dem Winterpol.

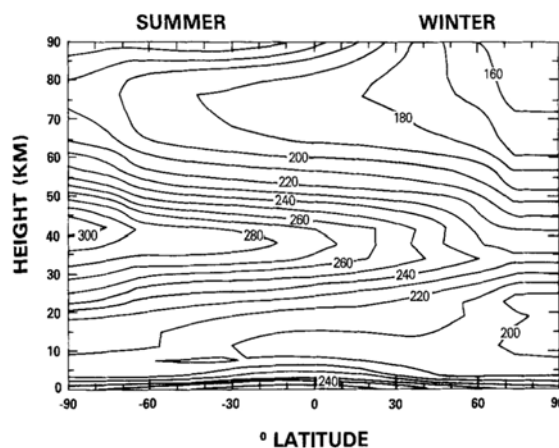


**Abb. 2.10:** Verlauf der nächtlich gemittelten OH\*-Temperaturen über dem Hohenpeißenberg (47,8°N, 11,0°O) im Jahr 2006, aufgenommen mit dem GRIPS 1 Instrument.

<sup>14</sup> Das Strahlungsgleichgewicht ist die reine Bilanz aus der absorbierten solaren und der emittierten terrestrischen Strahlung.



**Abb. 2.11:** Mittlere globale Temperatur im Januar, nach der CIRA-89 (COSPAR International Reference Atmosphere) Klimatologie (aus Andrews, 2000).



**Abb. 2.12:** Mittlere globale Temperatur unter Annahme eines reinen Strahlungsgleichgewichts (aus Geller, 1983).

Dieses Beispiel zeigt, dass Schwerewellen von großer Bedeutung für die dynamischen Prozesse in der Atmosphäre sind. Sie haben einen direkten Einfluss auf die globalen Zirkulationsmuster und die thermische Struktur der mittleren Atmosphäre (d.h. in etwa 10-100 km Höhe) und tragen wesentlich zur Kopplung der unterschiedlichen Höhenbereiche bei. Eine detaillierte Beschreibung neuer Ergebnisse hierzu findet man bei Fritts und Alexander (2003).

Dieser Umstand begründet unmittelbar die Notwendigkeit, Schwerewellen in numerischen Modellen der Atmosphäre – insbesondere in Klimamodellen – zu berücksichtigen: Prognosen über Klimaveränderungen sind nur dann belastbar, wenn eine möglichst realistische Modellierung der großräumigen Zirkulationssysteme erfolgt. Viele Klimamodelle enthalten jedoch die Wirkung von Schwerewellen aufgrund der hohen Komplexität der mit ihnen verbundenen Prozesse und des damit verbundenen hohen rechentechnischen Aufwands meist nur in Form vereinfachender Parametrisierungen. Aufgrund der häufig relativ groben räumlichen Auflösung der Klimamodelle können die räumlich sehr kleinskaligen Schwerewellen nicht aufgelöst werden. Ein großer Teil der Schwerewellen wird damit von den Maschen des Modellgitters nicht erfasst. Prozesse, wie die der nichtlinearen Welle-Welle-Wechselwirkung zwischen Schwerewellen (siehe z.B. Wüst und Bittner, 2006), sind praktisch gar nicht berücksichtigt. Hinzu kommt, dass Informationen über die geographische Lage von Schwerewellenquellen und deren aktuelle Quellstärken, über die zeitliche Variabilität von Schwerewellenaktivitäten und über ihre Ausbreitungscharakteristika, kurzum über ihre Strukturfunktionen, gegenwärtig nur unzureichend für die Modelle zur Verfügung stehen.

Es ist davon auszugehen, dass ein Großteil der heute bekannten Unsicherheiten von Klimamodellen zumindest teilweise auf die unzureichende Berücksichtigung der Einflüsse von Schwerewellen zurückgeführt werden kann. Um diese Unsicherheiten zu reduzieren, das heißt, um die Struktur-

funktionen von Schwerewellen global zu erfassen, ist die globale und kontinuierliche Beobachtung von Schwerewellen notwendig. Für eine solche Aufgabe sind satellitenbasierte Messungen prädestiniert. Allerdings ist die raum-zeitliche Auflösung heutiger satellitenbasierter Messungen noch nicht ausreichend fein. Erste Studien zur Architektur geeigneter Messsysteme für die Erfassung kleinskaliger Strukturen in der Atmosphäre werden derzeit etwa von der Europäischen Raumfahrtagentur ESA erst begonnen. Zeitlich hoch aufgelöste Messungen, wie sie mit bodengebunden Messinstrumenten wie z.B. dem Infrarot-Spektrometer GRIPS möglich sind, erlauben hier die Beobachtung solcher Prozesse und sind nach wie vor unbedingt notwendig für die Überprüfung der Modellergebnisse (Sato et al., 1999).

Das in der Einleitung bereits erwähnte Network for the Detection of Mesopause Change (NDMC), das sich gegenwärtig im Aufbau befindet, ergänzt die bereits seit längerem existierenden Netzwerke, wie etwa das Network for the Detection of Atmospheric Composition Change (NDACC) oder das Global Atmosphere Watch (GAW)-Programm der WMO. Insbesondere kann das NDMC Beiträge zur Untersuchung der globalen Verteilung solcher Quellen für die Anregung von Schwerewellen, ihrer jahreszeitlichen Variabilität und Quellstärke sowie zur Charakterisierung der Strukturfunktionen von Schwerewellen leisten. Die Arbeiten werden zudem die Leistungsfähigkeit bzw. Defizite heutiger Satellitensysteme zur Untersuchung von Schwerewellen aufzeigen und damit für die Neugestaltung von solchen Satellitensystemen beitragen können. Es sei an dieser Stelle erwähnt, dass erste Konzepte, das GRIPS-System auf einem Satelliten zu installieren, derzeit erarbeitet werden. Diese Aspekte gehen allerdings über den Rahmen dieser Arbeit hinaus.

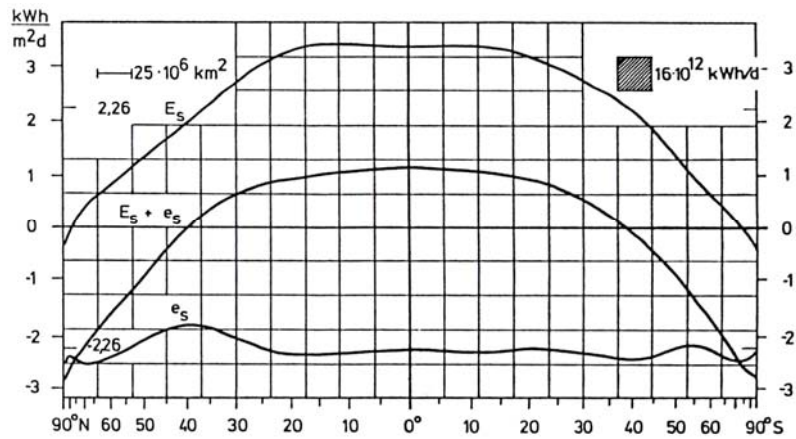
### ***Planetare Wellen***

Die meridionale Temperaturverteilung hängt maßgeblich von der Gesamtstrahlungsbilanz  $E_s + e_s$  des Systems Erde-Atmosphäre ab ( $E_s$  = Gesamtstrahlungsbilanz der Erdoberfläche,  $e_s$  = Gesamtstrahlungsbilanz der Atmosphäre). Abb. 2.13 zeigt die geographische Verteilung von  $E_s + e_s$ . Zu erkennen ist, dass der Gradient der Gesamtstrahlungsbilanz in den mittleren Breiten maximal ist, das heißt, die Änderung der Temperatur  $|\partial T / \partial y|$  mit der geographischen Breite ist hier besonders hoch. Es wurde oben bereits ausgeführt, dass sich im Idealzustand zwischen den niedrigen und den hohen geographischen Breiten eine breitenkreisparallele zonale Strömung, der geostrophische Wind, ausbilden sollte. Der Bereich der mittleren Breiten ist aufgrund des erwähnten starken meridionalen Temperaturgradienten durch erhöhte Instabilität gekennzeichnet. Somit ist die Bereitschaft der Atmosphäre zur Bildung wellenartiger Strömungen hier besonders hoch; überschreitet der meridionale Temperaturgradient den kritischen Wert von etwa  $6^\circ\text{C}$  auf einer Strecke von 1000 Kilometern, so wird die zonale Strömung baroklin<sup>15</sup> instabil (z.B. Pichler, 1997). Dieser Prozess

---

<sup>15</sup> Gebiete in der Atmosphäre mit großem horizontalen Temperaturgradienten nennt man baroklin (griech. barys = schwer, klinein = neigen).

wird daher als „barokline Instabilität“ bezeichnet. Kleinste horizontale Störungen, wie zum Beispiel indirekt durch ein Gebirge verursacht, führen dann dazu, dass die zonale Strömung meridional ausgelenkt wird; eine planetare Wellenströmung entsteht.



**Abb. 2.13:** Geographische Verteilung der Jahresmittel der Gesamtstrahlungsbilanz  $E_s$  der Erdoberfläche,  $e_s$  der Atmosphäre und  $E_s + e_s$  des Systems Erde-Atmosphäre (Fortak, 1982).

Betrachtet wird nun im Folgenden ein Luftpaket, das sich mit dieser zonalen Strömung bewegt (Abb. 2.14a). Generell gilt, dass der Gesamtdrehimpuls eines Luftpaketes eine Erhaltungsgröße ist. Dieser Gesamtdrehimpuls des Luftpaketes  $Q$  („Potential Vorticity“) setzt sich zusammen aus dem lokalen Drehimpuls  $\zeta$  (Luftpaket dreht sich um sich selbst) und dem planetaren Drehimpuls  $f$  (Luftpaket bewegt sich mit der Erde). Er ist bestimmt durch:

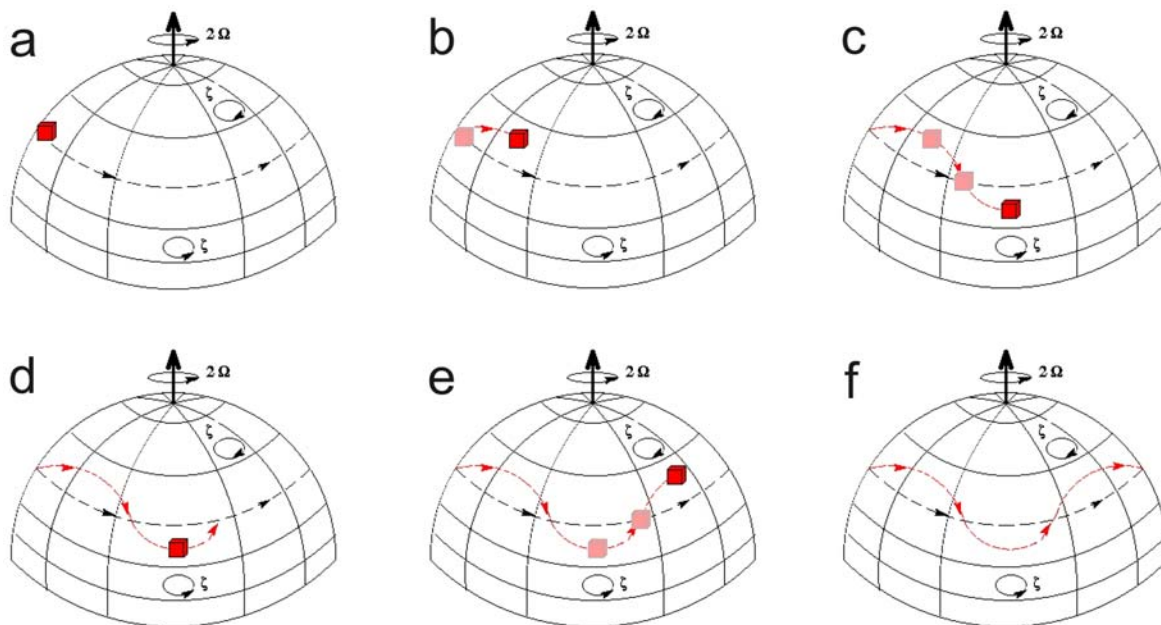
$$Q \sim f + \zeta \quad (Gl. 2.14)$$

$$\zeta = \text{rot } \vec{v}$$

Planetare Wellen können durch eine Vielzahl von Effekten in der Atmosphäre angeregt werden (siehe z.B. Volland, 1988). Ein prominenter Mechanismus ist die Anregung dieser Wellen durch die Orographie der Erdoberfläche. Strukturen wie z.B. der Gebirgszug des Himalajas stellen ein Hindernis für die zonale Strömung dar, genauso wie ausgeprägte Wärmequellen (z.B. Land-See-Übergänge). In jedem Fall führen solche Störungen zu einer meridionalen Auslenkung der zonalen Strömung, wie oben ausgeführt. Die Folge ist, dass auf ein Luftpaket, das sich nun z.B. zu höheren Breiten hin bewegt (siehe Abb. 2.14b), eine stärkere Corioliskraft einwirkt, da mit der geographischen Breite die Corioliskraft zunimmt. Die Folge ist, dass sich der planetare Drehimpuls  $f$  des Luftpaketes vergrößert. Das führt nun dazu, dass die Impulsbilanz des Luftpaketes verändert wird und also ausgeglichen werden muss. Diese Kompensation besteht in der gegenläufigen Veränderung, also einer Verkleinerung des lokalen Drehimpulses  $\zeta$  des Luftpaketes. Die Folge ist, dass das Luftpaket wieder zu der geographischen Breite hindriftet, die seiner Gleichgewichtsposition entspricht. Aufgrund der Trägheit überschreitet das Luftpaket jedoch seine Gleichgewichtsposition

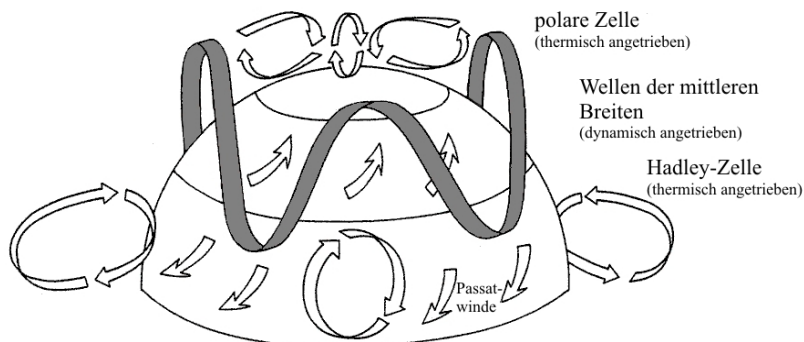


(siehe Abb. 2.14c). Nun setzt der oben beschriebene Mechanismus erneut ein, jedoch mit entgegengesetztem Vorzeichen (siehe Abb. 2.14d-e). Das Luftpaket bewegt sich schließlich auf einer sinusförmigen Bahn um seine Gleichgewichtsposition, das Ergebnis ist eine Welle auf planetaren Skalen („planetare Welle“) (Abb. 2.14f).



**Abb. 2.14:** Schematische Darstellung der Anregung planetarer Wellen in der Atmosphäre. Entsteht eine planetare Welle, bewegen sich die roten Luftpakete meridional um ihre Gleichgewichtsposition (gestrichelte Linie) auf einer sinusförmigen Bahn (nach Bittner, 2002, erweitert; nähere Erläuterungen siehe Text).

Dieses Wellenfeld führt zu meridionalen Strömungskomponenten, die im Mittel eine Meridionalzirkulation in den mittleren Breiten begründen (Bauer et al., 2001), und also aufgrund barokliner Instabilität entstanden ist. Diese Strömung ist in Abb. 2.15 schematisch sehr vereinfacht dargestellt. Die zudem dargestellte Zirkulationszelle in den niederen Breiten, die als Hadley-Zelle bezeichnet wird, ist rein thermisch angetrieben, genauso wie die Polarzelle, die jedoch deutlich schwächer und räumlich kleiner ausfällt als die Hadley-Zelle.

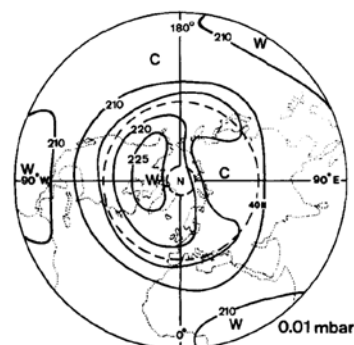
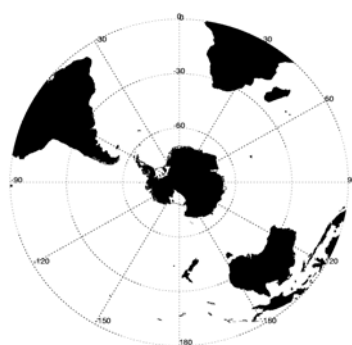
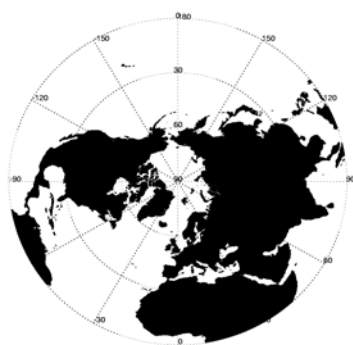


**Abb. 2.15:** Schema der allgemeinen Zirkulation der globalen Atmosphäre (nach Bauer et al., 2001).

Es werden zwei verschiedene Wellentypen von planetaren Wellen unterschieden: die „quasistationären planetaren Wellen“ und die „laufenden planetaren Wellen“.

Die dominierende Quelle für die Anregung von *quasistationären planetaren Wellen* – „stationär“ besagt, dass die Welle ihre Phasenlage relativ zur Erdoberfläche nicht verändert – ist die zonale Land-See-Massenverteilung. Auf der Nordhalbkugel wird diese in den mittleren Breiten durch den Atlantik, Eurasien, den Pazifik und Amerika dominiert. Die Südhemisphäre weist in den mittleren Breiten praktisch keine nennenswerten zonalen Land-See-Übergänge auf (Abb. 2.16). Die wellenförmige Ausprägung der großräumigen Strömungen ist folglich auf der Nordhemisphäre stärker (Salby und Garcia, 1990). In erster Näherung ist Eurasien der dominantere Kontinent auf der Nordhalbkugel; Amerika ist dagegen zunächst vernachlässigbar. Aus diesem Grund wird als stärkste Komponente eine stationäre planetare Welle mit nur einem „Berg“ und einem „Tal“ angeregt (man spricht von einer Welle mit zonaler Wellenzahl 1). Wird der amerikanische Kontinent berücksichtigt und damit der Pazifik und der Atlantik als getrennte Wassermassen betrachtet, so stellt sich als zweite Komponente eine stationäre planetare Welle 2 ein. Die Amplitude der Welle 2 ist dabei typischerweise gegenüber der Welle 1-Amplitude, die bis zu 15 K betragen kann, bereits um einen Faktor 2-3 schwächer (Rees et al., 1990). Abb. 2.17 zeigt als Beispiel das Temperaturfeld bei 0,01 mbar (ca. 80 km Höhe) im Dezember 1976 auf der Nordhemisphäre. Deutlich zu erkennen ist, dass in diesem Zeitraum das Strömungsmuster durch eine ausgeprägte Welle 1 charakterisiert ist.

Im Gegensatz zu den oben skizzierten quasistationären planetaren Wellen verändern *laufende planetare Wellen* kontinuierlich ihre Phasenlage gegenüber der Erdoberfläche. Auch sie werden immer wieder von verschiedensten Messsystemen, wie zum Beispiel satellitengebundenen Instrumenten in der Atmosphäre, beobachtet. Ihre Anregungsstärke ist in der Regel deutlich kleiner als die der quasistationären planetaren Welle 1 und 2; typische Amplituden bewegen sich im Bereich weniger Kelvin.

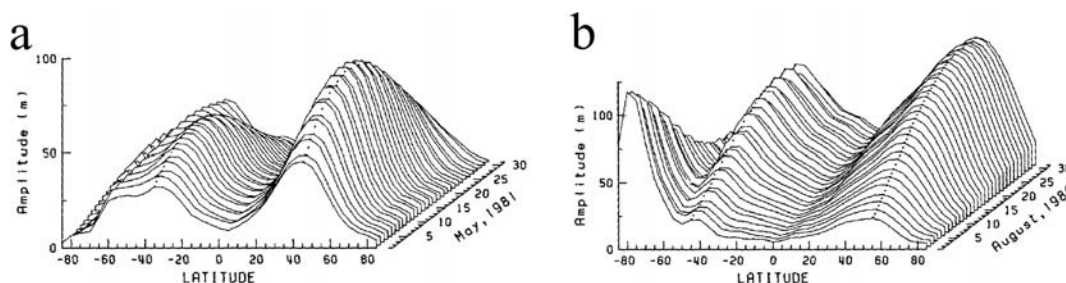


**Abb. 2.16:** Verteilung der Land- und Wassermassen auf der Nord- (links) bzw. Südhemisphäre (rechts).

**Abb. 2.17:** Das Temperaturfeld bei 0,01 mbar (ca. 80 km Höhe) im Dezember 1976 auf der Nordhemisphäre weist das Muster einer quasistationären planetaren Welle 1 auf (Labitzke et al., 1990).

Dabei ist es bemerkenswert, dass die Atmosphäre von der Vielzahl der prinzipiell möglichen angeregten laufenden planetaren Wellen nur einige unterstützt – andere werden von der Atmosphäre gefiltert. Die bekanntesten Wellenmodi in der Atmosphäre (im Englischen werden sie als ‚normal modes‘ bezeichnet) stellen die 4-Tage-, die 5-Tage-, die 10-Tage- sowie die 16-Tage-Welle dar, wobei die Periodendauern jeweils um einige Stunden bzw. Tage schwanken können (z.B. Andrews et al., 1987). So wird zum Beispiel die 5-Tage-Welle im Bereich von 4,5 bis 6,2 Tagen beobachtet, die 16-Tage-Welle in einem Bereich von 11 bis 21 Tagen (siehe hierzu Tab. 6.1). Die am häufigsten vorkommenden zonalen Wellenzahlen sind  $\mu_l=1$  und  $\mu_l=2$ . Planetare Wellen sind globale Phänomene. Sie besitzen daher nicht nur eine zonale, sondern auch eine meridionale Struktur. Mathematisch können sie durch die so genannten „Hough-Funktionen“ beschrieben werden. Dabei handelt es sich um Reihenentwicklungen von assoziierten Legendre-Polynomen und sind etwa bei Longuet-Higgins (1968) für die häufigsten Wellentypen tabelliert. Ganz vereinfacht können die Hough-Funktionen als Reihenentwicklungen von Kugelflächenfunktionen aufgefasst werden. In Abb. 2.18 ist beispielhaft die meridionale Struktur einer 4-Tage- bzw. 5-Tage-Welle, wie sie bei einer geopotentiellen Höhe<sup>16</sup> von 1 mbar gemessen wurden, dargestellt.

Einen Überblick über Messungen der verschiedenen laufenden planetaren Wellenmodi findet man z.B. bei Salby (1984). Die Art der Ausprägung und die Geschwindigkeit der verschiedenen Wellenmodi hängen dabei von der aktuellen Temperatur- und Windstruktur der Atmosphäre ab. So wird insbesondere der Einfluss von Winden um so größer, je langsamer die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wellen ist (Madden, 1992).

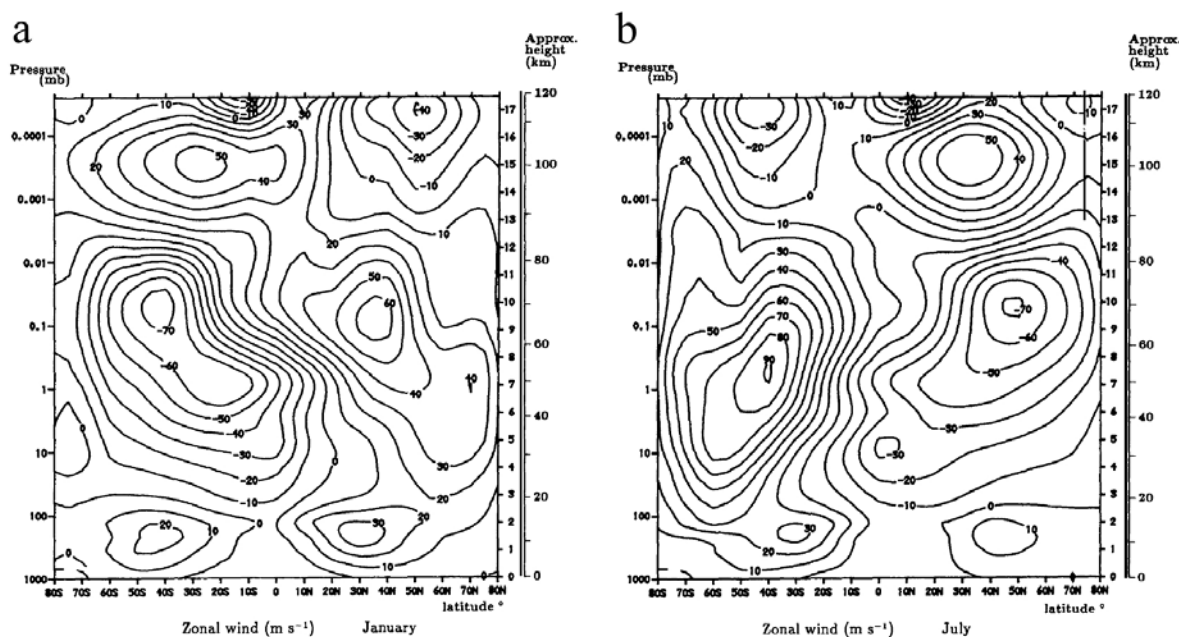


**Abb. 2.18:** Meridionale Struktur von prominenten laufenden planetaren Wellen in Geopotentialhöhen. **(a)** zeigt eine 4-Tage-Welle, beobachtet im Mai 1981 in einer Höhe von 1 mbar, **(b)** eine 5-Tage-Welle, beobachtet im August 1980 in derselben Höhe. Aufgetragen ist jeweils die Amplitude in Metern gegen die geographische Lage und die Zeit (aus Hirota und Hirooka, 1984).

Quasistationäre wie auch laufende planetare Wellen breiten sich nicht nur horizontal, sondern auch vertikal von der Troposphäre, wo sie hauptsächlich angeregt werden, in die höheren Atmosphärenschichten aus. Diese vertikale Ausbreitung von Wellen hängt jedoch – ganz ähnlich wie bei den Schwerewellen – sehr stark von der jeweils vorherrschenden Windrichtung des mittleren zonalen

<sup>16</sup> Die „geopotentielle Höhe“ ist diejenige Höhe, in der das Geopotential, das die potentielle Energie eines Luftpaketes ( $E_{\text{pot}} = m \cdot g(\varphi, z) \cdot z$ ) beschreibt, konstant ist. Sie schreibt sich wie folgt:  $h(\varphi, z) = g(\varphi, z) / g_0 \cdot z$  mit  $g_0 = 9,8$  m/s. Für eine feste Höhe  $z$  ändert sich  $g$  mit der Breite  $\varphi$ , d.h.  $E_{\text{pot}}$  ist nicht konstant an allen Breiten  $\varphi$  in der Höhe  $z$ .

Windes ab. Man kann zeigen, dass sich stationäre planetare Wellen (d.h.  $c = 0$ ) nur dann nach oben ausbreiten können, wenn der mittlere zonale Wind  $\bar{u}$  ein Westwind (von Westen nach Osten) ist, d.h.  $\bar{u} > 0$  (oder allgemein:  $\bar{u} - c > 0$ , falls  $c \neq 0$ ). Diese Verhältnisse sind für die mittlere Atmosphäre nur im Nordwinter gegeben. Im Nordsummer herrscht bei Höhen oberhalb ca. 18 km Ostwind (siehe Abb. 2.19). Die Amplitude von planetaren Wellen nimmt aufgrund der mit der Höhe exponentiell abnehmenden Luftdichte mit der Höhe zu. Planetare Wellen tragen damit wesentlich – wie auch Schwerewellen – zur Kopplung der verschiedenen Schichten in der Atmosphäre bei.



**Abb. 2.19:** Mittlere zonale Windverteilung für (a) Januar und (b) Juli (aus der CIRA-86 Klimatologie, Fleming et al., 1990). Negative Werte bezeichnen den Wind von Osten nach Westen (Ostwind).

### Infraschallwellen

Es gibt eine Vielzahl von Quellen für die Anregung von Infraschall. Solche Quellen können natürlichen Ursprungs sein, wie etwa Erd- und Seebeben, Tsunamis, Vulkanaktivitäten oder auch in die Atmosphäre einfliegende Meteorite. Auch Polarlichtaufbrüche infolge magnetischer Stürme, Hurricanes und Zyklone wie auch Brandung und Gezeiten des Meeres erzeugen Infraschall. Daneben gibt es auch vom Menschen gemachte Quellen wie beispielsweise der durch Raketen oder Flugzeuge verursachte Überschall-Knall, Wind- oder Wasserspeicherkraftwerke oder starke chemische und atomare Explosionen. Um letztere zu überwachen, wird gegenwärtig im Kontext des Kernwaffenteststoppabkommens<sup>17</sup> von 1996 ein global verteiltes Messnetzwerk von Infraschall-Mikrofonen aufgebaut, das schließlich 60 solcher Stationen umfassen soll. Gegenwärtig werden

<sup>17</sup> Preparatory Commission for the Comprehensive Nuclear-Test-Ban Treaty Organization (CTBTO) (<http://www.ctbto.org/>).

etwa 25 Infraschallstationen mehr oder weniger kontinuierlich betrieben. Innerhalb dieses Überwachungsnetzes betreibt die Bundesanstalt für Geowissenschaften und Rohstoffe (BGR<sup>18</sup>) für Deutschland zwei Infraschallstationen, die IMS<sup>19</sup>-Station I26DE im Bayerischen Wald (48,9°N, 13,7°O) und – in Kooperation mit dem Alfred-Wegener-Institut (AWI) – die Station I27DE an der deutschen Forschungsstation Neumayer in der Antarktis (70,7°S, 8,3°W).

Einen guten Überblick über die Beobachtung von Infraschallwellen in der mittleren Atmosphäre findet man z.B. bei Blanc (1985).

Infraschallwellen liegen mit Frequenzen unterhalb 15-20 Hz unterhalb des menschlichen Hörvermögens, das sich im Bereich zwischen ca. 16Hz bis 20kHz bewegt. Die Schallgeschwindigkeit wird bestimmt durch:

$$c = u_0 \pm \sqrt{\frac{c_p}{c_v} \cdot R \cdot T_0} \quad (\text{Gl. 2.15})$$

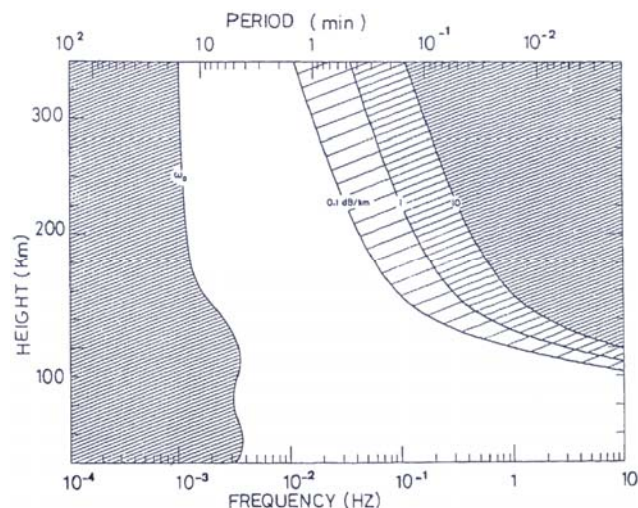
mit  $c = v \cdot \lambda$   
wobei  $T$  = Temperatur [°C]  
 $R$  = individuelle Gaskonstante ( $R = 287 \text{ J/kg}\cdot\text{K}$ )  
 $u_0$  = Geschwindigkeit des zonalen Grundstroms  
 $c_p$  = spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck  
 $c_v$  = spezifische Wärmekapazität bei konstantem Volumen ( $c_p/c_v = 1,4$  für Luft)  
 $v$  = Frequenz [Hz]  
 $\lambda$  = Wellenlänge [m]

Wenn der zonale Grundstrom  $u_0 = 0$  ist und die Temperatur mit  $T = 273 \text{ K}$  angenommen wird, beträgt die Schallgeschwindigkeit  $c = 331 \text{ m/s}$ . Die Schallgeschwindigkeit ist also temperaturabhängig. Die Wellenlängen von Infraschall liegen zwischen einigen 10 Metern und einigen 1000 Kilometern (z.B. Dorfmueller et al., 1998). Die Schwingungsdauern solcher Wellen bewegen sich im Bereich zwischen etwa 5 Minuten und 0,1 Sekunden. Einen Überblick über die Periodendauern, Frequenzen sowie die vertikale Dämpfung von Schallwellen in der Atmosphäre ist in Abb. 2.20 gezeigt.

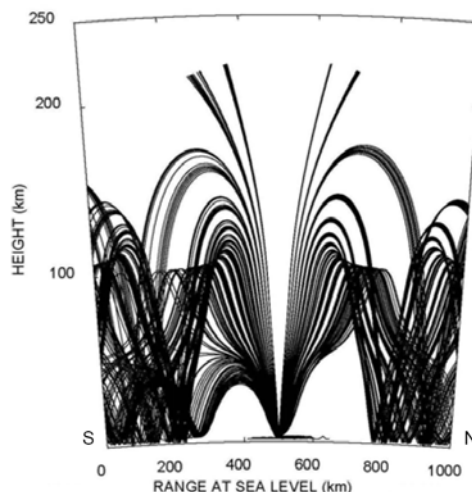
Da solche Wellen in der Atmosphäre demnach nur sehr schwach absorbiert werden, können sie sich über große Entfernungen horizontal wie auch vertikal ausbreiten.

<sup>18</sup> <http://www.seismologie.bgr.de/>

<sup>19</sup> International Monitoring System, weltweites Stationsnetz zur Überwachung des internationalen Kernwaffenteststoppabkommens



**Abb. 2.20:** Theoretische Dämpfung von Schallwellen (Georges, 1968, zitiert aus Blanc, 1985). Demnach setzt eine signifikante Dämpfung der Infraschallwelle erst in Höhen oberhalb etwa 100 km ein. So erfährt z.B. eine Infraschallwelle mit einer Frequenz von 1 Hz in 120 km eine Dämpfung um etwa 0,1 dB/km, und in 160 km um etwa 10 dB/km.  $\omega_0$  stellt dabei die Brunt-Vaisala-Frequenz dar.



**Abb. 2.21:** Typisches Muster einer Ausbreitung von Infraschall in der Atmosphäre. Die Linien beschreiben die Bereiche, in denen der Infraschall hörbar ist (Jones et al., 2004).

Die Ausbreitungscharakteristik der Infraschallwellen wird dabei wesentlich durch die aktuellen Wind- und Temperaturverhältnisse in den verschiedenen Atmosphärenschichten bestimmt. Abb. 2.21 zeigt ein typisches Ausbreitungsmuster des Infraschalls. Vertikal laufende Schallwellen breiten sich praktisch ungebremst bis in Höhen aus, in denen die Wellenfrequenz den Bereich der Stoßfrequenz der Luftteilchen erreicht, das heißt, es gibt keine Verdichtungen mehr. Damit bricht die Welle. Schallwellen, die sich nicht direkt vertikal ausbreiten, werden in einem Höhenbereich mit starkem Temperaturgradienten reflektiert. Man spricht auch von Wellenleitern. Die beiden Hauptwellenleiter in der Atmosphäre findet man daher im Bereich der Stratopause und der Mesopause. Durch die Reflexion der Welle zwischen dem Erdboden und den Wellenleitern sind große horizontale Ausbreitungswege möglich. Diese Ausbreitungsmuster bedingen „stille Zonen“, in denen der Infraschall nicht „hörbar“ ist.

### 2.3 Quasi-Biennale Oszillation (QBO)

Die annähernd zweijährige Schwingung (engl. Quasi-Biennial Oscillation (QBO)) ist bekannt als eine Schwankung der mittleren zonalen Windströmung in der tropischen Stratosphäre. Abb. 2.22 zeigt einen Zeit-Höhenschnitt der Monatsmittel der zonalen Windkomponente in der äquatorialen Stratosphäre. Die QBO ist demnach gekennzeichnet durch eine regelmäßige Umkehr der Zonal-

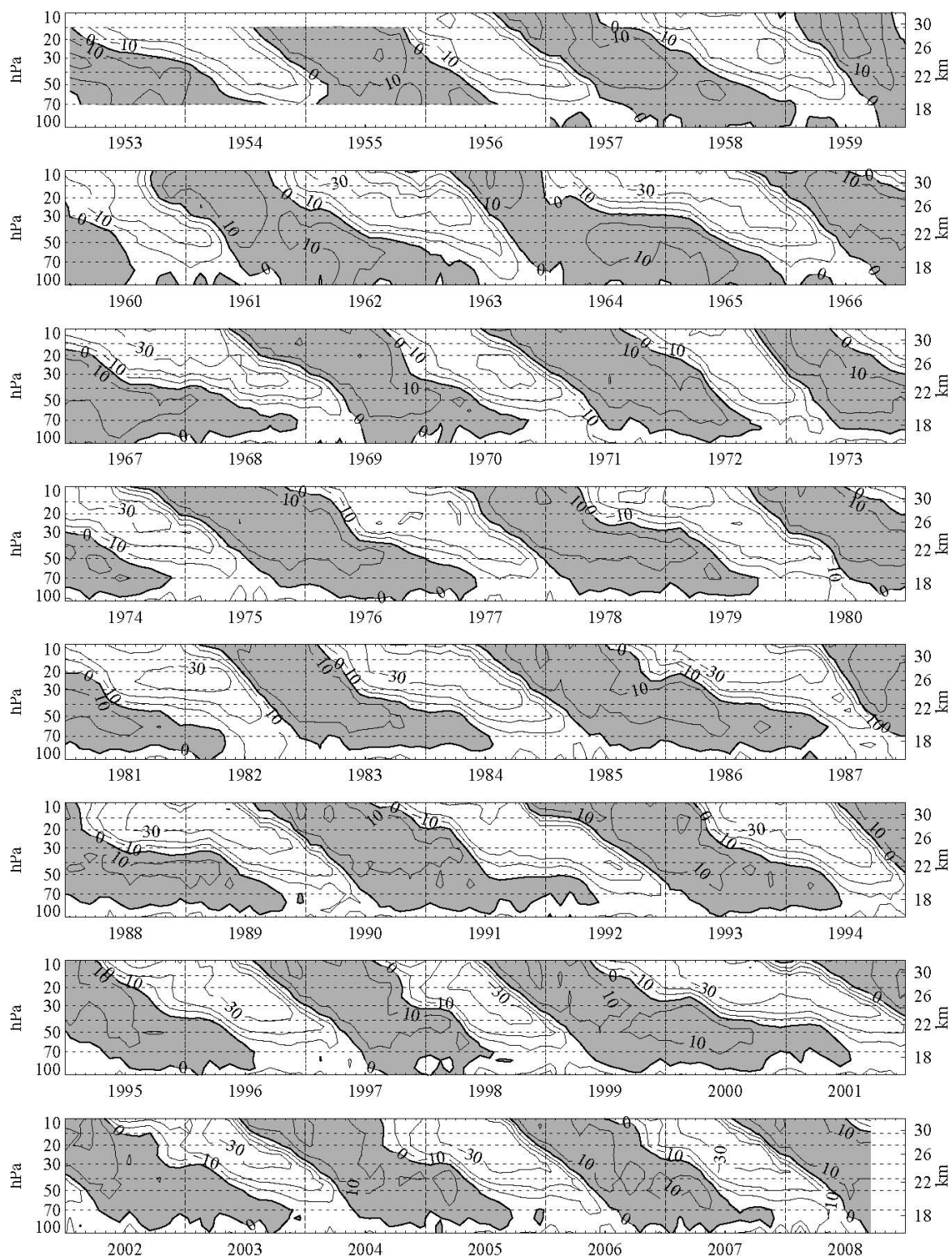
strömung von West nach Ost bzw. Ost nach West. Die Ost- bzw. Westwindphasen breiten sich von großen Höhen (ca. 10 hPa = ~32 km) nach unten hin (bis ca. 100 hPa = ~17 km) aus. Die mittlere Geschwindigkeit der absinkenden Luftschichten beträgt ca. 1 km pro Monat. Die Periodendauer beträgt hierbei in allen Schichten im Mittel 28 Monate, wobei die Periode hohe raum-zeitliche Variabilität aufweist. So kann die Periode aufeinander folgender Zyklen zwischen maximal 3 Jahren und minimal einem halben Jahr schwanken. In den oberen Schichten ist die Ostwindphase etwas länger als die Westwindphase, in den unteren Schichten hingegen verhält es sich umgekehrt. Maximale Windgeschwindigkeiten treten für beide Windregime in Höhen um etwa 15-20 hPa auf. Die mittlere Geschwindigkeit der Ostwinde beträgt in diesen Höhen etwa 30 m/s, die der Westwinde ca. 15 m/s. Die Ostwinde sind demnach in allen Schichten stärker ausgeprägt als die Westwinde. Mit der Schwankung des zonalen Windes ist auch eine Temperaturschwankung verbunden, die bis zu 5 K betragen kann, wobei die beiden Schwingungen phasenverschoben sind. Eine Übersicht über die Charakteristika der QBO ist z.B. bei Labitzke (1999) zu finden.

Verantwortlich für diese Windschwankung in der äquatorialen Stratosphäre ist die Wechselwirkung zwischen den so genannten „Kelvin-Wellen“ und den so genannten „Mixed Rossby-Gravity Waves“. Beide Wellentypen gehören der Kategorie einer Mischung aus planetaren Wellen und Schwerkwellen an (siehe Abb. 2.5) und können mit der Navier-Stokes-Gleichung (Gl. 2.9) beschrieben werden. Sie sind jedoch auf äquatoriale Breiten beschränkt.

Die Kelvin-Welle ist stets ostwärts gerichtet. Sie weist typischerweise eine Periodendauer von 10 bis 20 Tagen auf, ihre Phasengeschwindigkeit beträgt typischerweise 30 m/s. Dominierend bei den Kelvin-Wellen sind die Wellenzahlen 1 und 2, das bedeutet, die Wellenlängen betragen ca. 40.000 km (Welle 1) bzw. ca. 20.000 km (Welle 2). Die Mixed Rossby-Gravity Waves hingegen sind stets westwärts wandernde Wellen. Ihre Periodendauern betragen etwas 4 bis 5 Tage. Für diese Wellenart ist die Wellenzahl 4 typisch, das heißt, die Wellenlängen liegen bei etwa 10.000 km.

Die Kelvin-Wellen wie auch die Mixed Rossby-Gravity Waves werden in der Troposphäre durch Konvektion angeregt und breiten sich nach oben in die Stratosphäre aus. Wie in Kapitel 2.2 beschrieben können sich Wellen nur unter bestimmten Bedingungen vertikal ausbreiten. Stoßen sie auf eine kritische Windschicht (z.B. wenn  $u_0 = c$ ), so werden die Wellen an einer weiteren vertikalen Ausbreitung gehindert, sie werden absorbiert und/oder reflektiert. Dabei geben sie Energie und Impuls an ihre Umgebung ab und beeinflussen so das zonale Windfeld.





**Abb. 2.22:** Zeit-Höhenschnitt der Monatsmittel der mittleren zonalen Windströmung in m/s in der tropischen Stratosphäre. Positive Werte (grau) stellen Westwinde, negative Werte (weiß) Ostwinde dar. Die Daten wurden von verschiedenen Stationen zusammengetragen: Januar 1953 - August 1967: Canton Island (3°S, 172°W); September 1967 - Dezember 1975: Gan/Malediven (1°S, 73°O); seit Januar 1976: Singapur (1°N, 104°O) (Quelle: [http://www.geo.fu-berlin.de/met/ag/strat/produkte/qbo/qbo\\_wind1.pdf](http://www.geo.fu-berlin.de/met/ag/strat/produkte/qbo/qbo_wind1.pdf); aktualisierte Abbildung von Naujokat, 1986).

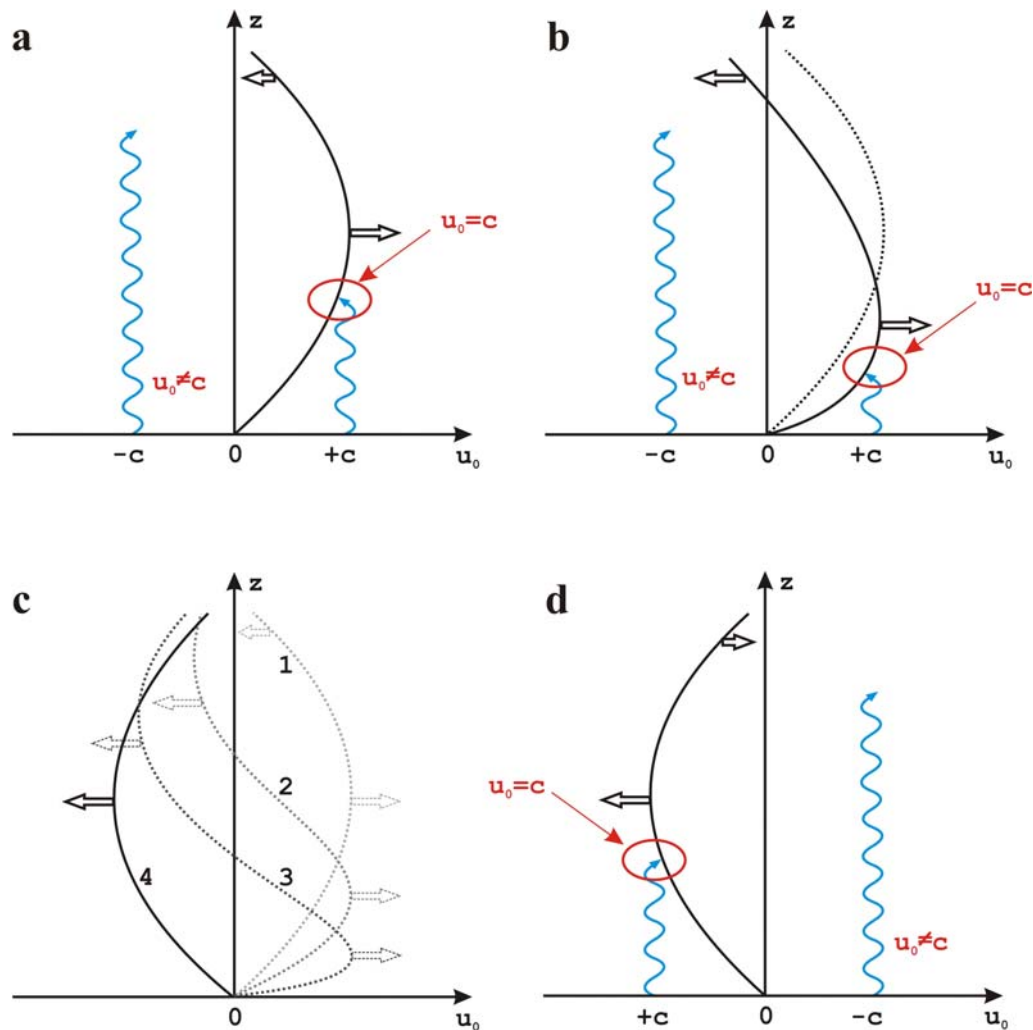


Die Schwingung des zonalen Windes bei der QBO entsteht nun durch das Zusammenspiel von diesen ost- und westwärts wandernden Wellen. Der Mechanismus, wie er sich heute darstellt, wird im Folgenden kurz beschrieben. Abb. 2.23a-d soll diesen Mechanismus näher veranschaulichen. Es sei der zonale Wind ein Westwind (von West nach Ost; ostwärts). Die stets ostwärts wandernden Kelvin-Wellen breiten sich vertikal bis zu einer kritischen Schicht aus ( $u_0 = c$ ), wo sie brechen (siehe Abb. 2.23a). Durch den ostwärts gerichteten Übertrag von Energie und Impuls wird die zonale Ostwärts-Strömung verstärkt (siehe Abb. 2.23a, Doppelpfeil). Die Folge ist, dass das Windmaximum nach unten wandert (siehe Abb. 2.23b). Gleichzeitig können die westwärts wandernden Mixed-Rossby-Gravity-Waves praktisch ungehindert in größere Höhen vordringen ( $u_0 \neq c$ ). Auch diese Wellen brechen aufgrund dynamischer oder statischer Instabilität (siehe Kapitel 2.2), jedoch in weitaus größeren Höhen, und deponieren dort westwärts gerichteten Impuls (siehe Abb. 2.23b, Doppelpfeil). Dieser Impuls reicht aus, um die zonale Ostwärts-Strömung dort oben abzubremesen und schließlich in einen Ostwind (von Ost nach West; westwärts) umzukehren (siehe Abb. 2.23c). Durch diese Deposition von Energie und Impuls verstärkt sich die so gebildete Ostströmung, sinkt ihrerseits ab und ersetzt schließlich das darunter liegende Westwindregime (Lambert, 1999). Durch diese Windumkehr verändern sich auch die vertikalen Ausbreitungsverhältnisse. So können sich die Kelvin-Wellen nun ungehindert vertikal ausbreiten, die Mixed-Rossby-Gravity-Waves hingegen werden daran gehindert (siehe Abb. 2.23d).

Auf diese Art und Weise kehrt sich also das Windfeld von oben nach unten in der Stratosphäre um und zwar mit einer Periodendauer von etwa zwei Jahren. Eine ausführliche Beschreibung der Charakteristika sowie der Entstehung der QBO ist z.B. bei Baldwin et al. (2001) oder Andrews et al. (1987) zu finden.

Obwohl die QBO ein Phänomen der tropischen Stratosphäre darstellt, zeigen einige Beispiele, dass die QBO auch höhere geographische Breiten beeinflussen kann (siehe z.B. Ruzmaikin et al., 2005; Randel et al., 1998; Jacobi et al., 1997, 1996; Holton und Tan, 1980). Darüber hinaus werden auch QBO-bedingte Effekte in der Mesosphäre beobachtet (z.B. Sridharan et al., 2003; Bittner et al., 2000; Jacobi et al., 1997, 1996).

Das Phänomen der QBO ist sehr komplex. Es stellt sich nach wie vor als schwierig dar, den Effekt der QBO mit Modellen zufrieden stellend zu simulieren (Baldwin et al., 2001). Die Modelle liefern in der Regel – im Gegensatz zu Beobachtungen – stärkere Westphasen als Ostphasen. Das bedeutet, dass möglicherweise noch ein verborgener Antriebsmechanismus Richtung Osten existiert. Die Theorie zur Entstehung der QBO ist bis heute noch nicht im Detail verstanden. Die Modellergebnisse sind nicht zuverlässig und werden damit angreifbar.



**Abb. 2.23:** Schematische Darstellung zur Entstehung der Windumkehr des zonalen Windfeldes in der äquatorialen Stratosphäre.  $c$  bedeutet die zonale Phasengeschwindigkeit der Welle,  $u_0$  beschreibt die Geschwindigkeit des zonalen Windes (siehe Gl. 2.12),  $z$  die Höhe (nähere Erläuterungen siehe Text).

## 2.4 Sonnenaktivität

Die Variabilität der Sonne findet auf ganz unterschiedlichen Zeitskalen statt. Neben dem 27-tägigen Zyklus, der auf der Rotation der Sonne um ihre eigene Achse beruht, gibt es auch die langperiodischen Zyklen, so z.B. den 11-jährigen Sonnenfleckenzyklus, den 22-jährigen Hale-Zyklus, der durch das solare Magnetfeld verursacht wird, sowie den Gleissberg-Zyklus mit seinen ungefähr 80 bis 100 Jahren Periodendauer. Eine Zusammenfassung über die bekannten existierenden Sonnenzyklen findet man z.B. bei Moussas et al. (2005).

Die Aktivität der Sonne wird durch verschiedene Kenngrößen beschrieben. So gibt es neben dem wohl bekanntesten und auffälligsten Phänomen der Sonnenflecken unter anderen auch noch die

Fackeln, Flares oder Protuberanzen. Ihre gemeinsame Ursache wird in periodischen Veränderungen des solaren Magnetfeldes gesehen (Scheffler und Elsässer, 1974). Diese verschiedenen Messgrößen der solaren Aktivität variieren alle mit den gleichen Periodizitäten, wie beispielsweise mit dem 11-Jahreszyklus (Moussas et al., 2005). Ein ausführlicher Überblick über die einzelnen Phänomene ist z.B. in Lang (2006) zu finden.

### ***Sonnenflecken***

Sonnenflecken sind dunkle Flecken auf der Photosphäre, der sichtbaren Oberfläche der Sonne. Sie treten bevorzugt in Gruppen kleinerer Flecken auf, die sich innerhalb von Stunden bilden können. Meist erreichen zwei dieser Flecken besondere Größe und werden zu so genannten Hauptflecken, die sich dann in der Regel auf gleicher heliographischer Breite bewegen. Die Lebensdauer von kleineren Sonnenflecken, die sich nicht weiterentwickeln, liegt im Bereich von wenigen Tagen, die der Fleckengruppen oder extrem großen Flecken im Bereich von einigen Wochen (ca. 100 Tage) (Blanter et al., 2005). In den Sonnenflecken liegt die Temperatur ca. 2000 K niedriger als in benachbarten Photosphärengebieten, das heißt, dort wird weniger Sonnenenergie abgestrahlt (Blome et al., 2002). Sonnenflecken können mit einem einfachen Teleskop optisch beobachtet werden und stellen somit die am leichtesten beobachtbaren Erscheinungen aus dem Gesamtkomplex der Sonnenaktivität dar (Gondolatsch et al., 1978). Tägliche Werte werden seit mehr als 150 Jahren kontinuierlich, praktisch lückenlos aufgezeichnet und sind über das National Geophysical Data Center (NGDC<sup>20</sup>) in Boulder, USA, verfügbar. Ein Maß für die Häufigkeit von Sonnenflecken ist die Sonnenfleckenrelativzahl<sup>21</sup>.

### ***Der 11-jährige Sonnenfleckenzyklus***

Die Häufigkeit von Sonnenflecken folgt einer angenähert periodischen, ausgeprägten Schwankung mit einer Periode von im Mittel 11 Jahren. Schon im 19. Jahrhundert wurde von Schwabe (1841) und Wolf (1851) durch das tägliche Aufzeichnen der Sonnenflecken dieser 11-jährige Sonnenfleckenzyklus entdeckt.

Die solare Aktivität verändert sich während eines Zyklus etwa um einen Faktor 10. Die Abstände zweier aufeinander folgender Solarmaxima können jedoch – abweichend von der mittleren Periode von 11 Jahren – zwischen 8 und 15 Jahren variieren (Moussas et al., 2005). In der Regel sind die

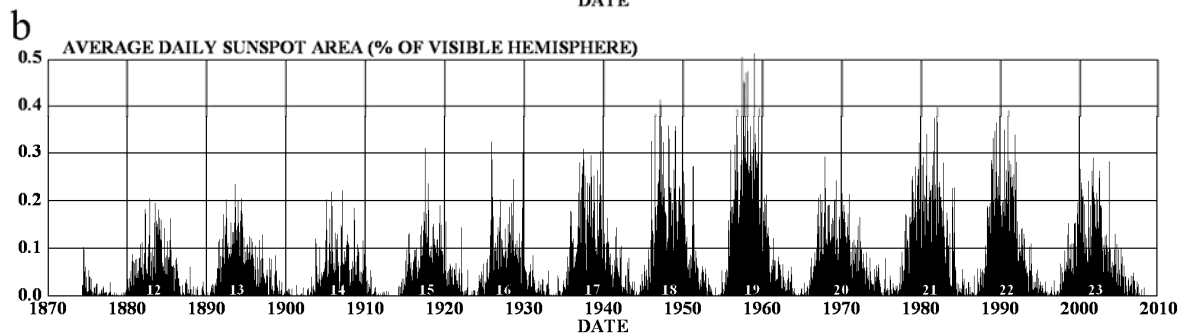
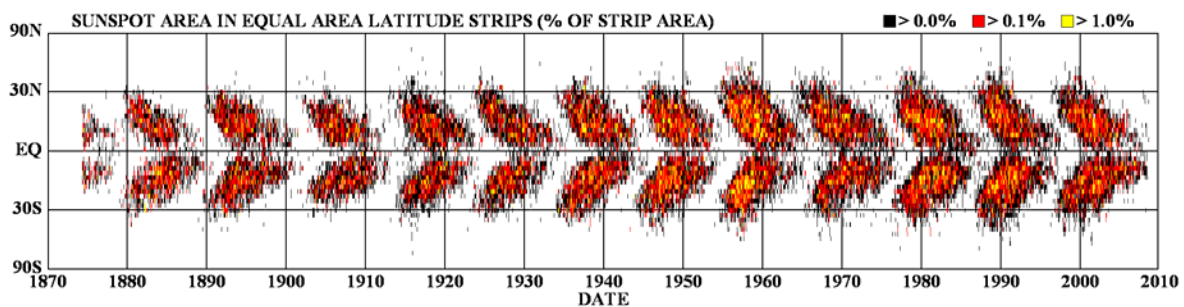
---

<sup>20</sup> Das National Geophysical Data Center (NGDC) in Boulder, Colorado, USA, stellt die Daten zur Aufzeichnung von Sonnenflecken auf täglicher Basis unter <http://www.ngdc.noaa.gov/stp/SOLAR/ftpsolarradio.html> zur Verfügung.

<sup>21</sup> Die Sonnenfleckenrelativzahl wurde zur Bewertung der Sonnenfleckenaktivität im letzten Jahrhundert vom Direktor des Züricher Observatoriums Rudolf Wolf (1816-1893) eingeführt. Sie wird zu seinen Ehren auch als Wolf-Zahl bezeichnet. Er gab 1849 den noch heute benutzten Berechnungsmodus  $R = k(10g + s)$  an, wobei  $g$  die auf der Sonne sichtbaren Sonnenfleckengruppen und  $s$  die Gesamtheit aller einzelnen Flecken darstellen.  $k$  bezeichnet den Korrekturfaktor bezogen auf den Beobachter bzw. das Instrument (Blanter et al., 2005).

Anstiegszeiten eines solaren Zyklus kürzer als die Abstiegszeiten. Die Form der Variation von Minimum zu Maximum und umgekehrt ist normalerweise auch nicht symmetrisch (z.B. Moussas et al., 2005) (siehe Abb. 2.24b). Sonnenflecken erscheinen auf der Sonnenoberfläche symmetrisch zum Äquator in einer Fleckenzone von etwa  $\pm 40^\circ$  heliographischer Breite. Carrington (1858) berichtete erstmals von der Wanderung der Sonnenflecken auf der Sonnenoberfläche von höheren heliographischen Breiten hin zu niederen Breiten. So erscheinen neue Sonnenflecken, nach einem Sonnenminimum, auf beiden Seiten des Sonnenäquators in hohen heliographischen Breiten bei etwa  $40^\circ$ . Sie wandern dann allmählich mit Fortschreiten des Sonnenzyklus hin zum Äquator, wo sie schließlich im nächsten Minimum eines Zyklus verschwinden. Die Sonnenflecken bewegen sich nun jedoch nicht wieder allmählich zurück zu den hohen Breiten, sondern es kommt zu einer plötzlichen Neuerscheinung von Flecken bei etwa  $\pm 40^\circ$  heliographischer Breite. Diese Regelmäßigkeit der heliographischen Verteilung der Sonnenflecken in Abhängigkeit von der Zeit ist in dem so genannten „Schmetterlingsdiagramm“ (Abb. 2.24a) dargestellt. Die heliographische Breitenwanderung der Sonnenflecken ist statistisch betrachtet auf den beiden Hemisphären der Sonne gleich (Li et al., 2001).

### a DAILY SUNSPOT AREA AVERAGED OVER INDIVIDUAL SOLAR ROTATIONS



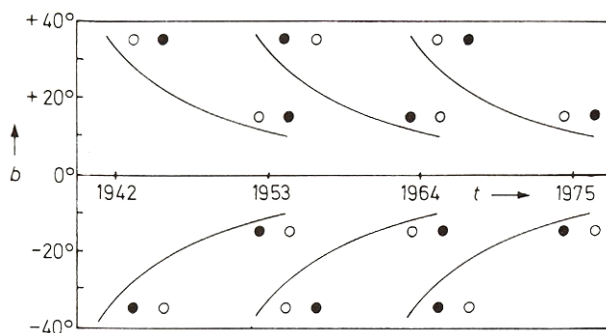
<http://solarscience.msfc.nasa.gov/>

NASA/MSFC/NSSTC/HATHAWAY 2008/10

**Abb. 2.24:** (a) Häufigkeitsverteilung der Sonnenflecken über die heliographischen Breiten in Abhängigkeit der Zeit seit Mai 1874 (s.g. Schmetterlingsdiagramm). Die Farben stellen die prozentual von den Sonnenflecken bedeckte Fläche der sichtbaren Sonnenhemisphäre dar. (b) Zyklische Variation der von den Sonnenflecken prozentual bedeckten Fläche der sichtbaren Sonnenhemisphäre für den gleichen Zeitraum mit der Nummerierung des jeweiligen Sonnenfleckenzyklus (Quelle: NASA Marshall Space Flight Center (MSFC)).

### Der 22-jährige Hale-Zyklus

Wie oben bereits erwähnt treten Sonnenflecken vorwiegend in Gruppen mit zwei Hauptflecken auf. Alle Sonnenflecken besitzen starke Magnetfelder, wobei die beiden Hauptflecken verschiedene Polarität aufweisen. Etwa 90% der Fleckengruppen sind damit bipolar (Gondolatsch et al., 1978). Die Erklärung der Bipolarität in Fleckengruppen gibt das Halesche Polaritätsgesetz (siehe z.B. Blome et al., 2002 oder Lang, 2006), das an dieser Stelle nicht weiter erläutert wird. Während eines Sonnenfleckenzyklus bleibt die Polarität der beiden Hauptflecken erhalten, wobei sie in den beiden Hemisphären der Sonne entgegengesetzt ist. Von einem Sonnenzyklus zum nächsten dreht sich die magnetische Orientierung um, so dass die ursprüngliche Polarität jeden zweiten 11-jährigen Zyklus wieder hergestellt ist. Demnach dauert ein magnetischer Fleckenzyklus etwa 22 Jahre. Abb. 2.25 soll dies veranschaulichen. Tatsächlich beruht also physikalisch betrachtet der 11-Jahreszyklus auf dem 22-Jahreszyklus der Sonne, der auch Hale<sup>22</sup>-Zyklus genannt wird. Dieser gilt daher als der eigentliche Zyklus der Sonnenaktivität (Tsiropoula, 2003).



**Abb. 2.25:** Polarität der bipolaren magnetischen Regionen auf der Nord- und Südhemisphäre der Sonne während des 18., 19. und 20. Aktivitätszyklus. Schwarze Kreise stellen einen magnetischen Nordpol, offene Kreise einen magnetischen Südpol dar (Gondolatsch et al., 1978).

### Der 27-tägige Rotationszyklus

Die Sonne, ein Stern, besteht aus heißem Gas. Dieses Gas besteht aus 92,1% Wasserstoff, 7,8% Helium und 0,1% anderen schwereren Elementen, z.B. Sauerstoff, Kohlenstoff, Stickstoff (z.B. Lang, 2006). Durch Beobachtungen von Sonnenflecken war schon im 17. Jahrhundert bekannt, dass die Sonne nicht wie ein starrer Körper rotiert. Die erste systematische Studie zur Rotation der Sonne wurde jedoch erst 1863 von Carrington veröffentlicht (Howard, 1984). Durch den Vergleich aufeinander folgender Bilder, aufgenommen mit Teleskopen, entdeckte Carrington die so genannte differentielle Rotation der Sonne. Demnach dreht sich die Sonne am Äquator schneller als an den

<sup>22</sup> Der Hale-Zyklus ist nach dem amerikanischen Astronom Georg Hale benannt, der erstmals das magnetische Feld der Sonnenflecken im Jahr 1908 maß. Er entdeckte, dass sich die Polarität der Sonne alle 11 Jahre umkehrt. Daten sind erhältlich beim Wilcox Solar Observatory unter <http://wso.stanford.edu/Polar.html>.

Polen. Dieses Phänomen der differentiellen Rotation der Sonne wird durch folgende Formel beschrieben (z.B. nach Georgieva et al., 2005):

$$\Omega(\varphi) = a + b \sin^2 \varphi \quad (\text{Gl. 2.16})$$

wobei  $\Omega$  die Winkelgeschwindigkeit der Sonne,  $\varphi$  die heliographische Breite,  $a$  die äquatoriale Rotationsrate und  $b$  den Gradienten des Breitengrades der Rotationsrate beschreibt. Die Koeffizienten  $a$  und  $b$  werden durch Messungen ermittelt (siehe hierzu z.B. Beck, 1999 oder Schröter, 1985). Eine Übersicht über Rotationsraten der Sonne an unterschiedlichen heliographischen Breiten, zusammengestellt aus verschiedenen Referenzen, ist in Tab. 2.1 gezeigt. Von der Erde aus beobachtet man die synodische Rotationsdauer  $T_{syn}$ . Sie ist wegen der gleichgerichteten Bewegung der Erde um die Sonne länger als die wirkliche, auf eine raumfeste Richtung bezogene siderische Rotationsdauer  $T_{sid}$ , die sich ergibt aus der Beziehung (Gondolatsch et al., 1978):

$$\frac{2\pi}{T_{sid}} = \frac{2\pi}{T_{syn}} + \frac{2\pi}{T_{Erde}} \quad (\text{Gl. 2.17})$$

Im Mittel beträgt die synodische Rotationsdauer der Sonne ca. 27 Tage am Äquator, was einer Rotationsgeschwindigkeit von etwa 2 km/s entspricht (Blome et al., 2002). An den Polen hingegen braucht die Sonne ca. 40 Tage, um sich einmal um sich selbst zu drehen.

**Tab. 2.1:** Übersicht über einige, aus unterschiedlichen Referenzen zusammengestellten Rotationsraten der Sonne an verschiedenen heliographischen Breiten.

Referenz	Äquator (0°)		Mittlere Breiten (45°)		Mittlere Breiten (60°)		Pol (90°)	
	$T_{sid}$ [d]	$T_{syn}$ [d]	$T_{sid}$ [d]	$T_{syn}$ [d]	$T_{sid}$ [d]	$T_{syn}$ [d]	$T_{sid}$ [d]	$T_{syn}$ [d]
Babcock (1961)	~25,00	~26,84			~29,30	~31,86		
Gondolatsch et al. (1978)	25,00	26,84	28,00	30,33	31,00	33,88		
Howard (1984)	24,83	26,64			30,64	33,45		
	- 25,53	- 27,45			- 31,30	- 34,24		
Schröter (1985)	25,00	26,84					35,75	39,63
	- 25,53	- 27,45						
Balthasar et al. (1986)	24,83	26,64	27,69	29,96				
Pulkkinen und Tuominen (1998)	25,23	27,10						
	- 25,38	- 27,28						
Beck (1999)	~25,00	~26,84	~28,00	~30,33			~35,00	~38,71
Weiss und Tobias (2000)	~25,00	~26,84					~40,00	~44,92
Moussas et al. (2005)	24,56	26,31					~35,00	~38,71
Lang (2006)	25,67	27,61	28,26	30,63	30,76	33,59		
Ø	25,08	26,93	27,99	30,31	30,51	33,29	36,44	40,49

## 3 Messverfahren

Angeregte Hydroxyl (OH\*)-Moleküle senden im sichtbaren und nahen infraroten (IR) Wellenlängenbereich Strahlung aus. Die Emissionen der Vibrations-Rotationsübergänge der OH\*(3,1)-Bande können mit dem oben genannten bodengebundenen IR-Spektrometer GRIPS derzeit jeweils während der Nacht erfasst werden. Die geeignete Verhältnisbildung der Strahlungsintensitäten der P<sub>1</sub>(2)-, P<sub>1</sub>(3)- und P<sub>1</sub>(4)-Übergänge erlaubt es, mit guter Genauigkeit auf die gaskinetische Temperatur in der Mesopausenregion (~87 km Höhe) zu schließen. Wegen der Verwendung von energetisch niedrigen Strahlungsübergängen treten Probleme des „nicht-lokalen thermodynamischen Gleichgewichts“ praktisch nicht auf. Das Verfahren ist erprobt, von der Fachgemeinde akzeptiert, robust und liefert etwa alle 1 bis 4 Minuten einen Temperaturmesswert, sofern das Sichtfeld nicht vollkommen von Wolken bedeckt ist. Im Folgenden wird das Verfahren zur Bestimmung der Rotationstemperatur des OH\*-Moleküls sowie das Messsystem näher beschrieben.

### 3.1 Strahlungsemission der OH\*-Moleküle

Die Bestimmung der OH\*-Rotationstemperatur erfolgt durch die Untersuchung des Emissionsspektrums der OH\*-Moleküle. Sie entstehen durch die in Kapitel 2.1 bereits vorgestellte exotherme chemische Reaktion von Ozon (O<sub>3</sub>) und atomarem Wasserstoff (H) (Gl. 2.3). Die bei dieser Reaktion freiwerdende Energie von 77 kcal/mol reicht aus, um die entstandenen OH-Moleküle zu Vibrations- und Rotationsschwingungen anzuregen (Le Texier et al., 1987). Die exotherme Reaktion in Gl. 2.3 erlaubt die Anregung des OH-Moleküls auf Elektronenniveaus bis  $v' \leq 9$  (z.B. Sivjee, 1992; Le Texier et al., 1987; Baker, 1978). Die dabei aufgenommene Energie gibt das angeregte Molekül wieder ab, da es grundsätzlich immer energetisch niedrige, d.h. stabile Zustände anstrebt. Prinzipiell gibt es dabei drei Möglichkeiten, wie das Molekül Energie aufnehmen bzw. abgeben kann:

- 1) Elektronischer Übergang  $\Delta E_e$ -
- 2) Schwingungsübergang  $\Delta E_s$
- 3) Rotationsübergang  $\Delta E_r$

Dabei ist die Energieaufnahme bzw. -abgabe bei den verschiedenen Übergängen unterschiedlich stark. Der energetische Unterschied von einem Elektronenniveau zum nächsten beträgt  $\Delta E_e \approx 10 \text{ eV}^{23}$  und ist damit um etwa zwei Größenordnungen größer als der energetische Unterschied von

<sup>23</sup> 1eV (Elektronenvolt) ist definiert als die kinetische Energie, die ein Elektron nach Beschleunigung durch die Spannung 1V wegen  $E = e \cdot V$  besitzt. Die Elementarladung  $e$  beträgt  $e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ As}$ , d.h. 1eV entspricht  $1,602 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ .

einem Schwingungsniveau zum nächsten ( $\Delta E_s \approx 0,1 \text{ eV}$ ). Die Rotationsübergänge sind die energetisch schwächsten mit  $\Delta E_r \approx 0,001 \text{ eV}$  und liegen damit nochmals etwa zwei Größenordnungen niedriger (siehe z.B. Gerthsen und Meschede, 2004).

Der Energiegehalt eines Moleküls  $\Delta E$  ist somit stets eine Kombination aus allen drei oben aufgeführten Übergängen. Es gilt

$$\Delta E = \Delta E_{e^-} + \Delta E_s + \Delta E_r = h\nu = h \cdot \frac{c}{\lambda} \quad (\text{Gl. 3.1})$$

Die Energie wird dabei in Form von elektromagnetischer Strahlung  $h\nu$  emittiert, wobei  $h$  die Planck-Konstante ( $h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$ ),  $\nu$  die Frequenz der Strahlung,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit ( $c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$ ) und  $\lambda$  die Wellenlänge ist.

Wegen  $E = h \cdot \nu$  und  $c = \lambda \cdot \nu$  gilt, dass mit einem Energieübergang  $\Delta E$  eine Strahlung der Wellenlänge  $\lambda = c \cdot h / \Delta E$  verbunden ist. Aus  $\lambda = c \cdot h / \Delta E$  folgt damit:

$$\begin{array}{llll} \Delta E_{e^-} & \approx 10 \text{ eV} & \approx 1,602 \cdot 10^{-18} \text{ J} & \text{d.h. } \lambda \approx 0,1 \cdot 10^{-6} \text{ m} \approx 0,1 \mu\text{m} \\ \Delta E_s & \approx 0,1 \text{ eV} & \approx 1,602 \cdot 10^{-20} \text{ J} & \text{d.h. } \lambda \approx 0,1 \cdot 10^{-8} \text{ m} \approx 10 \mu\text{m} \\ \Delta E_r & \approx 0,001 \text{ eV} & \approx 1,602 \cdot 10^{-22} \text{ J} & \text{d.h. } \lambda \approx 0,1 \cdot 10^{-10} \text{ m} \approx 1000 \mu\text{m} \end{array}$$

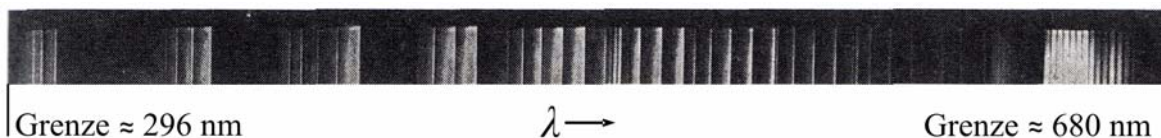
Das heißt, Strahlung, die mit reinen Rotationsübergängen gekoppelt ist, liegt im fernen infraroten Wellenlängenbereich. Strahlung, die mit reinen Schwingungsübergängen gekoppelt ist, liegt im nahen Infrarot und mit reinen Elektronenübergängen gekoppelte Strahlung im sichtbaren und UV-Bereich.

Es gilt die Regel, dass die Kombination aller Übergänge (siehe Gl. 3.1) das Gesetz des Gesamtdrehimpulses eines Moleküls erfüllen muss. Es sind hierbei nur Übergänge mit einer Gesamtdrehimpulsquantenzahl  $\Delta J = 0, +1$  oder  $-1$  erlaubt (siehe z.B. Rees, 1989). Man unterscheidet daher drei Zweige: den P-Zweig, der den Übergängen  $\Delta J = -1$  entspricht, d.h. die Gesamtdrehimpulsquantenzahl erniedrigt sich von einem Übergang zum nächsten um  $-1$ , den Q-Zweig, der den Übergängen  $\Delta J = 0$  entspricht und den R-Zweig mit der Auswahlregel  $\Delta J = +1$ . Diese Auswahlregeln haben zur Folge, dass nur eine endliche Anzahl von Kombinationen möglich ist, was wiederum bedeutet, dass die Linien im Spektrum diskret sein müssen.

Abb. 3.1 zeigt ein Beispiel eines Bandenspektrums. Die scharfen, regelmäßig angeordneten, d.h. diskreten Linien weisen konstante Abstände zueinander auf, da die Energie nur in Portionen, in so genannten Quanten, und damit nicht kontinuierlich aufgenommen bzw. abgegeben werden kann. Die dargestellten Linien zeigen zum einen die im Spektrum weit auseinander liegenden Linien der Elektronenübergänge, auch Banden genannt, zum anderen die darin enthaltenen, etwas enger



liegenden Linien der Schwingungsübergänge und die wiederum zwischen den Schwingungslinien noch näher aneinander liegenden Linien der Rotationsübergänge.



**Abb. 3.1:** Beispiel eines Bandenspektrums. Spektrum des Lichtes aus der positiven Säule einer Glimmentladung in Stickstoff (Gerthsen und Meschede, 2004).

Die spektralen Linien sollten nach Gl. 3.1 unendlich schmal und scharfe diskrete Linien sein. Es ist bemerkenswert, dass in der Realität jedoch unendlich scharfe Spektrallinien nicht existieren. Selbst wenn das Messinstrument unendlich genau wäre, würde die spektrale Linie immer noch eine bestimmte natürliche Linienbreite aufweisen. Die Breite einer Spektrallinie hängt dabei von folgenden natürlichen Effekten ab: der Doppler-Verbreiterung, der Druckverbreiterung sowie der natürlichen Linienbreite.

Die Doppler-Verbreiterung wird durch die Eigenbewegung der strahlenden Moleküle hervorgerufen. Sie beruht auf dem Doppler-Effekt. Durch die unterschiedlichen Bewegungsrichtungen der Moleküle verändern sich während des Beobachtungszeitraums die Entfernungen der Moleküle in Bezug auf das Messinstrument. Damit verändert sich die Frequenz der emittierten Strahlung, die das Instrument aufzeichnet, was dazu führt, dass das Messinstrument keine scharfe, sondern eine verbreiterte Spektrallinie vermisst. Die charakteristische Form der Doppler-verbreiterten Spektrallinie ist in Abb. 3.2 gezeigt.

Ein weiterer Verbreiterungseffekt ist die Druckverbreiterung. Sie ist eine Folge der Wechselwirkung mit anderen Molekülen. Durch Zusammenstoß eines Moleküls mit einem anderen wird der Strahlungsprozess des Moleküls abgebrochen. Damit verkürzt sich die Lebensdauer des angeregten Zustands. Diese Begrenzung des Wellenzugs führt zu einer Verbreiterung der Spektrallinie. Druckverbreiterte Linien besitzen in der Regel ein Lorentzprofil (siehe Abb. 3.2).

Aber selbst wenn man völlig ungestörte Moleküle vermisst, die sich also nicht bewegen und keine Zusammenstöße mit anderen Molekülen erfahren, beobachtet man eine endliche Linienbreite des emittierenden Lichts. Sie wird als natürliche Linienbreite bezeichnet und stellt die Mindestlinienbreite von Spektrallinien dar. Die natürliche Linienbreite hängt von der Strahlungslebensdauer  $\tau_L$  des angeregten Moleküls vom Übergang von einem energetisch höheren Energieniveau in den energetisch günstigeren Zustand ab. Diese Strahlungslebensdauer  $\tau_L$  ist immer endlich, d.h. die Länge der emittierten Wellenzüge ist begrenzt. Diese bestimmt die natürliche Linienbreite. Wäre die Strahlungslebensdauer unendlich, so wäre die Spektrallinie unendlich scharf, was in der Realität jedoch nicht vorkommt. Damit verbunden ist eine Unschärfe in der Energie  $\Delta\tilde{E}$ :

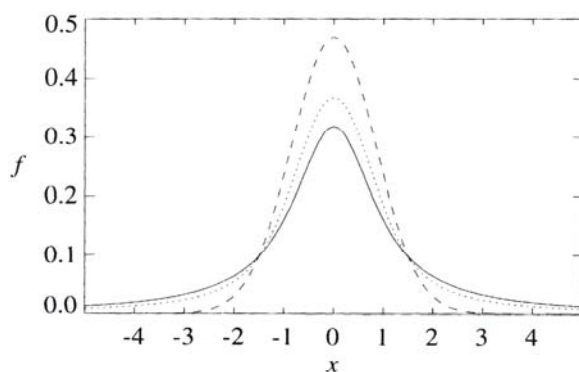
$$\Delta\tilde{E} = h \cdot \frac{1}{\tau_L}. \quad (\text{Gl. 3.2})$$

Der Übergang eines Moleküls von einem höheren Energieniveau 2 in ein niedrigeres Energieniveau 1 erfolgt spontan; man spricht von „spontaner Emission“. Die Wahrscheinlichkeit, dass in einem Zeitintervall eine Zahl von Molekülen von Energieniveau 2 nach 1 übergeht, wird mit  $A_{21}$  bezeichnet („Einsteinkoeffizient für spontane Emission“). Solche Vorgänge sind zufällig. Es kann daher nicht gesagt werden, welche Moleküle den Übergang ausführen, sondern nur, wie viele Moleküle im Mittel den Energieübergang vollziehen werden. Die Wahrscheinlichkeit  $A_{21}$  für spontane Emission beschreibt folglich die mittlere Verweilzeit bzw. mittlere Strahlungslebensdauer  $\tau_L$  der Moleküle im angeregten Zustand 2 (siehe z.B. SchpolSKI, 1979):

$$\tau_L = \frac{1}{A_{21}} \quad (\text{Gl. 3.3})$$

Das heißt, der Koeffizient  $A_{21}$  bestimmt die natürliche Linienbreite der mit dem Energieübergang verbundenen Strahlung.  $A_{21}$  beeinflusst zudem die Intensität der Spektrallinie, wie im Anhang A4 gezeigt wird. Wie in Gl. 3.6 gezeigt wird, hat  $A_{21}$  damit maßgeblichen Einfluss auf die OH\*-Rotationstemperatur. Die mittlere Strahlungslebensdauer  $\tau_L$  und damit der Einsteinkoeffizient  $A_{21}$  können experimentell bestimmt werden. Für die unten beschriebene Temperaturbestimmung werden die Einsteinkoeffizienten verwendet, wie sie von Mies (1974) angegeben werden.

Die natürliche Linienbreite hat ein lorentzförmiges Profil (siehe Abb. 3.2). Sie ist kleiner als die Doppler- und die druckverbreiterten Spektrallinien. In der Mesopausenregion bestimmt hauptsächlich die Doppler-Verbreiterung die Linienbreite der OH\*-Moleküle, da sich die Moleküle in diesem Höhenbereich aufgrund der geringen Luftdichte praktisch ungestört im Gegensatz zu dem Bereich der unteren Atmosphäre bewegen können. Die Druckverbreiterung dominiert typischerweise in Höhen unterhalb etwa 30 km und spielt bei der Linienbreite des OH\*-Moleküls daher eine untergeordnete Rolle, da die Zusammenstöße der OH\*-Moleküle mit anderen aufgrund der geringen Luftdichte seltener sind als in den unteren Schichten der Atmosphäre. Die natürliche Linienbreite ist unabhängig von der Höhe und hat stets denselben Anteil an der Gesamtlinienbreite. Details findet man z.B. bei Kyle (1991) oder Weißmantel et al. (1983).



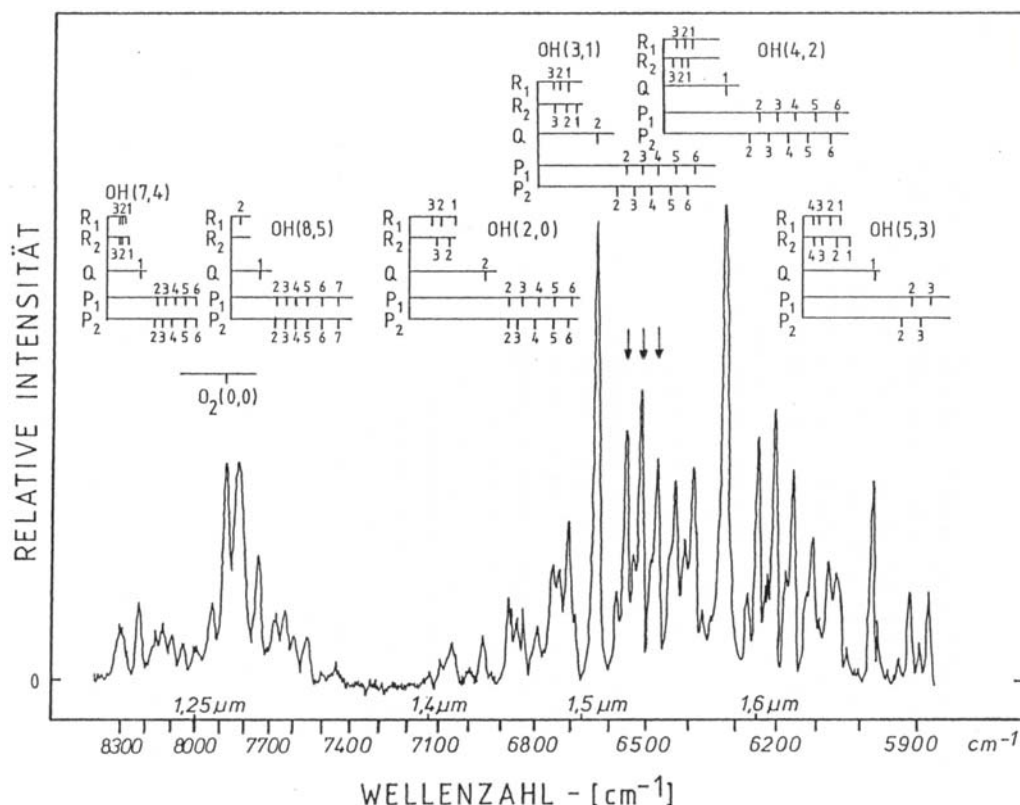
**Abb. 3.2:** Lorentz- (durchgezogen), Doppler- (gestrichelt) und Voigt- (gepunktet) Linienprofil. Das Doppler-Profil dominiert in Höhen unterhalb etwa 30 km. In Bereichen, in denen beide Profile signifikant sind, wird das Linienprofil durch die Kombination beider Anteile, dem so genannten „Voigt-Profil“, beschrieben. Die Kurven sind dahingehend normiert, dass ihre Flächen gleich groß sind (aus Andrews, 2000).

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden die  $P_1(2)$ -,  $P_1(3)$ - und  $P_1(4)$ -Übergänge aus der  $\text{OH}^*(3,1)$ -Bande untersucht (siehe Abb. 3.3). Es handelt sich hier um den Elektronenübergang vom Elektronenniveau  $\nu' = 3$  auf das Elektronenniveau  $\nu'' = 1$ , der als eine Bande definiert ist. Diese Bande beinhaltet fünf Schwingungsniveaus  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $Q$ ,  $P_1$  und  $P_2$ . Der Index 1 bezeichnet hier die Übergänge im so genannten  $^2\Pi_{3/2}$ -Dublettzweig, der Index 2 hingegen Übergänge im  $^2\Pi_{1/2}$ -Dublettzweig (Gerndt, 1986; eine ausführliche Beschreibung des Dublettcharakters von Molekülspektren findet man z.B. bei Finkelnburg, 1967). In der vorliegenden Arbeit werden ausschließlich Übergänge des P-Zweiges untersucht, und hier insbesondere die des  $P_1$ -Schwingungsniveaus. Dieses enthält wiederum fünf Rotationsniveaus  $P_1(2)$ ,  $P_1(3)$ ,  $P_1(4)$ ,  $P_1(5)$  und  $P_1(6)$ , wobei hier nur die drei Linien  $P_1(2)$ ,  $P_1(3)$  und  $P_1(4)$  betrachtet werden. Die Zahlen in der Klammer bei der Bezeichnung  $P_1(2)$ ,  $P_1(3)$  und  $P_1(4)$  sind folgendermaßen zu erklären:

Es seien  $N \equiv$  Drehimpulsquantenzahl der Kernrotation,  $A \equiv$  Quantenzahl des Gesamtbahndrehimpulses der Elektronen und  $K = N + A$ . Da sich das Molekül im elektronischen Grundzustand befindet, gilt stets  $A = 1$ . Nun bedeutet die Zahl in der Klammer den Wert von  $K$  nach dem Rotationsübergang. Beim  $P_1(2)$ -Übergang erhöht sich  $N$  von 0 auf 1, damit ist  $K = 2$ . Beim  $P_1(3)$ -Übergang erhöht sich  $N$  von 1 auf 2, es ergibt sich also  $K = 3$ , und beim  $P_1(4)$ -Übergang erhöht sich  $N$  von 2 auf 3, damit beträgt  $K = 4$  (Gerndt, 1986).

Das angeregte Molekül gibt beim sukzessiven Übergang von hohen energetischen Niveaus hin zu einem energetisch günstigeren Zustand Energie in Form von elektromagnetischer Strahlung  $h\nu$  ab. Angeregte OH-Teilchen beispielsweise emittieren Strahlung im sichtbaren und infraroten Wellenlängenbereich, wobei der Bereich im elektromagnetischen Spektrum von den jeweiligen Energieübergängen abhängt.

Als Beispiel sind in Abb. 3.3 Übergänge der  $\text{OH}^*(7,4)$ -,  $\text{OH}^*(8,5)$ -,  $\text{OH}^*(2,0)$ -,  $\text{OH}^*(3,1)$ -,  $\text{OH}^*(4,2)$ - und  $\text{OH}^*(5,3)$ -Vibrations-Rotationsbanden dargestellt, ansteigend von  $1,2 \mu\text{m}$  bis hin zu Wellenlängen von  $1,7 \mu\text{m}$ . Die Position jeder Emissionslinie im Spektrum ist bekannt. Die oben beschriebene  $\text{OH}^*(3,1)$ -Bande, die von dem in dieser Arbeit verwendeten Messsystem vermessen wird, liegt im Spektralbereich von  $1,52 \mu\text{m}$  bis  $1,55 \mu\text{m}$ .



**Abb. 3.3:** Airglow-Spektrum im Bereich von 1,2  $\mu\text{m}$  bis 1,7  $\mu\text{m}$ . Zusätzlich sind die OH\*-Rotations-schwingungsbanden (5,3), (4,2), (3,1), (2,0), (8,5) und (7,4) dargestellt. Die drei zur Temperaturbestimmung benutzten OH\*-Emissionslinien P<sub>1</sub>(2), P<sub>1</sub>(3), P<sub>1</sub>(4) sind durch Pfeile gekennzeichnet (Gerndt, 1986).

Im Folgenden werden die Argumente dargelegt, warum das GRIPS-System so ausgelegt ist, dass speziell die OH\*(3,1)-Übergänge vermessen werden. Ausgangspunkt der Überlegungen ist die Annahme, dass die Atmosphäre als ein ideales Gas beschrieben werden kann. Das heißt, es wird als Wechselwirkung zwischen den Teilchen nur die Kollision betrachtet; elektromagnetische Kräfte, die Schwerkraft sowie Strahlungsprozesse werden zunächst vernachlässigt. Damit sind die Energieniveaus  $E_k$  eines einzelnen Moleküls nach Boltzmann verteilt:

$$n_k \sim e^{-\frac{E_k}{T}} \quad (\text{Gl. 3.4})$$

- mit  $k$  = Gesamtheit der Quantenzahlen, die den Zustand des Moleküls bestimmen  
 $n_k$  = Zahl der Teilchen im Gas, die sich im  $k$ -ten Quantenzustand befinden ( $n_k$  nennt man Besetzungszahl der verschiedenen Quantenzustände)  
 $E_k$  = Energieniveaus des einzelnen Moleküls  
 $T$  = gaskinetische Temperatur

Die Strahlungsprozesse stören nur dann die Boltzmann-Verteilung nicht, wenn gilt:

$$\tau_{\text{Kollision}} \ll \tau_{\text{Strahlung}}$$

wenn also der Zeitraum  $\tau$  zwischen aufeinander folgenden Stößen von Molekülen sehr viel kleiner ist als der Zeitraum, den ein angeregtes Molekül braucht, um seine gesamte Strahlung abzugeben, oder anders ausgedrückt, wenn die Häufigkeit der Kollisionen viel größer ist als die Häufigkeit aufeinander folgender Strahlungsübergänge. Ist das der Fall, herrscht „lokales thermodynamisches Gleichgewicht“<sup>24</sup>. Es gilt damit die Planck-Funktion eines Schwarzkörpers (siehe Gl. 2.8).

Betrachtet man nun zusätzlich zu den Kollisionen auch noch Strahlungsprozesse wie chemische Reaktionen und die damit verbundene Aufnahme und Abgabe von Energie der Moleküle, so sind zusätzlich viele Energieniveaus besetzt. Voraussetzung für lokales thermodynamisches Gleichgewicht ist nun, dass – wie oben erwähnt –  $\tau_{\text{Kollision}} \ll \tau_{\text{Strahlung}}$  ist und dass die dem Molekül durch Kollision zugeführte Energie  $\Delta E$  ausreicht, die Besetzung der Energieniveaus zu gewährleisten. Beispielsweise muss  $\Delta E$  ausreichen, um ein chemisch angeregtes OH\*-Molekül, das sich vom Energieniveau  $v' = 9$  auf  $v'' = 7$  abgeregt hat, wieder auf das Niveau  $v' = 9$  anzuheben. Ist dies nicht der Fall, entspricht die Strahlungsenergie nicht der gaskinetischen Energie, also der Schwarzkörper-Strahlung. Folglich sind diejenigen OH\*-Übergänge besonders geeignet, bei denen  $\Delta v$  klein ist, da weniger Energie benötigt wird als bei großem  $\Delta v$ . Erfährt das chemisch angeregte OH\*-Molekül auf seinem Weg der Abregung keine Kollision mit anderen Molekülen, so gibt es seine gesamte Energie an die Umgebung ab; es befindet sich damit nicht mehr im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht.

Falls also Strahlungsprozesse einen Einfluss nehmen, so wird dieser dort besonders bedeutsam, wo die Schwarzkörper-Kurve für den „idealen Fall“ kleine Intensitäten ausweist. Das bedeutet, es sollten möglichst diejenigen Übergänge vermessen werden, die im Maximum der Schwarzkörper-Kurve liegen und damit im Mittel der gaskinetischen Temperatur der Umgebung entsprechen. Das Maximum der schwarzen Strahlungsdichte für eine bestimmte Frequenz  $\nu_{\text{max}}$  wird durch das Wien-Verschiebungsgesetz beschrieben (z.B. Gerthsen und Meschede, 2004):

$$\nu_{\text{max}} = \frac{2,82 \cdot k}{h} \cdot T = 5,88 \cdot 10^{10} \cdot T \quad (\text{Gl. 3.5})$$

mit  $\nu = \frac{c}{\lambda}$

darin bedeuten

- $\nu_{\text{max}}$  = Frequenz, an der Schwarzkörper im Maximum ist [Hz]
- $h$  = Planck-Konstante =  $6,626 \cdot 10^{-34}$  Js
- $k$  = Boltzmann-Konstante =  $1,381 \cdot 10^{-23}$  JK<sup>-1</sup>
- $T$  = Temperatur [K]
- $c$  = Lichtgeschwindigkeit =  $3 \cdot 10^8$  ms<sup>-1</sup>
- $\lambda$  = Wellenlänge [m]

<sup>24</sup> Lokales thermodynamisches Gleichgewicht bedeutet, dass die einem Molekül zugeführte Energie gleich der abgegebenen Energie ist.

Bei mittleren Temperaturen in der Mesopausenregion von ca. 200 K entspricht dies laut Gl. 3.5 einer Wellenlängenposition von etwa  $25\ \mu\text{m}$ . Oder anders gesagt, soll das Maximum der Schwarzkörper-Kurve bei einer Wellenlänge von  $1,5\ \mu\text{m}$  – dem Bereich der  $\text{OH}^*(3,1)$ -Bande – liegen, müsste die mittlere Temperatur in der Mesopausenregion etwa 3400 K betragen. Bei einer Vermessung des Airglow im sichtbaren Wellenlängenbereich (z.B.  $\text{OH}^*(8,2)$ -Bande bei  $0,6\ \mu\text{m}$ ), bedeutet dies eine Schwarzkörper-Temperatur von ca. 8500 K.

200 K	$\approx$	$25,5\ \mu\text{m}$
3400 K	$\approx$	$1,5\ \mu\text{m}$ (entspricht $\text{OH}^*(3,1)$ )
6380 K	$\approx$	$0,8\ \mu\text{m}$ (entspricht $\text{OH}^*(6,2)$ )
8500 K	$\approx$	$0,6\ \mu\text{m}$ (entspricht $\text{OH}^*(8,2)$ )

Bei diesen Wellenlängen erreicht also die Schwarzkörper-Kurve für die jeweilige Temperatur ihr Maximum. Das heißt, hier ist die Besetzung des jeweiligen Energieniveaus maximal und damit die Intensität am größten. Demnach sollten möglichst solche  $\text{OH}^*$ -Übergänge vermessen werden, die etwa dem gaskinetischen Übergang entsprechen bzw. diesem nahe sind. Bei der für die Mesopausenregion „idealen“ Wellenlänge von ca.  $25\ \mu\text{m}$  gibt es jedoch keine  $\text{OH}^*$ -Banden mehr; sie erreichen lediglich Wellenlängen bis ca.  $2\ \mu\text{m}$  (z.B. Vallance Jones, 1973). Die Vermessung dieser  $\text{OH}^*$ -Banden ist messtechnisch allerdings sehr anspruchsvoll, da hier die Energie viel geringer ist als im sichtbaren Bereich. Folglich sind die Messapparaturen sehr viel komplexer (siehe Kapitel 3.3.1). Die Vermessung der  $\text{OH}^*(3,1)$ -Bande ist ein guter Kompromiss zwischen einer relativ geringen Abweichung von der „idealen“ Wellenlänge und der messtechnischen Machbarkeit.

Ferner gilt, dass die Wahrscheinlichkeit, dass ein nicht angeregtes  $\text{OH}^*$ -Molekül allein durch Kollision angeregt wird, bei niedrigen Energieübergängen, wie z.B. beim Übergang von  $v' = 3$  nach  $v'' = 1$ , größer ist. Das bedeutet, dass die niedrigen Energieübergänge grundsätzlich aufgrund der Gesamtmenge der chemischen und der kollisionsbedingten Anregungen wahrscheinlicher sind, was wiederum bedeutet, dass die Übergänge mit  $\Delta v = 2$  auch die größten Strahlungsintensitäten aufweisen (Battaner und Lopez-Moreno, 1979).

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass niedrige Energieübergänge, so z.B. der  $\text{OH}^*(3,1)$ -Übergang, als besonders geeignet zur Bestimmung der Temperatur in 87 km Höhe gelten. Bei ihnen ist, wie oben ausgeführt, der Effekt des „nicht-lokalen thermodynamischen Gleichgewichts“ vernachlässigbar (siehe auch z.B. Pendleton et al., 1993). Die aus der Messung ermittelte Rotationsstemperatur der  $\text{OH}^*(3,1)$ -Bande ist damit ein gutes Maß für die gaskinetische Temperatur bei 87 km Höhe (Baker, 1978). Durch zahlreiche Vergleichsmessungen mit anderen Messtechniken wurde diese Aussage überprüft (Ausführungen hierzu siehe Kapitel 3.3.4).

### 3.2 Ableitung der OH\*-Rotationstemperatur

Die Ableitung der Rotationstemperatur aus den Strahlungsintensitäten des OH\*-Moleküls geht ursprünglich zurück auf Meinel (1950b). Die Herleitung der Rotationstemperatur des OH\*(3,1)-Moleküls aus Emissionsmessungen geht aus folgendem Zusammenhang von Intensität  $I$  der Emission des Übergangs von  $v' = 3$  nach  $v'' = 1$  des OH\*-Moleküls und dessen Rotationstemperatur  $T_{rot}$  hervor:

$$I_{(v', J', i' \rightarrow v'', J'', i')} = N_{v'} \cdot A_{(v', J', i' \rightarrow v'', J'', i')} \cdot \frac{2(2J'+1)}{Q_{v'}(T_{rot})} \cdot \exp\left(\frac{-F(J')_{i', v'}}{k \cdot T_{rot}}\right) \quad (\text{Gl. 3.6})$$

- mit
- $I_{(..)}$  = Intensität des durch  $v, J, i$  definierten Übergangs [Photonen  $s^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$ ]
  - $N_{v'}$  = Besetzungszahl des Zustandes  $v'$  [ $\text{cm}^{-3}$ ]
  - $A_{(..)}$  = Einsteinkoeffizient für spontane Emission [ $s^{-1}$ ]
  - $i$  = Bezeichnung des Dublettzweiges
  - $v$  = Bezeichnung des Vibrationsniveaus
  - $J$  = Drehimpulsquantenzahl
  - $Q_{v'}(T_{rot})$  = Rotationszustandssumme
  - $F_{i,v'}(J')$  = Termwert des Rotationsniveaus bezüglich des Vibrationsniveaus  $v'$  [ $\text{cm}^{-1}$ ]
  - $k$  = Boltzmann-Konstante
  - $T_{rot}$  = Rotationstemperatur [K]

Die Größen  $N_{v'}$  und  $Q_{v'}(T_{rot})$  sind schwer zugänglich, jedoch für alle drei hier untersuchten Übergänge gleich groß. Die Rotationstemperatur wird daher unabhängig von diesen Größen aus den Intensitätsverhältnissen der Maxima der drei Emissionslinien  $P_1(2)$ ,  $P_1(3)$  und  $P_1(4)$  ermittelt. Um ohne Kenntnis dieser Größen zum gewünschten Ergebnis zu gelangen, wird Gl. 3.6 zunächst umgeformt zu:

$$\ln\left(\frac{I_{(v', J', i' \rightarrow v'', J'', i')}}{2(2J'+1) \cdot A_{(v', J', i' \rightarrow v'', J'', i')}}\right) = \ln\left(\frac{N_{v'}}{Q_{v'}}\right) - \frac{F(J')_{i', v'}}{k \cdot T_{rot}} \quad (\text{Gl. 3.7})$$

$$\text{mit } \ln\left(\frac{N_{v'}}{Q_{v'}}\right) \equiv \text{konst.}$$

Das bedeutet:

$$\ln\left(\frac{I_{(v', J', i' \rightarrow v'', J'', i')}}{2(2J'+1) \cdot A_{(v', J', i' \rightarrow v'', J'', i')}}\right) = \text{konst} - \frac{F(J')_{i', v'}}{k \cdot T_{rot}} \quad (\text{Gl. 3.8})$$

Für die Emissionslinien der drei gemessenen Übergänge  $P_1(2)$ ,  $P_1(3)$  und  $P_1(4)$  wird  $\ln(I_{(..y)}/[2(2J'+1) \cdot A_{(..y)}])$  gegen  $F(J')_{i,v'}$  aufgetragen. Anschließend wird eine lineare Regression durchgeführt, um  $k \cdot T_{rot}$  als Kehrwert der Steigung der Regressionsgeraden zu erhalten. Das erlangte Ergebnis der Rotationstemperatur der OH\*-Moleküle beschreibt in guter Näherung die gaskinetische Temperatur der Umgebung.

Die Temperaturableitung basiert, wie oben erwähnt, auf den Einsteinkoeffizienten von Mies (1974) sowie auf den Rotationsenergien und Wellenlängen der P-Übergänge nach Krassovsky et al. (1962). Eine detaillierte Beschreibung hierzu findet man bei Sivjee und Hamwey (1987). Die verwendeten quantenmechanischen Größen sind in Tab. 3.1 zusammengefasst.

**Tab. 3.1:** Quantenmechanische Größen der OH\*(X<sup>2</sup>Π)-Übergänge, Übergänge von Vibrationsniveau  $v' = 3$  nach  $v'' = 1$  (Graef, 1991). Einsteinkoeffizient nach Mies (1974), Rotationsenergien und Wellenlängen der P-Übergänge nach Krassovsky et al. (1962).

	$J'$	$F_{1,3}(J')$ [cm <sup>-1</sup> ]	$F_{1,1}(J')$ [cm <sup>-1</sup> ]	Wellenlänge [μm]	Einsteinkoeff. $A_{(..)}$ [s <sup>-1</sup> ]
P <sub>1</sub> (2)	3/2	-42,0	41,2	1,524	16,742
P <sub>1</sub> (3)	5/2	32,9	155,2	1,533	20,367
P <sub>1</sub> (4)	7/2	138,4	303,3	1,543	21,823

### 3.3 Messsystem

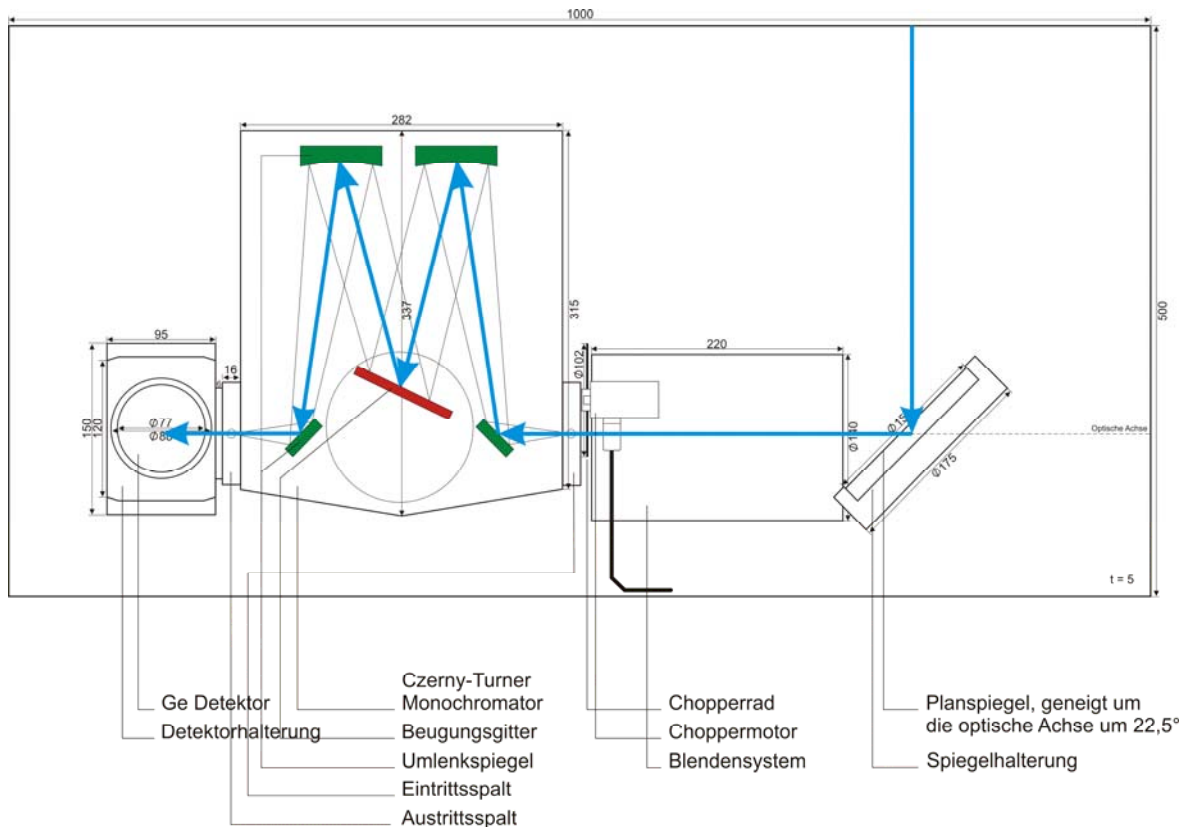
Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden zwei Messinstrumente GRIPS 3 und GRIPS 4 (Ground-based Infrared P-branch Spectrometer) neu konzipiert, aufgebaut, in Betrieb genommen und getestet (siehe Kapitel 4).

#### 3.3.1 Geräteaufbau

Das GRIPS 3 Instrument wurde für den stationären Betrieb konzipiert und im Frühjahr 2005 in der bayerischen Umweltforschungsstation Schneefernerhaus (47,5°N, 11,0°O) aufgebaut. GRIPS 4 wurde im Sommer 2005 gebaut und ist für den mobilen Einsatz ausgelegt. Seinen ersten Einsatz hatte GRIPS 4 auf dem deutschen Forschungsschiff „Polarstern“ während der Expedition ANT XXIII/1 im Herbst 2005 von Bremerhaven (53,6°N, 8,6°O) nach Kapstadt (34,0°S, 18,5°O). Beide Instrumente basieren auf den Vorgängersystemen GRIPS 1 und GRIPS 2, die 1980 an der Bergischen Universität Wuppertal gebaut wurden. Eine ausführliche Beschreibung dieser älteren GRIPS-Systeme wird z.B. von Bittner et al. (2002) gegeben.

Abb. 3.4 zeigt in einer schematischen Darstellung den Aufbau des Instrumentes GRIPS 3. Die blaue Linie stellt den Strahlengang dar. Der Signalfluss der Instrumente GRIPS 3 bzw. GRIPS 4 ist in Abb. 3.5 skizziert.





**Abb. 3.4:** Skizze des Instrumentenaufbaus von GRIPS 3 (Draufsicht). Die blaue Linie zeigt den Strahlengang, das Reflexionsgitter ist rot, die Umlenkspiegel im Monochromator sind grün dargestellt.

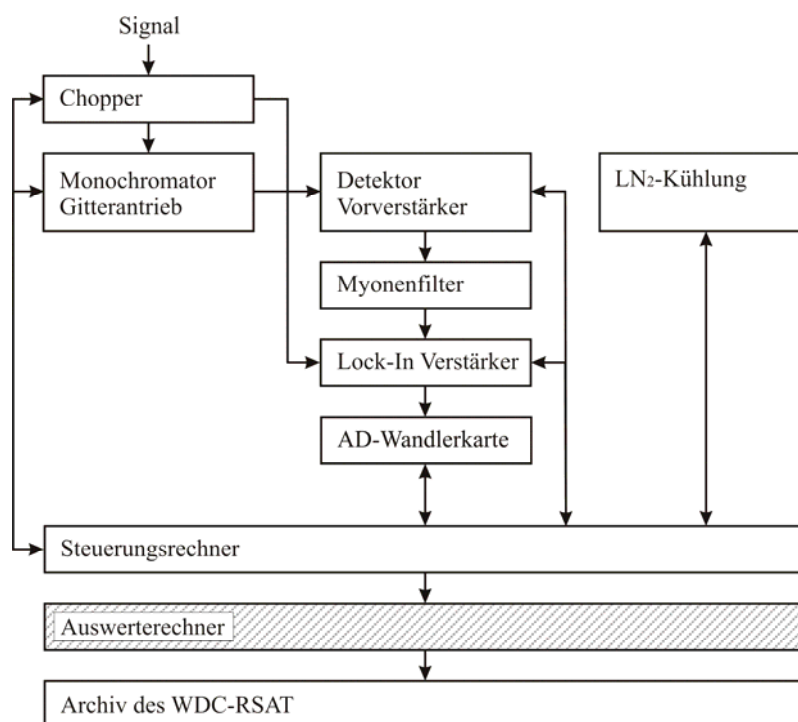
Infrarotstrahlung aus der mittleren Atmosphäre, die von den OH\*-Molekülen in etwa  $87 \pm 4$  km Höhe emittiert wird, trifft auf einen um  $12,5^\circ$  zum Zenitwinkel geneigten Umlenkspiegel, der das Licht in das Messsystem einkoppelt. Unerwünschtes Streulicht aus der Umgebung wird durch ein Blendensystem (Bafflerrohr) reduziert, sodann wird das Licht mit einem vor dem schmalen Eintrittsspalt ( $0,5 \times 20$  mm, rechteckig) zum Monochromator angebrachten Lichtzerhacker (Chopperrad) periodisch zerhackt. Der Chopper arbeitet mit einer Frequenz von 80 Hz. Schließlich wird das Licht im Monochromator von einem sphärischen Spiegel auf ein Reflexionsgitter kollimiert und spektral zerlegt.

Durch eine computergesteuerte automatisierte und schrittweise Drehung des Reflexionsgitters wird wiederholt der Wellenlängenbereich von etwa  $1,52 \mu\text{m}$  bis  $1,55 \mu\text{m}$  abgefahren. Zum Durchfahren eines Spektrums wird das Gitter durch einen geregelten Schrittmotor über ein Getriebe axial gedreht. Die spektral zerlegte Strahlung wird durch einen zweiten sphärischen Spiegel sowie einen planen Umlenkspiegel auf den Austrittsspalt des Monochromators fokussiert, der gleichzeitig die Eingangsblende zur Ausgangsoptik darstellt. Der Nachweis der Strahlung erfolgt dann durch einen Germanium-Halbleiterdetektor. Die zu messenden Infrarot-Intensitäten sind extrem niedrig. Der Halbleiterdetektor wird daher mit Flüssigstickstoff ( $\text{LN}_2$ ) auf 77 Kelvin heruntergekühlt (siehe unten).  $\text{LN}_2$  befindet sich in einem Badcryostaten (ca. 1 Liter), der zudem an ein 100-Liter-

Vorratsgefäß (bzw. 50-Liter-Gefäß je nach Aufbau) angekoppelt ist. Die einfallende Strahlungsin-  
tensität des Lichtsignals wird durch den Detektor in einen elektrischen Spannungspuls umgewan-  
delt.

Dieses Signal wird zunächst vorverstärkt und sodann durch einen Lock-In-Verstärker phasenemp-  
findlich gleichgerichtet. Das so aufbereitete analoge Signal wird nun mit einer Analog-Digital  
(AD)-Wandlerkarte digitalisiert und dem Steuerungsrechner zur weiteren Verarbeitung zugeführt.

Wie bereits erwähnt, ist GRIPS 3 auf der Umweltforschungsstation Schneefernerhaus als operatio-  
nelles vollautomatisches Messinstrument für den täglichen Einsatz konzipiert. Jede Messnacht  
werden die gemessenen Spektren in eine Datei gespeichert, die dann am darauf folgenden Morgen  
über den Steuerungsrechner von GRIPS 3 automatisch in das Archiv des Weltdatenzentrums für  
Fernerkundung der Atmosphäre (WDC-RSAT<sup>25</sup>) nach Oberpfaffenhofen übertragen wird.



**Abb. 3.5:** Blockschaltbild der IR-Spektrometer GRIPS 3 und GRIPS 4, wobei nicht schraffierte Elemente  
operativ, schraffierte noch nicht operativ betrieben werden.

Nachfolgend werden die einzelnen Gerätekomponenten der GRIPS-Systeme und ihre Funktions-  
weisen näher beschrieben. Die Tab. A.2.1 im Anhang A2 fasst die technischen Daten der vier  
GRIPS-Spektrometer zusammen.

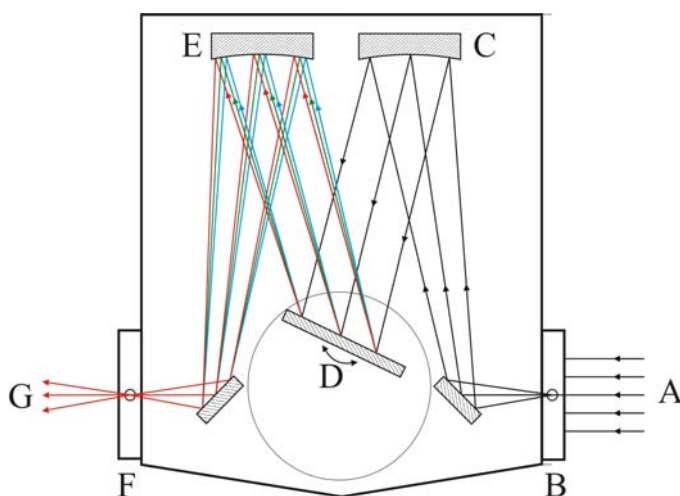
<sup>25</sup> <http://wdc.dlr.de>

### Monochromator

Der Monochromator separiert elektromagnetische Strahlung nach verschiedenen Wellenlängen. Das bedeutet, dass die aus dem Monochromator austretende Strahlung einfarbig (monochrom) ist. Die wesentlichen Komponenten des optischen Aufbaus des Monochromators sind der Eintrittsspalt, die Umlenkspiegel, das Reflexionsgitter und der Austrittsspalt.

In den Spektrometern GRIPS 2, GRIPS 3 und GRIPS 4 werden so genannte Czerny-Turner Monochromatoren verwendet. Anhand der schematischen Darstellung in Abb. 3.6 wird das Prinzip dieses Monochromators veranschaulicht. Licht (A) trifft auf den Eintrittsspalt (B) und wird mit einem Konkavspiegel (C) parallelisiert. Der parallelisierte Lichtstrahl wird durch ein drehbares Reflexionsgitter (D) spektral zerlegt und durch einen zweiten konkaven Spiegel (E) auf den Austrittsspalt (F) fokussiert. Jede Wellenlänge des Lichtes wird auf einer anderen Stelle des Spaltes fokussiert. Die Wellenlänge, die den Spalt passieren kann (G), hängt vom Drehwinkel des Gitters (D) ab. Um demnach ein Spektrum zu erhalten, muss jede einzelne Wellenlänge durch Drehen des Gitters auf den Austrittsspalt abgebildet werden. Das Gitter ist auf einem Drehteller montiert, der über einen mechanischen Antrieb angesteuert wird. Die Aufnahme eines Spektrums kann einige Minuten dauern, je nach gewünschter spektraler Auflösung und Breite des Spektrums. Die zeitliche Auflösung der GRIPS-Systeme ist in Tab. A.2.1 aufgeführt. Es sei an dieser Stelle erwähnt, dass in GRIPS 1 ein Ebert-Fastie Monochromator eingebaut ist, wobei der wesentliche Unterschied zum hier beschriebenen Czerny-Turner Monochromator darin liegt, dass er einen konkaven Umlenkspiegel über die gesamte Breite statt zwei kleiner Konkavspiegel (siehe C und E in Abb. 3.6) hat.

Das spektrale Auflösungsvermögen des Instrumentes hängt entscheidend von der Wahl der Spaltbreite des Eintritts- und Austrittspaltes ab. Es gilt, je kleiner der Spalt, desto besser ist die spektrale Auflösung. Da aber mit abnehmender Spaltbreite weniger Licht durch den Spalt gelangt, muss ein Kompromiss zwischen guter Auflösung und hoher Intensität des Lichts gefunden werden. In den Instrumenten GRIPS 3 und GRIPS 4 sind Spalte mit einer Breite von 0,5 mm eingesetzt.

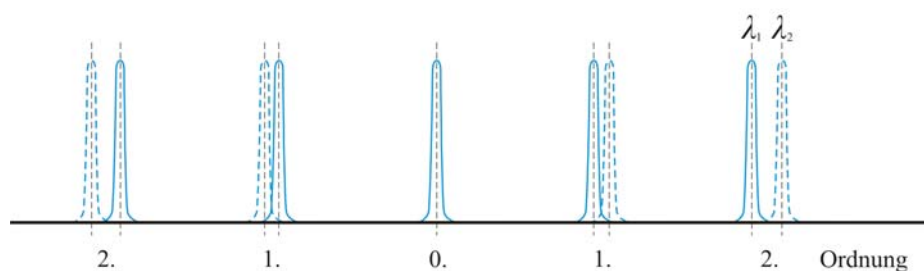


**Abb. 3.6:** Schematische Darstellung des Czerny-Turner Monochromators (weitere Erläuterungen siehe Text).

### Reflexionsgitter

Das sich in dem Monochromator befindende Reflexionsgitter ist ein optisches Gitter, auch Beugungsgitter genannt, das das Licht spektral zerlegt. Es besteht aus einer großen Zahl von äquidistanten, parallelen Linien, die in eine ebene, hoch reflektierende Oberfläche eingeritzt sind. In GRIPS 3 und GRIPS 4 beispielsweise sind Gitter mit 300 Linien pro mm eingebaut. Der Abstand der einzelnen Furchen beträgt damit etwa  $3,33 \mu\text{m}$ . Dieser Abstand wird als Gitterkonstante bezeichnet. In den Monochromatoren von GRIPS 2, GRIPS 3 und GRIPS 4 sind so genannte Blazegitter eingesetzt, was speziell geformte Reflexionsgitter sind. Die reflektierenden Elemente sind hier – sägezahnförmig – um einen Blazewinkel  $\theta$  gegen die Gitteroberfläche geneigt (siehe Abb. 3.8). Diese stufenförmige Oberflächenstruktur bewirkt, dass die Intensität der gebeugten Strahlung in der gewünschten Beugungsordnung einen Maximalwert annimmt. Das Blazegitter erreicht damit in dem gewünschten Wellenlängenbereich eine sehr hohe Effizienz. Die Gitter der GRIPS Instrumente – mit Ausnahme des GRIPS 1 – sind so gestaltet, dass sie in der Beugungsordnung 2 eine sehr hohe Intensität erreichen. Das Blazegitter von GRIPS 4 beispielsweise weist seine optimale Effizienz bei einer Wellenlänge  $\lambda = 3,0 \mu\text{m}$  in der 1. Ordnung auf. Das wiederum bedeutet, dass gleichzeitig auch eine optimale Effizienz bei einer Wellenlänge  $\frac{1}{2} \lambda = 1,5 \mu\text{m}$  in der 2. Ordnung vorliegt. Die Wellenlänge  $\lambda$  wird als Blazewellenlänge bezeichnet.

Wie oben erwähnt, messen alle GRIPS-Systeme – außer GRIPS 1 – in der 2. Beugungsordnung. Grundsätzlich gilt, je größer die Ordnung, desto stärker spreizt das Reflexionsgitter das Spektrum (siehe Abb. 3.7). Aufgrund des sehr geringen Abstandes der drei Spektrallinien zueinander – bei der  $P_1(2)$  und  $P_1(3)$  beträgt der Abstand nur 9 nm, bei der  $P_1(3)$  und  $P_1(4)$  lediglich 10 nm – können die Linien über die 2. Ordnung besser aufgelöst und damit besser vermessen werden. Hinzu kommt, dass bei Messungen in der 1. Ordnung Polarisierungseffekte auftreten, da die Gitterkonstante im Bereich der Wellenlänge der nachzuweisenden Strahlung liegt. Messungen mit dem GRIPS 1 Gerät zeigten, dass das Gitter mit einer Gitterkonstante von  $1,2 \mu\text{m}$  die einfallende Strahlung zu 80% polarisiert (Lange, 1982).



**Abb. 3.7:** Schematische Darstellung des Prinzips der Beugungsordnung (nach Gerthsen und Meschede, 2004)

Das einfallende polychromatische Licht trifft in einem bestimmten Winkel  $\alpha$ , der von der Stellung des Gitters abhängt, auf benachbarte Furchen der Gitteroberfläche auf und wird von den Furchen

gebeugt. Die gebeugten Lichtstrahlen verlassen das Gitter in einem entsprechenden Winkel  $\beta$  (siehe Abb. 3.8). Die Gittergleichung beschreibt dies wie folgt:

$$m\lambda = a (\sin \alpha \pm \sin \beta) \quad (\text{Gl. 3.9})$$

wobei  $\alpha$  = Winkel der einfallende Lichtstrahlen zur Gitternormalen

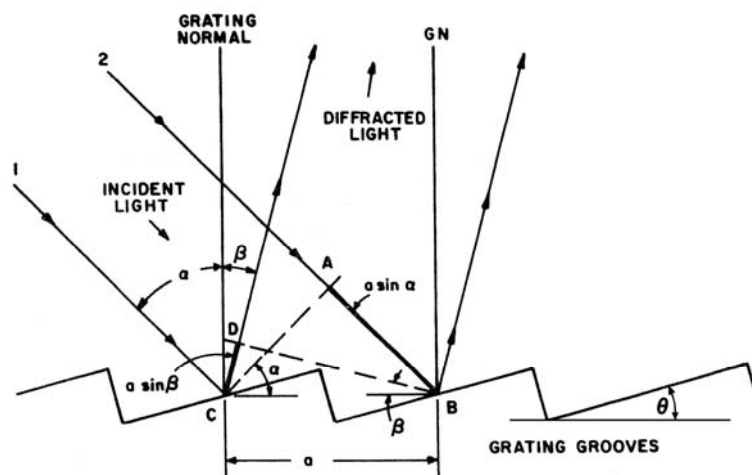
$\beta$  = Winkel der gebeugten Lichtstrahlen zur Gitternormalen

$a$  = Gitterkonstante

$m$  = Beugungsordnung

$\lambda$  = Wellenlänge

Gl. 3.9 beschreibt also den Zusammenhang zwischen der Wellenlänge und den Winkeln des einfallenden und gebeugten Lichts bei einer bestimmten Ordnung und Gitterkonstanten.



**Abb. 3.8:** Darstellung des Strahlengangs in einem ebenen, geblazten Reflexionsgitter (nach Loewen, 1970, erweitert).

Das Auflösungsvermögen eines Reflexionsgitters  $R$  ist definiert als

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \leq mN \quad (\text{Gl. 3.10})$$

mit  $\lambda$  = Wellenlänge

$\Delta\lambda$  = kleinste noch trennbare Wellenlängendifferenz zweier spektraler Linien, die beide nahe bei  $\lambda$  liegen

$m$  = Beugungsordnung

$N$  = Gesamtanzahl der Linien des Gitters

Das Auflösungsvermögen eines Gitters wird darüber definiert, wie gut es benachbarte Spektrallinien aufzulösen vermag. Zwei Linien sind dann voneinander getrennt, wenn sich ihre Maxima nicht überlappen. Das ist dann der Fall, wenn der Abstand der Maxima größer ist als die Halbwertsbreite. Das Auflösungsvermögen hängt nicht von der Gitterkonstante  $a$  ab, sondern steigt nur

mit der Gesamtanzahl der Linien  $N$  und der Ordnung  $m$  der gemessenen Spektrallinien. Das Auflösungsvermögen der Reflexionsgitter der GRIPS-Instrumente ist in Tab. A.2.1 dargestellt.

Eine umfassende Beschreibung der physikalischen Eigenschaften optischer Beugungsgitter findet man z.B. bei Stewart (1970).

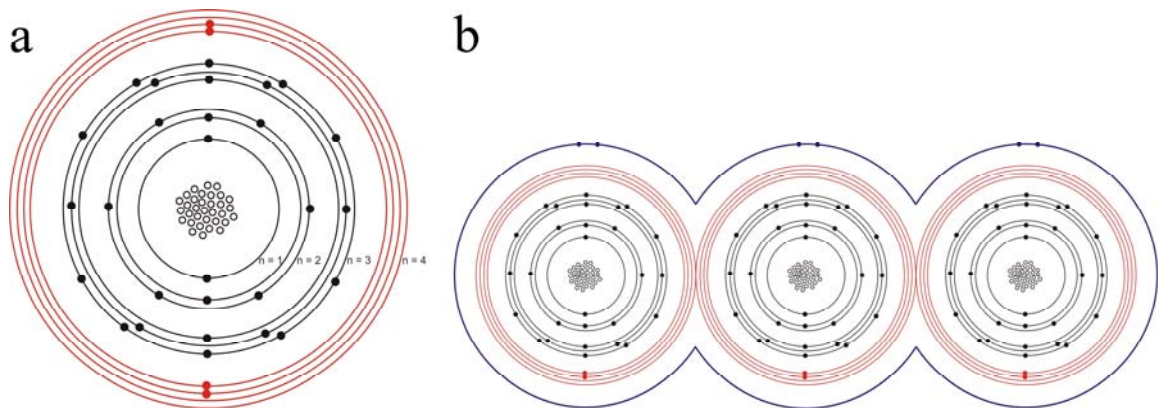
### **Halbleiterdetektor**

Der im GRIPS-System eingebaute Halbleiterdetektor wandelt die einfallende Strahlungsintensität des Lichtsignals der OH\*-Moleküle in einen elektrischen Spannungspuls um. Bei dem Halbleiter handelt es sich um einen reinen Germaniumkristall. Nachfolgend wird die Funktion eines Halbleiters am Beispiel des Germaniumkristalls näher beschrieben. Weiterführende Literatur bezüglich Halbleiter ist z.B. bei Pütz (1983) oder Kittel (1983) zu finden.

Jedes Element besitzt eine bestimmte Anzahl an Elektronen, die sich auf Elektronenschalen um den Atomkern bewegen. Die Anzahl der Elektronen pro Schale ist durch Quantenzahlen bestimmt. Die Hauptquantenzahl  $n$  ist ein Maß für die Entfernung des Elektrons vom Atomkern. Sie ist stets ganzzahlig und definiert mit  $n \in [1, 2, \dots]$ . Die Nebenquantenzahl oder Drehimpulsquantenzahl  $l$  beschreibt das Abweichen der Elektronenbahnen vom Kern in Form von Bahnellipsen. Auch sie ist ganzzahlig und bei gegebener Hauptquantenzahl  $n$  definiert mit  $l \in [0, 1, \dots, n-1]$ . Die magnetische Quantenzahl  $m$  kennzeichnet die Orientierung der Elektronenbahnen, das heißt, das umlaufende Elektron stellt einen sich bewegenden Ladungsträger dar, der durch seine Bewegung ein magnetisches Moment erzeugt.  $m$  ist definiert als  $m \in [-l_{\max}, \dots, +l_{\max}]$ . Die vierte Quantenzahl ist die Spinquantenzahl  $s$ , die den Eigendrehimpuls des Elektrons beschreibt.  $s$  kann nur zwei Orientierungen mit den Werten  $+\frac{1}{2}$  und  $-\frac{1}{2}$  einnehmen (siehe hierzu z.B. Gerthsen und Meschede, 2004). Die maximale Anzahl von möglichen Elektronen auf einer Schale, die sich aus den beschriebenen vier Quantenzahlen ergibt, beträgt  $2n^2$ . Im Falle eines Germaniumatoms, das insgesamt 32 Elektronen besitzt, sind die Elektronen folgendermaßen auf die umliegenden Schalen verteilt: auf der innersten Schale mit  $n = 1$  befinden sich 2 Elektronen, die nächste Schale mit  $n = 2$  hat 8 Elektronen, auf  $n = 3$  sind es 18 Elektronen und auf der äußersten Schale mit  $n = 4$  befinden sich die restlichen 4 Elektronen (Abb. 3.9a). Diese vier Elektronen auf der äußersten Schale werden Valenzelektronen genannt. Sie sind am schwächsten an den Atomkern gebunden, was bedeutet, dass vergleichsweise wenig Energie benötigt wird, um die Elektronen auf das nächst höhere energetische Niveau zu heben.

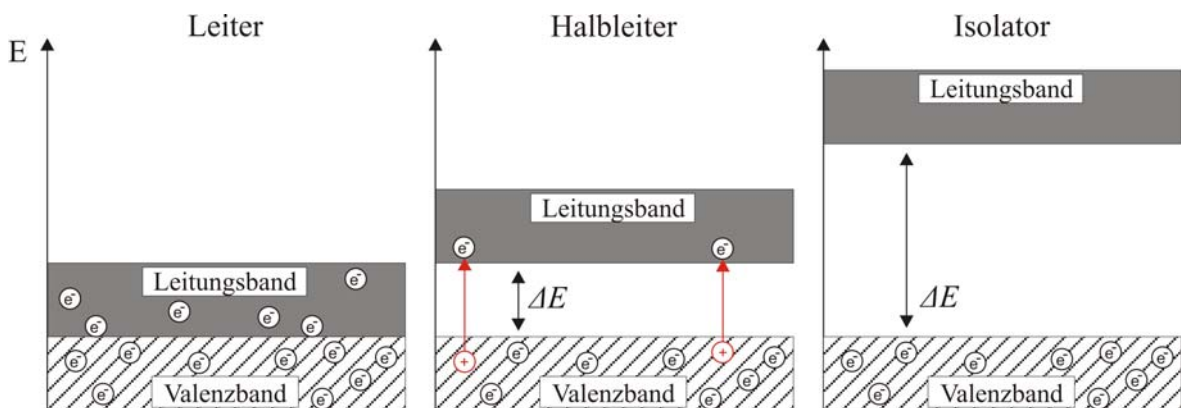
Bei einem Kristall sind nun die Atome in einem Gitter angeordnet. Die Valenzelektronen aller Atome befinden sich daher auf einem so genannten Valenzband, das höchste besetzte Energieband (siehe Abb. 3.9). Sie sind trotz größerer Entfernung vom Atomkern immer noch an diesen gebun-

den, der elektrische Widerstand ist damit nach wie vor sehr groß, was die Beweglichkeit der Elektronen einschränkt.



**Abb. 3.9:** (a) Modell des Germanium-Atoms mit entsprechender Schalenbesetzung. Rot dargestellt sind die 4 Valenzelektronen auf dem Valenzband. (b) Valenzelektronen sind vom Valenzband (rot) ins Leitungsband (blau) gehoben worden. Im Leitungsband können sich die Elektronen frei durch das Kristallgitter bewegen (Details siehe Text) (nach Pütz, 1983, verändert).

Führt man dem Kristall Energie zu und überschreitet diese einen bestimmten Wert, so kann ein Valenzelektron in das nächst höhere, das Leitungsband des Kristalls gehoben werden (siehe Abb. 3.9b). Im Leitungsband können sich die Elektronen nun frei durch das Kristallgitter bewegen. Wird eine äußere elektrische Spannung angelegt, fließt Strom. Der Abstand des Leitungsbandes zum Valenzband wird als Energielücke  $\Delta E$  bezeichnet. Je größer die Energielücke, desto schwieriger ist es, ein Valenzelektron in das Leitungsband zu befördern. Ein elektrischer Leiter zeichnet sich dadurch aus, dass die Energielücke so gering ist, dass das Leitungsband stets mit Elektronen besetzt ist. Ist das Leitungsband wegen einer zu großen Energielücke nicht besetzt, so wird kein Strom geleitet, es handelt sich dann um einen Isolator. Bei einem Halbleiter ist die Energielücke vorhanden. Wird ausreichend Energie hinzugeführt, wird das Leitungsband mit Elektronen besetzt (siehe Abb. 3.10).



**Abb. 3.10:** Schematische Darstellung von Bändermodellen eines Leiters, Halbleiters und Isolators.  $\Delta E$  bezeichnet die Energielücke zwischen dem Valenz- und dem Leitungsband.

Bei dem im GRIPS-System verwendeten Halbleiter handelt es sich, wie erwähnt, um einen Germanium-Kristall. Die Energielücke zwischen dem Valenz- und dem Leitungsband für Germanium beträgt  $\Delta E_{Ge} = 0,744$  eV bei 0 Kelvin bzw.  $\Delta E_{Ge} = 0,67$  eV bei 300 Kelvin (Kittel, 1983). Das heißt, es wird eine Energie von  $\Delta E_{Ge}$  benötigt, um ein Valenzelektron in das Leitungsband zu befördern, das dann von einer äußeren Spannung angezogen werden kann und damit einen Spannungspuls erzeugen kann.

Bezogen auf das GRIPS-System wäre es demnach ideal, wenn die Energie eines OH\*-Photons  $E_{OH(3,1)}$ , das auf den Halbleiterkristall trifft, gerade ausreichen würde, um die Energielücke zu überwinden und so ein Signal zu erzeugen. Es sollte möglichst kein Signal erfolgen, wenn keine OH\*-Strahlung auf den Detektor trifft. Damit ist idealerweise:

$$\Delta E_{Ge} = E_{OH(3,1)} \quad \text{Gl. 3.11}$$

wobei  $E_{OH(3,1)}$  abgeschätzt werden kann gemäß:

$$\begin{aligned} E_{OH(3,1)} &= h\nu \\ &= 6,626 \cdot 10^{-34} \cdot 2 \cdot 10^{14} = 1,33 \cdot 10^{-19} \text{ J} \\ &= 0,83 \text{ eV} \end{aligned} \quad \text{Gl. 3.12}$$

wobei  $c = \lambda\nu \rightarrow \nu = \frac{c}{\lambda} = \frac{3 \cdot 10^8}{1,5 \cdot 10^{-6}} = 2 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$

mit  $c$  = Lichtgeschwindigkeit [m/s]  
 $\lambda$  = Wellenlänge [m]  
 $h$  = Planck-Konstante [Js]  
 $\nu$  = Frequenz [ $\text{s}^{-1}$ ]

$\Delta E_{Ge}$  ist damit nahe  $E_{OH(3,1)}$ , wobei  $E_{OH(3,1)}$  oberhalb  $\Delta E_{Ge}$  liegt. Ein reiner Germaniumkristall ist daher für die OH\*(3,1)-Strahlung im Vergleich zu anderen Halbleitern sehr gut geeignet.

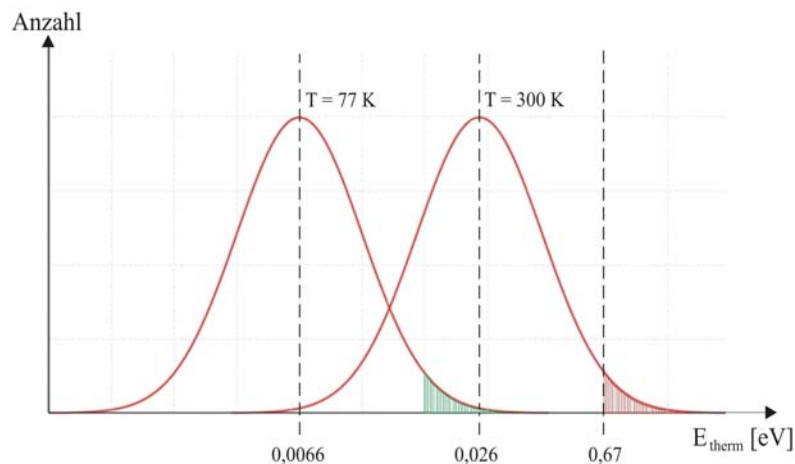
Probleme bereitet allerdings die thermisch induzierte Energie  $E_{therm}$ , die unabhängig des OH\*-Photons eine Anhebung von Valenzelektronen in das Leitungsband bewirken kann. Dieser Vorgang wird als Eigenleitung des Halbleiters bezeichnet.  $E_{therm}$  ist definiert als:

$$\begin{aligned} E_{therm} &= k \cdot T \\ &= 1,381 \cdot 10^{-23} \cdot 300 = 4,143 \cdot 10^{-21} \text{ J} \\ &= 0,026 \text{ eV} \end{aligned} \quad \text{Gl. 3.13}$$

mit  $k$  = Boltzmann-Konstante [J/K]  
 $T$  = Temperatur [K] (hier angenommene Raumtemperatur von 300 K)



Damit ist die thermisch induzierte Energie  $E_{therm}$  um eine Größenordnung kleiner als die Energie  $E_{OH(3,1)}$  und sollte somit im Mittel unkritisch sein. Allerdings handelt es sich bei dem Wert von 0,026 eV um einen statistisch gemittelten Wert. Das bedeutet, dass die tatsächliche thermisch induzierte Energie im Einzelfall von  $E_{therm}$  erheblich abweichen kann, und zwar in den Ausläufern der Verteilungsfunktion (siehe Abb. 3.11). Das wiederum heißt, dass  $\Delta E_{Ge}$  gegebenenfalls doch überschritten werden kann. Infolgedessen können über die thermisch induzierte Anregung durchaus Valenzelektronen in das Leitungsband gehoben werden. Somit kann das gemessene Signal, das durch OH\*-Photonen erzeugt wird, nicht mehr von solchen thermisch induzierten Signalen unterschieden werden.



**Abb. 3.11:** Schematische Darstellung der Verteilungsfunktionen der thermisch induzierten Energie  $E_{therm}$  für Raumtemperatur 300 K bzw. für 77 K, aufgetragen gegen die Anzahl der Atome. Die rot schraffierte Fläche im Ausläufer der Funktion soll den Bereich darstellen, der oberhalb von  $\Delta E_{Ge}$  liegt. Mit Verschiebung der mittleren Temperatur von 300 K auf 77 K ist dieser Bereich (grün schraffiert) unterhalb von  $\Delta E_{Ge}$  (Details siehe Text).

Eine grobe Abschätzung der Wahrscheinlichkeit  $P$ , ob ein Elektron durch thermisch induzierte Energie in das Leitungsband gehoben wird, kann mittels der Boltzmann-Verteilung wie folgt durchgeführt werden.

$$P = g \cdot e^{\frac{-\Delta E_{Ge}}{E_{therm}}} \quad \text{Gl. 3.14}$$

mit  $g$  = statistisches Gewicht

Für eine Raumtemperatur  $T = 300$  K ergibt sich eine Wahrscheinlichkeit von  $6 \cdot 10^{-12}$ , wobei  $g = 1$  gesetzt wird. Bei einer Temperatur von  $T = 77$  K ist die Wahrscheinlichkeit nur noch  $1 \cdot 10^{-45}$  (Annahme  $g = 1$ ). Das Verhältnis der beiden Wahrscheinlichkeiten beträgt damit:

$$\frac{P_{300K}}{P_{77K}} = \frac{6 \cdot 10^{-12}}{1 \cdot 10^{-45}} = 6 \cdot 10^{33} \quad \text{Gl. 3.15}$$

unter der Annahme  $g_{300\text{K}} = g_{77\text{K}}$ . Diese Annahme kann getroffen werden, da es sich lediglich um eine grobe Abschätzung handelt. Das bedeutet, dass sich allein durch die Verringerung der Temperatur von 300 K auf 77 K die Wahrscheinlichkeit, dass es sich um eine thermisch induzierte Anregung handelt, um etwa  $6 \cdot 10^{33}$  verringert. Aus diesem Grund wird der Germaniumdetektor des GRIPS-Systems mit flüssigem Stickstoff auf 77 K heruntergekühlt.

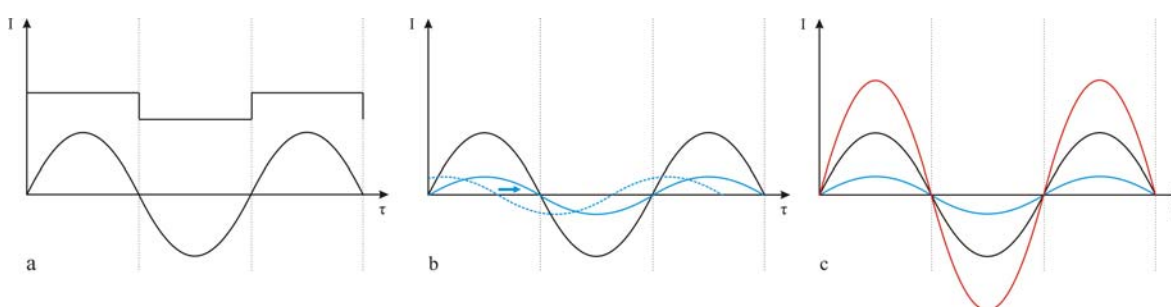
Trotz der vereinfachenden Annahmen und damit sehr groben Abschätzung kann also der Schluss gezogen werden, dass das Kühlen des Germaniumkristalls von entscheidender Bedeutung ist. Durch die Verschiebung der mittleren Temperatur von 300 K auf 77 K wird erreicht, dass außerordentlich wenige Valenzelektronen durch thermisch induzierte Energie in das Leitungsband gehoben werden. Das wiederum bedeutet, dass das Signal-zu-Rausch-Verhältnis, also seine Empfindlichkeit, durch das Kühlen des Kristalls entscheidend erhöht wird.

#### ***Chopper und Lock-In-Verstärker***

Bei dem verwendeten Chopper handelt es sich um einen radförmigen Lichtzerhacker, der aus einem Chopperrad bzw. -blatt, das je nach Spezifikation eine bis mehrere Öffnungen aufweist, einem Choppermotor, der das Rad antreibt, sowie einer Lichtschranke, die ein Referenzsignal für den nachgeschalteten Lock-In-Verstärker erzeugt, besteht. Bei den GRIPS-Systemen ist der Chopper direkt vor dem Eintrittspalt des Monochromators angebracht und wird aus zwei Gründen eingesetzt. Durch Drehen des Chopperrades wird das Lichtsignal periodisch unterbrochen, das heißt, die durch den Chopper modifizierte IR-Strahlung bewirkt eine periodische Änderung der Leitfähigkeit des Detektors. Dabei wird während der Dunkelphase des Chopperblattes das Eigenrauschen des Detektors gemessen, das dann in der Durchlassphase von dem tatsächlichen Messsignal abgezogen werden kann, um so das eigentliche Signal zu erhalten. Darüber hinaus ermöglicht der Chopper, wie oben erwähnt, den Einsatz eines Lock-In-Verstärkers.

Ein Lock-In-Verstärker dient zur Verstärkung eines sehr schwachen elektrischen Messsignals. Hinzu kommt, dass störende Einflüsse wie Rauschen weitgehend unterdrückt werden können und damit das Signal-zu-Rausch-Verhältnis verbessert werden kann. Für das Lock-In-Verfahren ist neben dem gemessenen Signal ein Referenzsignal erforderlich, das direkt am Chopperrad mittels einer Lichtschranke erzeugt wird, indem abwechselnd Licht durch das sich drehende Chopperblatt fällt oder ausgeblendet wird. Beide Signale müssen die gleiche Frequenz haben, die von der eingestellten Chopperfrequenz vorgegeben ist. Durch das Zerhacken des Messsignals mittels des Choppers ist das Signal auch nach dem Durchgang durch den Monochromator und den Detektor mit der eingestellten Chopperfrequenz moduliert. Über das Referenzsignal, das der Chopper an den Lock-In-Verstärker gibt, kann im Lock-In-Verstärker das ursprünglich gemessene Signal identifiziert werden, auch wenn es möglicherweise durch das in seiner Intensität stärkere Störsignal übertroffen wird. Bedingung hierfür ist jedoch, dass das Störsignal außerhalb der eingestellten Chopperfrequenz liegen muss. Das geschieht durch die phasenempfindliche Gleichrichtung des Detektorsig-

nals im Lock-In-Verstärker. Abb. 3.12 soll das Lock-In-Verfahren veranschaulichen. Zunächst wird im Lock-In-Verstärker eine harmonische Schwingung mit der Frequenz des Referenzsignals erzeugt (Abb. 3.12a, schwarze Linie). Dann findet ein Phasenabgleich zwischen der erzeugten harmonischen Schwingung und dem Messsignal statt (Abb. 3.12b, blaue Linie). Befinden sich beide Signale in Phase, so wird das in seiner Amplitude um Größenordnungen größere Referenzsignal mit dem Messsignal multipliziert (Abb. 3.12c, rote Linie). Anschließend wird über eine gewünschte Periodendauer integriert, wobei die Integrationszeit des Lock-In-Verstärkers je nach Anwendung manuell eingestellt werden kann (bei GRIPS 3 beträgt diese beispielsweise drei Sekunden). Das durch diesen Prozess vom Lock-In-Verstärker erzeugte Ausgangssignal wird somit um einige Größenordnungen verstärkt. Das Rauschen, das über dem gemessenen Signal liegt, das sich aber nicht in Phase befindet, wird dabei ignoriert.



**Abb. 3.12:** Schrittweise Darstellung des Lock-In-Verfahrens. Die schwarze Kurve stellt das Referenzsignal dar, die blaue Linie zeigt das Messsignal (die gestrichelte blaue Linie vor und die durchgezogene blaue Linie nach dem Phasenabgleich) und die rote Kurve das vom Lock-In-Verstärker erzeugte und verstärkte Ausgangssignal (Details siehe Text). Die Größenordnungen der Linien zueinander sind verfälscht.

Ein Lock-In-Verstärker benötigt demnach folgende Komponenten:

- einen Signaleingang für das modulierte Messsignal,
- einen Signaleingang für das sinusförmige Referenzsignal,
- einen Phasenverschieber für die Anpassung zwischen Referenz- und Messsignal,
- einen Multiplizierer, der das Eingangssignal mit dem Referenzsignal multipliziert und
- einen Tiefpassfilter, um eine zeitliche Mittelung über mehrere Signalperioden durchzuführen.

### ***Automatisches Kühlsystem***

GRIPS 3 wie auch GRIPS 4 sind mit automatischen Kühlsystemen ausgestattet, die eine ständige und gleichmäßige Kühlung des Detektors mit flüssigem Stickstoff ( $\text{LN}_2$ ) während des Messzeitraumes einer Nacht gewährleisten. Somit können die Messinstrumente im Rahmen des NDMC-Vorhabens vollautomatisch und operationell im Langzeitbetrieb eingesetzt werden.

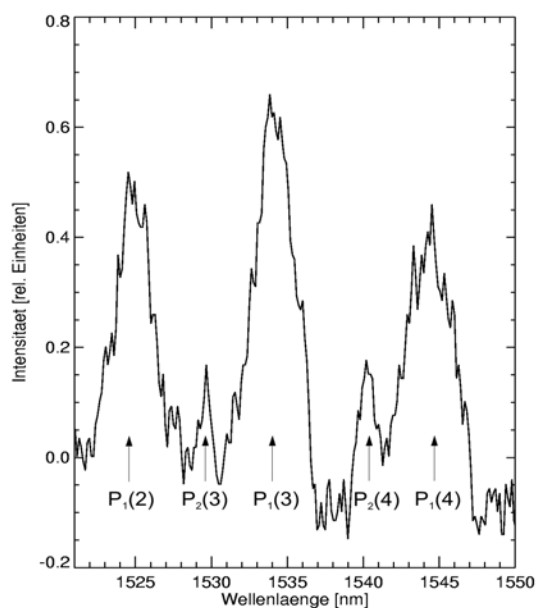
Die automatische  $\text{LN}_2$ -Nachfüllvorrichtung, wie sie erstmalig für GRIPS 3 und GRIPS 4 gebaut wurde, besteht im Wesentlichen aus zwei Komponenten, dem Vorratsgefäß (je nach Aufbau 100

bzw. 50 Liter), das den flüssigen Stickstoff lagert, und einem als Badcryostaten ausgeführten Detektoraufsatz. Der Detektor selbst ist über Kühlfinger thermisch angekoppelt. Die automatische Nachfüllung des Badcryostaten mit flüssigem Stickstoff erfolgt über ein Magnetventil, das während eines Kühlzyklus geöffnet wird. Durch den ausreichend im Vorratsbehälter vorherrschenden Druck, der sich zwischen den Kühlzyklen durch Eigenverdampfung des  $\text{LN}_2$  im Behälter aufgrund des in dieser Zeit geschlossenen Magnetventils aufbauen kann, wird der flüssige Stickstoff in den Badcryostaten gepumpt. Zwei Temperaturfühler innerhalb des Badcryostaten sorgen dabei für die Regelung der Kühlzyklen. Ein vor der Öffnung des Badcryostaten angebrachter Phasentrenner sorgt dafür, dass das durch Verdampfung entstehende Stickstoffgas von dem flüssigen Stickstoff getrennt wird, es vor der Eingangsöffnung abgeführt und somit lediglich der flüssige Stickstoff in den Badcryostaten geleitet wird. Damit wird ausgeschlossen, dass  $\text{N}_2$ -Gas, das hier nahezu dieselbe Temperatur wie  $\text{LN}_2$  besitzt, die Temperaturfühler im Badcryostaten zum Fehlschalten veranlassen.

### 3.3.2 Basisdatenverarbeitung

#### *Gegenwärtiges Verfahren zur Ableitung der $\text{OH}^*$ -Rotationstemperatur*

Da für die Temperaturbestimmung lediglich vier Messwerte, nämlich die Intensitäten der drei Linien der  $\text{OH}^*$ -Emissionen bei den Wellenlängen 1,524  $\mu\text{m}$ , 1,533  $\mu\text{m}$  und 1,543  $\mu\text{m}$  sowie eine Untergrundposition bei ca. 1,547  $\mu\text{m}$ , ausreichen, wird nur ein sehr kleiner Wellenlängenbereich zwischen 1,52  $\mu\text{m}$  und 1,55  $\mu\text{m}$  abgefahren (Abb. 3.13).



**Abb. 3.13:** Typisches Spektrum des zur Temperaturbestimmung verwendeten Wellenlängenbereichs. Das Spektrum zeigt die drei Emissionslinien  $P_1(2)$ ,  $P_1(3)$  und  $P_1(4)$  der  $\text{OH}^*(3,1)$ -Bande bei einer Rotationstemperatur von etwa 190 K, gemessen mit GRIPS 4 am 15.10.2005. Neben den  $P_1$ -Linien sind auch die  $P_2$ -Linien erkennbar.

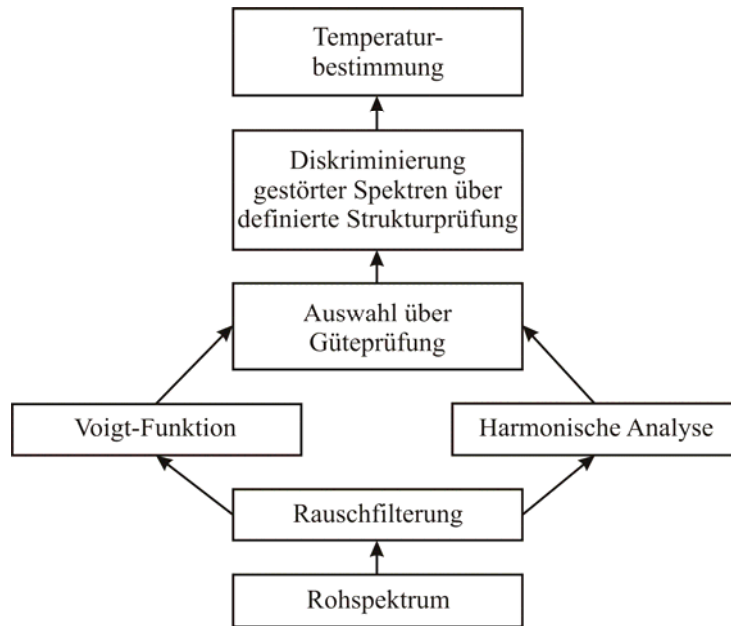
Nach einer nächtlichen Messperiode werden die gemessenen Spektren (bei GRIPS 3 bzw. GRIPS 4 typischerweise etwa 300 pro Nacht) visuell auf ihre positive Verwertbarkeit untersucht, und gegebenenfalls „gestörte“ Spektren aussortiert. Die OH\*-Intensitäten sind überlagert von Rauschen; aus diesem Grund werden die „guten“ Spektren zu einem Gesamtspektrum aufaddiert. Durch die Mittelung der Spektren wird ein Rauschminderungseffekt erzielt. In diesem Summenspektrum werden die Positionen der Maxima der ‚Peaks‘ der drei OH\*-Emissionslinien sowie des oben bereits erwähnten Minimumpunkts ermittelt. Im nächsten Schritt werden in jedem einzelnen Spektrum jene Positionen der Maxima bzw. des Minimum festgelegt, die vorher im Summenspektrum für die drei Emissionslinien (3 Maxima) und die Untergrundposition (1 Minimum) bestimmt wurden. Dabei ist es aufgrund des überlagerten Rauschens möglich, dass dieses festgelegte Maximum nicht dem tatsächlichen Intensitätsmaximum einer OH\*-Linie entspricht, sondern auf Rauschen beruht. Das kann auf den zu bestimmenden Temperaturwert große Auswirkungen haben, was wiederum eine Erhöhung des Temperaturfehlers bewirkt. Im Einzelspektrum wird daraufhin die Intensität an diesen Positionen abgelesen. So ergeben sich für jedes Spektrum vier Intensitätswerte. Aus den drei Intensitätswerten wird dann für jedes Spektrum nach dem oben beschriebenen Verfahren (siehe Kapitel 3.2) die Temperatur berechnet.

Das gegenwärtige Verfahren zur Bestimmung der Temperatur in der Mesopausenregion aus OH\*-Intensitäten, gemessen mit den GRIPS-Systemen, ist ein manuelles und subjektives Verfahren. Zudem wird bei der derzeitigen Auswertung der Temperaturen das Problem des Signalrauschens nicht ausreichend berücksichtigt; so kann ein berechneter Temperaturwert im schlimmsten Fall komplett durch das den Intensitäten überlagerte Rauschen bestimmt sein. Damit ist die Aussage über die Genauigkeit der Daten beschränkt.

Notwendig ist daher ein Verfahren zur Standardisierung der Temperaturableitung, um eine immer gleich bleibende Qualität der Auswertung der gemessenen Daten zu garantieren. Eine solche Standardisierung der ausgewerteten Daten hat zur Folge, dass die Temperaturzeitreihe objektiv, und damit unabhängig, z.B. auf Temperaturtrends untersucht werden kann. Zudem können die mit GRIPS erhobenen Daten vollautomatisch, das heißt unüberwacht und dadurch operationell ausgewertet werden. Damit ist eine Vergleichbarkeit von individuellen Messinstrumenten gegeben, was im Rahmen des globalen Network for the Detection of Mesopause Change (NDMC) eine zentrale Rolle spielt.

#### ***Konzept für ein standardisiertes Auswerteverfahren***

Nachfolgend wird ein Konzept für ein standardisiertes Auswerteverfahren, wie es im Rahmen der vorliegenden Arbeit erarbeitet wurde, beschrieben. Dieses ist in Abb. 3.14 graphisch dargestellt.



**Abb. 3.14:** Schema des Verfahrens zur Standardisierung der Ableitung der Temperatur in der Mesopausenregion aus Hydroxyl (OH\*)-Airglow.

Für die Filterung des Rauschens werden zwei voneinander unabhängige Ansätze parallel verfolgt. Es handelt sich hierbei um a) einen statistisch orientierten Ansatz sowie um b) einen physikalisch motivierten Ansatz. Die Auswahl eines der beiden Verfahren für die weitere Verarbeitung wird über die Güte der Anpassung der geglätteten „Fitkurve“ an das Originalspektrum mittels statistischer Kenngrößen (statistische Momente) von Fall zu Fall entschieden, das heißt, für die Temperaturbestimmung wird der Ansatz mit der jeweils besseren Anpassung gewählt. Durch diese durchgeführte Anpassung einer „Fitkurve“ an das verrauschte OH\*-Spektrum wird auch bei einem schlechten Signal-zu-Rausch-Verhältnis im Rohspektrum die Temperatureauswertung ermöglicht, was eine deutliche Steigerung der Datenausbeute zur Folge hat. Darüber hinaus wird mittels dieser Methode der Glättung der verrauschten Spektren und der damit verbundenen belastbareren Bestimmung des Temperaturwertes der individuelle Temperaturfehler minimiert. Zudem liefert der Vergleich der beiden oben genannten Verfahren zueinander eine erste Abschätzung für die Genauigkeit des jeweils ermittelten Temperatureinzelwertes.

Die beiden Verfahren werden im Folgenden kurz beschrieben.

a) Das Rauschen wird mit Hilfe eines leistungsfähigen Spektralanalyseverfahrens, der Harmonischen Analyse, herausgefiltert (Tiefpassfilterung). Es wird hierbei der Intensitätsverlauf eines Spektrums durch eine Linearkombination von Sinusschwingungen modelliert (siehe Gl. 5.1 und Gl. 5.2).

b) Die Anpassung erfolgt über die Voigt-Funktion, die eine Kombination aus der Lorentz-Verteilung und der Doppler-Verteilung darstellt. Sie ist wie folgt definiert (z.B. Kyle, 1991):

$$g(f - f_0) = \frac{\alpha_L}{\pi\sqrt{\pi}\alpha_D} \int_0^{\infty} \frac{\exp(-((f - f')/\alpha_d)^2)}{(f' - f_0)^2 + \alpha_L^2} df' \quad (\text{Gl. 3.16})$$

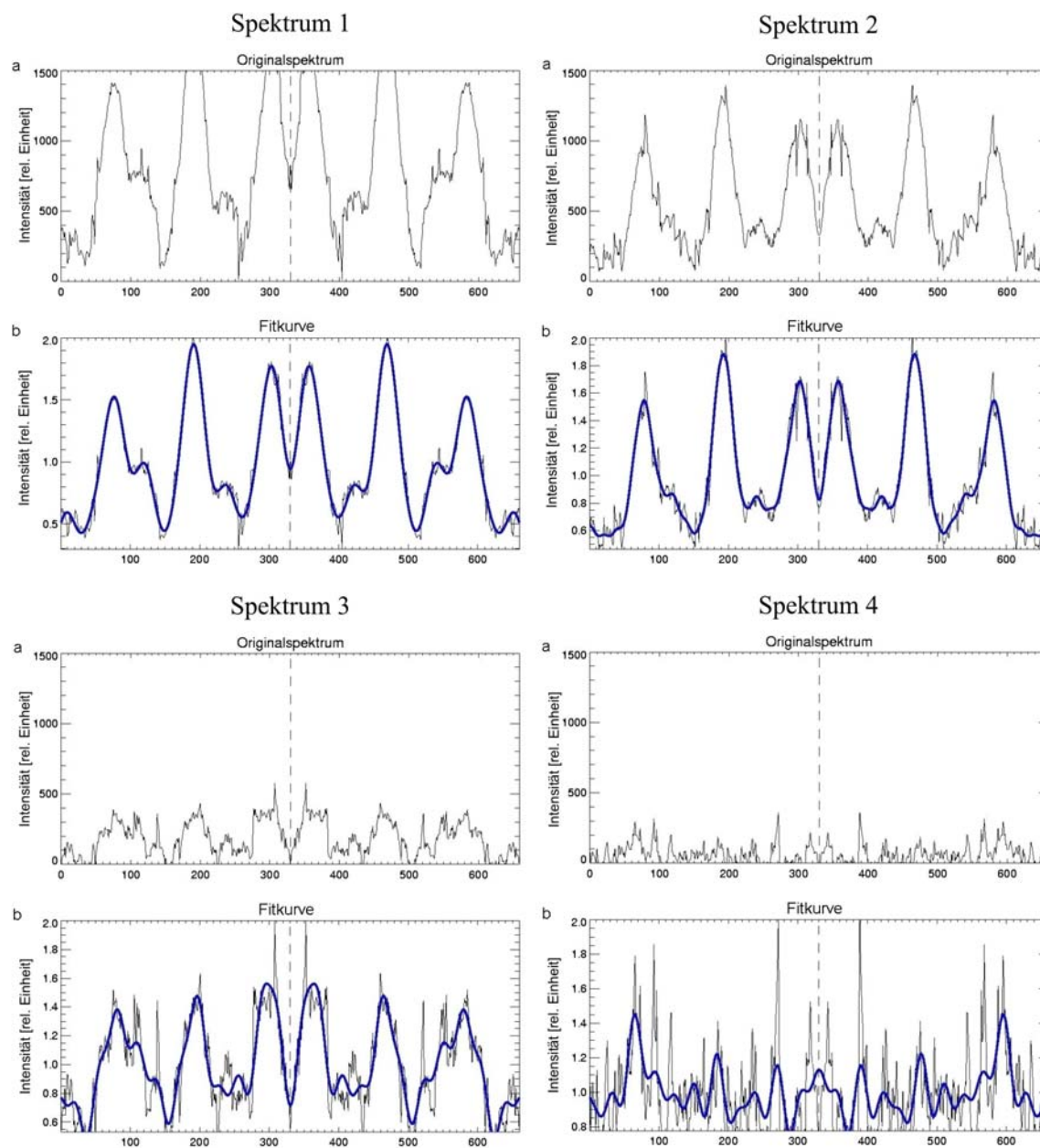
mit  $f_0$  = Linienzentrum  
 $\alpha_L$  = Lorentz-Halbwertsbreite  
 $\alpha_D$  = Doppler-Halbwertsbreite  
 $f'$  = Dummy-Variable, über die die Integration ausgeführt wird

Die aus a) bzw. b) resultierende geglättete „Fitkurve“ (siehe blaue Linie in Abb. 3.15, als Beispiel für eine Anpassung mit der Harmonischen Analyse) wird dann zur Ermittlung der drei Maxima (bzw. des Minimumpunktes, der für ein zusätzliches Verfahren zur Untergrundkorrektur (siehe Kapitel 3.3.4) verwendet wird) und nachfolgend zur Temperaturbestimmung herangezogen.

Vor der Temperaturbestimmung erfolgt eine Diskriminierung gestörter Spektren mittels einer automatischen Strukturprüfung eines jeden Spektrums, basierend auf der geglätteten Fitkurve. Erfüllt ein Spektrum nicht alle definierten Strukturparameter, so wird es eliminiert und damit nicht zur Temperatúrauswertung zugelassen. Ein Strukturparameter ist zum Beispiel die Positionen der drei OH\*-Peaks, die bekannt sind; liegen die Peaks außerhalb des definierten Wellenlängenbereichs, so wird dieses Spektrum als „gestört“ eingestuft. Nur die als „gut“ selektierten Spektren durchlaufen den weiteren Prozess der Temperaturbestimmung.

In Abb. 3.15 werden vier Beispiele von Spektren verschiedener Qualität aufgezeigt, die im Folgenden kurz beschrieben werden; das angewandte Verfahren zur Rauschfilterung ist hier die Harmonische Analyse.

- Spektrum 1 ist ein sehr gutes Spektrum. Die Fitkurve beschreibt sehr gut die Originalkurve.
- Auch Spektrum 2 ist von sehr guter Qualität. Lediglich die Intensität ist etwas geringer als bei Spektrum 1, was jedoch für die Temperaturbestimmung eine unwesentliche Bedeutung hat, da die Temperatur aus den Verhältnissen der drei Maxima zueinander und nicht aus den absoluten Intensitätsstärken hervorgeht. Auch bei Spektrum 2 wird die Originalkurve sehr gut durch die Fitkurve angepasst. Ausreißer werden durch die Harmonische Analyse herausgefiltert.
- Spektrum 3 zeigt im Gegensatz zu den ersten beiden Spektren ein augenscheinlich zunächst eher gestörtes Spektrum. Die Überprüfung des Spektrums hinsichtlich seiner Strukturparameter lässt jedoch dieses Spektrum zur weiteren Analyse zu. Dieses Spektrum – auch wenn es augenscheinlich „schlechter“ aussieht als die ersten beiden – erlaubt durchaus die Bestimmung eines belastbaren Temperaturwertes und demonstriert somit eindrucksvoll die Leistungsfähigkeit des Verfahrens.
- Spektrum 4 dient als ein Beispiel für ein sehr gestörtes Spektrum. Es wird automatisch eliminiert und somit nicht zur weiteren Analyse, der Temperaturbestimmung, zugelassen.



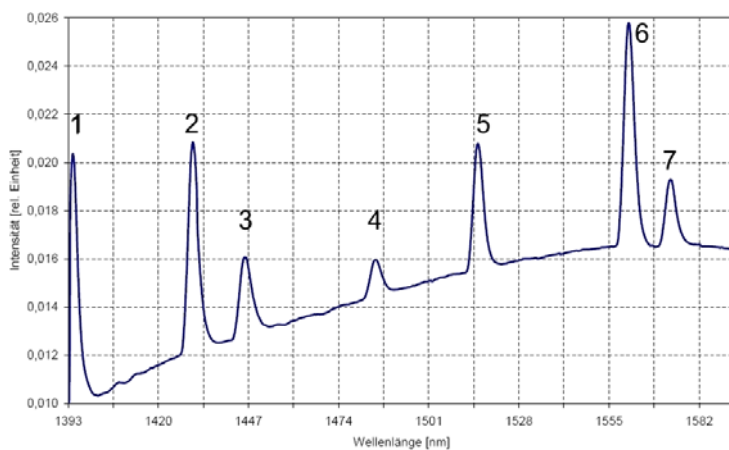
**Abb. 3.15:** Beispiele verschiedener OH\*-Spektra. **(a)** Die schwarze Kurve stellt das Originalspektrum (Intensitäten versus Zeit in relativen Einheiten) dar. **(b)** Die blaue Linie zeigt die mittels der Harmonischen Analyse erstellte Fitkurve. Durch die Spiegelung der Spektren werden störende Randeffekte, die durch die Harmonische Analyse entstehen können, minimiert.

Erste Tests zeigen, dass das entwickelte Verfahren zur Standardisierung viel versprechende Ergebnisse liefert. Hinreichende Tests des Verfahrens gehen jedoch über den Rahmen der vorliegenden Arbeit hinaus. Die in dieser Arbeit verwendeten Daten wurden daher noch mit der herkömmlichen Methode des manuellen Auswertens abgeleitet.



### 3.3.3 Eichungen

Wesentlich für die Interpretation der Messungen ist die möglichst präzise Kenntnis der jeweils betrachteten Wellenlänge. Bei der Wellenlänge-eichung gilt es daher, eine Zuordnung zwischen der Gitterposition und der auf dem Austrittsspalt abgebildeten Wellenlänge zu finden. Benötigt wird hierfür eine Strahlungsquelle, die eine im Verhältnis zur spektralen Auflösung des Spektrometers schmalbandige Spektrallinie abzugeben vermag. Zu diesem Zweck wird das Licht einer Cadmium-Spektrallampe in den Monochromator eingestrahlt. Das Spektrum der Cadmium-Spektrallampe ist bekannt (z.B. Kayser und Ritschl, 1939, Tab. 3.2). An den Emissionslinien dieses Spektrums kann die Wellenlänge-eichung vorgenommen werden. Abb. 3.16 zeigt ein Cadmium-Spektrum im Wellenlängenbereich von etwa 1400 nm bis 1600 nm, wie es mit GRIPS 4 aufgezeichnet wurde. Um die Langzeitstabilität des Instrumentes sicherzustellen, wird regelmäßig eine Kontrollmessung mit der Cadmium-Spektrallampe durchgeführt.



**Abb. 3.16:** Spektrum der Cadmium-Spektrallampe zwischen 1390 nm und 1600 nm, aufgenommen mit GRIPS 4 am 01.09.2005.

**Tab. 3.2:** Linien des Cadmiums im Wellenlängenbereich von 1390 bis 1600 nm (Kayser und Ritschl, 1939).

Nr.	1	2	3	4	5	6	7
$\lambda$ in nm	1397,88	1432,75	1447,46	1484,93	1515,48	1039,46 (in 3. Ordnung 1559,19)	1571,11

Die Empfindlichkeitseichung dient zur Untersuchung der relativen spektralen Empfindlichkeit des Germanium-Detektors an den Positionen der drei OH\*-Emissionslinien. Die relative spektrale Empfindlichkeit ist definiert als

$$E(\lambda) = \frac{U}{P} \quad (\text{Gl. 3.17})$$

mit  $U$  = Detektorsignalstärke  
 $P$  = Strahlungsleistung eines idealen „Schwarzen Körpers“

Grundsätzlich zeigt sich in der Messung, dass die Eichfaktoren  $E(\lambda)$  der  $P_1(2)$ -Linie, der  $P_1(3)$ -Linie sowie der  $P_1(4)$ -Linie gleich sind. Das heißt, der Detektor ist im gesamten Wellenlängenbereich, der für die Messung des OH\*-Spektrums entscheidend ist, gleich empfindlich.

Für eine ausführlichere Beschreibung der beiden Eichverfahren sei auf Graef (1991) verwiesen.

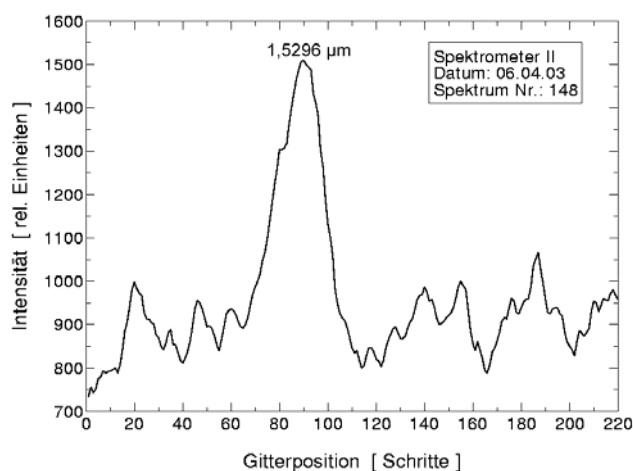
### 3.3.4 Genauigkeit der Daten

Wie oben ausgeführt, beruht die Bestimmung der Rotationstemperatur nach dem vorgestellten Verfahren auf dem Verhältnis der Intensitäten der Maxima der drei OH\*-Emissionslinien und ihrer Wellenlängen, und damit auf den relativen Intensitäten. Infolgedessen wird die abgeleitete Temperatur beispielsweise von einer Veränderung der Detektorempfindlichkeit in einer zu vernachlässigenden Größenordnung beeinflusst. Es sei denn, diese Veränderung spielt sich genau in dem Wellenlängenbereich zwischen der  $P_1(2)$ -Linie und der  $P_1(4)$ -Linie ab, was aufgrund des sehr kleinen Bereichs von  $0,019 \mu\text{m}$  jedoch sehr unwahrscheinlich ist. Auch Veränderungen in der atmosphärischen Transmission haben keinen nennenswerten Einfluss auf die abgeleitete Temperatur, soweit diese Veränderungen nicht wellenlängenabhängig sind (Bittner et al., 2002).

Mögliche Störeffekte sind neben dem Rauschen, das atmosphärisch bedingt, aber auch durch das Eigenrauschen des Detektors verursacht sein kann, beispielsweise Quecksilberdampflampen von Straßenbeleuchtungen. Sie machen sich besonders bei Reflektion des Lichtsignals der Quecksilberdampflampe an Wolken, Dunst oder Nebel bemerkbar. Sie weisen bei ca.  $1,53 \mu\text{m}$  eine hohe Intensität auf (Abb. 3.17; siehe auch Graef (1991), dort Abb. 11), was demnach die  $P_1(3)$ -Linie stark beeinflussen kann. Solche gestörten Spektren werden von dem oben beschriebenen Auswerteverfahren – ob manuell oder automatisch – herausgefiltert und damit bei der Temperaturbestimmung nicht berücksichtigt. Der Standort von GRIPS 2 in der Stadtmitte von Wuppertal ist demnach in dieser Hinsicht aufgrund der dortigen Stadtbeleuchtung nicht ideal. In sehr abgeschiedenen Lagen spielt dieser Effekt keine Rolle. Auch aus diesem Grund wurde GRIPS 3 in der Umweltforschungsstation Schneefernerhaus unterhalb des Zugspitzgipfels aufgestellt. Auch die Messungen von GRIPS 1 am Meteorologischen Observatorium Hohenpeißenberg sind aufgrund der peripheren Lage von solchen Störeffekten nicht beeinflusst.

Die oben erwähnte Stadtbeleuchtung verursacht nicht nur die bereits angesprochene Linienstörung, sondern auch noch einen so genannten kontinuierlichen Untergrund. Er ist dem gesamten Spektrum konstant überlagert und führt bei der Temperaturberechnung zu überhöhten Werten. Es ist hierfür eine, bei Graef (1991) näher beschriebene Untergrundkorrektur entwickelt worden, die gegebenenfalls bei der Temperaturbestimmung berücksichtigt wird. Die Anwendung dieser Untergrundkorrektur hängt damit vom jeweiligen Standort der Messinstrumente ab. Bei der Temperaturbestimmung aus Daten des GRIPS 2 Instrumentes wird dieses Korrekturverfahren eingesetzt. Bei der Datenauswertung von GRIPS 1 und GRIPS 3 hingegen ist sie nicht erforderlich. Da das mobil

ausgerichtete GRIPS 4 Instrument derzeit keinen festen Standort hat, wird die Auswertung bei Bedarf entsprechend angepasst.



**Abb. 3.17:** Typisches Beispiel eines durch Quecksilberdampflampen gestörten OH\*-Spektrums. Das Maximum der Linie liegt bei Gitterschritt 90, was einer Wellenlänge von 1,53 µm entspricht. Aufgezeichnet von GRIPS 2 in Wuppertal am 06.04.2003.

Bei der Auswertung der Spektren ist ein weiteres Korrekturverfahren erforderlich, das für alle GRIPS-Systeme gleichermaßen angewandt werden muss. Diese Korrektur eliminiert mögliche Einflüsse benachbarter OH\*-Emissionslinien auf die  $P_1$ -Linien. Während die unmittelbar benachbarten  $P_2$ -Dublettlinien keinen Beitrag zum Signal an der Position der Maxima der  $P_1$ -Linien liefern, beeinflusst die Emissionslinie des R-Zweiges der OH\*(4,2)-Rotations-Vibrationsbande, die sich neben der  $P_1(4)$ -Linie befindet, durch Auslaufen am Fuß ihres ‚Peaks‘ eben diese  $P_1(4)$ -Linie (Lange, 1982). Dem wird abgeholfen, indem die Intensität der R-Linien der (4,2)-Bande mit einem Iterationsverfahren nach Lange (1982) bestimmt und von der gemessenen  $P_1(4)$ -Intensität abgezogen wird.

Bei der Angabe des Fehlers des ermittelten Nachtmittelwertes der Rotationstemperatur wird zwischen dem systematischen und dem statistischen Fehler unterschieden. Die Abschätzung des systematischen Temperaturfehlers wird mit  $\pm 2$  K angegeben (Bittner et al., 2000; Graef, 1991). Dieser setzt sich zusammen aus Ungenauigkeiten in der Bestimmung des OH\*(4,2)-Bandenuntergrunds und aus Temperaturabweichungen aufgrund der benutzten Einsteinkoeffizienten. Hinzu kommt, dass die abgeleitete OH\*-Temperatur ein gewichtetes Mittel über die Breite der OH\*-Schicht ist. Der statistische Fehler der OH-Rotationstemperatur beträgt etwa  $\pm 1,5$  K (Bittner et al., 2000), wobei dieser abhängig ist vom Rauschanteil des Messsignals einerseits und dem Rauschanteil der Intensität der gemessenen OH\*-Emissionen andererseits. Die Herleitung der Messfehler für den Nachtmittelwert wird bei Lange (1982) beschrieben. Einen guten Überblick über die Störeinflüsse bei der Temperaturbestimmung aus GRIPS-Daten ist z.B. bei Gerndt (1986) oder Graef (1991) zu finden. Der Messfehler eines einzelnen Temperaturwertes wurde bisher noch nicht quantifiziert. Es werden derzeit Arbeiten hinsichtlich der Bestimmung des Fehlers des Temperatureinzelwertes durchgeführt, die jedoch nicht Teil der vorliegenden Arbeit sind.

Während verschiedener Messkampagnen in den hohen Breiten, in Andøya (69°N, 16°O) und Kiruna (68°N, 21°O), wurden Vergleiche der OH\*-Temperaturen von GRIPS mit Temperaturen durchgeführt, die aus Raketen- (Schmidlin et al., 1991; Offermann et al., 1987; Philbrick et al., 1985) bzw. Lidar-Messungen (von Zahn et al., 1987) abgeleitet wurden. In Kühlungsborn (54°N, 12°O) führten Fricke-Begemann et al. (1998) simultane Messungen mit GRIPS, einem All-Sky-Imager und einem Lidar-Instrument durch. Darüber hinaus wurden in verschiedenen Fallstudien die GRIPS-Daten mit satellitenbasierten Temperaturmessungen bei 87 km Höhe, abgeleitet aus Daten der Instrumente TIMED-SABER<sup>26</sup> (Oberheide et al., 2006), ENVISAT-SCIAMACHY (von Savigny et al., 2004; siehe Kapitel 6.2), UARS-WINDII<sup>27</sup> (Shepherd et al., 2004a; 2004b), UARS-HRDI<sup>28</sup> und SME<sup>29</sup> (Bittner et al., 2002) verglichen. Übereinstimmend kamen diese Studien zu dem Ergebnis, dass sich die OH\*-Temperatur, gemessen mit GRIPS, von der gaskinetischen Temperatur in 87 km Höhe, gemessen mit den oben genannten Messtechniken, nicht maßgeblich unterscheidet. Im Mittel handelt es sich um einige Kelvin Differenz, maximal jedoch 10 K je nach Tages- bzw. Jahreszeit, die sich zumindest teilweise durch die unterschiedlichen Messgeometrien, Gesichtsfelder, Integrationszeiten, Auswertalgorithmen etc. erklären lassen. Systematische Abweichungen in eine Richtung sind nicht erkennbar. Es wird demnach davon ausgegangen, dass die OH\*-Temperaturen von GRIPS, die mit einem maximalen Messfehler von 4 K behaftet sind, den kinetischen Temperaturen in 87 km Höhe entsprechen. Dies kommt ziemlich genau der Kombination des oben beschriebenen statistischen und systematischen Fehlers des Nachtmittelwertes der OH\*-Temperaturen gleich.

---

<sup>26</sup> Sounding the Atmosphere using Broadband Emission Radiometry (SABER) auf dem Thermosphere Ionosphere Mesosphere Energetics and Dynamics (TIMED) Satelliten

<sup>27</sup> Wind Imaging Interferometer (WINDII) auf dem Upper Atmosphere Research Satellite (UARS)

<sup>28</sup> High Resolution Doppler Imager (HRDI) auf dem UARS-Satelliten

<sup>29</sup> Solar Mesosphere Explorer

## 4 Datengrundlage

Nachfolgend werden die in der vorliegenden Arbeit verwendeten Datensätze der einzelnen GRIPS-Systeme vorgestellt. Die derzeitigen Standorte der vier Messinstrumente sind in Abb. 6.30 dargestellt. Alle vier Instrumente sind Teil des internationalen Netzwerkes NDMC.

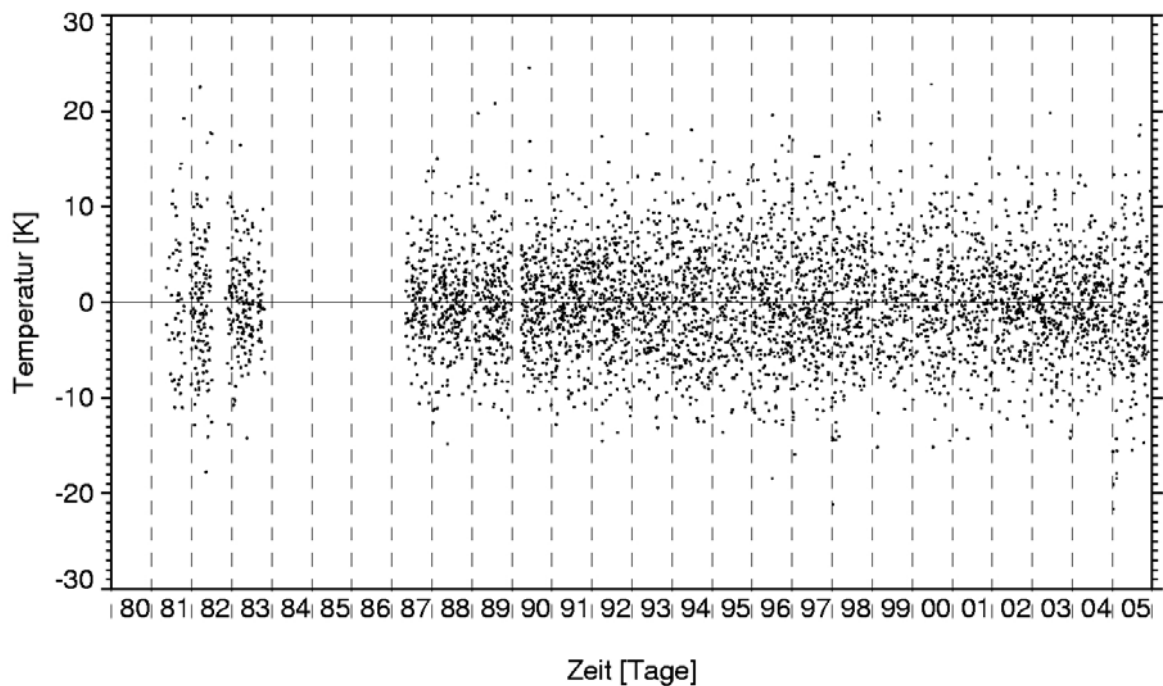
### *Wuppertaler Langzeit-Temperaturzeitreihe*

Im Jahr 1980 begannen die OH\*-Messungen an der Universität Wuppertal ( $51,3^{\circ}\text{N}$ ,  $7,2^{\circ}\text{O}$ ) mit dem Infrarot-Spektrometer GRIPS 1 und dem kurz darauf folgenden GRIPS 2. Seit November 1982 ist GRIPS 2 routinemäßig im Einsatz und lieferte seitdem überwiegend die OH\*-Temperaturen für die Langzeitreihe. Stand GRIPS 2 nicht zur Verfügung, flossen Daten von GRIPS 1 ein, um die Zeitreihe nicht unterbrechen zu müssen. Dies war z.B. zu Beginn des Jahres 1995 der Fall, als GRIPS 2 gewartet wurde. GRIPS 1 diente unter anderem auch dazu, Vergleichsmessungen mit GRIPS 2 durchzuführen oder für den Einsatz bei Messkampagnen an verschiedenen Orten der Welt. In der Zeit von Juli 1984 bis Juli 1987 wurden beide Spektrometer an Orten in den hohen Breiten, so zum Beispiel in Oslo ( $60,0^{\circ}\text{N}$ ,  $11,0^{\circ}\text{O}$ ), in Andoya ( $69,3^{\circ}\text{N}$ ,  $16,0^{\circ}\text{O}$ ) und in Lista ( $58,1^{\circ}\text{N}$ ,  $6,6^{\circ}\text{O}$ ), eingesetzt. Dadurch entstand in der Wuppertaler OH\*-Zeitreihe eine Datenlücke von drei Jahren. In den Monaten Januar bis März 1990 waren ebenfalls beide GRIPS-Geräte im Rahmen der DYANA-Kampagne<sup>30</sup> nicht in Wuppertal stationiert, was zu einer dreimonatigen Datenlücke führte. Seit Mitte Oktober 2003 besteht die Wuppertaler Langzeitreihe ausschließlich aus Messungen des GRIPS 2 Instruments. Das GRIPS 1 Instrument wurde zu dieser Zeit im Rahmen einer Kooperationsvereinbarung zwischen dem Deutschen Wetterdienst, dem DLR-DFD und der Universität Wuppertal dem Meteorologischen Observatorium Hohenpeißenberg ( $47,8^{\circ}\text{N}$ ,  $11,0^{\circ}\text{O}$ ) zur Verfügung gestellt. Die Wuppertaler Langzeit-Temperaturzeitreihe umfasst mittlerweile über 4500 OH\*-Temperatur-Nachtmittelwerte. Abb. 4.1 zeigt die Zeitreihe der OH\*-Temperatur-Nachtmittelwerte für den Zeitraum von 1980 bis 2005. Die in der vorliegenden Arbeit mit dieser Zeitreihe durchgeführten Analysen zur großskaligen Dynamik der Mesopausenregion werden im Kapitel 6.3 dargestellt und diskutiert.

Abgesehen von den durch Abwesenheit der Instrumente bedingten größeren Datenlücken ist die Wuppertaler OH\*-Zeitreihe quasi äquidistant. Datenlücken von wenigen Tagen sind durch für die Messungen ungünstiges Wetter (z.B. Bewölkung) bedingt.

---

<sup>30</sup> Ziel der DYANA-Kampagne (Dynamics Adapted Network for the Atmosphere) war, mit einem räumlich wie zeitlich engmaschigen Netz von Messungen das dynamische Verhalten der mittleren Atmosphäre zu untersuchen (siehe z.B. Offermann, 1994).



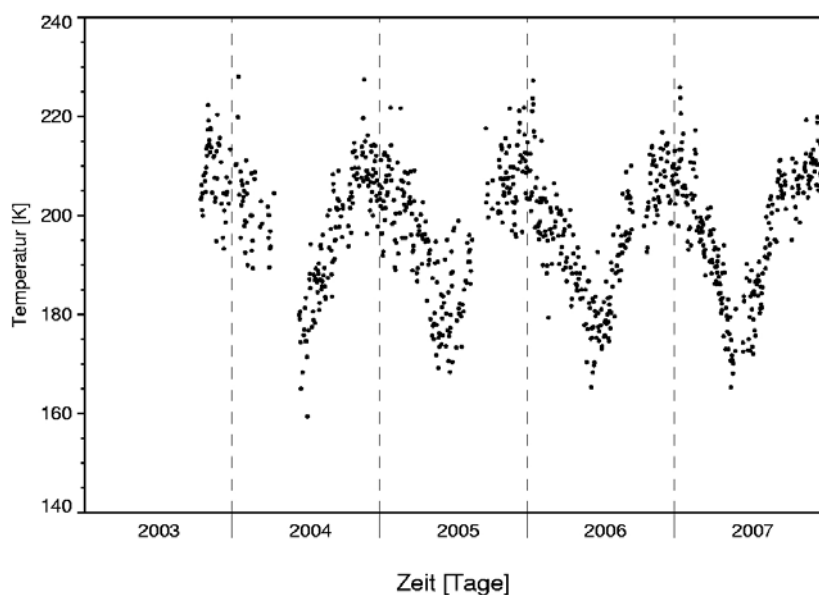
**Abb. 4.1:** Zeitreihe der in Wuppertal (51,3°N, 7,2°O) gemessenen OH\*-Temperatur-Nachtmittelwerte im Zeitraum von 1980 bis 2005. Die Anzahl der Datenpunkte beträgt 4628.

Aufgrund zum Teil sehr unregelmäßiger Messungen zu Beginn der Beobachtungen und den bereits erwähnten großen Datenlücken in den ersten Jahren der Routinemessungen (1980 bis Mitte 1987) werden für die Frequenzanalyse (siehe Kapitel 5.2) nur OH\*-Temperatur-Nachtmittelwerte im Zeitraum von Juli 1987 bis Dezember 2005 herangezogen. Eine detaillierte Übersicht über die Anzahl der Nächte pro Monat, in denen Nachtmittelwerte zur Verfügung stehen, sowie über die Anzahl der in der Zeitreihe vorhandenen Datenlücken über die Jahre 1987 bis 2005 befindet sich im Anhang A2 (Tab. A.2.3). In diesem Zeitabschnitt sind fast zwei Drittel eines jeden Jahres durch Nachtmittelwerte abgedeckt. Es ergibt sich ein durchschnittlicher Wert von 19 Nachtmittelwerten pro Monat. Die Statistik der Nachtmittelwerte über Wuppertal weist jedoch eine unregelmäßige jährliche Verteilung dergestalt auf, dass in den Sommermonaten (April bis September) wetterbedingt durchschnittlich etwa 25% mehr Nächte (21 Nächte) als in den Wintermonaten (Oktober bis März; 16 Nächte) auswertbar sind.

### ***GRIPS 1 am Meteorologischen Observatorium Hohenpeißenberg***

Wie bereits erwähnt, ist das GRIPS 1 Instrument seit 15. Oktober 2003 am Meteorologischen Observatorium Hohenpeißenberg (47,8°N, 11,0°O) stationiert. Es läuft stabil und liefert routinemäßig kontinuierlich jede Nacht Daten. Das Gerät ist nach Norden ausgerichtet und hat eine zeitliche Auflösung von 4,5 Minuten (siehe auch Tab. A.2.1). Es gab bisher einen gerätebedingten zweimonatigen Ausfall von Mitte April bis Mitte Juni 2004. Der Datenertrag ist seit Beginn der

Messungen sehr gut (siehe Tab. A.2.4 im Anhang A2); es werden pro Monat im Mittel etwa 19 Nachtmittelwerte ausgewertet. Bei den Messungen von GRIPS 1 am Hohenpeißenberg ist – im Vergleich zu dem Standort Wuppertal – eine über das Jahr regelmäßige Datenausbeute von im Mittel 18 (in den Sommermonaten) bis 19 (Wintermonate) Nächten festzustellen, was auf die dortigen lokalen Wetterverhältnisse zurückgeführt werden kann. Die Zeitreihe von 2003 bis 2007 ist in Abb. 4.2 dargestellt. In der vorliegenden Arbeit werden die hoch aufgelösten Daten von GRIPS 1 für Analysen zur kleinskaligen Dynamik in der Mesopausenregion, so z.B. für die Untersuchung von Schwerewellen, herangezogen (siehe Kapitel 6.4.1). Die Hohenpeißenberger Daten werden aber auch für die Validierung satellitengestützter OH\*-Messungen des SCIAMACHY-Instrumentes an Bord des europäischen Umweltsatelliten ENVISAT verwendet (siehe Kapitel 6.2). Für Trendbeobachtungen ist die Zeitreihe noch nicht ausreichend lang.



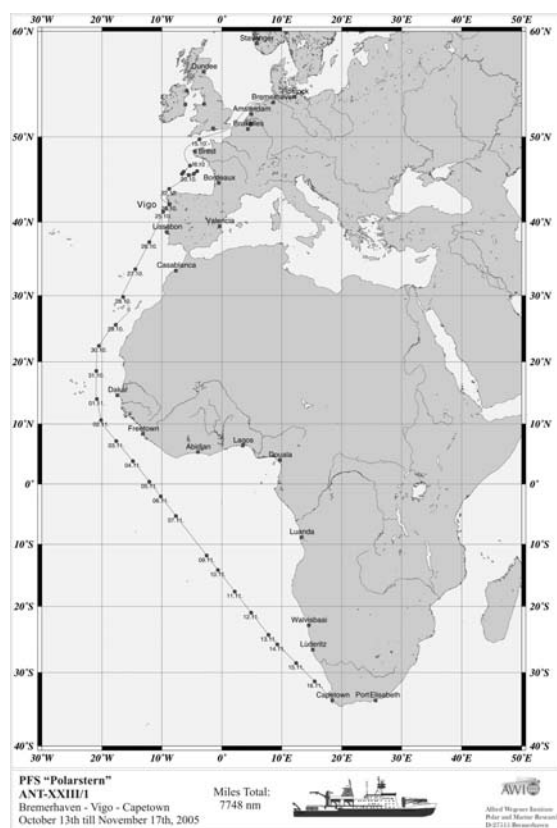
**Abb. 4.2:** Zeitreihe der am Meteorologischen Observatorium Hohenpeißenberg ( $47,8^{\circ}\text{N}$ ,  $11,0^{\circ}\text{O}$ ) mit GRIPS 1 gemessenen OH\*-Temperatur-Nachtmittelwerte. Beginn der Messungen am 15.10. 2003.

### ***GRIPS 3 an der Umweltforschungsstation Schneefernerhaus***

Im April 2005 wurde das GRIPS 3 Instrument auf der Umweltforschungsstation Schneefernerhaus ( $47,5^{\circ}\text{N}$ ,  $11,0^{\circ}\text{O}$ ) aufgebaut (siehe Abb. A.2.1). Das GRIPS 3 ist auf Langzeitmessungen ausgerichtet. Das Gesichtsfeld liegt in Richtung Süd-Westen. Die zeitliche Auflösung beträgt derzeit 3 Minuten. Wie bei GRIPS 1 umfasst auch die Messreihe von GRIPS 3 noch zu wenige Datenpunkte, als dass sie zum jetzigen Zeitpunkt zum Zwecke der Klimabeobachtung eingesetzt werden könnte. Die bisher erhobenen Daten werden demnach im Rahmen dieser Arbeit ausschließlich zur Untersuchung kleinskaliger Phänomene wie beispielsweise Schwerewellen herangezogen (siehe Kapitel 6.4.1).

### *Mobiles IR-Spektrometer GRIPS 4*

GRIPS 4 wurde, wie eingangs erwähnt, als mobiles Instrument im Sommer 2005 im DLR-DFD gebaut und in Betrieb genommen und wird in Messkampagnen eingesetzt. Die erste Kampagne wurde im Oktober/November 2005 an Bord des deutschen Forschungsschiffes „Polarstern“ zur Validierung satellitengestützter Messungen durchgeführt (siehe unten).



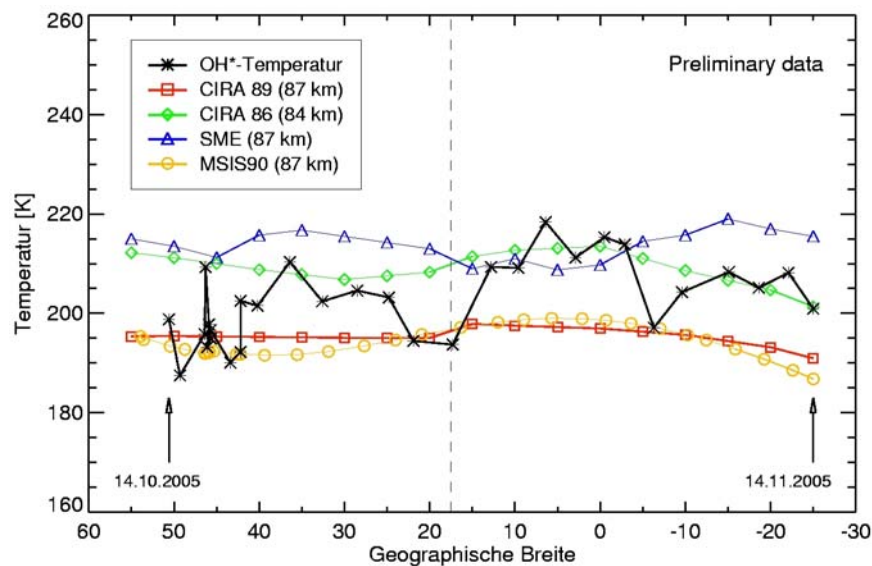
**Abb. 4.3:** Fahrtroute des Forschungsschiffes „Polarstern“ während der Expedition ANT XXIII/1 von Bremerhaven (53,6°N, 8,6°O) nach Kapstadt (34,0°S, 18,5°O) vom 13.10.2005 bis zum 17.11.2005 (Quelle: AWI).

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde eine Messkampagne mit dem mobilen GRIPS 4 Instrument an Bord des Forschungsschiffes „Polarstern“ auf der Expedition ANT XXIII/1 von Bremerhaven (53,6°N, 8,6°O) nach Kapstadt (34,0°S, 18,5°O) vom 13. Oktober bis zum 17. November 2005 durchgeführt (siehe Abb. 4.3). Ziel dieser Kampagne war es, entlang dieses ausgeprägten Breitenganges die von GRIPS 4 erhobenen OH\*-Temperaturmessungen mit OH\*-Temperaturen von ENVISAT-SCIAMACHY zu vergleichen. Die satellitengestützten Daten konnten entlang dieser Nord-Süd-Achse über verschiedene Klimazonen mit nur einem Messinstrument validiert werden. Die Ergebnisse der Validierungsstudie mit GRIPS 4 sind in Kapitel 6.2 beschrieben. Die Messungen an Bord begannen in der Nacht zum 14. Oktober und dauerten bis zum 14. November 2005 an. Es konnte für jede Nacht, außer der Nacht vom 09. auf den 10. November aufgrund schlechten Wetters, ein OH\*-Temperatur-Nachtmittelwert berechnet werden.

Der in Abb. 4.4 dargestellte Breitengang (von ca. 55°N bis ca. 25°S) der OH\*-Temperatur-Nachtmittelwerte stimmt übergeordnet mit den Temperaturwerten aus den Klimatologien CIRA-89 (Fleming et al., 1988), CIRA-86 (Fleming et al., 1990) bzw. SME (Clancy et al., 1994) überein, wenn man bedenkt, dass die Werte der Klimatologien Monatsmittelwerte darstellen. Auch der Vergleich mit den MSISE-90 (Hedin, 1991) Temperaturen, die für die entsprechenden Tage und Positionen der „Polarstern“ berechnet werden, zeigt kein anderes Bild. Dabei weisen die nächtlich gemittelten OH\*-Temperaturen erwartungsgemäß stärkere Schwankungen auf, die in den Klimato-



logien nicht erscheinen. Diese Schwankungen sind die Folge kleinskaliger Dynamik, wie beispielsweise atmosphärischer Wellen.

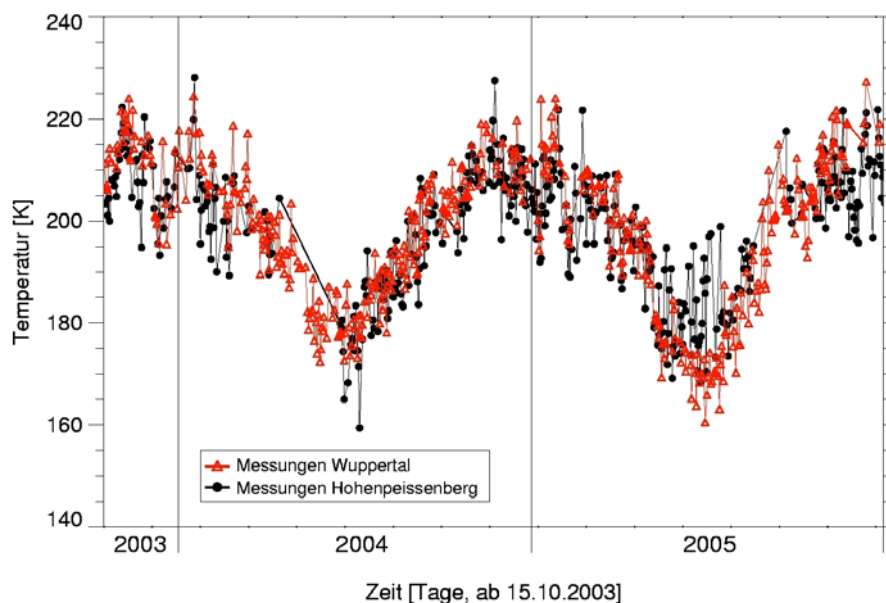


**Abb. 4.4:** OH\*-Temperatur-Nachtmittelwerte, wie sie während der Expedition ANT XXIII/1 der „Polarstern“ von Bremerhaven (53,6°N, 8,6°O) nach Kapstadt (34,0°S, 18,5°O) vom 14.10.2005 bis 14.11.2005 gemessen wurden. Die Klimatologien MSISE-90, CIRA-89, CIRA-86 bzw. SME sind jeweils in orange, rot, grün bzw. blau dargestellt. Die gestrichelte Linie markiert den 01.11.2005.

#### *Vergleich der Daten von GRIPS 1 am Hohenpeißenberg und GRIPS 2 in Wuppertal*

Der Vergleich zwischen den OH\*-Temperatur-Nachtmittelwerten, wie sie mit GRIPS 1 über dem Hohenpeißenberg gemessen werden, und den GRIPS 2 Messungen über Wuppertal für den Zeitraum von Mitte Oktober 2003 bis Ende Dezember 2005 zeigt eine weitestgehend gute Übereinstimmung (Abb. 4.5). Größere Abweichungen sind lediglich im Sommer 2005 zu beobachten. Hier misst GRIPS 1 bis zu 20 K wärmere Temperaturen. Zudem schwanken die GRIPS 1 Temperaturen hier wesentlich stärker als die GRIPS 2 Werte.

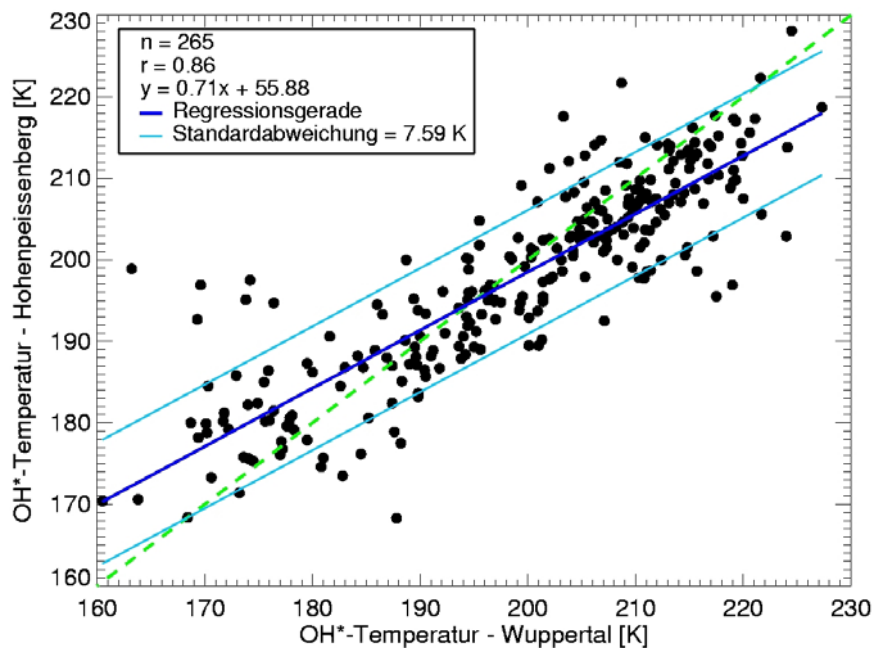
Da die Entfernung der beiden Geräte nur etwa 440 km Luftlinie beträgt, wird angenommen, dass die über die Nacht gemittelten OH\*-Temperaturen gut übereinstimmen sollten. Mit Hilfe einer linearen Regressionsanalyse soll die Vergleichbarkeit der beiden GRIPS-Systeme quantifiziert werden. In dem oben genannten Zeitraum von Mitte Oktober 2003 bis Ende Dezember 2005 konnte an 265 von insgesamt 808 Tagen an beiden Standorten ein Nachtmittelwert erstellt werden. In Abb. 4.6 sind die Wuppertaler den Hohenpeißenberger Temperatur-Nachtmittelwerten gegenübergestellt. Im Idealfall liefern beide Geräte identische Nachtmittelwerte, was bedeutet, dass die Regressionsgerade im Streudiagramm eine Gerade mit einer Steigung von 1 darstellt (siehe gestrichelte grüne Linie in Abb. 4.6, nachfolgend als Ideallinie bezeichnet). Das Ergebnis der linearen Regression zeigt eine klare positive Korrelation mit einem Korrelationskoeffizienten von  $r = 0,86$ .



**Abb. 4.5:** Zeitreihen der OH\*-Temperatur-Nachtmittelwerte, wie sie mit GRIPS 1 über dem Hohenpeissenberg (schwarze Punkte) und GRIPS 2 über Wuppertal (rote Dreiecke) im Zeitraum vom 15.10.2003 bis 31.12.2005 gemessen wurden.

Dies bedeutet, dass zwischen GRIPS 1 und GRIPS 2 mit großer Wahrscheinlichkeit ein linearer Zusammenhang besteht. Jedoch ist die Steigung der Regressionsgeraden (dunkelblaue Linie) ungleich 1, was für einen systematischen Versatz („Offset“) zwischen den beiden Geräten spricht. Auch die mittlere Abweichung der beiden Instrumente ( $T_{\text{GRIPS 2}} - T_{\text{GRIPS 1}}$ ) voneinander ist ungleich null, sie beträgt 1,3 K, was ebenfalls einen Hinweis auf einen solchen Versatz gibt. Um das Vorhandensein eines systematischen Versatzes zu prüfen, wird die Abweichung jedes einzelnen Wertes von der Regressionsgeraden betrachtet; die berechnete Standardabweichung liegt bei 7,6 K. Sie ist in Abb. 4.6 als Einhüllende um die Regressionsgerade dargestellt (hellblaue Linien). Da die Ideallinie größtenteils innerhalb dieser Einhüllenden liegt, wird davon ausgegangen, dass die Abweichungen der beiden Geräte innerhalb ihrer natürlichen Schwankungsbreiten liegen, was bedeutet, dass GRIPS 1 und GRIPS 2 sehr gut miteinander übereinstimmen.

Gleichwohl wird für zukünftige Arbeiten empfohlen, eine entsprechend über die Regressionsanalyse definierte Korrekturfunktion anzuwenden, um die Daten von GRIPS 2 in äquivalente GRIPS 1-Daten umzusetzen und umgekehrt. Aufgrund einer solchen statistischen Analyse können damit letztendlich die Datenlücken in den Zeitreihen der OH\*-Temperatur-Nachtmittelwerte der beiden Geräte durch die gemessenen Nachtmittelwerte am jeweils anderen Standort ergänzt werden. Gegenwärtig würde dies – bei der Betrachtung des Zeitraums vom 15. Oktober 2003 bis Ende Dezember 2005 – einen Datenzuwachs für die Wuppertaler Zeitreihe um ca. 39% und für die Hohenpeissenberger Zeitreihe um ca. 31% bedeuten. Jedoch bedarf es für eine solche Ergänzung der Zeitreihen eine größere statistische Grundgesamtheit, als zum jetzigen Zeitpunkt vorliegt. Daher wird bei den Analysen in der vorliegenden Arbeit hierauf verzichtet.



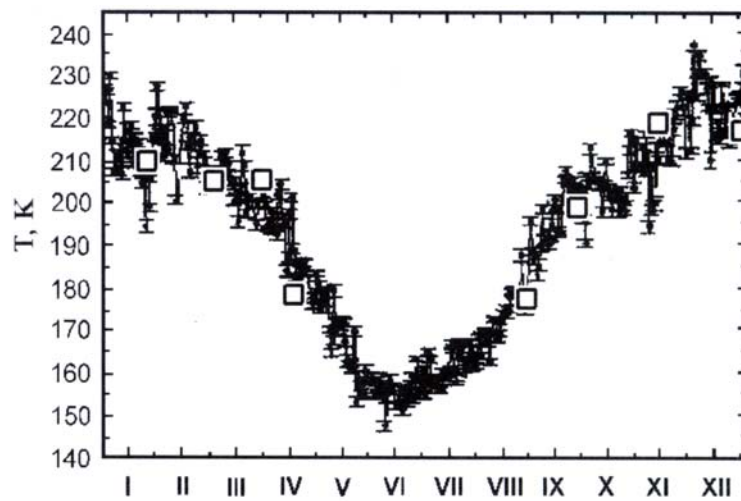
**Abb. 4.6:** Vergleich der OH\*-Temperatur-Nachtmittelwerte über Wuppertal und Hohenpeißenberg für 265 Tage im Zeitraum vom 15.10.2003 bis 31.12.2005. Die dunkelblaue Linie zeigt die lineare Regressionsgerade, die hellblauen Linien stellen die Standardabweichung zur Regressionsgeraden als Einhüllende dar. Die gestrichelte grüne Linie beschreibt die Ideallinie (siehe Text).

### *Jahresgang der OH\*-Temperatur*

Die durch das oben beschriebene Messverfahren bestimmte OH\*-Temperatur in der Mesopausenregion weist einen ausgeprägten Jahresgang auf (siehe Abb. 2.10). Dieser ist dem jahreszeitlichen Temperaturverlauf am Boden entgegengesetzt. Die höchsten Temperaturen in der Mesopausenregion treten stets im Winter auf, die tiefsten Temperaturen im Sommer. Die Ursache hierfür wird in Kapitel 2.2 diskutiert. Die Temperatur variiert im Verlauf eines Jahres um mehr als 60 K. Der bislang extremste Jahresgang seit Beginn der Messungen in Wuppertal im Jahr 1980 ist der des Jahres 1996. Hier beträgt die Differenz zwischen dem Temperaturminimum und dem Temperaturmaximum fast 79 K.

Der mit den GRIPS-Systemen gemessene Jahresgang der OH\*-Temperatur weist denselben Verlauf auf wie Jahresgänge von anderen Messstationen in den mittleren Breiten. Beispielfhaft ist hier der über die Jahre 1991 bis 1997 gemittelte Jahresgang von Temperatur-Nachtmittelwerten der OH\*(3,1)-Bande gemessen über Stockholm (59,5°N, 18,2°O) gezeigt (Abb. 4.7) (Gavrilyeva und Ammosov, 2002). Als offene Vierecke sind zudem Monatsmittelwerte der OH\*-Temperatur über Jakutsk (Maimaga Station; 63,0°N, 129,5°O) dargestellt. Gemittelt wurden hier Daten der OH\*(3,0)- sowie der OH\*(6,2)-Bande über den Zeitraum von 1997 bis 2000. Beide Stationen gehören dem neu gegründeten globalen Netzwerk NDMC an. Der Vergleich der Wuppertaler mit

den schwedischen und den nordost-sibirischen Daten zeigt trotz unterschiedlicher geographischer Länge und Breite keinen wesentlichen jahreszeitlichen Unterschied.

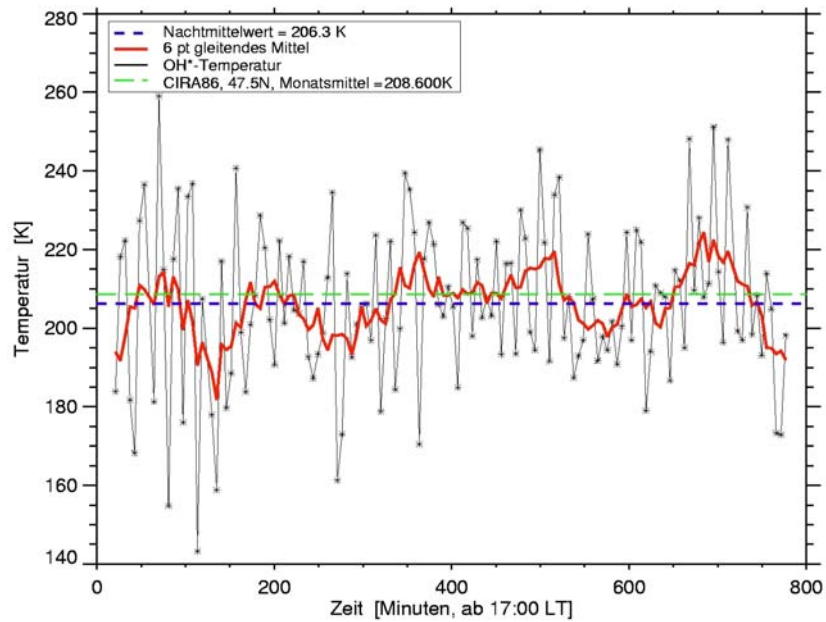


**Abb. 4.7:** Jahresgang der OH\*-Temperatur gemessen über Stockholm ( $59,5^{\circ}\text{N}$ ,  $18,2^{\circ}\text{O}$ ) im Zeitraum von 1991 bis 1997 (schwarze Kreise) sowie Monatsmittelwerte der OH\*-Temperatur gemessen über Jakutsk ( $63,0^{\circ}\text{N}$ ,  $129,5^{\circ}\text{O}$ ) im Zeitraum von 1997 bis 2000 (offene Vierecke) (Gavrilyeva und Ammosov, 2002).

### *Hoch aufgelöste OH\*-Temperaturzeitreihe*

Abb. 4.8 zeigt die aus den GRIPS-Messungen bestimmten OH\*-Temperaturen einer typischen Nacht (hier die Nacht zum 28. November 2007), in der wolkenfreier Himmel und damit gute Messbedingungen für das GRIPS-System vorherrschten. Anhand dieses Beispiels soll deutlich werden, dass die nächtlichen Temperaturzeitreihen durch starke Schwankungen innerhalb der Nacht in verschiedenen Frequenzbereichen charakterisiert sind.

Temperaturfluktuationen im Bereich unterhalb von etwa 5 Minuten könnten durch Infrarotschallsignaturen hervorgerufen werden (siehe Kapitel 6.4.2). Im vorliegenden Beispiel zeigen die gemessenen Temperaturen zu Beginn der Messnacht Schwankungen von bis zu 60 bis 80 K von einem Wert zum nächsten auf, wohingegen 3 Stunden später die Amplitude der Schwankung deutlich zurückgegangen ist. Schwingungen mit Periodendauern größer 5 Minuten bis einigen Stunden werden zumindest zum Teil zurückgeführt auf Schwerewellen (siehe Kapitel 6.4.1). In der gezeigten Messnacht wird eine Schwankung mit einer Periodendauer von etwa 150 Minuten detektiert, was in dem typischen Bereich von Schwerewellen liegt.



**Abb. 4.8:** OH\*-Temperaturzeitreihe, gemessen von GRIPS 1 über dem Hohenpeißenberg (47,8°N, 11,0°O) in der Nacht vom 27.11. zum 28.11.2007 (schwarze Kurve). Die rote Linie zeigt ein gleitendes Mittel über 30 Minuten. Der Nachtmittelwert ist als blau gestrichelte Linie dargestellt, die grün gestrichelte Linie zeigt das Monatsmittel für November der CIRA-86 Klimatologie.



## 5 Analyseverfahren

### 5.1 Enttrending

Um OH\*-Temperaturfluktuationen im Bereich von kleinskaligeren periodischen Schwingungen (3 bis 40 Tagen Periodendauer) untersuchen zu können, werden zunächst die dominanten großskaligen Strukturen, so z.B. der Jahresgang, aus der Temperaturzeitreihe entfernt. Diese großskaligen Strukturen unterscheiden sich dabei insbesondere in ihrer Amplitude von Jahr zu Jahr. Aus diesem Grund wird die so genannte Enttrending für jedes Jahr gesondert durchgeführt. Jahre mit weniger als 50 OH\*-Temperatur-Nachtmittelwerten werden nicht berücksichtigt, da die Datenlücken zu groß und dadurch die großskaligen Schwingungen nicht mehr eindeutig sind. Betroffen sind hier die Jahre 1980 mit lediglich 6 und 1984 mit 46 Nachtmittelwerten.

Für die Enttrending wird das Verfahren der Harmonischen Analyse angewandt (siehe auch Höppner und Bittner, 2007). Es wird hierbei der Temperaturverlauf eines Jahres durch eine Linearkombination von 3 Sinusschwingungen modelliert:

$$\hat{y}(t) = \sum_{i=1}^3 A_i \cdot \sin\left(\frac{2\pi}{\tau_i} t + \varphi_i\right) \quad (\text{Gl. 5.1})$$

mit  $A_i$  = Amplitude der i-ten Schwingung [K]  
 $\varphi_i$  = Phase der i-ten Schwingung [d]  
 $\tau_i$  = Periodendauer der i-ten Schwingung [d]  
 $t$  = Zeitpunkt

Die optimale Kombination der Modellparameter  $A_i$ ,  $\varphi_i$  und  $\tau_i$  werden dabei nach der Methode der kleinsten Quadrate geschätzt:

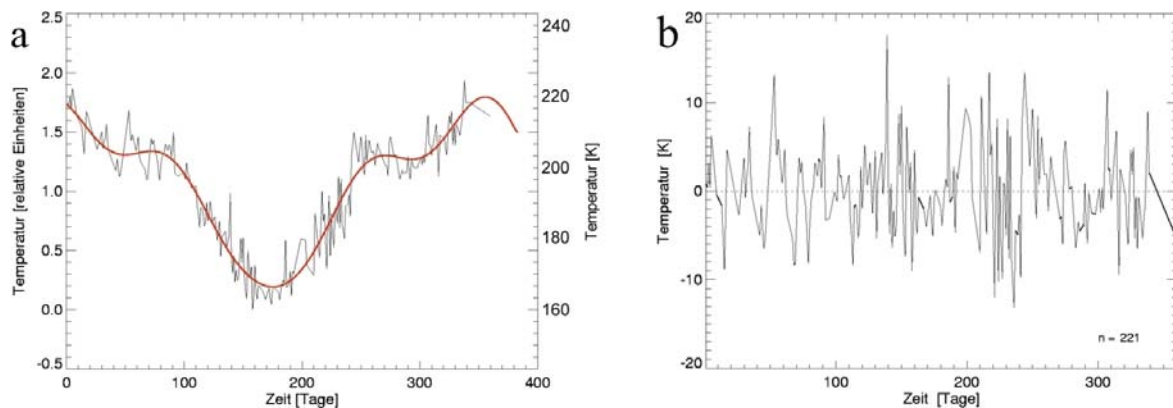
$$\left| \hat{y}_t - y_t \right|^2 \rightarrow 0 \quad (\text{Gl. 5.2})$$

mit  $y_t$  = OH\*-Temperatur-Messwert zum Zeitpunkt  $t$   
 $\hat{y}_t$  = modellierter Messwert zum Zeitpunkt  $t$  nach Gl. 5.1

Je nach Anzahl der zugelassenen Schwingungen werden immer feinere Strukturen im Datenverlauf nachgebildet. Ist  $|\hat{y}_t - y_t|^2$  gleich 0, so bildet die Modellkurve exakt den Verlauf der Datenpunkte nach.

Es wird dabei das so genannte Gesamtschrittverfahren (Bittner et al., 1994) angewandt. Das bedeutet, dass im  $i$ -ten Schritt nicht alleine nur – wie im Einzelschrittverfahren – die  $i$ -te Sinusschwingung ( $A_i, \varphi_i, \tau_i$ ) an die Originaldaten angepasst wird, sondern zusätzlich die bereits bestimmten Schwingungsparameter ( $A_{i-j}, \varphi_{i-j}, \tau_{i-j}; j=1,2,\dots,i-1$ ) korrigiert werden. So werden die Parameter  $A_i, \varphi_i, \tau_i$  der vorangegangenen Schwingungen jeweils optimiert. Das der Zeitreihe zugrunde liegende Spektrum wird bei dem Verfahren der Harmonischen Analyse schrittweise entfaltet. Beim Einzelschrittverfahren bedeutet dies, dass zunächst die Parameter  $A_1, \varphi_1, \tau_1$  an die Daten angepasst werden, die modellierten Werte dann von den Daten abgezogen und im nächsten Schritt an die Residuen  $A_2, \varphi_2, \tau_2$  angepasst werden usw. Beim Gesamtschrittverfahren werden dagegen bei jeder Anpassung eine neue Schwingung ( $A_i, \varphi_i, \tau_i$ ) jeweils auf die vorangegangenen Parametersätze ( $A_{i-j}, \varphi_{i-j}, \tau_{i-j}; j=1,2,\dots,i-1$ ) simultan optimiert. Das Gesamtschrittverfahren liefert eine insgesamt bessere Anpassung als das Einzelschrittverfahren (siehe z.B. Bittner et al., 1994 oder Wüst und Bittner, 2006). Weitere Details zur Harmonischen Analyse siehe z.B. bei Wüst (2006).

Die modellierte Temperaturkurve (rote Kurve in Abb. 5.1a) wird anschließend von der Datenreihe subtrahiert. Das Ergebnis der Enttrending zeigt einen Temperaturverlauf (Abb. 5.1b), bei dem die Schwankungen innerhalb eines Jahres nur noch etwa  $\pm 10$ -20 K betragen (siehe auch Abb. 5.3). Datenlücken von wenigen Tagen verschlechtern die Trendanalyse nicht, so dass die Enttrending durch eine lückenhafte Zeitreihe nur unwesentlich beeinflusst wird.



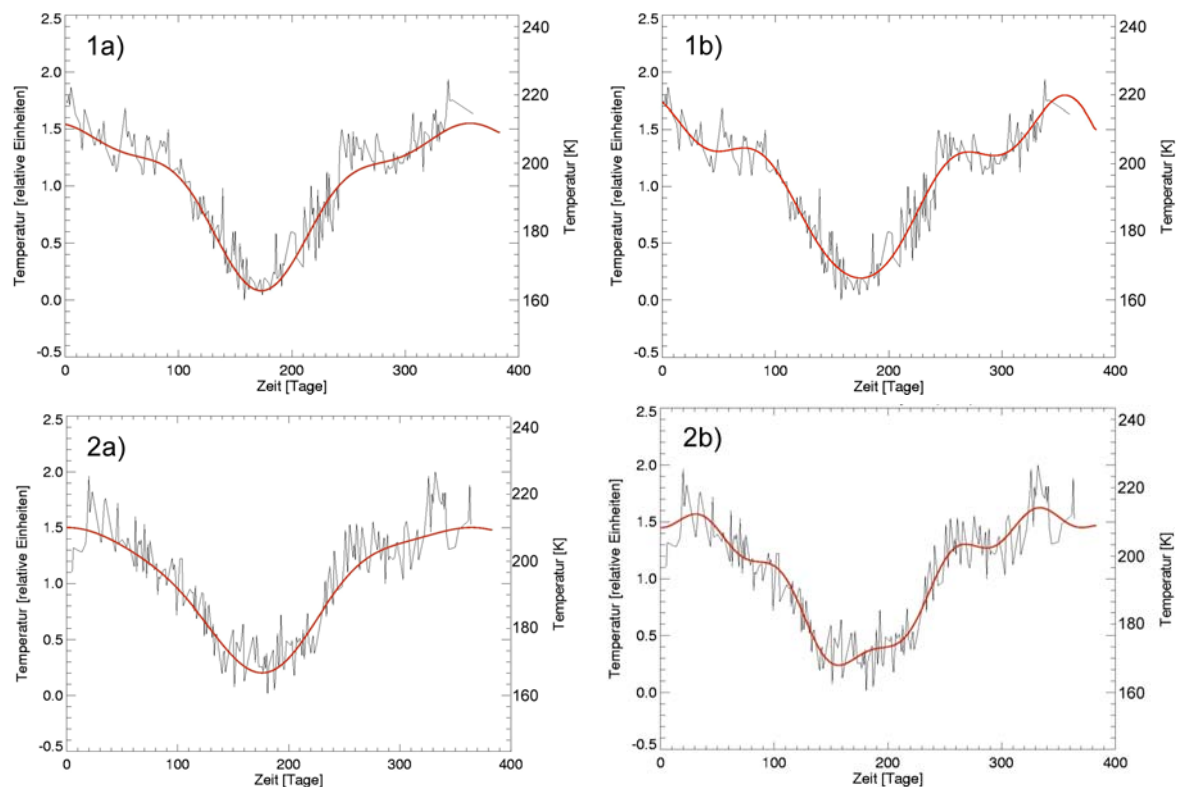
**Abb. 5.1:** (a) In Wuppertal gemessene OH\*-Temperatur-Nachtmittelwerte mit ‚Fitkurve‘ (rot). Beispielhaft ist hier das Jahr 1993 gezeigt. (b) Residuen der OH\*-Temperatur-Nachtmittelwerte nach der Enttrending.

Es werden nachfolgend zwei verschiedene Methoden der Enttrending vorgestellt und diskutiert. Bei der klassischen Methode der Enttrending (Bittner et al., 2002; 2000) sind die beiden Parameter Amplitude  $A_i$  und Phase  $\varphi_i$  frei, wohingegen der dritte Parameter, die Periodendauer  $\tau_i$ , mit  $\tau_1 = 365$  Tagen,  $\tau_2 = 182,5$  Tagen und  $\tau_3 = 121,6$  Tagen fest vorgegeben ist. Analysen zeigen jedoch, dass die saisonalen Gänge keinesfalls exakt einem Jahres-, Halbjahres- und Dritteljahresgang folgen und von Jahr zu Jahr leicht variieren können.



Die Methode wird daher in der vorliegenden Arbeit dergestalt optimiert, dass alle drei Modellparameter als freie Parameter eingesetzt werden (Höppner und Bittner, 2007). Das heißt, auch die Periodendauer  $\tau_i$  ist nicht mehr festgesetzt. So werden die drei dominanten Schwingungen, die im Temperaturverlauf eines Jahres enthalten sind, individuell für jedes Jahr herausgenommen. Da sich die Analysen der vorliegenden Arbeit ausschließlich auf die Untersuchung der Temperaturfluktuationen und nicht der saisonalen Gänge konzentrieren, besteht die Notwendigkeit einer möglichst optimalen Beseitigung der drei dominanten Schwingungen aus der Zeitreihe, ungeachtet der physikalischen Bedeutung, die möglicherweise mit ihnen in Zusammenhang steht. Die Enttrending wird mittels eines optimalen Hochpassfilters erreicht, das heißt, niedrige Frequenzen werden unterdrückt und hohe durchgelassen.

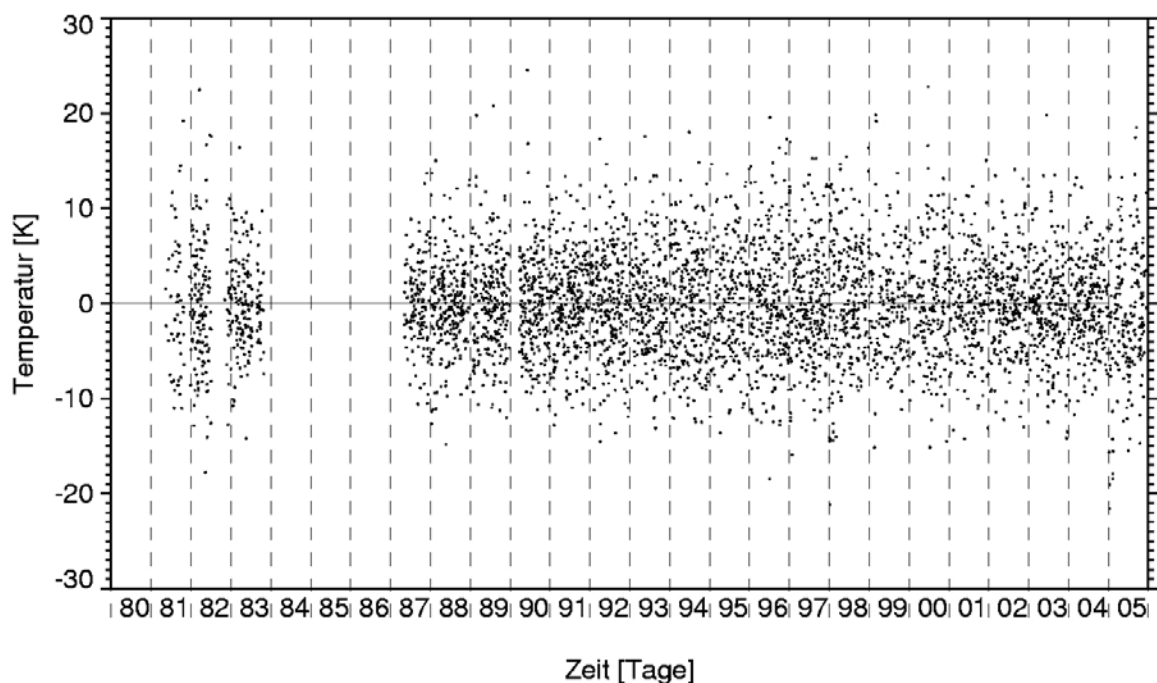
Ein Vergleich der beiden vorgestellten Enttrendingmethoden zeigt, dass eine bessere Anpassung der Modellkurve an die OH\*-Datenreihe dann erreicht wird, wenn die Modellkurve mit Amplitude, Phase und Periodendauer – als drei freie Parameter – erstellt wird. In den Jahren 1993 und 1995 ist dieser Unterschied der Anpassung der „Fitkurve“ an die Datenreihe sehr deutlich zu erkennen. Besonders in den Herbst- und Wintermonaten (z.B. Tag 240 bis 365) korreliert die Modellkurve der optimierten Methode besser mit der Temperaturreihe (Abb. 5.2).



**Abb. 5.2:** Vergleich der zwei vorgestellten Enttrendingmethoden. Die schwarze Linie zeigt die OH\*-Temperatur-Nachtmittelwerte, die rote Linie die entsprechende ‚Fitkurve‘ berechnet mit der Harmonischen Analyse. **(1a)** Modellierung der OH\*-Temperaturzeitreihe für 1993 mittels der klassischen Methode. **(1b)** wie (1a), die Modellkurve wurde jedoch mit der optimierten Methode berechnet. **(2a)** wie (1a), jedoch für das Jahr 1995. **(2b)** wie (1b), jedoch für das Jahr 1995.

Die Güte der Enttrending wird durch das Maß der erklärten Varianz beschrieben. Für das Jahr 1993 ergibt sich bei Anwendung der klassischen Enttrendingmethode eine durch die Fitkurve erklärte Varianz von 88,1% (siehe Abb. 5.2-1a). Abb. 5.2-1b zeigt hingegen das Ergebnis der optimierten Methode. Die erklärte Varianz beträgt hier 90,9%, was eine Verbesserung der Enttrending bei Anwendung der optimierten Methode von 2,76% bedeutet. Im Jahr 1995 erhöht sich die erklärte Varianz bezogen auf die optimierte Methode um 3,58%. Tab. A.2.2 im Anhang A2 zeigt eine Zusammenfassung der erklärten Varianzen beider Enttrendingmethoden für die Jahre 1981 bis 2005. Bei der Verwendung der optimierten Methode ergibt sich eine absolute Verbesserung der erklärten Varianz von 1,6%.

Die nachfolgenden Analysen werden mit den von der optimierten Methode der Enttrending resultierenden Residuen (Abb. 5.3) durchgeführt.



**Abb. 5.3:** Zeitreihe der durch die Enttrending (optimierte Methode) resultierenden Residuen der OH\*-Temperatur-Nachtmittelwerte im Zeitraum von 1981 bis 1983 und 1987 bis 2005 über Wuppertal (51,3°N, 7,2°O).

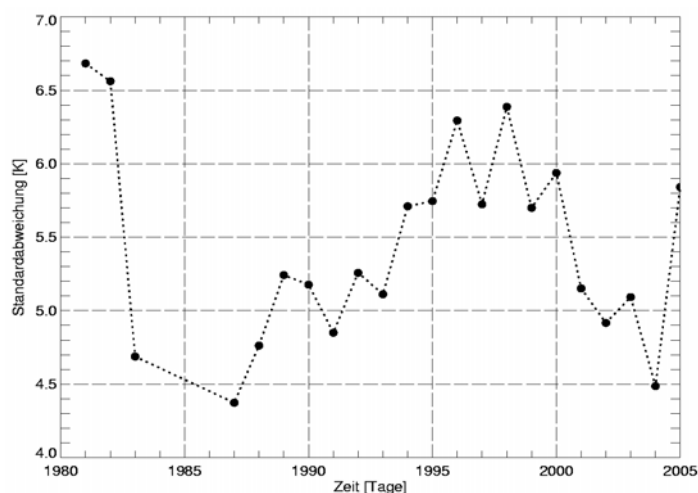
Um die zeitliche Veränderung der Variabilität der Temperatur in der Mesopausenregion zu untersuchen, eignet sich das statistische Moment zweiter Ordnung, die Standardabweichung. Sie kann berechnet werden entsprechend:

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \quad (\text{Gl. 5.3})$$

mit  $n$  = Anzahl der Datenpunkte  
 $x_i$  = Datenpunkte  
 $\bar{x}$  = arithmetisches Mittel der Datenpunkte

Es werden Jahresmittelwerte aus den ermittelten Residuen der OH\*-Temperaturen der Jahre 1981 bis 1983 und 1987 bis 2005 sowie die dazugehörigen Standardabweichungen berechnet. Die Standardabweichungen sind in Abb. 5.4 dargestellt und weisen deutliche Schwankungen auf. Es ist eine relativ steile Abnahme der Standardabweichungen von mehr als 2 K in den ersten Jahren von 1981 bis 1987 zu erkennen. Danach folgt eine Zunahme von 2 K bis 1998 mit einer etwas schwächeren Steigung, die sich dann wiederum umkehrt in einen relativ starken Abfall der Standardabweichungen ähnlich wie zu Beginn der Zeitreihe. Von 2004 auf 2005 ist nochmals eine deutliche Zunahme der Standardabweichung von mehr als 1 K sichtbar. Der Verlauf der Standardabweichungen zeigt insgesamt eine hohe Variabilität in der Mesopausenregion Anfang der achtziger Jahre sowie in der zweiten Hälfte der neunziger Jahre, wohingegen in den Jahren 1983 bis Anfang der neunziger Jahre eine geringere Variabilität die Mesopausenregion bestimmt.

In einer früheren Studie von Bittner et al. (2000) zur Variabilität der Temperatur in der Mesopausenregion wurden unter anderem die Standardabweichungen der Residuen<sup>31</sup> der OH\*-Temperaturen auf ihre zeitliche Entwicklung hin untersucht. Zum Zeitpunkt dieser Untersuchung umfasste die Wuppertaler Zeitreihe jedoch lediglich OH\*-Temperaturdaten bis 1995. Die damalige Aussage, dass es einen Trend hin zu einer steigenden Variabilität der OH\*-Temperatur gibt mit einem Anstieg der Standardabweichungen um 0,8 K pro Dekade, kann aufgrund der zum Zeitpunkt dieser Arbeit verfügbaren gewachsenen Datenmenge von zusätzlichen 10 Jahren nicht bestätigt werden. Es stellt sich im Gegenteil heraus, dass die Standardabweichung einer längerfristigen Modulation folgt (Abb. 5.4). Diese wird in Kapitel 6.3.2 weiter untersucht.



**Abb. 5.4:** Zeitliche Entwicklung der Standardabweichungen von Jahresmittelwerten der Residuen der OH\*-Temperatur-Nachtmittelwerte der Jahre 1981 bis 1983 und 1987 bis 2005 über Wuppertal (51,3°N, 7,2°O).

<sup>31</sup> zur Vorgehensweise der Ermittlung der Residuen siehe Bittner et al. (2000).

## 5.2 Frequenzanalyse

Eine Zeitreihe ist definiert als eine zeitlich geordnete Folge von Beobachtungen einer Größe (Schlittgen und Streitberg, 1987). Geophysikalische Zeitreihen enthalten stochastische und deterministische Prozesse. Die Spektralanalyse ist ein Mittel zur Untersuchung von Zeitreihen auf mögliche harmonische Variationen und ermöglicht eine Zerlegung einer vorliegenden Datenreihe in ihre jeweiligen periodischen Komponenten. Es existiert eine Vielzahl von Verfahren zur Spektralanalyse. Allen diesen Verfahren gemeinsam ist, dass sie im strengen Sinne nur auf normalverteilte Zeitreihen anwendbar sind. Einem großen Teil aller Zeitreihen, die der Natur entnommen sind, liegt jedoch, wenn überhaupt, nur annäherungsweise eine Normalverteilung zu Grunde. Grundsätzlich wird jedoch die Gültigkeit des zentralen Grenzwertsatzes vorausgesetzt. Er besagt: wenn „eine Zufallsgröße als Summe einer großen Anzahl voneinander unabhängiger Summanden aufgefasst werden kann, von denen jeder zur Summe nur einen unbedeutenden Beitrag liefert, ist diese Zufallsgröße annähernd normalverteilt“ (Bronstein und Semendjajew, 1981). In diesem Sinn kann demnach bei der hier zu analysierenden Zeitreihe von stochastischen Prozessen ausgegangen werden. Dieser Vorbehalt liegt allen folgenden Untersuchungen zu Grunde. Darüber hinaus wird bei der Anwendung von Spektralanalyseverfahren bei den Zeitreihen stets von deren Stationarität ausgegangen. Als stationär wird eine Zeitreihe dann bezeichnet, wenn sie – vereinfacht ausgedrückt – keine systematischen Veränderungen im Gesamtbild aufweist (Schlittgen und Streitberg, 1987), d.h. die spektralen Eigenschaften der jeweiligen Zeitreihe zu allen Zeitpunkten gleich sind (Bittner, 1993).

Eine mögliche Überprüfung, ob der zu analysierenden Zeitreihe eine Gaußverteilung zu Grunde liegt oder nicht, stellt beispielsweise die Betrachtung der statistischen Eigenschaften der Zeitreihe, der Momente, dar (Bittner, 1993). Üblich ist die Betrachtung der statistischen Momente ersten bis vierten Grades: der Mittelwert stellt das Moment erster Ordnung dar. Das Moment zweiter Ordnung ist die Varianz bzw. die Standardabweichung. Die Schiefe bezeichnet das dritte statistische Moment und der Exzess („Kurtosis“) das vierte. Eine Normalverteilung der Datenpunkte kann statistisch vollständig durch die ersten beiden Momente beschrieben werden. Die Normalverteilung für eine Größe  $x$  ist gegeben durch:

$$p(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}} \quad (\text{Gl. 5.4})$$

darin bedeuten  $\bar{x}$  = arithmetischer Mittelwert (1. Moment)  
 $\sigma$  = Standardabweichung (2. Moment)

Alle höheren Momente sind hier gleich Null. Nicht normalverteilte Datenreihen weisen zusätzlich zu den ersten beiden Momenten die Momente höheren Grades, beispielsweise das Moment dritter Ordnung, die Schiefe, auf. Dieses gibt daher Auskunft über den Grad der Abweichung von der Gaußverteilung. Die Schiefe, eine dimensionslose Größe, ist definiert als:

$$\mu_3 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left( \frac{x_i - \bar{x}}{\sigma} \right)^3 \quad (\text{Gl. 5.5})$$

mit  $n$  = Anzahl der Datenpunkte  
 $x_i$  = Datenpunkte  
 $\bar{x}$  = arithmetisches Mittel der Datenpunkte  
 $\sigma$  = Standardabweichung

Das dritte Moment bei der vorliegenden Zeitreihe der Residuen der Wuppertaler OH\*-Temperaturen beträgt  $\mu_3 = 0,24$ . Als Vertrauensbereich für die Abweichung von der idealen Gauß-Verteilung wird üblicherweise

$$\Delta\mu_3 = \pm \sqrt{\frac{6}{n}} \quad (\text{Gl. 5.6})$$

angegeben (Press et al., 1992), wobei  $n$  die Anzahl der Datenpunkte beschreibt. Falls das Verhältnis von  $\mu_3$  und  $\Delta\mu_3$  deutlich größer 1 ist, so ist  $\mu_3 \neq 0$  als signifikant zu betrachten. Im vorliegenden Fall hat das Verhältnis von  $\mu_3$  und  $\Delta\mu_3$  einen Wert von 6,74. Somit ist die OH\*-Zeitreihe also nicht normalverteilt.

### **Maximum Entropie Methode (MEM)**

Wie bereits erwähnt, ist ein Ziel der vorliegenden Arbeit, mit Hilfe der Spektralanalyse OH\*-Temperaturfluktuationen im Bereich von kleinskaligen periodischen Schwingungen (3 bis 40 Tagen Periodendauer) zu identifizieren. Um eine Spektralanalyse der Wuppertaler OH\*-Temperaturzeitreihe durchführen zu können, müssen die Daten zunächst aufbereitet werden. Aus der OH\*-Zeitreihe wurden bereits, wie in Kapitel 5.1 beschrieben, die drei dominanten Schwingungen herausgenommen.

Für die Spektralanalyse, wie sie später angewandt wird, ist jedoch eine lückenlose Zeitreihe erforderlich, was wie oben beschrieben, bei der Wuppertaler OH\*-Temperaturzeitreihe nicht zutrifft. Deshalb muss im Vorfeld eine Schließung der Datenlücken durchgeführt werden. Wie oben bereits ausgeführt, werden die Datenassimilation sowie die darauf folgende Spektralanalyse nur für den Zeitraum vom 01. Juli 1987 bis 31. Dezember 2005 berechnet.

Einfache Interpolationstechniken zur Schließung der Datenlücken, wie beispielsweise die lineare Interpolation, sind für die hier durchgeführten Analysen nicht geeignet. Sie ergäben keine zufriedenstellenden Ergebnisse, da sie künstliche Strukturen in die Zeitreihe einbringen und so das Ergebnis der Spektralanalyse verfälschen würden. In der vorliegenden Arbeit werden die Datenlücken vielmehr durch ein Spektralanalyseverfahren mit Schätzwerten aufgefüllt. Verwendet wird die Maximum Entropie Methode (MEM), die sich in ihrer Eigenschaft als ein ‚linearer Vorhersagefilter‘

bewährt hat (Bittner et al., 1994). Bei der MEM wird ein kurzer Teilabschnitt der Zeitreihe, der der aufzufüllenden Datenlücke vorausgeht, auf seine spektralen Eigenschaften hin analysiert. Es wird angenommen, dass sich diese Eigenschaft auf den Bereich der Lücke fortsetzt.

Die Maximum Entropie Methode wird als eine autoregressive Methode, kurz als AR(n)-Prozess, bezeichnet, das heißt, der aktuelle Zustand  $y_t$  einer Zeitreihe ist als eine endliche Linearkombination vergangener Zustände  $y_{t-i}$  ( $i = 1, 2, \dots, n$ ) plus einem aktuellen zufälligen „Input“  $x_t$  definiert:

$$y_t = x_t + b_1 y_{t-1} + b_2 y_{t-2} + \dots + b_n y_{t-n} \quad (\text{Gl. 5.7})$$

Der aktuelle Input  $x_t$  stellt also den innovativen, nichtvorhersagbaren Anteil von  $y_t$  dar. Während die Koeffizienten  $b_j$  ( $j = 1, 2, \dots, n$ ) zu bestimmen sind, wird die Größe  $x_t$  in der Regel als weißes Rauschen  $\varepsilon_t$  mit den Erwartungswerten

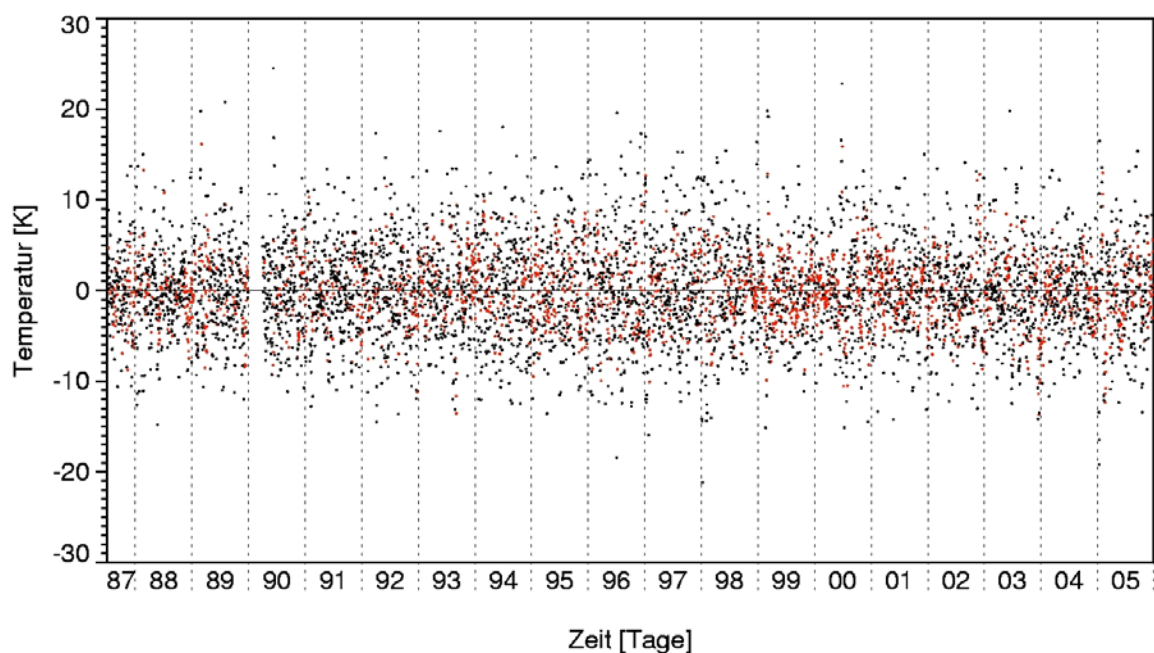
$$\langle \varepsilon_t \rangle = 0 \quad \text{und} \quad \langle \varepsilon_t^2 \rangle = \sigma^2 \quad (\text{Gl. 5.8})$$

angenommen (Bittner, 1993).

Bei der MEM ist – im Gegensatz etwa zur Fourier-Transformation – keine unendlich lange Zeitreihe notwendig. Kurze Zeitreihen von wenigen Datenpunkten sind ausreichend – hierfür ist die Methode sogar besonders geeignet –, wobei normalverteilte Daten sowie Stationarität vorausgesetzt werden. Die MEM weist eine hohe Frequenzauflösung auf. Eine ausführliche Diskussion der Maximum Entropie Methode findet man bei Bittner (1993).

In der vorliegenden Analyse werden als Zeitabschnitt der Zeitreihe die letzten sieben Datenpunkte (entspricht 7 Tagen) ausgehend von der Datenlücke verwendet. Ist der achte Wert geschätzt, so wird das Zeitintervall von sieben Tagen um einen Datenpunkt weiter geschoben. Es wird wiederum der achte Wert interpoliert. Es wird weiter so verfahren, bis die Datenlücke gefüllt ist. Die interpolierten Daten sind in Abb. 5.5 als rote Punkte dargestellt. Insgesamt führt die Schließung der Lücken bei der OH\*-Zeitreihe von 1987 bis 2005 zu einem Anstieg der Anzahl der Datenpunkte um 37,5%.

Es wird darauf hingewiesen, dass die dreimonatige Datenlücke Anfang des Jahres 1990 nicht mit in die Dateninterpolation einbezogen wird, da sich bei der Interpolation einer Datenlücke dieser Dimension nach dem oben beschriebenen Verfahren physikalisch gesehen keine sinnvollen Werte ergeben können.



**Abb. 5.5:** Zeitreihe der enttrenteten OH\*-Temperatur-Nachmittelswerte (schwarze Punkte) über Wuppertal (51,3°N, 7,2°O) im Zeitraum vom 01.07.1987 bis 31.12.2005. Zusätzlich dargestellt sind die mit der MEM interpolierten Datenpunkte (rote Punkte).

### Wavelet Analyse

Um die Zeitreihe der Residuen der OH\*-Temperaturen auf lokale Fluktuationen hin zu untersuchen, wird die Wavelet Analyse verwendet. Schwingungen mit Periodendauern von 40 Tagen und kürzer werden in der vorliegenden Arbeit künftig als ‚kurzperiodische Schwingungen‘ bezeichnet.

Die Wavelet Transformation ist definiert als (Ochadlick et al., 1993)

$$S(a, b) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) h\left(\frac{t-b}{a}\right) dt \quad (\text{Gl. 5.9})$$

wobei  $f(t)$  die zu transformierende Funktion und  $h$  die Basisfunktion (Wavelet) darstellt. Der Skalierungsfaktor  $a$  staucht oder streckt die Funktion, wohingegen der Skalierungsfaktor  $b$  die Funktion entlang der Zeitachse verschiebt.

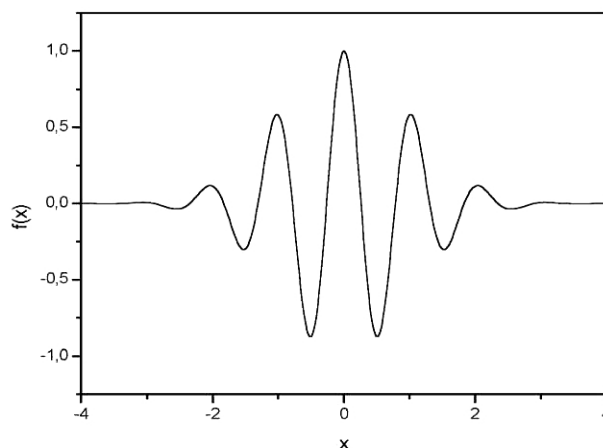
Die bei der Analyse verwendeten Wavelets bilden eine Familie von Funktionen, die sich alle aus einer Mutterfunktion, dem so genannten „Mother Wavelet“, ableiten lassen. Dabei muss die Mutterfunktion zwei Bedingungen erfüllen: zum einen muss es sich um eine periodische Schwingung handeln. Zum anderen muss die Amplitude der Schwingung im Zeitbereich sowohl in positiver als auch in negativer Richtung relativ ‚schnell‘ gegen Null streben, um so eine gute Zeitlokalisierung zu erreichen.

Es gibt eine Reihe verschiedener Wavelet-Funktionen (z.B. Morlet-, Haar- oder Daubechies-Wavelets), die sich in Eigenschaft und Darstellung unterscheiden und damit in unterschiedlichen Bereichen Anwendung finden. Einen umfassenden Überblick hierzu findet man z.B. bei Foufoula-Georgiou und Kumar (1994). In der vorliegenden Studie wird das modulierte Gauß-Wavelet, das Morlet Wavelet (Abb. 5.6), verwendet. Dieses Wavelet wurde im Bereich der Signalanalyse häufig angewandt und hat sich als bewährt herausgestellt (Bittner et al., 2000).

Das Morlet Wavelet ist gegeben durch (Ochadlick et al., 1993)

$$h(t) = \frac{1}{\pi^{1/4}} \left( e^{ikt} - e^{-k^2/2} \right) e^{-t^2/2} \quad (\text{Gl. 5.10})$$

wobei  $k = \pi \left( \frac{2}{\ln 2} \right)^{1/2} \quad (\text{Gl. 5.11})$

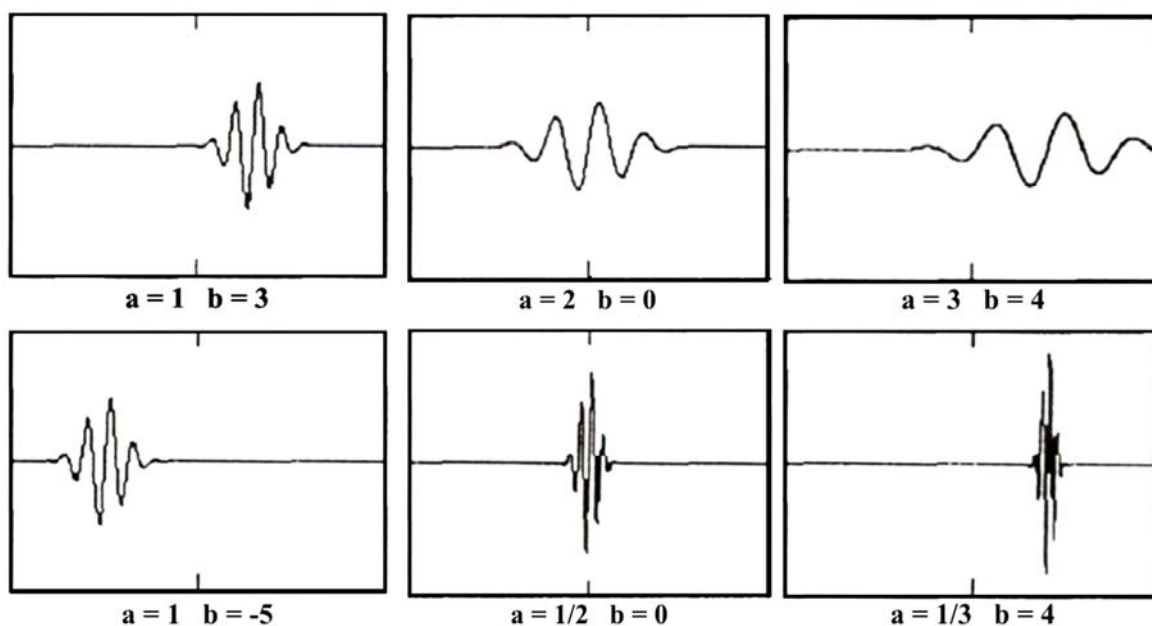


**Abb. 5.6:** Typisches Morlet Mother Wavelet.

Durch die Bildung der Tochterfunktionen, die aus dem Mother Wavelet durch Stauchung bzw. Streckung hervorgehen, wird eine optimale Anpassung dieses Wavelets an einen bestimmten Abschnitt der Zeitreihe erreicht. Auf diese Weise können verschiedene Periodendauern untersucht werden. Abb. 5.7 veranschaulicht dies. Bei einer Verschiebung des Mother Wavelets wird dieses Schritt für Schritt in Richtung der Zeitachse versetzt. Das heißt, es wird Abschnitt für Abschnitt an die Zeitreihe angepasst, um so eine zeitliche Abdeckung über die Zeitreihe zu erhalten. In diesen kurzen Zeitabschnitten ist mit relativ großer Wahrscheinlichkeit Stationarität gegeben, so dass eine nicht stationäre Zeitreihe trotzdem auf ihre spektralen Eigenschaften hin untersucht werden kann. Aufgrund dieses zusätzlichen Zeitaspektes ist die Wavelet Analyse besonders gut auf Zeitreihen, die nicht stationären Charakters sind, anwendbar. Dieser zeitliche Aspekt geht bei anderen Spekt-



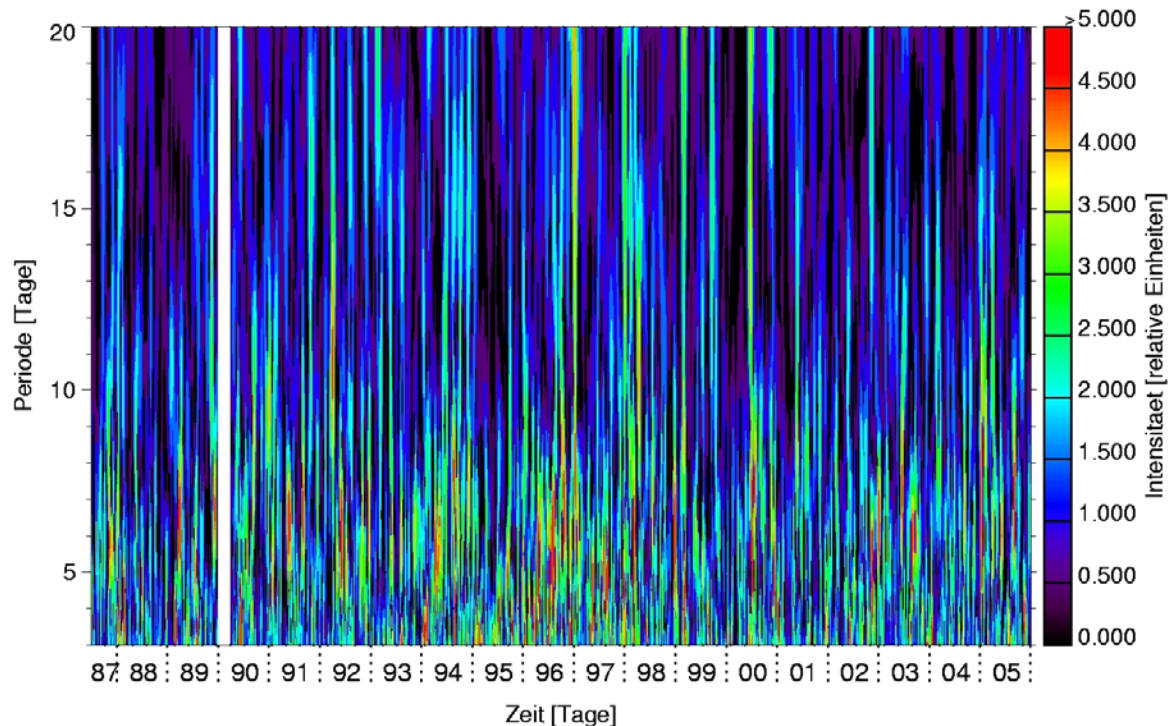
ralanalyseverfahren wie z.B. bei der Fourier-Transformation verloren, da dort die Zeitreihe als Ganzes analysiert wird.



**Abb. 5.7:** Typische Beispiele für Stauchung bzw. Streckung sowie Verschiebung des Morlet Mother Wavelets. Graphiken von  $\frac{1}{\sqrt{a}} g\left(\frac{t-b}{a}\right)$  (nach Randy, 1994).

Der in der vorliegenden Arbeit analysierte Frequenzbereich liegt zwischen 3 und 40 Tagen Periodendauer, wobei die spektrale Auflösung mit 0,5 Tagen definiert ist. Perioden kleiner als 3 Tage werden hierbei aufgrund der so genannten Nyquist-Frequenz nicht berücksichtigt. Die Nyquist-Frequenz bezeichnet die kürzeste noch analysierbare Periodendauer der Zeitreihe (siehe z.B. Honerkamp, 1990) und ist gegeben durch den zweifachen Abstand der äquidistanten Datenpunkte, was in diesem Fall 2 Tagen entspricht. Die Obergrenze liegt hier bei Periodendauern von 40 Tagen, da, wie oben erwähnt, ausschließlich kurzperiodische Schwingungen analysiert werden sollen.

Abb. 5.8 zeigt das Ergebnis der Wavelet Analyse der in Abb. 5.5 dargestellten OH\*-Temperaturresiduen für die Periodendauern von 3 bis 20 Tagen. Die spektralen Intensitäten sind farblich dargestellt. Sie beschreiben, mit welcher Amplitude eine bestimmte Frequenz vorhanden ist. Der Informationsgehalt dieses Wavelet Spektrogramms ist sehr komplex. Man erkennt eine hohe Variabilität der Amplituden von Monat zu Monat sowie von Jahr zu Jahr. Schwingungen mit einer festen Periodendauer sind nicht gleichmäßig über den gesamten Zeitraum vorhanden. Dies dokumentiert die ausgeprägte dynamische Aktivität der Mesopausenregion.

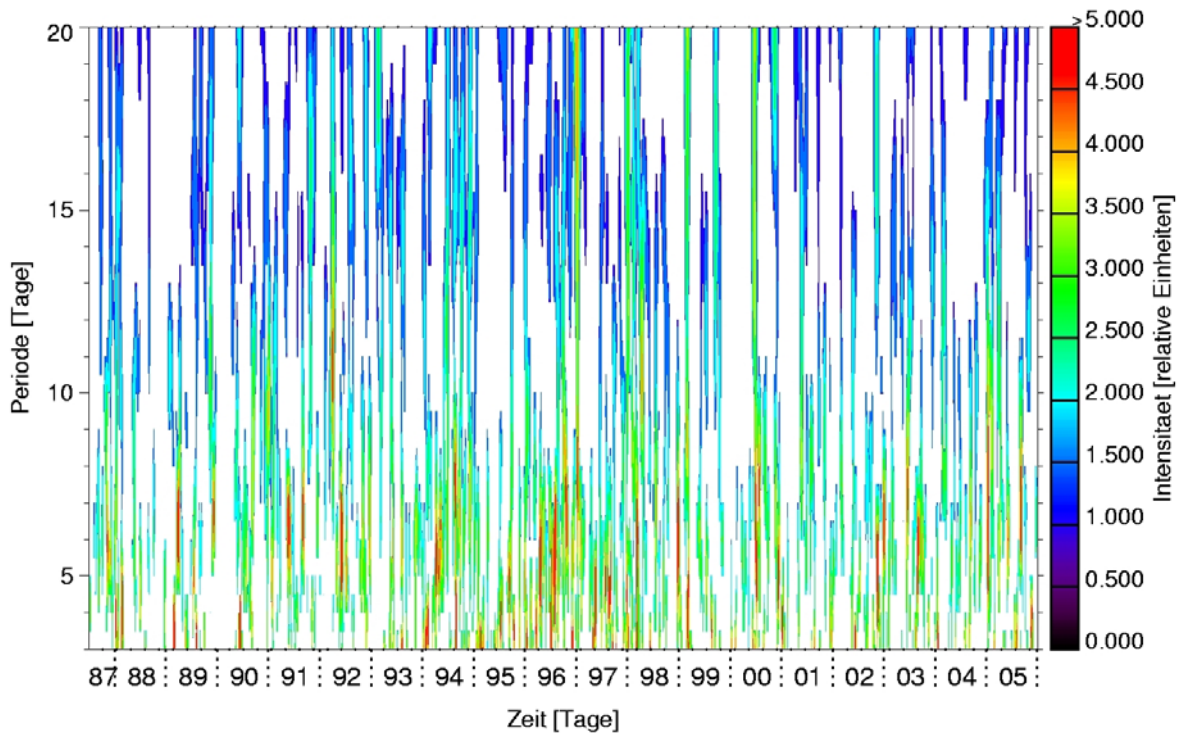


**Abb. 5.8:** Wavelet Spektrogramm der OH\*-Temperaturfluktuationen im Zeitraum vom 01.07.1987 bis 31.12.2005 für die Periodendauern von 3 bis 20 Tagen. Die spektralen Intensitäten in relativen Einheiten sind farblich dargestellt. Für die Wavelet Analyse wurde das Morlet Mother Wavelet verwendet (siehe Text). Der weiße Balken stellt die dreimonatige Datenlücke Anfang 1990 dar.

Vor einer Interpretation des Spektrogramms ist zunächst die statistische Signifikanz der gefundenen Signaturen zu prüfen. Rauschanteile sind zu eliminieren. Um Rauschsignale von den atmosphärischen Signalen unterscheiden zu können, wird eine Signifikanzprüfung mit Hilfe von Zufallszahlen wie folgt durchgeführt. Zuerst werden die statistischen Momente der Verteilungsfunktion der Residuen der OH\*-Temperatur-Nachtmittelwerte für jedes Jahr berechnet. Diese statistischen Momente werden verwendet, um eine Zeitreihe von normalverteilten Zufallszahlen zu erzeugen. Hierzu wird die Fortran-Subroutine *gasdev.f* aus Press et al. (1992) verwendet. Die Zufallszahlen werden einzeln für jedes Jahr mit einem jeweils neuen Startwert berechnet. Die gesamte Zeitreihe dieser Zufallszahlen wird dann mit der Wavelet Analyse auf die gleiche Art wie der Datensatz der Temperaturresiduen untersucht. Die resultierenden spektralen Intensitäten werden herangezogen, um für jede Periodendauer jeweils ein 95%-Konfidenzintervall zu bestimmen. Auf der Grundlage der normalverteilten Zufallszahlen wird diejenige spektrale Intensität für jede Periodendauer bestimmt, unterhalb derer 95% aller spektralen Intensitäten liegen. Dieser Wert wird als Schwellwert für ein 95%-Konfidenzintervall verwendet.

Alle unterhalb der so bestimmten Signifikanzniveaus liegenden spektralen Intensitäten sind statistisch nicht signifikant und werden ausgeblendet. Für den untersuchten Zeitraum von Mitte 1987 bis Ende 2005 handelt es sich hierbei um 72% der Daten (siehe hierzu auch Tab. 6.2). Die Vielschichtigkeit der Strukturen in dem Original-Spektrogramm (siehe Abb. 5.8) wird durch die Signifikanz-

Analyse stark reduziert. Abb. 5.9 zeigt das signifikanzbereinigte Wavelet Spektrogramm für die Periodendauern von 3 bis 20 Tagen. Das entsprechende Spektrogramm für die Periodendauern von 3 bis 40 Tagen ist in Abb. 6.22 gezeigt.



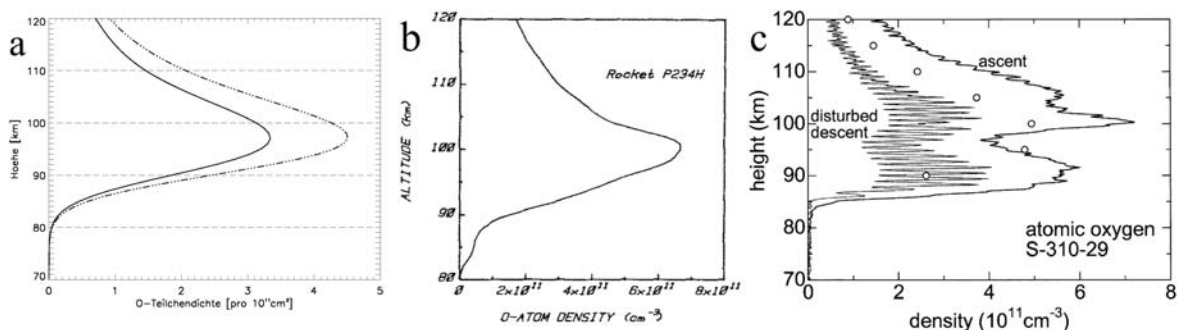
**Abb. 5.9:** Wavelet Spektrogramm der OH\*-Temperaturfluktuationen im Zeitraum vom 01.07.1987 bis 31.12.2005 für die Periodendauern von 3 bis 20 Tagen. Die spektralen Intensitäten in relativen Einheiten sind farblich dargestellt. Gezeigt sind nur die statistisch signifikanten täglichen spektralen Intensitätswerte, basierend auf den für jede Schwingung definierten 95%-Konfidenzintervallen (Näheres siehe Text).



## 6 Ergebnisse und Diskussion

### 6.1 Räumliche und zeitliche Variation der Höhe der OH\*-Schicht

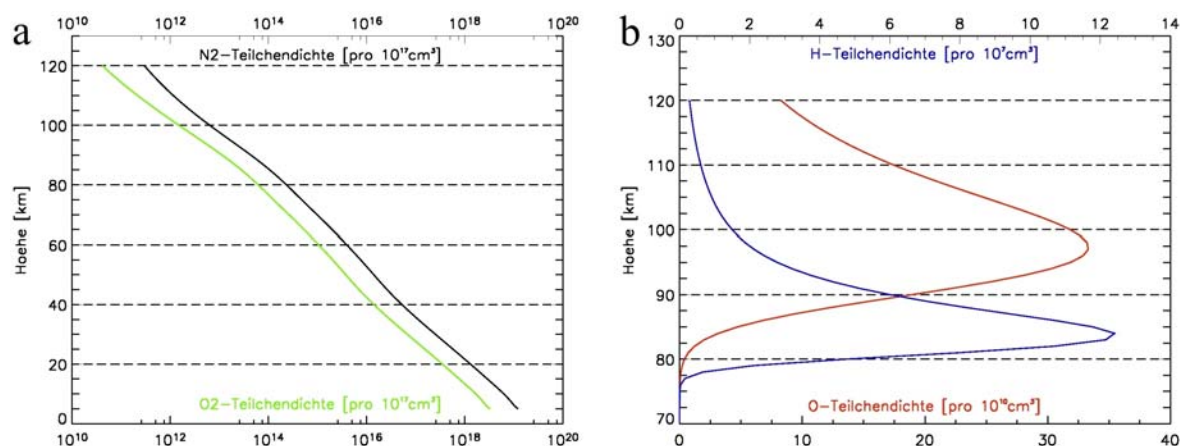
Messungen des OH\*-Airglow mit bodengebundenen optischen Messinstrumenten, wie z.B. das in der vorliegenden Arbeit verwendete GRIPS-System, liefern keine Informationen über die vertikale Dichteverteilung der OH\*-Moleküle. Um Aufschluss über die Höhenverteilung des angeregten Hydroxyls (OH\*) in der Mesopausenregion zu bekommen, wurden numerische Simulationen mit dem MSISE-90 Modell (Model based on satellite mass spectrometer and ground-based incoherent scatter data) durchgeführt. Bei dem MSISE-90 Modell handelt es sich um eine Modellatmosphäre, die auf satelliten- und bodengebundenen Daten basiert. Sie reicht vom Erdboden bis in ca. 120 km Höhe. Details findet man bei Hedin (1991). In Abb. 6.1a sind Modellrechnungen der Vertikalstruktur des atomaren Sauerstoffs für South Uist, Schottland (57,4°N, 352,6°O) im März und Kagoshima, Japan (31,3°N, 131,1°O) im Januar dargestellt. Dem gegenüber gestellt sind echte Messungen desselben Parameters für dieselben geographischen Breiten und Jahreszeiten (Abb. 6.1b und Abb. 6.1c). Der Vergleich der Simulationen mit den echten Messungen zeigt, dass die vertikalen Strukturen mit dem Modell gut wiedergegeben werden.



**Abb. 6.1:** Dichteverteilung von atomarem Sauerstoff (a) berechnet mit dem MSISE-90 Modell (Hedin, 1991). Dargestellt sind die mittleren Verhältnisse für South Uist, Schottland (57,4°N, 352,6°O) im März (durchgezogene Linie) und Kagoshima, Japan (31,3°N, 131,1°O) im Januar (gestrichelte Linie). (b) gemessen mit raketentragenen Instrumenten über South Uist, Schottland (57,4°N, 352,6°O) am 23.03.1982 (McDade et al., 1987) und (c) über Kagoshima, Japan (31,3°N, 131,1°O) am 09.01.2000 (Iwagami et al., 2002).

An der Produktion von angeregtem Hydroxyl (OH\*) sind die Gase molekularer Sauerstoff (O<sub>2</sub>), molekularer Stickstoff (N<sub>2</sub>), atomarer Sauerstoff (O) sowie Wasserstoff (H) beteiligt (siehe Gl. 2.2 und Gl. 2.3). Die jeweiligen vertikalen Dichteverteilungen von der Erdoberfläche bis 120 km Höhe,

berechnet für Süddeutschland (47,5°N, 11,0°O) im Januar, sind in Abb. 6.2 gezeigt. Abb. 6.2a spiegelt die Durchmischung von molekularem Sauerstoff und Stickstoff in der Atmosphäre wieder. Die Abnahme mit der Höhe ist eine direkte Folge der mit der Höhe abnehmenden Luftdichte. Die Dichteverteilung von atomarem Sauerstoff im Höhenbereich von 70 bis 120 km erreicht ihr Maximum in etwa 98 km Höhe, während die Dichteverteilung der Wasserstoff-Teilchen in diesem Höhenbereich das Maximum bei etwa 84 km aufweist (Abb. 6.2b).



**Abb. 6.2:** Typische vertikale Dichteverteilungen der an der Produktion von  $\text{OH}^*$  beteiligten Spurengase (a) molekularer Sauerstoff ( $\text{O}_2$ ) (grüne Linie) und Stickstoff ( $\text{N}_2$ ) (schwarze Linie) sowie (b) atomarer Sauerstoff (O) (rote Linie) und Wasserstoff (H) (blaue Linie). Dargestellt sind die mittleren Verhältnisse für Süddeutschland (47,5°N, 11,0°O) im Januar, wie sie mit dem MSISE-90 Modell (Hedin, 1991) berechnet wurden.

Entsprechend Gl. 2.2 kann die relative vertikale Verteilung der Teilchendichte von Ozon ( $[\text{O}_3]$ ) abgeschätzt werden durch die Multiplikation der Teilchendichten von atomarem Sauerstoff ( $[\text{O}]$ ), molekularem Sauerstoff ( $[\text{O}_2]$ ) sowie molekularem Stickstoff ( $[\text{N}_2]$ ):

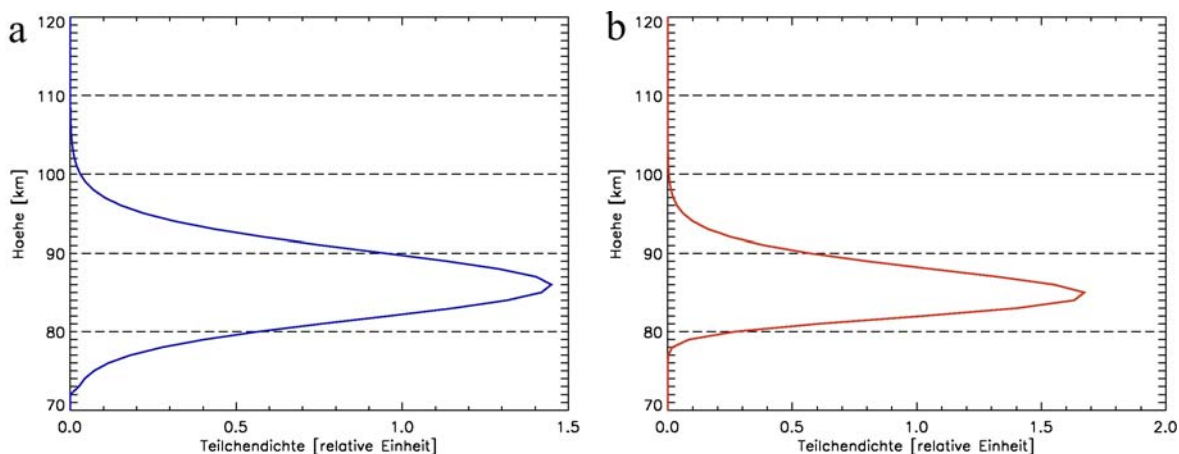
$$[\text{O}][\text{O}_2][\text{N}_2] \sim [\text{O}_3] \quad [\text{Teilchendichte, relative Einheit}] \quad (\text{Gl. 6.1})$$

Abb. 6.3a zeigt die Vertikalstruktur der Teilchendichte von Ozon im Bereich von 70 bis 120 km, wie sie mit dem MSISE-90 Modell abgeleitet wurde.

Aus dem so abgeleiteten  $\text{O}_3$  und H resultiert die in Abb. 6.3b dargestellte Vertikalstruktur der Teilchendichte der  $\text{OH}^*$ -Schicht. Sie wird berechnet aus (vgl. Gl. 2.3):

$$[\text{O}_3][\text{H}] \sim [\text{OH}^*] \quad [\text{Teilchendichte, relative Einheit}] \quad (\text{Gl. 6.2})$$

Die Teilchendichten von  $\text{O}_3$  bzw.  $\text{OH}^*$  werden hierbei in relativen Einheiten dargestellt, was vertretbar ist, da an dieser Stelle lediglich die Höhenverteilung der Gase, nicht aber deren Absolutkonzentration von Interesse ist. Das modellierte Höhenprofil von  $\text{OH}^*$  hat sein Dichtemaximum bei 85 km Höhe und besitzt eine nahezu gaußförmige Verteilungsstruktur.



**Abb. 6.3:** Typische Vertikalstruktur der Teilchendichte von (a) Ozon ( $O_3$ ) sowie (b) der  $OH^*$ -Schicht. Dargestellt sind die mittleren Verhältnisse für Süddeutschland ( $47,5^\circ N$ ,  $11,0^\circ O$ ) im Januar, wie sie mit dem MSISE-90 Modell (Hedin, 1991) berechnet wurden.

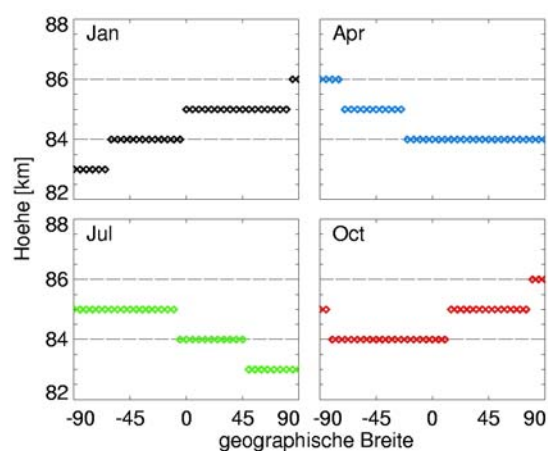
Zur Abschätzung möglicher Variationen der Höhe der  $OH^*$ -Schicht mit der geographischen Breite werden Simulationen mit dem MSISE-90 Modell durchgeführt. Abb. 6.4 zeigt den berechneten Breitengang des  $OH^*$ -Dichtemaximums für verschiedene Jahreszeiten. Demnach liegt das  $OH^*$ -Dichtemaximum jeweils am Sommerpol (in Abb. 6.4 z.B. der Südpol im Januar oder der Nordpol im Juli) um etwa 2-3 km niedriger als am Winterpol, im April und Oktober ist der Unterschied mit 1-2 km etwas kleiner. Auch die jahreszeitliche Änderung der Höhe des Dichtemaximums der  $OH^*$ -Schicht, wie sie mit dem MSISE-90 Modell beispielhaft für Süddeutschland ( $47,5^\circ N$ ,  $11,0^\circ O$ ) berechnet wurde, ist gering (Abb. 6.5). Sie beträgt etwa 2 km.

Anhand dieser Auswertungen der Modellrechnungen mit MSISE-90 liegt somit für die mittlere Höhe des  $OH^*$ -Dichtemaximums lediglich eine relativ geringe Abhängigkeit von der geographischen Breite sowie ein schwacher Jahrgang vor. Dies wird durch raketengestützte (Baker und Stair, 1988) und satellitenbasierte Messungen (z.B. Mulligan und Lowe, 2008; Zhang und Shepherd, 1999) bestätigt. Die vertikale Auflösung des MSISE-90 Modells liegt dabei mit 1 km im Bereich der gefundenen Variationen der  $OH^*$ -Schicht-Höhe. Da der vertikale Temperaturgradient im Bereich der Mesopausenregion sehr schwach ausgeprägt ist, kann davon ausgegangen werden, dass die gefundene Höhenvariation der  $OH^*$ -Schicht mit der geographischen Breite und der Jahreszeit keinen systematischen Effekt auf die Messungen hat und damit vernachlässigbar ist.

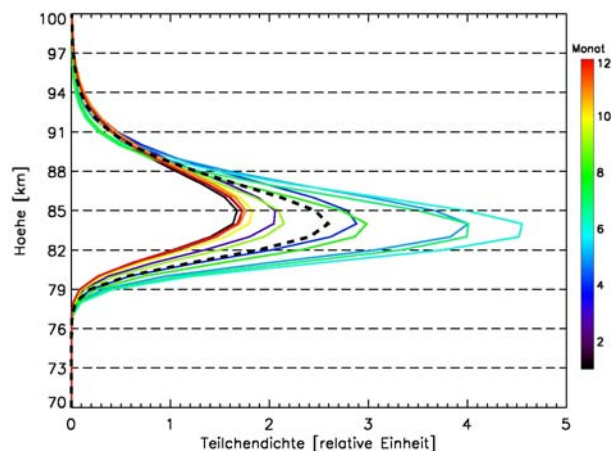
Bei einem Vergleich der mit MSISE-90 berechneten Vertikalstruktur von  $OH^*$  mit satellitengestützten Messungen ergibt sich eine gute Übereinstimmung hinsichtlich der Dichteverteilung mit der Höhe. So weist beispielsweise die vertikale Dichteverteilung von  $OH^*$ -Messungen gemessen mit dem Sensor WINDII auf dem Satelliten UARS einen sehr ähnlichen Verlauf auf (z.B. She und Lowe, 1998). Der Schwerpunkt der mit WINDII gemessenen  $OH^*$ -Schicht liegt bei etwa 87-88 km Höhe (z.B. Zhang und Shepherd, 1999; She und Lowe, 1998). Dasselbe Bild erhält man bei raketengestützten Messungen (vgl. z.B. Iwagami et al., 2002; Takahashi et al., 1996; Takano et al., 1990;



Ulwick et al., 1987). Demnach liegt das mit MSISE-90 berechnete Dichtemaximum etwa 2 km tiefer als die gemessenen Maxima.



**Abb. 6.4:** Breitengang der Höhe des OH\*-Dichtemaximums, aufgezeigt für Bedingungen im Januar, April, Juli und Oktober, berechnet mit dem MSISE-90 Modell.

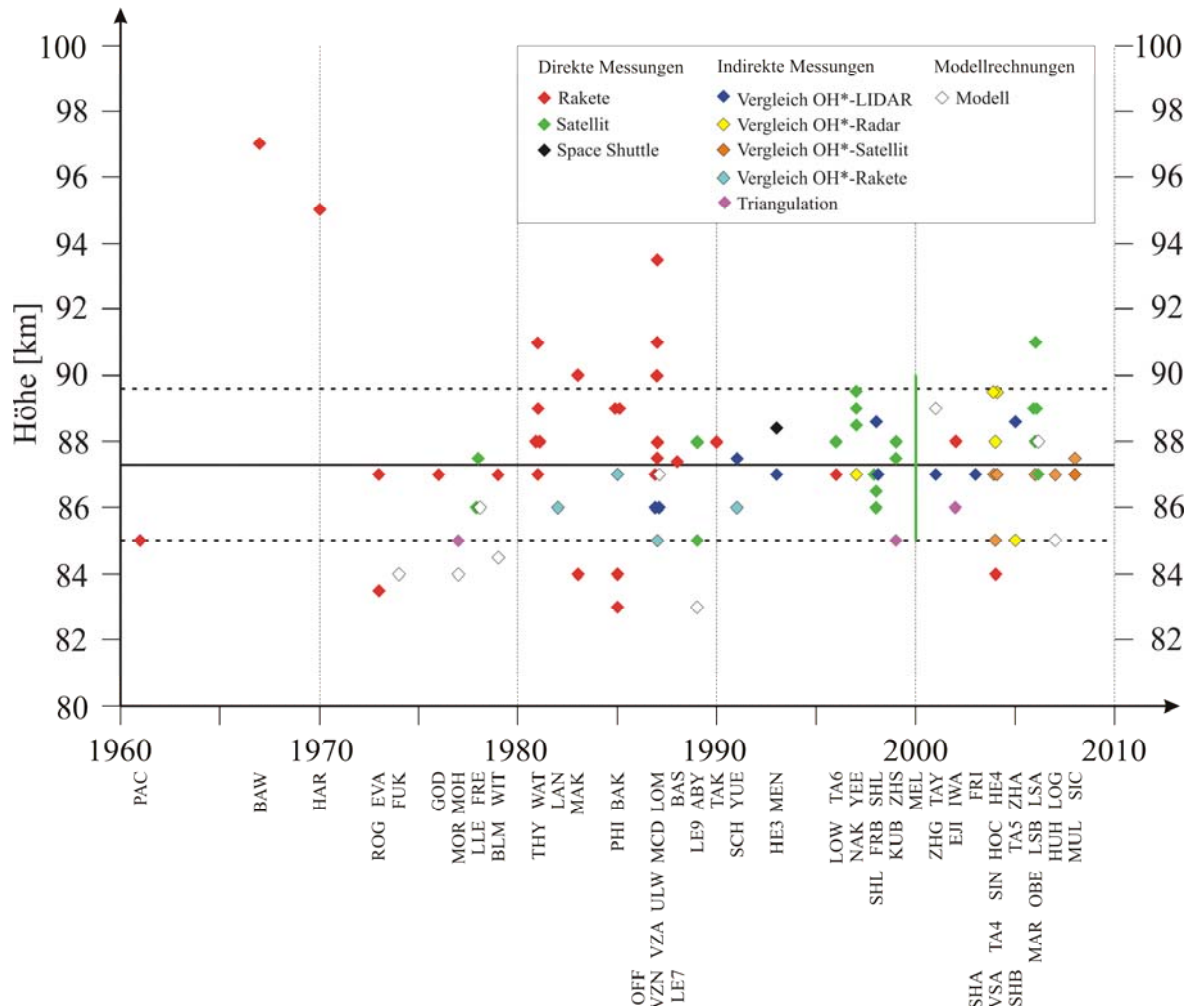


**Abb. 6.5:** Jährliche Änderung der Vertikalstruktur der OH\*-Schicht, berechnet mit dem MSISE-90 Modell. Dargestellt sind die mittleren Verhältnisse für Süddeutschland ( $47,5^{\circ}\text{N}$ ,  $11,0^{\circ}\text{O}$ ) für die einzelnen Monate. Die gestrichelte schwarze Linie stellt die gemittelte Vertikalstruktur über alle Monate dar.

Es gibt eine Vielzahl von Referenzen, in denen die Vertikalstruktur bzw. das Dichtemaximum der OH\*-Schicht beschrieben werden. Eine Zusammenstellung verschiedener Messungen dieses Dichtemaximums, wie sie in der Literatur berichtet sind, ist in Tab. A.5.1 im Anhang A5 gezeigt. Die entsprechende graphische Darstellung der aufgelisteten Peakhöhen der OH\*-Schicht ist in Abhängigkeit der Zeit (Erscheinungsjahr der entsprechenden Publikation) in Abb. 6.6 gezeigt. Dargestellt sind zum einen direkte Messungen der Höhe des Dichtemaximums der OH\*-Schicht von raketen-gestützten, satellitenbasierten und Space-Shuttle Messsystemen, zum anderen indirekte Messungen, die eine Abschätzung der Höhe der OH\*-Schicht über Vergleiche der OH\*-Temperatur mit anderen Temperaturmessungen höhen aufgelöster Messsysteme zeigen, sowie Modellrechnungen, die die Peakhöhe der OH\*-Schicht simulieren. Die unterschiedlichen Messungen bzw. Messmethoden zeigen eine relativ hohe Variabilität des Dichtemaximums von 83 km bis 97 km, wobei die raketen-gestützten Messungen am meisten streuen. Die mittlere Peakhöhe der OH\*-Schicht beträgt 87,3 km mit einer Standardabweichung von 2,3 km (siehe Tab. A.5.1 bzw. Abb. 6.6). Die Schicht weist eine vertikale Ausdehnung von ca. 8,9 km auf. Dabei ist kein signifikanter Trend des Dichtemaximums der OH\*-Schicht mit der Zeit zu erkennen. Bei der Ermittlung dieses Mittelwertes wird die geographische Breite der Messorte nicht berücksichtigt, da – wie oben ausgeführt – keine signifikante Breitenabhängigkeit der OH\*-Schicht vorliegt (siehe Abb. 6.4). Auch die möglicherweise entstehenden Abweichungen der gemessenen Dichtemaxima der OH\*-Schicht durch die Vermessung unterschiedlicher OH\*-Vibrations-Rotationsbanden wird bei der Mittelwertbestimmung nicht berücksichtigt. Sivjee (1992) wie auch McDade (1991) geben hierzu an, dass sich die Vertikalprofile der OH\*-Emissionen aus unterschiedlichen OH\*-Vibrationsbanden um nicht mehr



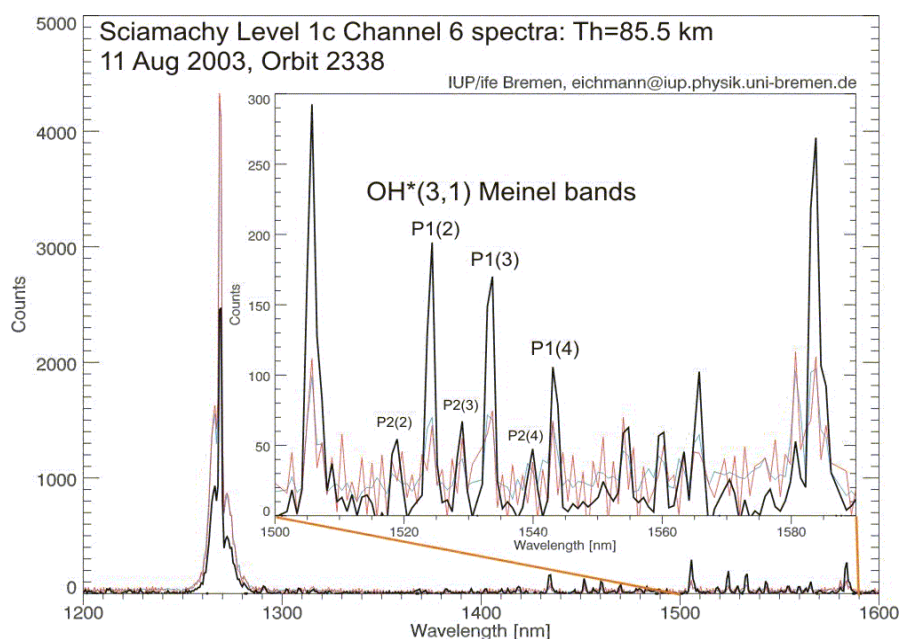
als 1-2 km unterscheiden, was im Rahmen der Standardabweichung des hier berechneten Mittelwertes liegt.



**Abb. 6.6:** In der Literatur berichtete Höhe des Dichtemaximums der OH\*-Schicht. Dargestellt ist die Peakhöhe in Abhängigkeit der Zeit (Erscheinungsjahr der entsprechenden Publikation) (siehe hierzu Tab. A.5.1 im Anhang A5). Direkte Messung: Messung der Höhe des Dichtemaximums der OH\*-Schicht. Indirekte Messung: Abschätzung der Höhe der OH\*-Schicht über Vergleiche der OH\*-Temperatur mit anderen Temperaturmessungen, abgeleitet aus höhenaufgelösten Messsystemen. Modellrechnung: modellierte Höhe des Dichtemaximums der OH\*-Schicht. Die schwarze durchgezogene Linie zeigt die mittlere Peakhöhe von 87,3 km, die schwarz gestrichelten Linien stellen die Standardabweichung von  $\pm 2,3$  km dar.

## 6.2 Vergleich der GRIPS-Messungen mit satellitenbasierten Beobachtungen durch ENVISAT-SCIAMACHY

Die Mesosphäre wird zunehmend auch von satellitenbasierten Instrumenten betrachtet. So wurde erst kürzlich dieser Höhenbereich in das Routinemessprogramm von ENVISAT-SCIAMACHY aufgenommen. Ebenfalls wurde kürzlich entschieden, aufgrund der technischen Probleme bei ENVISAT-MIPAS die verbleibende Lebensdauer des Instruments verstärkt zur Beobachtung der Mesosphäre zu verwenden. Auch das US-amerikanische Instrument SABER an Bord des TIMED-Satelliten adressiert vornehmlich die Mesosphäre. Die ESA beginnt derzeit erste Studien für den Bau eines satellitengetragenen Lidar-Systems zur Beobachtung der Mesosphäre. Die verstärkte Vermessung dieses Höhenbereichs der Atmosphäre geht dabei Hand in Hand mit der Ausdehnung globaler und komplexer Atmosphärenmodelle in die Mesosphäre und gar in die untere Thermosphäre. Als prominente Entwicklungen sind hier etwa das HAMMONIA (Hamburg Model for the Neutral and Ionized Atmosphere) Modell des Max-Planck-Instituts für Meteorologie in Hamburg (Schmidt et al., 2006) oder das drei-dimensionale „Global Spectral Mesosphere/Lower Thermosphere (SMLTM)-Modell“ (siehe z.B. Akmaev et al., 2006) zu nennen.



**Abb. 6.7:** Emissionsspektrum, aufgenommen von ENVISAT-SCIAMACHY am 11.08.2003 bei einer Tangentialhöhe von 85,5 km. Die drei OH(3,1) Meinel-Banden bei 1,52  $\mu\text{m}$  bis 1,55  $\mu\text{m}$  sind beschriftet (courtesy by Christian von Savigny).

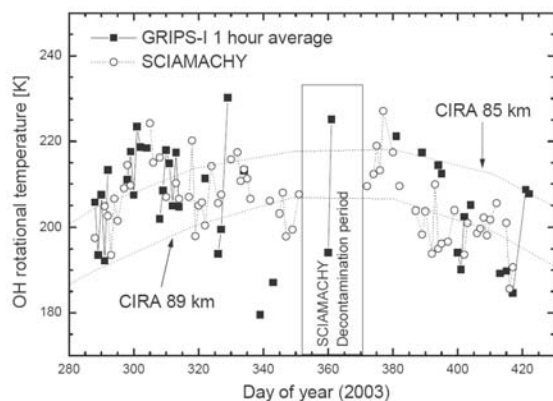
Satellitengestützte Messungen des OH\*-Airglow in der oberen Mesosphäre sind insbesondere durch das SCIAMACHY-Instrument an Bord des im März 2002 gestarteten europäischen Umweltsatelliten ENVISAT möglich. SCIAMACHY ist in der Lage, die OH\*-Temperatur in der Mesopausenregion abzuleiten. Hierzu werden dieselben OH\*-Linien beobachtet, wie sie auch von dem

GRIPS-System vermessen werden. Abb. 6.7 zeigt beispielhaft ein Emissionsspektrum bei einer Tangentenhöhe von 85 km, das die drei OH(3,1)-Linien P<sub>1</sub>(2), P<sub>1</sub>(3) und P<sub>1</sub>(4) bei 1,52-1,55 µm einschließt. Die Aufnahme eines Spektrums dauert etwa 1 Minute. Der Fehler des Temperatureinzelwertes beträgt 5-8 K. Eine Beschreibung des Auswertalgorithmus für die OH\*-Temperaturen von SCIAMACHY findet man bei von Savigny et al. (2004); die Instrumentencharakteristika von SCIAMACHY sind bei Bovensmann et al. (1999) dargestellt.

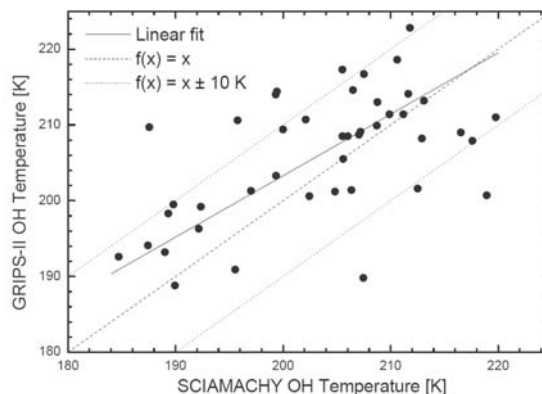
### ***SCIAMACHY versus GRIPS 1 und GRIPS 2***

Das GRIPS-System wurde bereits in einer ersten Studie zur Validierung von SCIAMACHY OH\*-Messungen eingesetzt (von Savigny et al., 2004). Hierfür wurden OH\*-Temperaturmessungen, wie sie mit GRIPS 1 am Hohenpeißenberg (47,5°N, 11,1°O) bzw. mit GRIPS 2 in Wuppertal (51,3°N, 7,2°O) aufgenommen wurden, mit Messungen der Temperatur des SCIAMACHY-Instrumentes verglichen. Die SCIAMACHY Messungen wurden zwischen 9 und 10 Uhr abends durchgeführt; zu dieser Zeit überfliegt der Satellit den Hohenpeißenberg bzw. Wuppertal. Die GRIPS Messungen wurden über eine Stunde um diese Überflugszeit des Satelliten herum gemittelt. Alle vorhandenen SCIAMACHY Messungen an einem bestimmten Tag, die innerhalb eines Bereichs zwischen 10° geographischer Breite und 20° geographischer Länge um die Bodenstandorte herum liegen, wurden hierbei gemittelt. Für den Vergleich von GRIPS 1- mit SCIAMACHY-Temperaturen stehen für den betrachteten Zeitraum vom 15. Oktober 2003 bis 26. Februar 2004 19 Nächte, an denen beide Instrumente gemessen haben, zur Verfügung. Bei den Vergleichen mit den GRIPS 2 Messungen im Zeitraum Januar-März 2003 und Winter 2003/2004 sind es 43 übereinstimmende Nächte.

Abb. 6.8 und Abb. 6.9 zeigen die Ergebnisse dieser Validierungsstudie. Die quantitative Übereinstimmung ist in beiden Vergleichen bemerkenswert gut. Die in den GRIPS 1 Messungen vorhandene Modulation wird von den SCIAMACHY Temperaturen wiedergegeben. Die einzige Periode mit signifikanten Unterschieden tritt um den Tag 340 (06.12.2003) auf; die GRIPS 1 Temperaturen sind hier systematisch um etwa 20 K niedriger. Die mittlere Differenz zwischen den GRIPS 1- und den SCIAMACHY-Temperaturen ( $T_{GRIPS} - T_{SCIAMACHY}$ ) beträgt 2,6 K mit einer Standardabweichung  $\sigma$  von 11,1 K. Der Vergleich mit GRIPS 2 und SCIAMACHY Messungen ergibt eine mittlere Differenz von 2,7 K ( $\sigma = 8,5$  K). Der geringe Unterschied zwischen den Vergleichen von SCIAMACHY mit den zwei GRIPS-Instrumenten liefert dabei indirekt den Nachweis dafür, dass die Messungen von GRIPS 1 und GRIPS 2 sehr gut übereinstimmen (siehe auch Kapitel 4). Das satellitenbasierte Instrument dient, aus dieser Perspektive gesehen, als Transferstandard für die bodengebundenen Systeme.



**Abb. 6.8:** Vergleich von SCIAMACHY OH\*-Temperaturen und GRIPS 1 Messungen über dem Hohenpeißenberg (47,5°N, 11,1°O) im Zeitraum vom 15.10.2003 (Tag 288) bis 26.02.2004 (Tag 422) (von Savigny et al., 2004).



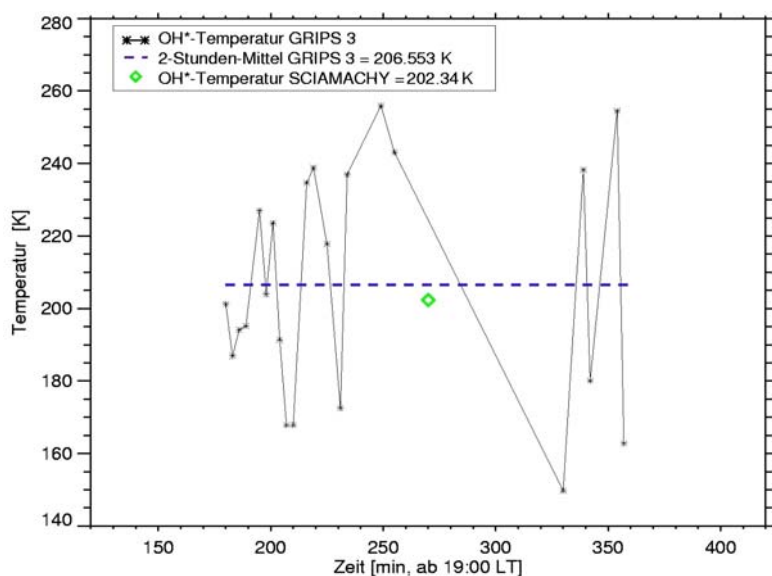
**Abb. 6.9:** Vergleich von SCIAMACHY OH\*-Temperaturen und GRIPS 2 Messungen über Wuppertal (51,3°N, 7,0°O), im Zeitraum Januar-März 2003 und Winter 2003/2004 (von Savigny et al., 2004).

Die Unterschiede der bodengebundenen Instrumente und des satellitengestützten Systems hinsichtlich der Gesichtsfelder, der Auswertalgorithmen sowie der verschiedenen Geometrien können die Abweichungen der OH\*-Temperaturen von SCIAMACHY und den GRIPS Instrumenten zumindest zum Teil erklären. Ein Aspekt, der die Differenzen in den abgeleiteten Temperaturen verursachen könnte, sind die deutlichen Unterschiede in der horizontalen räumlichen Auflösung der beiden Messsysteme. SCIAMACHY weist eine Auflösung von  $960 \times 550 \text{ km}^2$  auf; die Gesichtsfelder der GRIPS-Instrumente von  $16 \times 22 \text{ km}^2$  (GRIPS 1) bzw.  $29 \times 41 \text{ km}^2$  (GRIPS 2) sind deutlich geringer. Das bedeutet, dass kleinskalige Temperaturvariationen innerhalb des beobachteten Luftvolumens von SCIAMACHY nicht vollständig aufgelöst werden können, was zu Unterschieden zwischen den SCIAMACHY und den bodengebundenen Temperaturen führen kann. Auch die Mittelung der GRIPS Messungen über einen Zeitraum von einer Stunde im Vergleich mit den räumlich über  $10^\circ$  Breite und  $20^\circ$  Länge um die Bodenstandorte gemittelten SCIAMACHY Messungen kann einen Unterschied ausmachen. Hinzu kommt, dass die bodengebundenen Messungen über den gesamten Höhenbereich der OH\*-Schicht gemittelt sind, während die SCIAMACHY OH\*-Temperaturen aus Emissionsspektren aus einer Tangentenhöhe von 85 km abgeleitet werden. Die Auswertetechniken unterscheiden sich zudem z.B. bei der Wahl der Einsteinkoeffizienten. Bei der Temperaturableitung aus SCIAMACHY-Daten werden die Einsteinkoeffizienten von Kovacs (1969) verwendet (von Savigny et al., 2004). Die GRIPS-Temperaturauswertungen hingegen basieren, wie oben erwähnt, auf den Koeffizienten von Mies (1974).

### **SCIAMACHY versus GRIPS 3**

Exemplarisch wird in Abb. 6.10 ein Vergleich von GRIPS 3 OH\*-Temperaturen mit OH\*-Daten von SCIAMACHY vom 01. März 2006 gezeigt. Hierzu wird ein Mittelwert gebildet über je eine

Stunde vor und nach dem Überflug von SCIAMACHY über die Umweltforschungsstation Schneefernerhaus/Zugspitze ( $47,5^{\circ}\text{N}$ ,  $11,0^{\circ}\text{O}$ ) (blaue Linie). Der SCIAMACHY OH\*-Temperaturwert (grüne Raute) stellt einen gemittelten Wert über Messungen innerhalb  $10^{\circ}$  geographischer Breite und  $10^{\circ}$  geographischer Länge über dem Schneefernerhaus dar. Auch bei diesem Vergleich lässt sich die Differenz zwischen dem GRIPS 3 und dem SCIAMACHY Temperaturwert von ca. 4 K durch die oben genannten Unterschiede der beiden Messsysteme erklären.



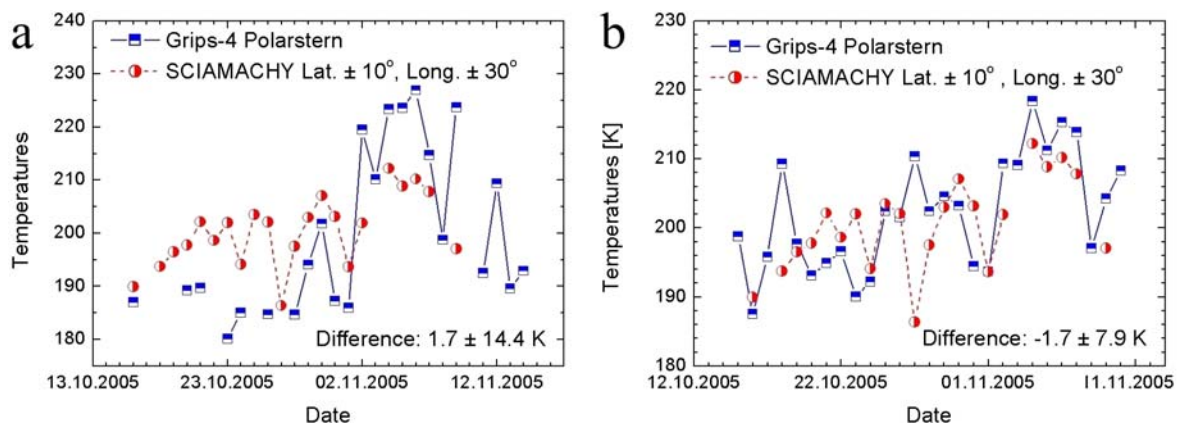
**Abb. 6.10:** Vergleich von OH\*-Temperaturen von GRIPS 3 und SCIAMACHY Messungen am 01.03.2006. Die grüne Raute stellt die OH\*-Temperatur dar, wie sie von SCIAMACHY beim Überflug über die Umweltforschungsstation Schneefernerhaus / Zugspitze ( $47,5^{\circ}\text{N}$ ,  $11,0^{\circ}\text{O}$ ) um ca. 21:30 Uhr (lokale Zeit) gemessen wurde. Die gestrichelte blaue Linie zeigt den über zwei Stunden um die Überflugszeit von SCIAMACHY herum gemittelten Temperaturwert von GRIPS 3.

### **SCIAMACHY versus GRIPS 4**

Im Rahmen des SciLoV<sup>32</sup>-Projektes der ESA wurden die OH\*-Messungen von SCIAMACHY über einen ausgeprägten Breitenbereich und damit in verschiedenen Klimazonen mit den Messungen des GRIPS 4-Instrumentes verglichen. Von Bord des deutschen Forschungsschiffes „Polarstern“ und als Teil der Expedition ANT XXIII/1 von Bremerhaven ( $53,6^{\circ}\text{N}$ ,  $8,6^{\circ}\text{O}$ ) nach Kapstadt ( $34,0^{\circ}\text{S}$ ,  $18,5^{\circ}\text{O}$ ) (Fahrtroute siehe Abb. 4.3) wurden vom 14. Oktober 2005 bis zum 14. November 2005 jede Nacht Messungen der OH\*-Temperatur durchgeführt (siehe Abb. 4.4). Ein besonderes Merkmal dieses Vergleichs ist der Umstand, dass die satellitengestützten Daten entlang dieser Nord-Süd-Achse über verschiedene Klimazonen mit nur einem Messinstrument verglichen werden.

<sup>32</sup> Long term validation of SCIAMACHY data

Abb. 6.11 zeigt die Ergebnisse dieser Validierungsstudie während der „Polarstern“-Fahrt. Die SCIAMACHY-Messungen sind über einen Bereich von  $10^\circ$  geographischer Breite und  $30^\circ$  geographischer Länge über der jeweiligen Position der „Polarstern“ herum gemittelt. Es wurden jeweils Messungen von GRIPS 4 gemittelt über eine Stunde um die SCIAMACHY Überflugszeit herum (Abb. 6.11a) wie auch gemittelt über die Nacht (Abb. 6.11b) für den Vergleich herangezogen. Die mittlere Differenz zwischen den Einstundenmitteln von GRIPS 4 und den SCIAMACHY-Temperaturen beträgt  $1,7\text{ K}$  mit einer Standardabweichung  $\sigma$  von  $14,4\text{ K}$ , die von den GRIPS-Nachtmittelwerten mit den SCIAMACHY-Daten  $-1,7\text{ K}$  ( $\sigma = 7,9\text{ K}$ ) (Bracher et al., 2006). Die Übereinstimmung ist bei beiden Vergleichen bemerkenswert gut angesichts der – wie oben ausgeführt – sehr unterschiedlichen Gesichtsfelder, der unterschiedlichen Auswertetechniken und Beobachtungsgeometrien der beiden Messinstrumente. Hinzu kommt das Rollen und Stampfen des Schiffes, das bei den schiffsgebundenen GRIPS-Messungen beachtet werden muss. Dieser Aspekt ist bei den vorgestellten Vergleichen nicht berücksichtigt; es bedarf hierfür weiterer Analysen, die jedoch außerhalb des Rahmens der vorliegenden Arbeit sind.



**Abb. 6.11:** Vergleich von SCIAMACHY OH\*-Temperaturen und schiffsgestützten Messungen von GRIPS 4 während der „Polarstern“-Fahrt. Die SCIAMACHY OH\*-Temperaturen stellen Mittelwerte über Messungen innerhalb  $10^\circ$  geographischer Breite und  $30^\circ$  geographischer Länge über der Position der „Polarstern“ dar. Die GRIPS 4 Messungen stellen (a) Einstundenmittel um die SCIAMACHY Überflugszeit herum und (b) Nachtmittelwerte dar (aus Bracher et al., 2006).

## 6.3 Großskalige Dynamik der Mesopausenregion

### 6.3.1 Klimatologie periodischer Schwingungen von 3 bis 20 Tagen

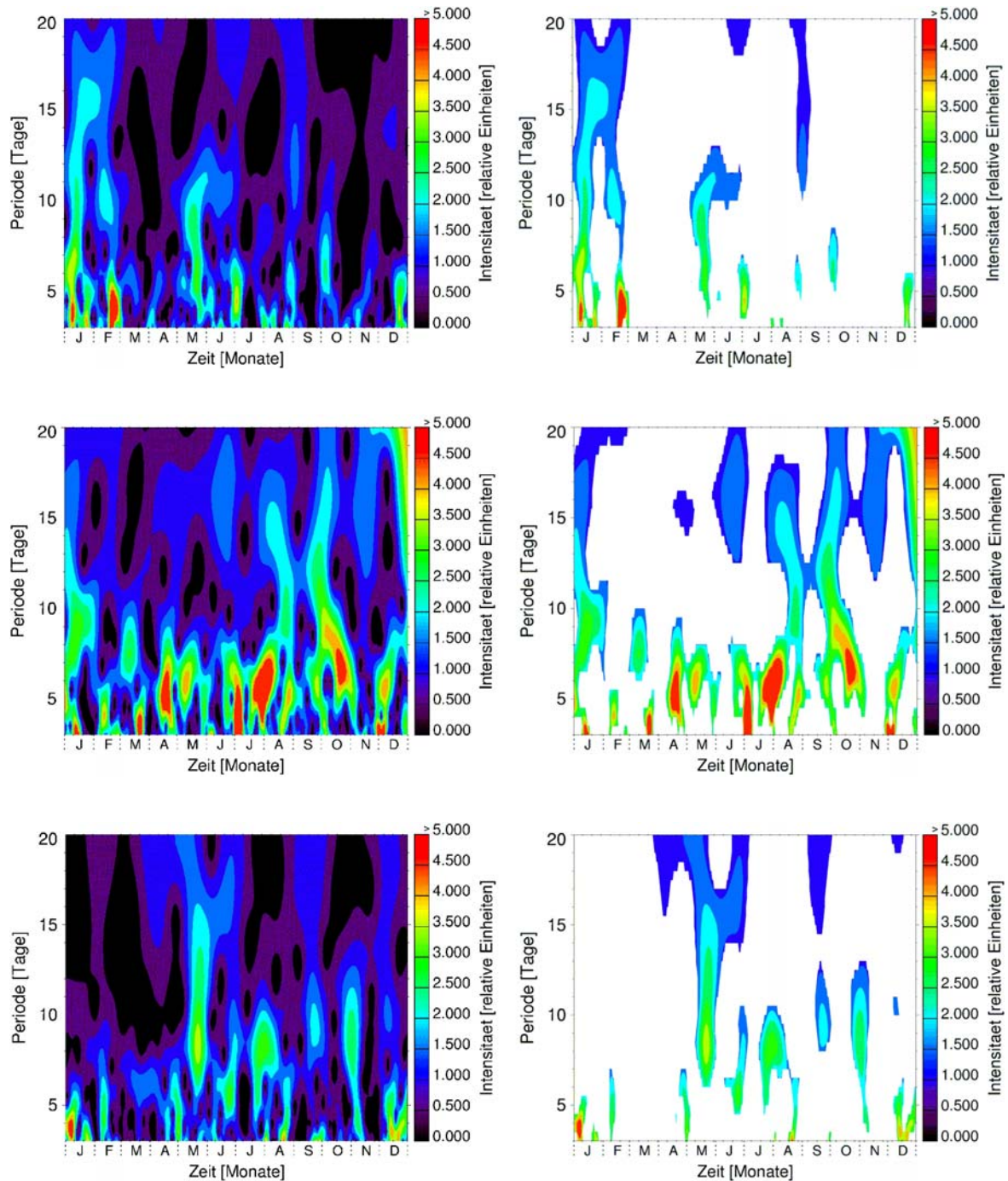
In der vorliegenden Arbeit wird die zeitliche Entwicklung der spektralen Komponenten innerhalb der Wuppertaler OH\*-Zeitreihe untersucht. Hierfür wird das Verfahren der Wavelet Analyse angewandt (siehe Kapitel 5.2). Das signifikanzbereinigte Wavelet Spektrogramm für die Periodendauern von 3-20 Tagen ist in Abb. 5.9 gezeigt. Generell weisen die kürzer periodischen Schwingungen bis etwa 10 Tagen Periodendauer höhere Intensitäten auf als die länger periodischen Schwingungen. Zudem sind eine ausgeprägte Variabilität von Jahr zu Jahr, aber auch monatliche Schwankungen zu erkennen.

Zur Illustration der Variabilität innerhalb eines Jahres und jener über die verschiedenen Periodendauern sind in Abb. 6.12 exemplarisch die Spektrogramme der Jahre 1988, 1996 und 2001 dargestellt, jeweils vor und nach der Signifikanzbereinigung. Es sind deutliche Unterschiede in der Variabilität zu erkennen. Die Jahre 1988 und 2001 sind eher „ruhigere“ Jahre. Im Jahr 1996 dagegen sind über alle Periodendauern, mehr oder weniger stark ausgeprägt, hohe Intensitäten vorhanden, was – wie erwähnt – auf eine hohe Dynamik in der Mesopausenregion hinweist.

Dynamische Strukturen werden immer wieder auch in Messungen des zonalen und meridionalen Windes gefunden. So zeigt Abb. 6.14 eine Analyse von Schwingungskomponenten, wie sie aus Radarmessungen aus 88 km Höhe über Saskatoon (52°N, 107°W) für 1995 von Luo et al. (2002) abgeleitet werden. Abb. 6.13 zeigt Temperaturdaten über Wuppertal (87 km Höhe; 51,3°N, 7,2°E) für das Jahr 1995. Im Vergleich stimmen die Strukturen innerhalb des Jahres größtenteils überein. In beiden Fällen zeigt sich ein relatives Maximum der Schwingungs- bzw. Wellenaktivität in den Wintermonaten Dezember und Januar (von Abweichungen im Februar und März abgesehen) und ein sekundäres Maximum im Sommer in den Monaten Juni bis September.

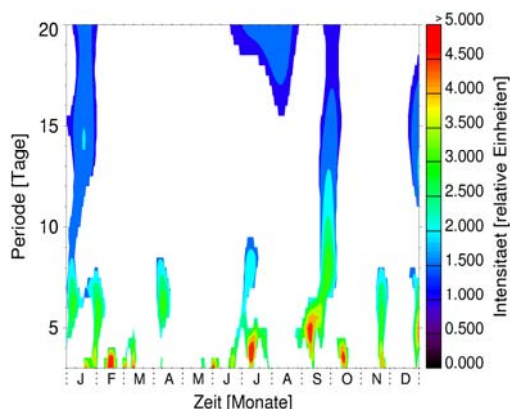
Um eine Klimatologie der Auftretenshäufigkeit kurzperiodischer Schwingungen (3-20 Tage) zu erstellen, werden die statistisch signifikanten Intensitätswerte für jede Schwingung und für jeden Monat über alle untersuchten Jahre von 1987 bis 2005 gezählt. Das „Auszählen“ wird wie folgt durchgeführt. Die Schwingungen werden getrennt voneinander betrachtet. Jeder Monat wird auf die Anzahl der signifikanten Intensitätswerte hin überprüft. Tritt ein signifikanter Wert innerhalb eines Monats auf, wird dieser Monat für die jeweilige Schwingung als „gezählt“ aufgenommen. Beispielsweise bedeutet eine Auftretenshäufigkeit von 17 für die 3 Tage Schwingung im Juni, dass diese Schwingung in 17 von 19 Junimonaten zwischen 1987 und 2005 gefunden wird. Das Ergebnis der Klimatologie ist in Abb. 6.15 gezeigt. Die Kurve, ein polynomischer ‚Fit‘ 4. Ordnung, soll dabei „das Auge leiten“.



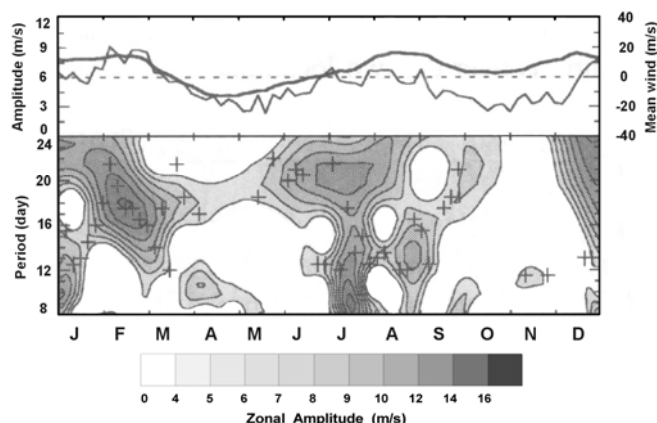


**Abb. 6.12:** Wavelet Spektrogramme der OH\*-Temperaturfluktuationen für die Jahre 1988 (oben), 1996 (Mitte) und 2001 (unten). Die linken Abbildungen zeigen die täglichen spektralen Intensitäten vor der Signifikanzprüfung, die rechten Abbildungen zeigen ausschließlich die statistisch signifikanten Intensitätswerte, jeweils für jedes Jahr, basierend auf einem 95%-Signifikanzlevel.





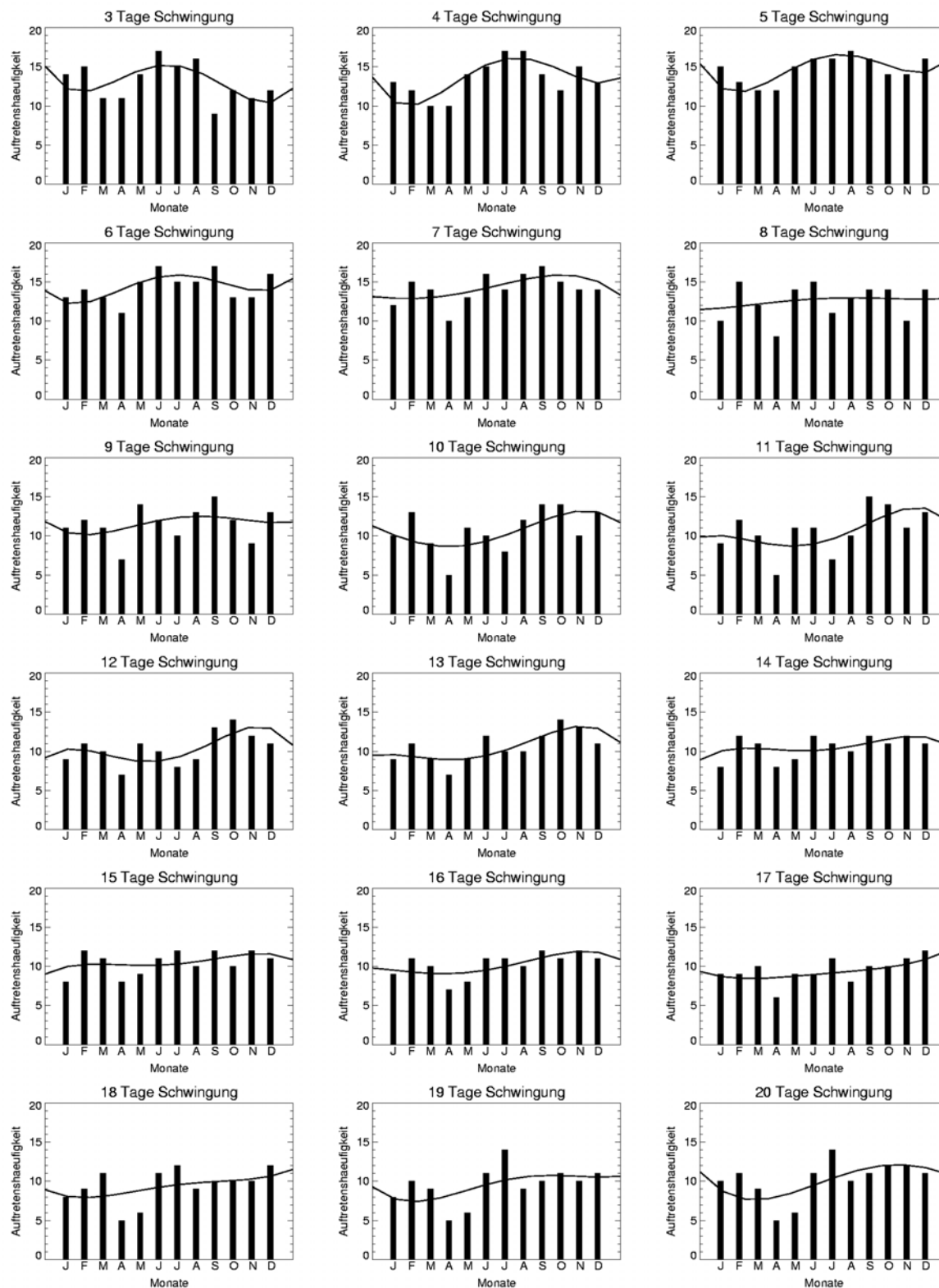
**Abb. 6.13:** Wavelet Spektrogramm der OH\*-Temperaturfluktuationen von 3 bis 20 Tagen Periodendauern für 1995 in 87 km Höhe über Wuppertal (51,3°N, 7,2°E). Dargestellt sind ausschließlich die statistisch signifikanten spektralen Intensitäten.



**Abb. 6.14:** Amplituden der 16-Tage-Welle im zonalen Wind in 88 km Höhe für das Jahr 1995, gemessen mit einem MF Radar über Saskatoon (52°N, 107°W). Oberes Bild: Amplitude der Welle (dünne Linie) und zonaler Wind (dicke Linie). Unteres Bild: Wavelet Spektrogramm der zonalen Amplitude als Funktion von Periode und Zeit (Luo et al., 2002).

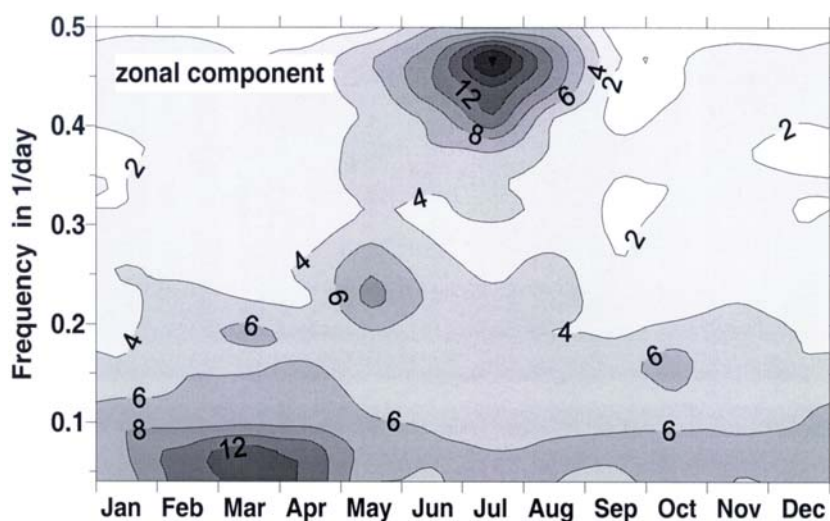
Die kürzer periodischen Schwingungen von 3 bis etwa 8 Tagen Periodendauer treten dabei grundsätzlich häufiger auf als die länger periodischen Schwingungen (bis 20 Tagen). Zudem sind innerhalb des Jahres die Auftretenshäufigkeiten der verschiedenen Schwingungen sehr unterschiedlich. Es lassen sich zwei übergeordnete Gruppen bilden: Gruppe 1 fasst die Schwingungen von 3 bis 6 Tagen Periodendauer zusammen. Diese Schwingungen sind durch eine ausgeprägte Doppelstruktur mit einem relativen Maximum in der Auftretenshäufigkeit in den Sommermonaten und einem zweiten Maximum im Winter (November bis Februar) gekennzeichnet. Gruppe 2 beschreibt die Schwingungen von 7 bis 20 Tagen Periodendauer. Es ist hier keine einheitliche Struktur zu erkennen. Auffällig ist jedoch das stetige relative Minimum im Monat April.

Die in der vorliegenden Arbeit erstellte Klimatologie kurzperiodischer Schwingungen der Mesopausentemperatur im Bereich von 3 bis 20 Tagen beruht auf der Arbeit von Höppner (2003) und stellt eine Erweiterung um drei Jahre dar. Das Ergebnis der Klimatologie ist in guter Übereinstimmung mit dieser früheren Arbeit sowie mit der Studie von Bittner et al. (2000), in der OH\*-Temperaturfluktuationen im Bereich von 5 bis 45 Tagen Periodendauer untersucht werden, basierend auf derselben Wuppertaler Zeitreihe, jedoch mit einer geringeren Datengrundlage von 1987 bis 1995. In dieser Studie wird eine ähnliche Klimatologie von kurzperiodischen Schwingungen wie in der vorliegenden Arbeit vorgestellt. Der Vergleich der beiden Klimatologien zeigt, dass – trotz der Erweiterung der Zeitreihe um weitere 10 Jahre – das lokale Maximum der kurzperiodischen Schwingungen im Sommer bestehen bleibt.



**Abb. 6.15:** Klimatologie der Auftretenshäufigkeiten kurzperiodischer Schwingungen von 3 bis 20 Tagen Periodendauer. Hier werden für jede Periode sowie für jeden Monat von Juli 1987 bis Dezember 2005 die statistisch signifikanten (95%) Intensitätswerte gezählt (siehe Text). Die durchgezogene Linie stellt jeweils einen polynomischen ‚Fit‘ 4. Ordnung dar.

Darüber hinaus liefern andere meteorologische Parameter in der Mesopausenregion, zum Beispiel der zonale Wind, ähnliche Ergebnisse (z.B. Luo et al., 2002). Jacobi et al. (1998) untersuchen den zonalen Wind in der Mesopausenregion über Collm (52°N, 15°O) und stellen ebenfalls fest, dass kürzer periodische Schwingungen bis zu 4 Tagen Periodendauer häufiger während des Sommers als in den Wintermonaten vorkommen (Abb. 6.16). Die länger periodischen Schwingungen (10 bis 20 Tage) des zonalen Windes treten dagegen verstärkt im Frühjahr auf; das Maximum liegt hier im März. Ein entsprechendes Frühjahr-Maximum tritt auch in den länger periodischen Schwingungen der OH\*-Fluktuationen auf, jedoch weniger deutlich und etwas früher im Jahr. Der beschriebene Einbruch im April ist im zonalen Wind über Collm nicht vorhanden.



**Abb. 6.16:** Monatsmittel der spektralen Intensitäten [in  $\text{m}^2\text{s}^{-2}\text{d}$  für die zonale Windkomponente] – über die Jahre 1983 bis 1995 gemittelt – der täglich vorherrschenden Windanalysen der Collm Messungen (52°N, 15°O). Frequenzen von beispielsweise  $0,1 \text{ d}^{-1}$  entsprechen einer Periodendauer von 10 Tagen,  $0,2 \text{ d}^{-1}$  einer Periodendauer von 5 Tagen und  $0,5 \text{ d}^{-1}$  einer Periodendauer von 2 Tagen (Jacobi et al., 1998).

Die in Abb. 6.15 dargestellte Klimatologie kurzperiodischer Schwingungen wird auf die Aktivität laufender planetarer Wellen in diesem Höhenbereich zurückgeführt, da das unterschiedliche Verhalten der verschiedenen Schwingungen – mit Perioden kürzer und länger als etwa 7 Tagen – möglicherweise mit den prominenten Frequenzbereichen der laufenden planetaren Wellen zusammenhängt. Es handelt sich hierbei um die bekannten Wellenmodi der 4-Tage-, 5-Tage-, 10-Tage- und 16-Tage-Welle, wobei die Periodendauern jeweils um einige Tage schwanken können (siehe Kapitel 2.2). Die 4-Tage- und 5-Tage-Welle passen dabei gut mit der oben definierten ersten Gruppe der Klimatologie, die die Periodendauern von 3-6 Tagen beschreibt, zusammen; die 10-Tage- und 16-Tage-Welle liegen in dem Periodenbereich der zweiten Gruppe (7-20 Tage Periodendauer) (siehe Tab. 6.1).

	$\Delta\tau$ [Tage]	Klimatologie
4-Tage-Welle	3,8 - 4,5	Gruppe 1 ( $\tau = 3\text{-}6$ Tage)
5-Tage-Welle	4,5 - 6,2	Gruppe 1 ( $\tau = 3\text{-}6$ Tage)
10-Tage-Welle	7,5 - 12	Gruppe 2 ( $\tau = 7\text{-}20$ Tage)
16-Tage-Welle	11 - 21	Gruppe 2 ( $\tau = 7\text{-}20$ Tage)

**Tab. 6.1:** Periodendauern der verschiedenen laufenden planetaren Wellen, die im Bereich  $\Delta\tau$  schwanken können (z.B. Bittner, 1993). Dargestellt ist zudem die Zuordnung der Wellen zu den oben definierten Gruppen der Klimatologie kurzperiodischer Schwingungen.

Wie in Kapteil 2.2 bereits ausgeführt, können sich laufende planetare Wellen von der Troposphäre in die mittlere Atmosphäre ausbreiten. Diese vertikale Ausbreitung hängt dabei jedoch sehr stark von der jeweils vorherrschenden Windrichtung des mittleren zonalen Windes  $\bar{u}$  in der Stratosphäre ab. Im Nordsommer herrschen oberhalb etwa 18 km Höhe Ostwinde (Windrichtung von Osten nach Westen), im Nordwinter dagegen Westwinde (siehe Abb. 2.19). Eine laufende planetare Welle kann sich nur dann vertikal in die mittlere Atmosphäre ausbreiten, wenn der mittlere zonale Wind  $\bar{u}$  ein Westwind ist. Das bedeutet, dass nur im Nordwinter eine Ausbreitung von der Troposphäre in höhere Atmosphärenschichten möglich ist. Dies stimmt auch mit der hohen Auftretenshäufigkeit der kürzer periodischen Schwingungen (3-6 Tage) im Winter in Abb. 6.15 überein. Im Nordsommer jedoch wirken die vorherrschenden Ostwinde als Sperre und verhindern so die Ausbreitung der laufenden planetaren Wellen. Es stellt sich jedoch die Frage, wie sich das Maximum in der Auftretenshäufigkeit dieser kürzer periodischen Schwingungen im Sommer erklären lässt. Über die Ursachen wird an dieser Stelle lediglich spekuliert, da über die vorherrschenden Mechanismen derzeit noch diskutiert wird.

Ein Erklärungsansatz für das häufige Vorkommen kürzer periodischer Schwingungen im Sommer – mit der Annahme, dass der Grund dafür laufende planetare Wellen sind – stellt die Möglichkeit dar, dass laufende planetare Wellen unter bestimmten Bedingungen im Sommer doch von der Troposphäre in große Höhen vordringen können. Der als Sperre wirkende Ostwind kann von einer Welle dann bezwungen werden, wenn die zonale Phasengeschwindigkeit  $c$  der Welle eine gewisse Geschwindigkeit überschreitet, so dass der Term  $\bar{u} - c$  positiv wird. Unter diesen Bedingungen kann sich eine laufende planetare Welle also auch bei Ostwind, und somit im Sommer von der Troposphäre bis in die Mesosphäre ausbreiten.

Betrachtet man die Verhältnisse auf der Südhalbkugel, weist der mittlere zonale Wind in der Stratosphäre im Südwinter ein Westströmung auf (Abb. 2.19). Demzufolge können sich hier laufende planetare Wellen von der Troposphäre in die mittlere Atmosphäre ausbreiten, im Gegensatz zur Nordhalbkugel, wo im Nordsommer der Ostwind als Barriere herrscht. Da laufende planetare Wellen globale Phänomene sind, bedeutet dies, dass sich eine in der Mesosphäre befindliche planetare Welle bei geeigneten Windfeldbedingungen dann auch auf die Sommerhemisphäre (hier: Nordhemisphäre) ausbreiten kann. Dies kann eine weitere Erklärung für das häufige Auftreten kürzer periodischer Schwingungen (3-6 Tage) im Sommer sein.

Ein anderer Erklärungsansatz wird nachfolgend vorgestellt. Es ist bekannt, dass die energiereiche kurzwellige Sonnenstrahlung, die in der Atmosphäre absorbiert wird, ein Initiator für die Dynamik in der Atmosphäre darstellt. Insbesondere in der Stratosphäre bewirkt die Absorption der von der Sonne kommenden ultravioletten Strahlung durch das Ozon eine Temperaturzunahme (siehe Abb. 2.1). Es kommt also zu einer verstärkten Aufheizung der Stratosphäre. Dies kann nach Bittner et al. (2000) möglicherweise ein Mechanismus zur Erzeugung laufender planetarer Wellen sein. Dieser Mechanismus lässt sich wie folgt beschreiben: die in der Troposphäre ganzjährig existierenden laufenden planetaren Wellen sind gekoppelt mit der troposphärischen Hoch- und Tiefdruck-

Verteilung, die wiederum mit der Ozonsäule gekoppelt ist. Ein ausgeprägtes troposphärisches Hoch bedeutet gleichzeitig wenig Ozonsäule, bei einem Tief ist es umgekehrt. Aus Kontinuitätsgründen ist die Hoch-Tief-Verteilung in der Stratosphäre der der Troposphäre entgegengesetzt. Ein stratosphärisches Tief verbunden mit viel Ozonsäule bewirkt nun aufgrund der Absorption von ultravioletter Strahlung eine Aufheizung, im Gegensatz zu einem Hoch in diesem Höhenbereich. Diese alternierende Struktur von Temperaturzu- bzw. -abnahme wirkt wie ein Pulsieren, das eine Wellenanregung zur Folge haben kann. Die auf diese Weise in der Stratosphäre erzeugten Wellen könnten sich, unabhängig von der Jahreszeit, von hier aus in die Mesosphäre ausbreiten. Dieser Mechanismus könnte eine Erklärung für die in dieser Arbeit gezeigte Klimatologie und das Maximum der kürzer periodischen Schwingungen im Sommer sein.

Eine andere Möglichkeit für die Erzeugung planetarer Wellen in der Stratosphäre ist durch den Prozess der baroklinen Instabilität gegeben, der besagt, dass die Atmosphäre instabil wird, wenn der horizontale Temperaturgradient den kritischen Wert von  $6^{\circ}\text{C}$  auf einer Strecke von 1000 km überschreitet (siehe Kapitel 2.2). Das wiederum bedeutet, dass ein relativ kleiner Impuls ausreicht, um planetare Wellen anzuregen. Ein solcher Impuls könnte durch brechende Schwerewellen hervorgerufen werden. Die so erzeugten Wellen könnten sich – oberhalb des als Barriere wirkenden stratosphärischen Ostwindes – im Sommer ungestört nach oben ausbreiten und zu der oben beschriebenen hohen Auftretenshäufigkeit der kürzer periodischen Schwingungen im Sommer führen.

### **6.3.2 Wechselwirkung Sonne – Erdatmosphäre**

Ein wesentlicher Aspekt bei der Beurteilung von möglichen Klimatrends ist stets die Frage, inwiefern diese auf anthropogene Einflüsse zurückgeführt werden können. Oder anders ausgedrückt: Um frühzeitig anthropogen bedingte Klimasignale erkennen zu können, ist es erforderlich, diese von den natürlich induzierten Veränderungen des Klimas unterscheiden zu können. Das Verständnis über die Wechselwirkung zwischen der Sonne und der Erde ist hierbei von zentraler Bedeutung. Die Variabilität der Sonnenaktivität und ihr Einfluss auf das „System Erde“ ist dabei kein neues Forschungsthema. Trotzdem ist unser Verständnis über die Wechselwirkung zwischen der Sonne und der Erde, speziell darin der Erdatmosphäre, nach wie vor ein aktuelles Forschungsthema und gegenwärtig noch immer nicht sehr gut verstanden. Daher hat eine der größten internationalen Wissenschaftsorganisationen im Bereich der solar-terrestrischen Beziehungen, SCOSTEP<sup>33</sup>, das internationale Forschungsprogramm CAWSES<sup>34</sup> ins Leben gerufen. Als deutscher Beitrag zu CAWSES wurde auch bei der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) ein entsprechender Forschungsschwerpunkt eingerichtet. Einen umfassenden Überblick über den Einfluss der Sonnen-

---

<sup>33</sup> Scientific Committee on Solar Terrestrial Physics

<sup>34</sup> Climate and Weather of the Sun Earth System

aktivität auf die Temperatur in der Mesosphäre und unteren Thermosphäre ist in dem erst kürzlich erschienenen Artikel von Beig et al. (2008) zu finden.

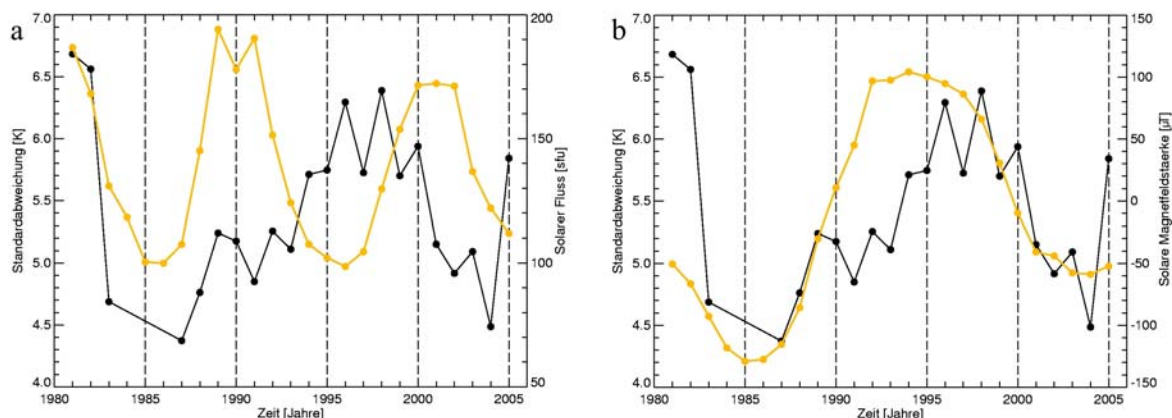
Nachfolgend werden Auswertungen der langjährigen Wuppertaler OH\*-Temperaturzeitreihe gezeigt, die Hinweise auf solare Signale in der Variabilität der Mesopausentemperatur aufweisen. Es wird ein möglicher physikalischer Mechanismus vorgestellt, der eine Kopplung zwischen der großräumigen Dynamik der mittleren Atmosphäre und des Magnetfeldes der Sonne erklären könnte. Darüber hinaus wird gezeigt, dass mittels der OH\*-Messungen eine indirekte Beobachtung der Sonnenaktivität möglich ist, und zwar über die Betrachtung der differentiellen Rotation der Sonne.

### ***Kopplung des solaren Magnetfeldes an die großräumige Dynamik der mittleren Atmosphäre***

Aus den Temperaturresiduen, wie sie in Kapitel 5 beschrieben sind, werden die Jahresmittel der Standardabweichungen der OH\*-Temperaturfluktuationen ermittelt. Die zeitliche Entwicklung der Standardabweichungen ist in Abb. 6.17 (schwarze Kurve) dargestellt. Sie zeigt eine stark ausgeprägte dekadische Variabilität mit Minima bei etwa 1986 und 2004 und Maxima bei 1981 und 1997. In der Veröffentlichung von Bittner et al. (2000), in der OH\*-Daten über Wuppertal bis 1995 analysiert wurden, wurde als Erklärung für diese Variabilität die Aktivität planetarer Wellen vorgeschlagen. Die hier vorgelegte Analyse basiert auf Daten bis 2005, beruht somit auf einer deutlich längeren Zeitreihe und erlaubt damit eine Prüfung der Hypothese von Bittner et al. (2000).

Abb. 6.17a zeigt zudem die zeitliche Entwicklung des solaren 10,7 cm Flusses, also des 11-Jahreszyklus der Sonne (orange Kurve). Während der Jahre 1981 bis 1990 scheint es eine Ähnlichkeit der beiden Kurven zu geben, die auch in anderen Arbeiten beschrieben wird. So finden zum Beispiel Batista et al. (1994) eine positive Korrelation der OH\*(9,4)-Rotationstemperaturen und des solaren 10,7 cm Flusses für den Zeitraum von 1977 bis 1986. Abb. 6.17a zeigt jedoch auch, dass die oben genannte Korrelation für den Zeitraum von 1991 bis 2005 in eine Antikorrelation übergeht. Betrachtet man die Zeitreihe über den gesamten Zeitraum von 1981 bis 2005, so ergibt sich mithin keine statistisch signifikante Korrelation zwischen dem 11-Jahreszyklus der Sonne und den OH\*-Temperaturfluktuationen.

Bei dem Vergleich der Jahresmittel der Standardabweichungen der OH\*-Temperaturfluktuationen mit der solaren Magnetfeldstärke, die den 22-Jahreszyklus der Sonne (Hale-Zyklus) beschreibt, ist jedoch ein auffallend ähnlicher Verlauf der beiden Kurven zu erkennen (Abb. 6.17b).

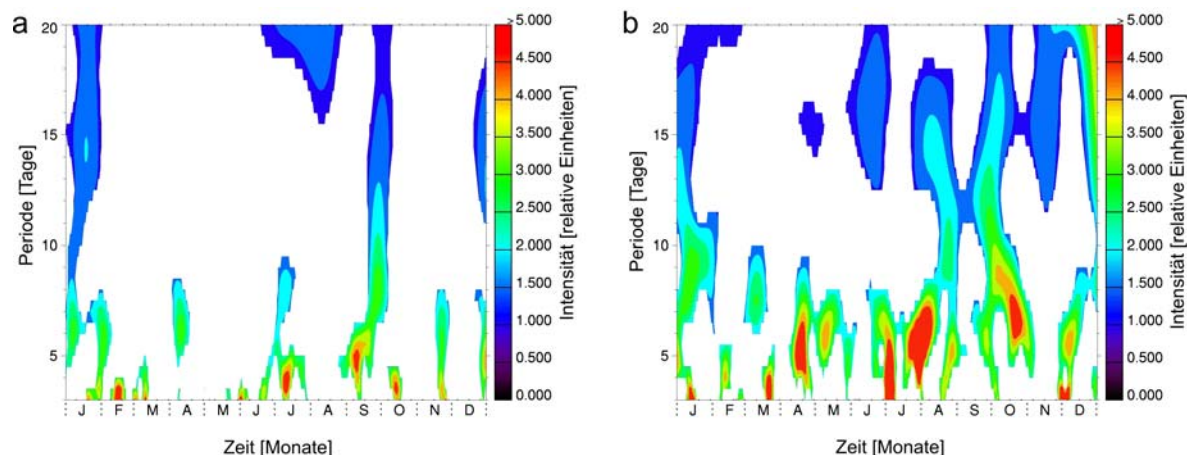


**Abb. 6.17:** Zeitliche Entwicklung der Jahresmittel der Standardabweichungen der OH\*-Temperaturresiduen von 1981 bis 2005 über Wuppertal (51,3°N, 7,2°O) (schwarze Kurve). Die orange Kurve zeigt (a) die Jahresmittel des solaren 10,7 cm Flusses und (b) die Jahresmittel der solaren Magnetfeldstärke (Hale-Zyklus) (jeweils rechte Ordinate).

Auch die Betrachtung der spektralen Eigenschaften der OH\*-Temperaturfluktuationen liefert eine Ähnlichkeit mit dem Hale-Zyklus. So zeigen die in Abb. 6.18 dargestellten Wavelet-Spektrogramme der OH\*-Temperaturfluktuationen für 1995 bzw. 1996, wie sie mit den in Kapitel 5 beschriebenen Spektralanalyseverfahren berechnet wurden, ausgeprägte periodische Schwingungen im Bereich von 3 bis 20 Tagen. Innerhalb dieses Frequenzbereiches bewegen sich – wie bereits oben ausgeführt – vorzugsweise die in der Literatur als „Normal Modes“ der Atmosphäre bekannten Wellenmodi, die auch als laufende planetare Wellen bekannt sind (Andrews et al., 1987; Bittner, 1993; siehe auch Kapitel 2.2). Es liegt daher nahe, die periodischen Schwingungen der OH\*-Temperaturfluktuationen im Bereich von 3-20 Tagen der Aktivität planetarer Wellen zuzuschreiben (siehe hierzu z.B. Bittner et al., 2000). Eine Zusammenstellung der Wavelet-Spektrogramme für jedes Jahr von 1987 bis 2002 ist in Höppner (2003) zu finden.

In den Wavelet-Spektrogrammen werden ausschließlich spektrale Signaturen gezeigt, die basierend auf einem 95%-Signifikanzniveau statistisch signifikant sind. Die Spektrogramme werden dabei für jedes Jahr individuell berechnet. Es sei hier nochmals erwähnt, dass die Bestimmung der Signifikanzniveaus sehr konservativ durchgeführt wird, um so mögliche künstliche Strukturen in den Ergebnissen zu vermeiden. Das Verfahren zur Berechnung der Signifikanzniveaus ist in Kapitel 5.2 beschrieben. Es basiert – wie dort ausgeführt – auf normalverteilten Zufallszahlen, der die Jahresmittel der Standardabweichung der OH\*-Temperaturresiduen zugrunde liegen. Das heißt, dass die Analyse für jedes Jahr individuell durchgeführt wird. Diese Vorgehensweise gewährleistet damit, dass spektrale Signaturen auch für jene Jahre statistisch signifikant berechnet werden können, in denen die Standardabweichung weit weniger ausgeprägt ist als in anderen Jahren. Sie sind auch dann glaubwürdig, wenn die individuelle Standardabweichung möglicherweise von dem Prozess der Enttrending (siehe Kapitel 5.1) beeinträchtigt wäre.



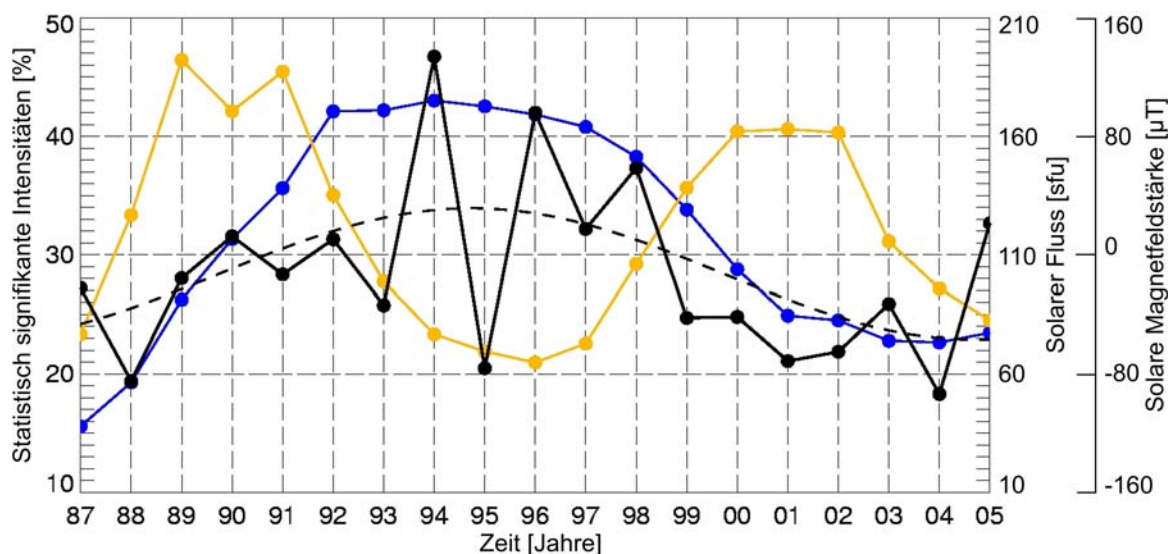


**Abb. 6.18:** Wavelet-Spektrogramme der OH\*-Temperaturfluktuationen für die Periodendauern von 3 bis 20 Tagen. Gezeigt sind ausschließlich statistisch signifikante spektrale Intensitäten, basierend auf einem 95%-Konfidenzintervall. **(a)** zeigt das Jahr 1995; hier werden 20% aller spektralen Intensitäten als statistisch signifikant ausgewiesen. **(b)** zeigt das Jahr 1996; es sind in diesem Jahr 41% aller spektralen Intensitäten statistisch signifikant.

Die in Abb. 6.18a und Abb. 6.18b dargestellten spektralen Signaturen zeigen, dass sich die dynamischen Bedingungen in der Mesopausenregion von einem Jahr zum nächsten deutlich ändern können. Um diese jährliche Änderung der Wellenaktivität anschaulicher und deutlicher erkennbar darzustellen, wird der folgende Aktivitätsindex eingeführt: es werden über jeweils ein Jahr sowie über alle Schwingungen mit Periodendauern von 3 bis 20 Tagen die statistisch signifikanten spektralen Wavelet-Intensitäten aufintegriert. Beispielsweise bedeutet ein Prozentsatz von 20% für das Jahr 1995, dass für dieses bestimmte Jahr 20% aller Wavelet-Intensitäten statistisch signifikant sind (siehe Abb. 6.18a). Im Jahr 1996 hingegen sind es etwa doppelt so viel statistisch signifikante Intensitäten. Abb. 6.19 zeigt diesen Aktivitätsindex als Funktion der Zeit von 1987 bis 2005 (schwarze durchgezogene Kurve). Die Werte können – wie oben ausgeführt – als Indikator für die Aktivität planetarer Wellen angenommen werden. So bedeutet ein hoher Prozentsatz eine hohe Aktivität planetarer Wellen, ein niedrigerer Prozentsatz eine geringere Aktivität.

Auch bei dieser Kurve ist eine längerfristige Modulation festzustellen (in Abb. 6.19 durch die schwarze gestrichelte Linie dargestellt) mit hohen Werten bei 1994-1996 und niedrigeren um 1988 bzw. 2004. Vergleicht man diese Zeitreihe wiederum mit dem 11-Jahreszyklus der Sonne (orange Kurve), so ist keine Ähnlichkeit der beiden Kurven zu erkennen. Trotz der Kürze der Zeitreihe stimmt jedoch der übergeordnete Verlauf der Zeitreihe mit dem des 22-Jahreszyklus der Sonne, dem solaren Magnetfeld (blaue Kurve), gut überein.





**Abb. 6.19:** Zeitliche Entwicklung der über ein Jahr sowie über alle Schwingungen mit Periodendauern von 3 bis 20 Tagen aufintegrierten statistisch signifikanten spektralen Wavelet-Intensitäten (schwarze durchgezogene Kurve). Die schwarze gestrichelte Kurve zeigt die dazugehörige Fitkurve berechnet mit der Harmonischen Analyse. Sie soll die großräumige Modulation im übergeordneten Verlauf verdeutlichen. Die übergeordnete Struktur ist in Phase mit dem 22-Jahreszyklus der Sonne (blaue Kurve; rechte Ordinate, rechts). Die übergeordnete Struktur ist in Phase mit dem 22-Jahreszyklus der Sonne (blaue Kurve; rechte Ordinate, rechts). Die orange Kurve stellt den solaren 10,7 cm Fluss dar (rechte Ordinate, links).

Diese Ähnlichkeit der beiden Zeitreihen weist darauf hin, dass möglicherweise eine physikalische Kopplung zwischen den betrachteten Größen existiert. Dabei ist klar, dass die Ähnlichkeit einzelner statistischer Eigenschaften von Zeitreihen alleine nicht notwendigerweise auch mit der Existenz eines physikalischen Zusammenhangs verbunden sein muss. Dennoch regen gleiche statistische Eigenschaften dazu an, über eventuelle physikalische Kopplungsmechanismen nachzudenken. Erst wenn ein weiterer 22-jähriger Zyklus die gefundene Ähnlichkeit bestätigt, kann ein Zufall für diese Ähnlichkeit mit größerer Wahrscheinlichkeit ausgeschlossen werden. Nachfolgend wird eine Hypothese vorgestellt, die eine physikalische Erklärung für eine Kopplung der solaren magnetischen Aktivität an die großräumige Dynamik der mittleren Atmosphäre liefern könnte (siehe auch Höppner und Bittner, 2007).

Die großräumigen Strömungen in der Atmosphäre werden beschrieben durch die prognostische Gleichung (siehe z.B. Andrews et al., 1987):

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \underbrace{-\frac{1}{\rho} \text{grad } p}_{(1)} - 2 \underbrace{(\vec{\Omega} \times \vec{v})}_{(2)} \quad (\text{Gl. 6.3})$$

mit  $\Omega$  = Winkelgeschwindigkeit der Erde (1) = Druckgradientenkraft  
 $p$  = Luftdruck (2) = Corioliskraft  
 $\rho$  = Luftdichte  
 $v$  = Windgeschwindigkeit

Gl. 6.3 ist ein Spezialfall der Navier-Stokes-Gleichung (siehe Gl. 2.9) und weist, wie oben ausgeführt, als eine Lösung die planetaren Wellen auf (siehe Kapitel 2.2). Sie ergeben sich aus der Bilanz des Kräftegleichgewichtes zwischen der Druckgradientenkraft und der Corioliskraft. Falls also die Aktivität planetarer Wellen an das solare Magnetfeld gekoppelt ist, bedeutet dies eine Kopplung des solaren Magnetfeldes jeweils an einen oder gar beide der in Gl. 6.3 angegebenen Terme. Es wird nachfolgend eine mögliche Kopplung des solaren Magnetfeldes an die Corioliskraft vorgeschlagen.

Aus Gl. 6.4 wird deutlich, dass die Winkelgeschwindigkeit der Erde  $\Omega$  – also die Erdrotation – die Corioliskraft  $f_c$

$$\vec{f}_c \sim -2(\vec{\Omega} \times \vec{v}) \quad (\text{Gl. 6.4})$$

steuert. Eine Änderung der Winkelgeschwindigkeit der Erde  $\Omega$  hat damit einen direkten Einfluss auf die Aktivität planetarer Wellen. Die zentrale Frage ist nun, inwieweit die Erdrotation, d.h. die Rotationsperiodendauer der Erde, von dem solaren Magnetfeld beeinflusst werden könnte.

Nach heutiger Auffassung wird die Erdrotation durch eine Vielzahl von Prozessen beeinflusst. Man beobachtet Änderungen der Erdrotationsperiode im Skalenbereich von Bruchteilen einer Sekunde bis zu mehreren Dekaden. Dabei sind die vorherrschenden Vorgänge längst nicht alle bekannt. Man nimmt heute an, dass solche Prozesse häufig von Kopplungen zwischen dem Ozean, der Atmosphäre und der festen Erde stammen. Andere Kopplungsmechanismen beruhen auf Wechselwirkungen zwischen Erdkern und Erdmantel. Letztere werden als von besonderer Bedeutung für die vorliegende Problemstellung erachtet.

Nach gegenwärtiger Vorstellung ist der Erdkern fest. Er ist umgeben von flüssigem Eisen, wobei die Quelle für die enorme Hitze radioaktiver Zerfall ist. Aufgrund dieser großen Hitze hat man Ionisation und damit elektrische Ladungsträger. Durch die mit der Erdrotation verbundene Bewegung der elektrischen Ladungsträger wird ein elektrischer Strom induziert; es kommt zur Ausbildung des Erdmagnetfeldes. Dieser im Erdinneren vorhandene Ringstrom wird von dem solaren Magnetfeld, das sich mit einer Periodendauer von etwa 22 Jahren zeitlich verändert (siehe Kapitel 2.4), beeinflusst. So wird einerseits durch die Lorentzkraft

$$\vec{F} = -e \cdot \vec{v} \times \vec{B} \quad (\text{Gl. 6.5})$$

mit  $\vec{v}$  = Richtung der Geschwindigkeit,  $\vec{B}$  = Richtung des Magnetfeldes

die Richtung der Ladungsträger verändert und andererseits ein elektrischer Strom induziert, der eine Beschleunigung bzw. Abbremsung des Ringstroms bewirkt. Die damit verbundenen Drehmomente – z.B. durch Reibung im Kern-Mantel-Bereich und elektromagnetischer Kopplungsdrehmomente zwischen dem Erdkern und dem Erdmantel – bewirken eine Drehimpulsübertragung und

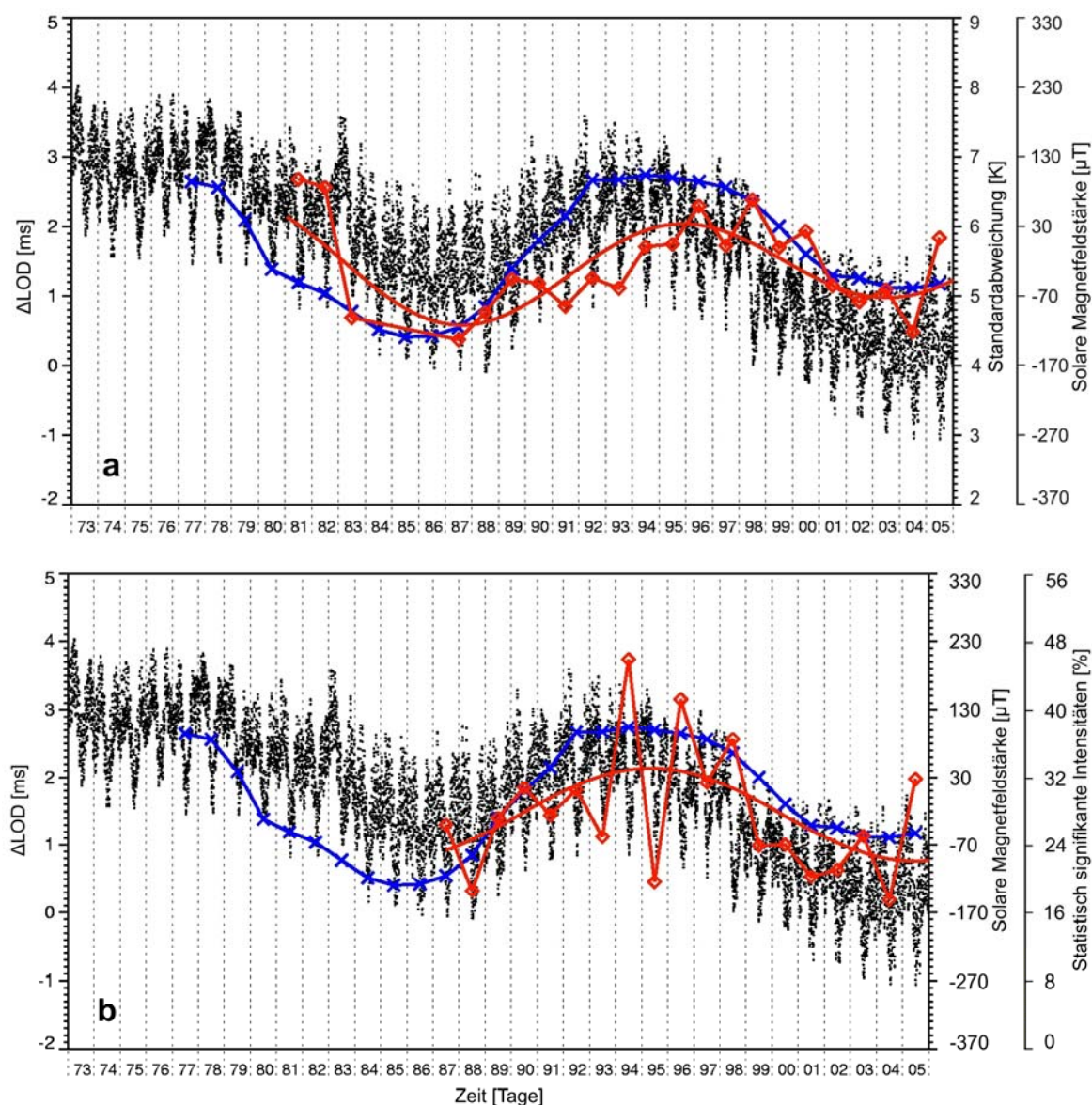
beeinflussen damit die Erdrotationsperiode. Diese Prozesse sind im Detail sehr komplex. Einen Überblick über solche Prozesse findet man zum Beispiel bei Dehant et al. (1997) oder Chao et al. (2000). Eine ausführliche Zusammenfassung der grundlegenden Formalismen zur Beschreibung der Erdrotation ist in Schuh et al. (2003) gegeben. Schwankungen der Erdrotationsperiode sollten damit eine zeitliche Komponente enthalten, die der des solaren Magnetfeldes, also dem 22-jährigen Hale-Zyklus, entspricht.

Üblicherweise betrachtet man bei der Beschreibung der Erdrotation zwei Parameter: die Polbewegung als Änderung der Richtung der Rotationsachse der Erde in Bezug auf ein erdfestes System sowie die Variation der Tageslänge als Änderung der Rotationsgeschwindigkeit der Erde. Die Gesamtheit dieser Parameter wird als Erdorientierungsparameter bezeichnet (Schuh et al., 2003). Die Polbewegung und die Rotation der Erde werden seit über 100 Jahren regelmäßig beobachtet. Während früher astronomische Verfahren verwendet wurden, werden heute die Erdorientierungsparameter aus geodätischen weltraumgestützten Verfahren wie zum Beispiel das „Global Positioning System (GPS)“ gewonnen. Diese Art Messungen stehen heutzutage mit großer Genauigkeit und hoher zeitlicher Auflösung zur Verfügung. Detaillierte Beschreibungen über solche Verfahren und Aspekte über deren Datenverarbeitung findet man zum Beispiel in Rothacher et al. (2001), Howind et al. (1999) oder Armstrong et al. (1995) und den darin angegebenen Referenzen.

Messungen der Erdrotationsgeschwindigkeit werden seit etwa 1956 im Rahmen des „International Earth Rotation and Reference Systems Service, IERS“ regelmäßig durchgeführt. Ein Indikator für die Winkelgeschwindigkeit der Erde  $\Omega$  ist die Tageslänge der Erde (Engl.: Earth's length of day, LOD). Abb. 6.20 zeigt die zeitliche Entwicklung der Änderung der Tageslänge der Erde ( $\Delta\text{LOD}$ ) in Millisekunden für den Zeitraum von 1973 bis 2005 (schwarze Punkte). Dominante Strukturen sind jährliche und halbjährliche Schwankungen. Variationen der Tageslänge auf der mehrjährigen Zeitskala werden überwiegend den so genannten „El Niño Southern Oscillation (ENSO)“-Ereignissen zugeschrieben (siehe z.B. Chao, 1989; Salstein und Rosen, 1986). Darüber hinaus wird auch über Hinweise quasi-zweijähriger Schwingungen in der  $\Delta\text{LOD}$ -Zeitreihe berichtet, die auf die äquatoriale QBO zurückgeführt werden (Chao, 1989). Deutlich zu erkennen ist nun – neben diesen Variabilitäten auf Skalen von wenigen Tagen und Jahren – tatsächlich eine längerfristige Signatur mit einer Periodendauer von etwa 20 Jahren und Amplituden in der Größenordnung einiger Millisekunden. Die Analyse der  $\Delta\text{LOD}$ -Zeitreihe hinsichtlich ihrer spektralen Eigenschaften – verwendet wurde hier die Maximum Entropie Methode (MEM) – ergibt eine vorhandene Periodendauer von etwa 19 Jahren (Abb. 6.21a).

Derzeit gibt es – nach dem heutigen Wissensstand – keine schlüssigen Erklärungen für diese langfristige Struktur in den Variationen der Tageslänge der Erde. In der Literatur wird über einige modell-basierte Ergebnisse berichtet, wo solche Parameter variiert werden, die die Übergangszone zwischen dem Erdkern und dem Erdmantel beschreiben. Holme (1998) wie auch Jault et al. (1988) stellen fest, dass sich die dekadischen Veränderungen am besten durch erdinterne Prozesse über die Kopplung elektromagnetischer Drehmomente im Erdinneren erklären lassen. Wie bereits erwähnt,

wird in der vorliegenden Arbeit vorgeschlagen, dass das solare Magnetfeld einen Anteil an der Modulation der Erdrotation hat.

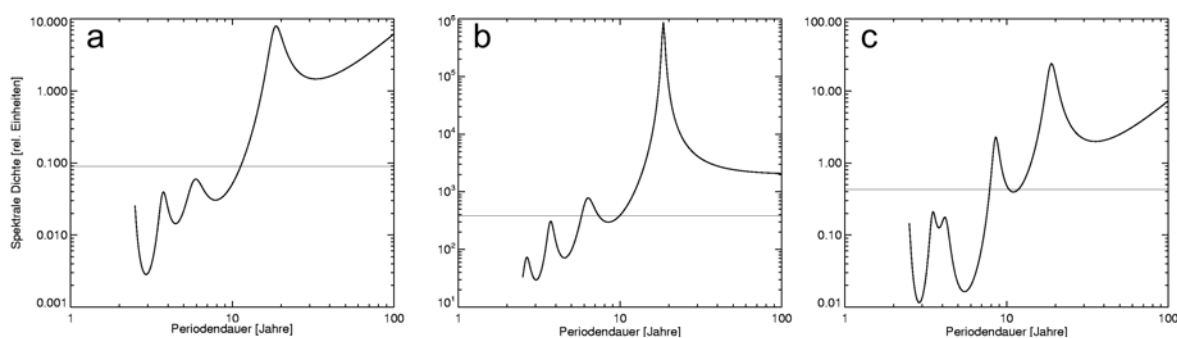


**Abb. 6.20:** (a) Zeitliche Entwicklung der Änderung der Tageslänge der Erde ( $\Delta\text{LOD}$ ) in Millisekunden für den Zeitraum von 1973 bis 2005 (schwarze Punkte) (Quelle: <http://www.iers.org>). Die blaue Kurve zeigt die solare Magnetfeldstärke (22-jähriger Hale-Zyklus) im Zeitraum von 1977 bis 2005. Die roten Quadrate stellen die Jahresmittel der Standardabweichungen der OH\*-Temperaturfluktuationen von 1981 bis 2005 dar; die rote Kurve beschreibt die mit der Harmonischen Analyse berechnete Fitkurve aus den Standardabweichungen; sie dient dazu, das Auge zu leiten. (b) wie (a), die roten Quadrate zeigen hier die über jedes Jahr und alle Schwingungen von 3 bis 20 Tagen aufintegrierten statistisch signifikanten spektralen Wavelet-Intensitäten; die rote Kurve beschreibt den daraus mit der Harmonischen Analyse berechneten Fit.

In Abb. 6.20 ist die zeitliche Entwicklung der solaren Magnetfeldstärke dargestellt (blaue Kurve). Sie zeigt eine auffällige Ähnlichkeit mit der Zeitreihe der Änderung der Tageslänge ( $\Delta\text{LOD}$ ) (schwarze Punkte). Nun sollten diese Variationen der Tageslänge, also Schwankungen der Erdrota-

tionsperiode und damit der Winkelgeschwindigkeit der Erde  $\Omega$ , ihrerseits Schwankungen der Corioliskraft mit der gleichen Periodizität bedingen (siehe Gl. 6.4). Die Corioliskraft wiederum steuert die Aktivität planetarer Wellen (siehe Gl. 6.3). Das bedeutet, dass die Aktivität planetarer Wellen über einem festen geographischen Ort ebenfalls mit dieser Periodizität schwanken sollte. In der Tat passt die zeitliche Entwicklung der Jahresmittel der Standardabweichungen der OH\*-Temperaturfluktuationen (rote Kurve) – die als ein Maß für die Aktivität der planetaren Wellen angenommen wird – gut mit der  $\Delta$ LOD-Zeitreihe (schwarze Punkte) wie auch mit der Zeitreihe des Hale-Zyklus (blaue Kurve) zusammen (siehe Abb. 6.20a). Die gleiche Ähnlichkeit ergibt sich bei dem Vergleich der beiden letzt genannten Zeitreihen mit den integrierten statistisch signifikanten spektralen Wavelet-Intensitäten (rote Kurve) (siehe Abb. 6.20b).

Bei der Betrachtung der spektralen Eigenschaften der Zeitreihen der  $\Delta$ LOD, des Hale Zyklus sowie der Standardabweichung der OH\*-Temperaturfluktuationen mittels der Maximum Entropie Methode (MEM) ergibt sich eine erstaunlich gute Übereinstimmung. Alle Spektren enthalten eine signifikante spektrale Komponente von etwa 19 Jahren (Abb. 6.21).



**Abb. 6.21:** Maximum Entropie Powerspektrum (a) der Änderung der Tageslänge der Erde ( $\Delta$ LOD). Eine spektrale Komponente von 18,5 Jahren ist enthalten. (b) des 22-jährigen solaren Hale-Zyklus. Es enthält eine spektrale Komponente von 18,5 Jahren. (c) der Standardabweichungen der OH\*-Temperaturfluktuationen. Eine spektrale Komponente von 18,9 Jahren ist enthalten. Die dünnen Linien beschreiben dabei jeweils das 95%-Signifikanzniveau.

Die offensichtliche Ähnlichkeit zwischen diesen drei Zeitreihen stützt die Hypothese, dass es einen physikalischen Zusammenhang zwischen dem Magnetfeld der Sonne und der Aktivität planetarer Wellen in der mittleren Atmosphäre gibt. Es stellt sich jedoch die Frage, in Anbetracht der Tatsache, dass die Änderung der Tageslänge der Erde ( $\Delta$ LOD) sehr klein ist – sie bewegt sich im Bereich von Millisekunden – ob diese geringen Änderungen tatsächlich einen signifikanten Effekt in der Dynamik der mittleren Atmosphäre hervorrufen können. In diesem Kontext sollte jedoch angemerkt werden, dass die Mesopausenregion aufgrund der dort vorherrschenden geringeren Luftdichte sicherlich sensitiver auf solche Phänomene reagiert als die unteren Schichten der Atmosphäre. Beispielsweise zeigen Schoeberl und Geller (1976) eine Zunahme der Amplitude planetarer Wellen in der geopotentiellen Höhe von mehr als einer Größenordnung zwischen etwa 20 km und

90 km Höhe. Weitere Untersuchungen sind freilich notwendig, um diese Hypothese zu festigen. Hierfür soll mit Hilfe geeigneter numerischer Simulationen der Coriolisparameter in einem Klimamodell variiert werden, um den oben beschriebenen Effekt quantifizieren zu können. Darüber hinaus sollen ähnliche Analysen mit verschiedenen Parametern (z.B. Ozon) aus den unteren Atmosphärenschichten durchgeführt werden. Diese Analysen sind derzeit in Vorbereitung und deshalb nicht Bestandteil der vorliegenden Arbeit.

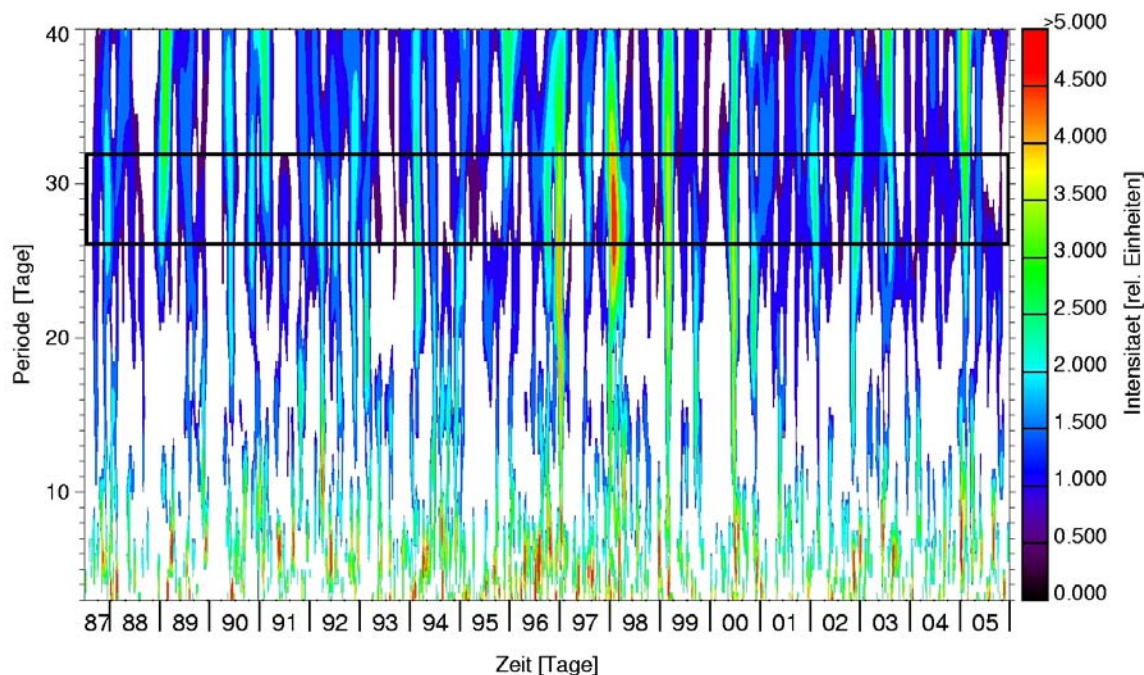
### ***Beobachtung der Sonnenaktivität durch die Ausnutzung der differentiellen Sonnenrotation***

Es wird angenommen, dass die unregelmäßige Verteilung der Sonnenflecken auf der Sonnenscheibe zu Fluktuationen in der OH\*-Temperatur in der Mesopausenregion führt. Oder anders formuliert: wären die Sonnenflecken homogen auf der Sonne verteilt, dürfte man in den OH\*-Temperaturfluktuationen entsprechenden keine Effekte erkennen. Um diese These zu prüfen, wird nachfolgende Analyse durchgeführt (siehe auch Höppner und Bittner, 2008).

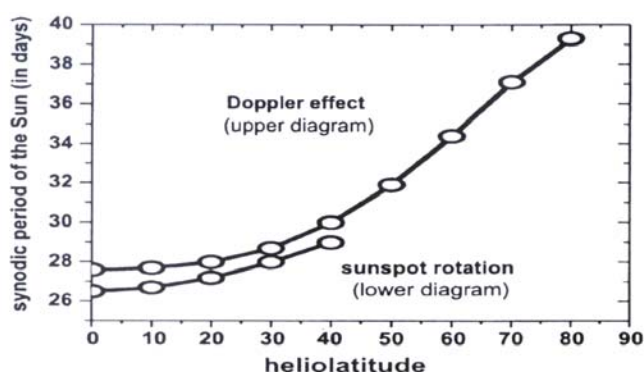
Ausgangspunkt sind die statistisch signifikanten spektralen Wavelet-Intensitäten der OH\*-Temperaturfluktuationen. Das Verfahren zur Berechnung der spektralen Intensitäten ist in Kapitel 5 beschrieben. Die Analyse konzentriert sich nun auf den Bereich der länger periodischen Schwingungen mit Periodendauern von etwa 26 bis 32 Tagen (schwarze Umrahmung in Abb. 6.22). Wie oben bereits erwähnt, wird angenommen, dass es sich hierbei um sonnen-induzierte Signale handelt. Sie liegen innerhalb des bekannten Frequenzbereichs der Sonnenrotationsperiode von etwa 27 Tagen (siehe Kapitel 2.4). Die Wavelet-Intensitäten sind in diesem Bereich jedoch nicht homogen über die Jahre verteilt, sondern sind von Jahr zu Jahr sehr unterschiedlich. Zu erkennen sind höhere Intensitätswerte im Bereich der 26-Tage- bis 32-Tage-Schwingung um die Jahre 1996/1998 (Abb. 6.22).

Es ist bekannt, dass die Rotationsrate der Sonne – das heißt, die Zeit, die die Sonne benötigt, um sich einmal um ihre eigene Achse zu drehen – mit der heliographischen Breite variiert aufgrund der Tatsache, dass die Sonne aus Gas besteht. Sie dreht sich in niederen heliographischen Breiten schneller als in höheren. So beträgt die Periodendauer am Sonnenäquator etwa 27 Tage und nimmt dann mit zunehmender heliographischer Breite zu, bis zu etwa 40 Tagen an den Polen, wobei es sich hierbei um die so genannte synodische Rotationsdauer handelt (siehe Tab. 2.1). Abb. 6.23 zeigt dieses Verhältnis anschaulich. Das Phänomen wird als differentielle Rotation der Sonne bezeichnet.





**Abb. 6.22:** Wavelet-Spektrogramm der OH\*-Temperaturfluktuationen im Zeitraum von 1987 bis 2005 für die Periodendauern von 3 bis 40 Tagen. Gezeigt sind ausschließlich statistisch signifikante spektrale Intensitäten, basierend auf einem 95%-Konfidenzkriterium. Die schwarze Umrahmung markiert den Bereich der 26-Tage- bis 32-Tage-Schwingungen.

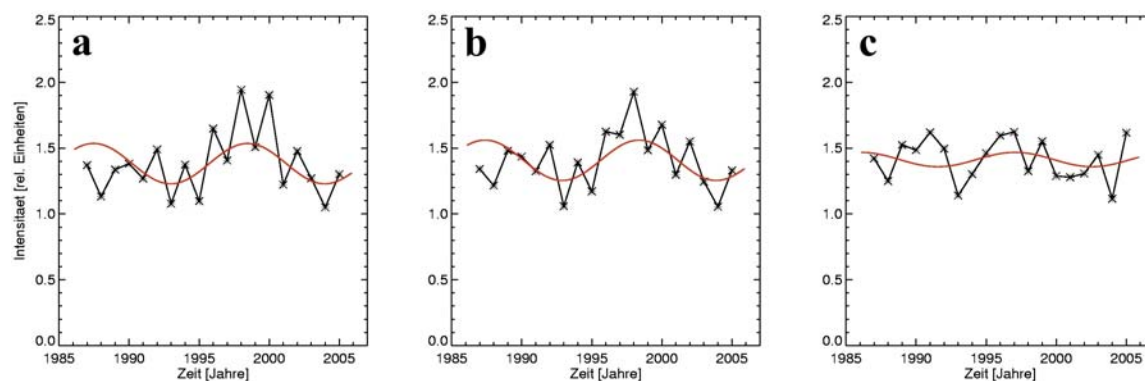


**Abb. 6.23:** Rotationsgeschwindigkeit der Sonne, wie sie aus der Bewegung von Sonnenflecken bzw. mit Hilfe des Doppler-Effektes gemessen wird. Sie variiert mit der heliographischen Breite. Dargestellt ist die synodische Periodendauer der Sonne (Moussas et al., 2005).

Ferner ist bekannt, dass Sonnenflecken ausschließlich in einem Bereich um etwa  $\pm 40^\circ$  heliographischer Breite auftreten (siehe hierzu das „Schmetterlingsdiagramm“ in Abb. 2.24). Die Sonnenrotationsdauer variiert in diesem Bereich von  $0^\circ$  bis  $\pm 40^\circ$  heliographischer Breite von etwa 27 Tagen bis etwa 30 Tagen. Diese Tatsache führt nun zu der Annahme, dass die Schwingungen der Wavelet-Intensitäten im Bereich von 27 bis 30 Tagen in den vorliegenden OH\*-Messungen zumindest teilweise die Rotation der Sonne reflektieren. Um diese Annahme zu überprüfen, wird die längerfristige Modulation der Wavelet-Intensitäten in dem Periodenbereich von 27 bis 30 Tagen über den Zeitraum von 1987 bis 2005 betrachtet. Es sollte demnach – aufgrund des 11-jährigen Sonnenfleckenzyklus – eine 11-jährige Komponente in diesem Periodenbereich vorhanden sein. Um diese längerfristige Modulation zu quantifizieren, wird mittels der Harmonischen Analyse eine harmonische Schwingung von 11 Jahren an die Zeitreihen der Jahresmittel der Wavelet-Intensitäten für alle

Periodendauern von 3 bis 40 Tagen angepasst. Abb. 6.24a zeigt beispielhaft die Jahresmittel der Wavelet-Intensitäten für die 27-Tage-Schwingung, Abb. 6.24b für die 29-Tage-Schwingung. Beide Kurven weisen maximale Werte zwischen etwa 1996 und 2000 auf. Wie erwartet enthalten die Fitkurven dieser Schwingungen eine 11-Jahreskomponente. Überlagert werden die Zeitreihen von einer quasi-zweijährigen Schwingung. Es ist zum gegenwärtigen Zeitpunkt noch nicht klar, was diese zwei-jährige Schwingung bedeutet und wird deshalb in der vorliegenden Arbeit nicht weiter diskutiert. Tab. A.6.1 im Anhang A6 fasst die Amplitude und Phase für jede dieser Schwingungen (3-40 Tage) zusammen. Zudem sind in dieser Tabelle auch die erklärten Varianzen gezeigt, die die jeweilige Signifikanz der Anpassung der 11-Jahreskomponente an die einzelnen Zeitreihen beschreiben. Dabei sind die erklärten Varianzen durchgehend relativ klein, was auch auf die ausgeprägte zwei-jährige Komponente zurückzuführen ist, die bei der vorliegenden Studie nicht von Interesse ist und damit auch nicht angepasst werden sollte. Erwartungsgemäß weisen die erklärten Varianzen – bei der Betrachtung des Periodendauerbereichs von 20 bis 40 Tagen – für die 26-Tage- bis 32-Tage-Schwingung die größten Werte auf.

Die Hypothese wird bei der Betrachtung der Jahresmittel der Wavelet-Intensitäten für die 35-Tage-Schwingung bestätigt (Abb. 6.24c). Wie erwartet, zeigt diese Schwingung keine dominante 11-Jahreskomponente; die erklärte Varianz ist gering (siehe Tab. A.6.1). Das ist darauf zurückzuführen, dass Sonnenflecken im Bereich jenseits von  $\pm 40^\circ$  heliographischer Breite nicht mehr vorkommen (eine Periodendauer von 35 Tagen entspricht dabei einer heliographischen Breite von ca.  $60^\circ$ ).

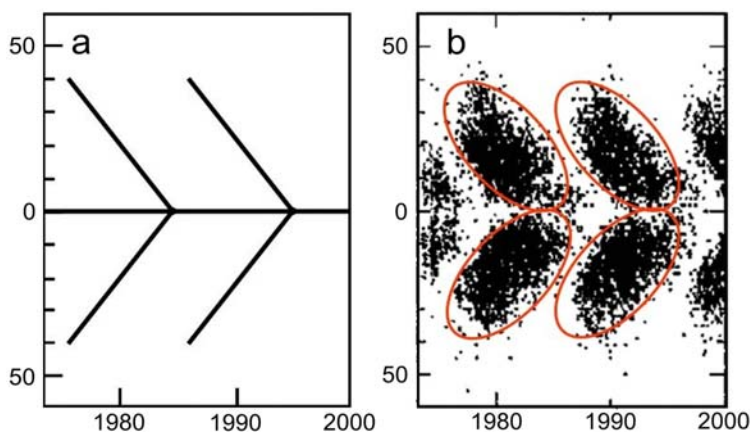


**Abb. 6.24:** Zeitliche Entwicklung der Jahresmittel der statistisch signifikanten spektralen Wavelet-Intensitäten für die Periodendauern von (a) 27 Tagen, (b) 29 Tagen und (c) 35 Tagen. Die rote Kurve zeigt jeweils den mit der Harmonischen Analyse berechneten Fit; es wurde jeweils eine harmonische Schwingung von 11 Jahren angepasst.

Um die aufgestellte Hypothese weiter zu prüfen, wird die Verteilung der Sonnenflecken betrachtet. Abb. 2.24 zeigt, dass die Sonnenflecken entlang der heliographischen Breite nicht gleichmäßig verteilt sind. So entstehen nach einem solaren Minimum neue Sonnenflecken auf beiden Seiten des Sonnenäquators in hohen heliographischen Breiten bei etwa  $40^\circ$ , die dann im Laufe eines 11-Jahreszyklus allmählich zum Äquator wandern, wo sie schließlich im nächsten Minimum wieder verschwinden und so weiter. Es gibt folglich kein allmähliches Zurückwandern der Sonnenflecken

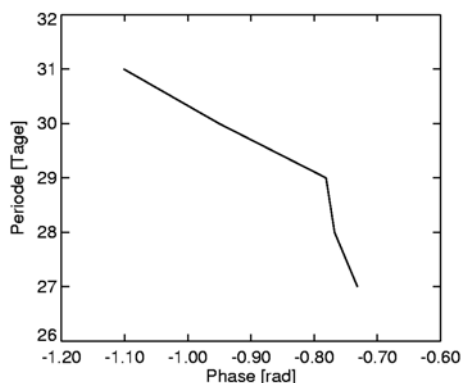


zu den höheren heliographischen Breiten; das Auftreten neuer Flecken bei etwa  $40^\circ$  nördlicher bzw. südlicher Breite geschieht plötzlich. Daraus folgt, dass, je nachdem welche heliographische Breite zwischen  $\pm 40^\circ$  betrachtet wird, eine 11-Jahreskomponente in den Periodendauern zwischen 27 und 30 Tagen zu finden sein sollte. Allerdings sollte jedoch ein systematischer Phasenversatz dieser 11-jährigen Komponente der OH\*-Wavelet-Intensitäten mit der heliographischen Breite vorhanden sein. Erwartet wird eine Phasenverschiebung in Form einer Antikorrelation ( $\pi = \pm 180^\circ$ ) aufgrund des Wanderns der Sonnenflecken von hohen Breiten hin zum Äquator und des plötzlichen Wiedererscheinens der Flecken in den hohen Breiten. Diese Antikorrelation würde sich jedoch nur ergeben, wenn alle Sonnenflecken bei ihrer Wanderung von hohen zu niedrigen heliographischen Breiten exakt einer Linie folgen würden oder man nur einen einzigen Sonnenfleck betrachten würde (siehe hierzu Abb. 6.25a). In der Realität decken die Sonnenflecken jedoch einen ausgedehnten heliographischen Breitenbereich ab (siehe Abb. 6.25b). Das bedeutet, dass tatsächlich lediglich eine Tendenz hin zu einer Antikorrelation zu erwarten ist.



**Abb. 6.25:** Schematische Darstellung der Verteilung der Sonnenflecken über die heliographischen Breiten als Funktion der Zeit. **(a)** Fiktive Darstellung von Sonnenflecken (bzw. eines Sonnenflecks), die (der) auf einer Linie wandern (wandert). **(b)** Realistische Darstellung der Verteilung der Sonnenflecken. Die roten Kreise demonstrieren die Abdeckung eines ausgedehnten heliographischen Breitenbereichs.

Abb. 6.26 zeigt die Phasen der oben beschriebenen Fitkurven der Jahresmittel der statistisch signifikanten spektralen Wavelet-Intensitäten für die Periodendauern von 27 bis 31 Tagen, wie sie mit der Harmonischen Analyse berechnet wurden (siehe auch Tab. A.6.1). Ein systematischer Phasenversatz von etwa  $23^\circ$  (dies entspricht 0,4 Radian), also die erwartete Tendenz zur Antikorrelation, ist vorhanden.



**Abb. 6.26:** Phasen der Fitkurven der Jahresmittel der statistisch signifikanten spektralen Wavelet-Intensitäten für die Periodendauern von 27 bis 31 Tagen, wie sie mit der Harmonischen Analyse berechnet wurden. Sie zeigen die erwartete systematische Phasenverschiebung von etwa 0,4 Radian (entspricht einer Phasenverschiebung von etwa  $23^\circ$ ).

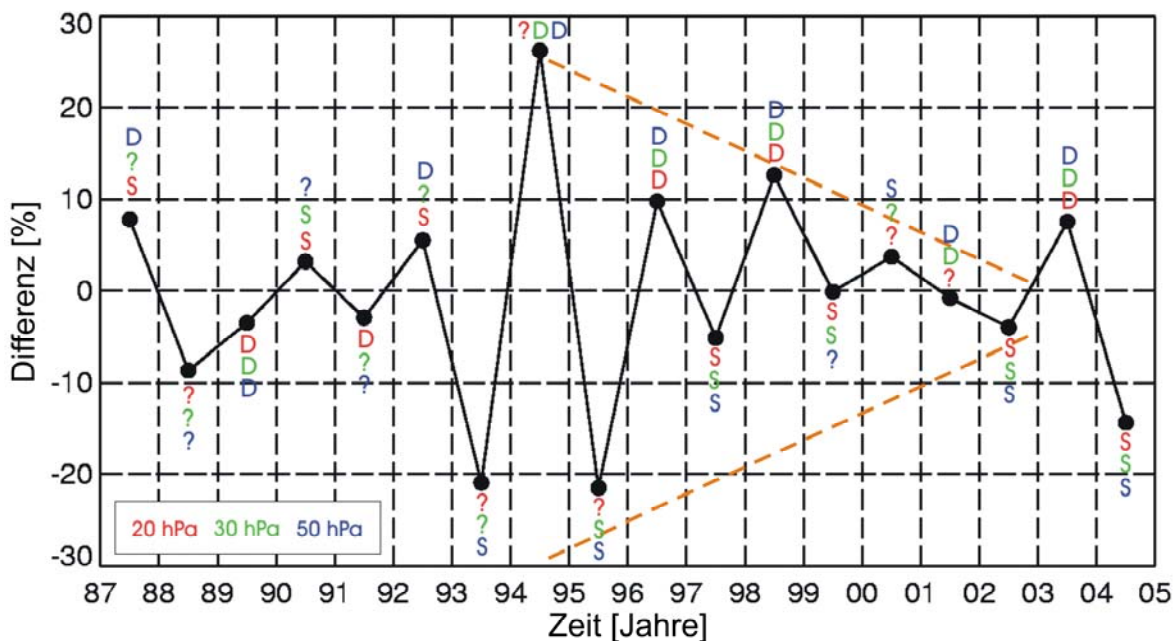
### 6.3.3 Dynamischer Aktivitätsindex in der Mesopausenregion

Der in Kapitel 6.3.2 eingeführte Aktivitätsindex (siehe schwarze Kurve in Abb. 6.19) beschreibt die Aktivität planetarer Wellen in der oberen Mesosphäre, individuell für jedes Jahr. Zur Erstellung dieses Index wurden alle statistisch signifikanten spektralen Wavelet-Intensitäten über ein Jahr sowie über alle Schwingungen von 3 bis 20 Tagen aufintegriert (siehe Tab. 6.2). Um nun einen direkten Vergleich eines Jahres mit einem anderen zu ermöglichen, wird die Differenz aus den aufintegrierten statistisch signifikanten spektralen Intensitäten von einem Jahr und den aufintegrierten Intensitäten vom nächsten Jahr gebildet. Der so entstandene Index beschreibt demzufolge die jährliche Änderung der Aktivität planetarer Wellen und damit der großräumigen Dynamik der Mesopausenregion. Er wird deshalb nachfolgend als „dynamischer Aktivitätsindex“ für diesen Höhenbereich bezeichnet. Abb. 6.27 zeigt die zeitliche Entwicklung dieses Aktivitätsindex (schwarze Kurve).

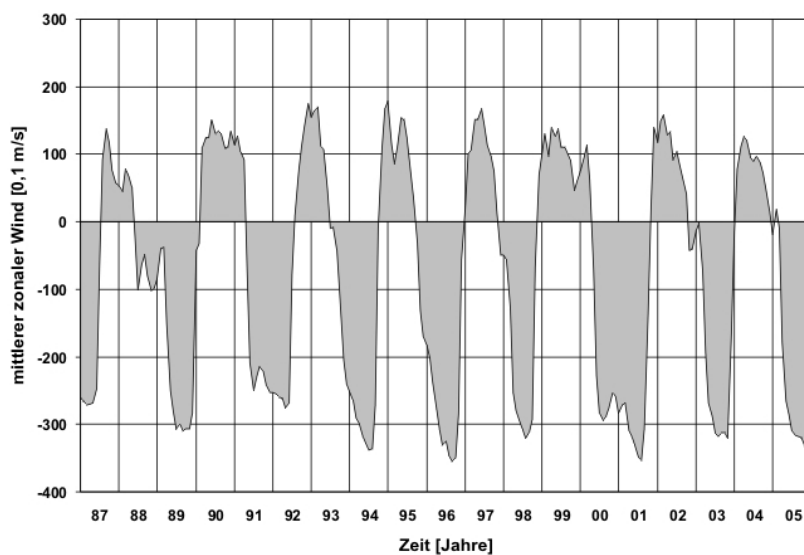
**Tab. 6.2:** Statistisch signifikante Wavelet-Intensitätswerte für die Jahre 1987 bis 2005 in Prozent. Es wurde dabei die Summe der statistisch signifikanten Intensitätswerte eines Jahres von der Summe der Werte des vorangegangenen Jahres abgezogen.

Jahr	1987	1988	1989	1990	1991	1992	1993	1994	1995	1996
%	27,22	19,39	28,04	31,56	28,35	31,31	25,77	46,72	20,48	41,99
Jahr	1997	1998	1999	2000	2001	2002	2003	2004	2005	
%	32,18	37,32	24,72	24,81	21,08	21,87	25,89	18,30	32,66	

Der schwarzen Kurve in Abb. 6.27 ist eine quasi zwei-jährige Schwingung überlagert, die um die Jahre 1994/1995 sehr stark ausgeprägt ist. In einer früheren Arbeit von Bittner et al. (2000) wurde bereits festgestellt, dass eine quasi zwei-jährige Schwingung in der Modulation der Amplitude von Schwingungen innerhalb des typischen Periodenbereichs von planetaren Wellen enthalten ist. Dies bestärkt die Annahme, dass es einen Zusammenhang zwischen der äquatorialen Quasi-Biennalen Oszillation (QBO), die die mittlere zonale Windströmung in der tropischen Stratosphäre von 100 hPa bis 10 hPa über Singapur (1°N, 104°O) beschreibt (siehe Kapitel 2.3), und dem Aktivitätsindex für planetare Wellen in der Mesopausenregion geben könnte. Um dies zu prüfen, wird der beschriebene Aktivitätsindex mit dem mittleren zonalen Wind in den Höhen bei 50 hPa, 30 hPa und 20 hPa verglichen. Abb. 6.28 zeigt als Beispiel den mittleren zonalen Wind für die Höhe bei 30 hPa.



**Abb. 6.27:** Differenzen der aufintegrierten statistisch signifikanten spektralen Wavelet-Intensitäten über ein Jahr und über alle Schwingungen von 3 bis 20 Tagen, dargestellt in Prozent (schwarze Kurve). Die Aktivität planetarer Wellen nimmt von einem Jahr auf das nächste ab, wenn sich der mittlere zonale Wind über Singapur (d.h. die QBO) in den Wintermonaten von einem Ostwind zu einem Westwind umdreht (markiert mit einem „D“ für „Dämpfung“ der Aktivität planetarer Wellen, einzeln für jedes Jahr dargestellt). Gibt es im Winter eine Umkehrung der QBO von einem West- zu einem Ostwind, so wird die Aktivität der planetaren Wellen verstärkt (siehe „S“ für „Stärkung“). Die „?“ stehen für solche Jahre, in denen die Windumkehr nicht eindeutig ist. Siehe hierzu auch Abb. 6.29.

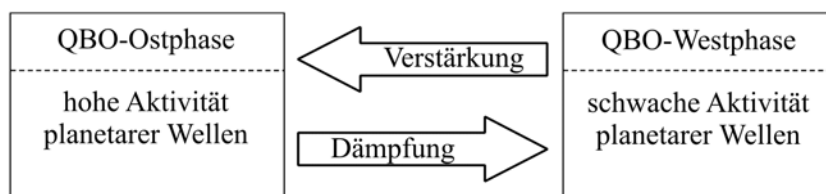


**Abb. 6.28:** Monatlich gemittelte zonale Windströmung über Singapur ( $1^{\circ}\text{N}$ ,  $104^{\circ}\text{O}$ ) bei 30 hPa (=  $\sim 25$  km). Negative Werte stellen Ostwinde (von Osten nach Westen), positive Werte Westwinde dar.

Wie bereits in Kapitel 2.2 beschrieben, hängt die vertikale Ausbreitung von planetaren Wellen in der Atmosphäre sehr stark von der jeweils vorherrschenden Windrichtung des mittleren zonalen Windes in der Stratosphäre ab. So breiten sich die in der Troposphäre erzeugten planetaren Wellen

nur dann weiter nach oben aus, wenn der stratosphärische Jet ein Westwind ist (von Westen nach Osten), und das ist nur im Nordwinter der Fall. Daraus folgt, dass die Aktivität planetarer Wellen in der mittleren Atmosphäre während der Wintermonate stärker ausgeprägt ist als in den Sommermonaten. Aus diesem Grund wird der nachfolgende Vergleich zwischen dem Aktivitätsindex und der QBO auf die Wintermonate beschränkt.

Holton und Tan (1980) stellen fest, dass die Aktivität planetarer Wellen in den Wintermonaten während einer Ostphase der QBO erheblich größer ist als während einer QBO-Westphase. Wenn sich nun die mittlere äquatoriale Windströmung in den Wintermonaten von einem Ostwind zu einem Westwind umkehrt, bedeutet dies, dass die Aktivität planetarer Wellen von einem Jahr auf das nächste abnehmen sollte. In Abb. 6.27 sind diese Fälle mit einem „D“ markiert („D“ steht für „Dämpfung“). Gibt es hingegen eine Windumkehrung von einem West- hin zu einem Ostwind, dann verstärkt sich die Aktivität der planetaren Wellen (in Abb. 6.27, markiert als „S“ für „Stärkung“). Jahre, in denen die Umkehrung der Windrichtung nicht eindeutig ist, sind mit einem „?“ gekennzeichnet. Abb. 6.29 soll diesen Zusammenhang nochmals veranschaulichen. Wie aus Abb. 6.27 erkennbar ist, ist eine Abnahme der Aktivität planetarer Wellen („D“) meistens mit einem relativen Maximum der quasi zwei-jährigen Schwingung des Aktivitätsindex (schwarze Kurve) verbunden, eine Verstärkung („S“) dagegen vorwiegend mit einem Minimum. Dieser Befund legt damit nahe, dass die quasi zwei-jährige Modulation der Aktivität planetarer Wellen wesentlich auf die QBO zurückzuführen ist.



**Abb. 6.29:** Schematische Darstellung des Zusammenhangs zwischen der Windrichtung der QBO und der Stärke der Aktivität planetarer Wellen.

In Abb. 6.27 fällt auf, dass die quasi zwei-jährige Schwingung des Aktivitätsindex in den Jahren 1993 bis 1996 besonders stark ausgeprägt ist. In diesem Zeitintervall liegt auch das Maximum des Magnetfeldes der Sonne (22-jähriger Hale-Zyklus) sowie der Aktivität planetarer Wellen (siehe Abb. 6.19). Bei ausgeprägter Wellenaktivität sollte demnach eine QBO-induzierte Modulation der planetaren Wellen zu relativ hohen Signaturen führen. Die zeitliche Entwicklung der Stärke der zwei-jährigen Modulation im Aktivitätsindex – Maximum um Hale-Maximum, Minimum um Hale-Minimum – wird daher als ein weiterer starker Hinweis auf die in Kapitel 6.3.2 aufgestellte Hypothese angesehen, dass das Magnetfeld der Sonne die Aktivität planetarer Wellen beeinflusst (Höppner und Bittner, 2007).

Wie in Kapitel 2.3 ausgeführt, ist die QBO im Wesentlichen auf äquatoriale und subtropische Breiten beschränkt. Die Beobachtung von QBO-Signalen in den OH\*-Messungen, die mit dem

GRIPS-System in den mittleren Breiten über Wuppertal (51,3°N, 7,2°O) erhoben werden, lassen sich durch folgenden Mechanismus erklären. Wie bereits oben ausgeführt, sind die QBO-Signale in dem beschriebenen Index, der die Aktivität planetarer Wellen beschreibt, zu erkennen. Planetare Wellen sind globale Strukturen, die durch die Hough-Funktionen (siehe Kapitel 2.2) beschrieben werden. Wird diese Funktion an einer bestimmten Breite verändert, so wirkt sich das global aus. Demzufolge übertragen planetare Wellen die QBO-Signale global, was wiederum dazu führt, dass mit dem GRIPS-System die QBO-Phase vermessen werden kann.

## **6.4 Kleinskalige Dynamik in der Mesopausenregion**

### **6.4.1 Schwerewellen**

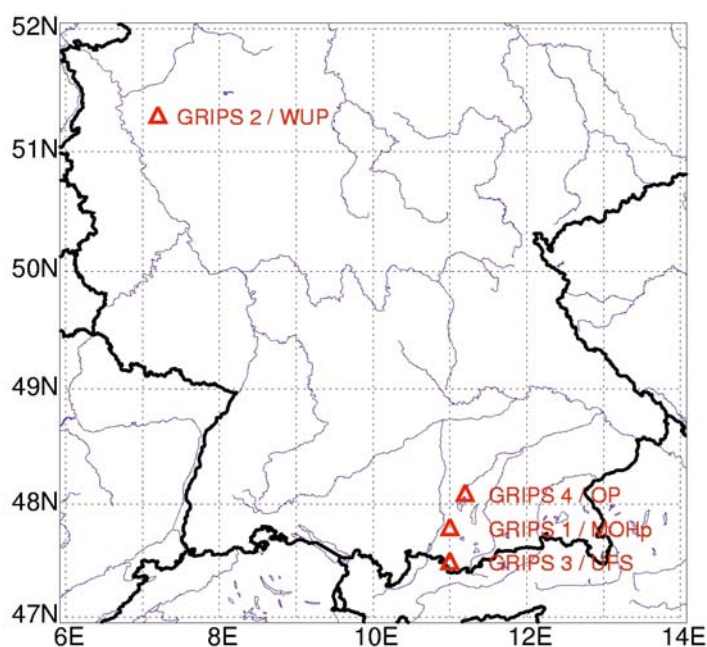
Schwerewellen beschreiben im Verhältnis zu den planetaren Wellen die kleinskalige Dynamik in der Atmosphäre. Wie in Kapitel 2.2 bereits ausgeführt, liegen ihre Periodendauern typischerweise zwischen etwa fünf Minuten und einigen Stunden; die horizontalen Wellenlängen liegen zwischen ca. zehn und einigen tausend Kilometern. Schwerewellen entstehen meistens in der Troposphäre und können sich unter bestimmten Bedingungen bis in die obere Atmosphäre ausbreiten, wo sie dann zum Beispiel im Airglow in der Mesopausenregion beobachtet werden können. Bekannte Anregungsquellen stellen – neben vielen anderen – insbesondere orographische Strukturen wie etwa ausgedehnte Gebirgszüge oder auch Konvektionsgebiete dar. Die physikalischen Grundlagen bezüglich Schwerewellen wie auch ihre Wichtigkeit für die Klimaforschung sind in Kapitel 2.2 ausführlich beschrieben. Es soll an dieser Stelle jedoch nochmals betont werden, dass Schwerewellen einen direkten Einfluss auf die globale Zirkulation und die thermische Struktur in der mittleren Atmosphäre haben und damit wesentlich zur Durchmischung dieser Höhen beitragen. Sie vermitteln die Kopplung zwischen verschiedenen Höhenbereichen der Atmosphäre. Aufgrund ihrer Kleinskaligkeit können Schwerewellen in den meisten Fällen in Klimamodellen jedoch noch nicht ausreichend aufgelöst werden, daher werden sie in den Modellen derzeit mit Parametrisierungen beschrieben. Um eine möglichst realistische Modellierung der großräumigen Zirkulationssysteme zu ermöglichen, ist die Kenntnis der Strukturfunktionen der Schwerewellen sowie ihre Quell- und Senkenstärken in Raum und Zeit – und zwar global – erforderlich. Messungen von Schwerewellen sind daher unabdingbar.

Das in Kapitel 3.3 vorgestellte Messsystem GRIPS ist in der Lage, über die OH\*-Temperaturmessung in der Mesopausenregion atmosphärische Schwerewellen zu detektieren. Nachfolgend werden zwei Fallstudien präsentiert. Bei der ersten Studie dienen die Alpen als Quelle für Schwerewellen, in der zweiten Studie wird ein ausgedehntes Konvektionsgebiet über dem Nordatlantik als Quelle angesehen.

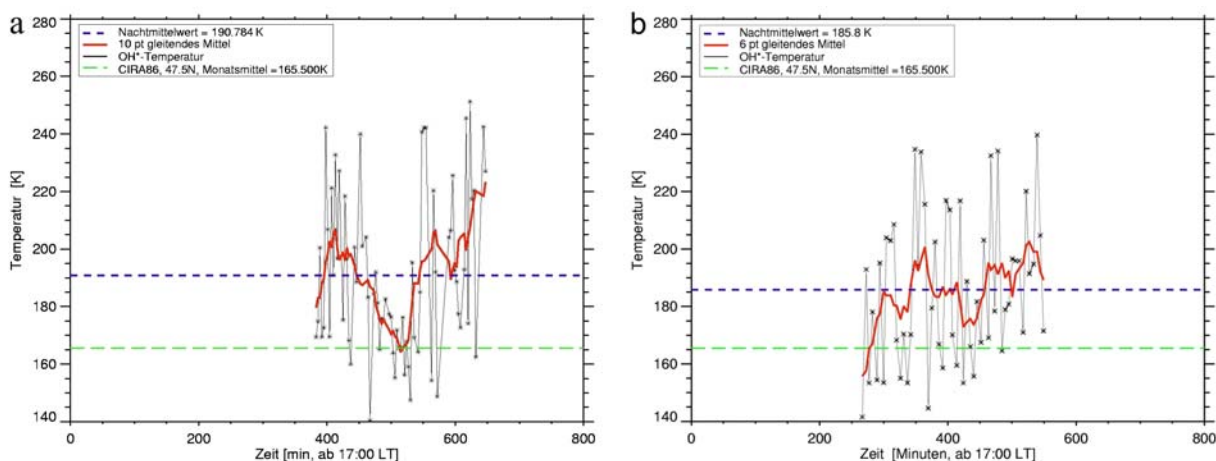
### Schwerewellen im Voralpenland

Zur Analyse von Schwerewellen im Voralpenland werden die in der Umweltforschungsstation Schneefernerhaus (47,5°N, 11,0°O) mit dem Messinstrument GRIPS 3 gewonnenen Messungen in Synergie mit zeitgleichen Messungen von GRIPS 1, stationiert am Meteorologischen Observatorium Hohenpeißenberg (47,8°N, 11,0°O), verwendet. Abb. 6.30 zeigt eine Landkarte mit den derzeitigen Standorten der vier GRIPS-Systeme in Deutschland. Ein Vergleich von GRIPS 3 Messungen mit Messungen von GRIPS 1 für die Nacht zum 28. Juni 2005 ist in Abb. 6.31 dargestellt. Der Temperaturnachtmittelwert (blaue gestrichelte Linie), wie er aus den GRIPS 3 Messungen berechnet wurde, beträgt 190,8 K, der Nachtmittelwert von GRIPS 1 liegt bei 185,8 K. Die Atmosphäre ist sehr variabel, insbesondere in diesem kleinskaligen Bereich, so dass das Vermessen unterschiedlicher zeitlicher Bereiche durch kleinräumige Strukturen beeinflusst ist und sich dadurch geringfügige Unterschiede in den Mittelwerten ergeben können.

Bei der Betrachtung der zeitlich hoch aufgelösten Temperaturen (Abb. 6.31, schwarze Kurven) wird der oben erwähnte Einfluss von kleinskaligen Wellenstrukturen auf die gemessenen OH\*-Temperaturen besonders deutlich. Die einzelnen Temperaturwerte können bis zu 60-80 K von einem Wert zum nächsten schwanken. Es wird vermutet, dass diese enormen Schwankungen von einem Temperaturwert zum nächsten innerhalb weniger Minuten (zeitliche Auflösung von GRIPS 3 beträgt ca. 3 Minuten, von GRIPS 1 ca. 4,5 Minuten) unter anderem Infrarotschallsignaturen darstellen (siehe hierzu Kapitel 6.4.2).

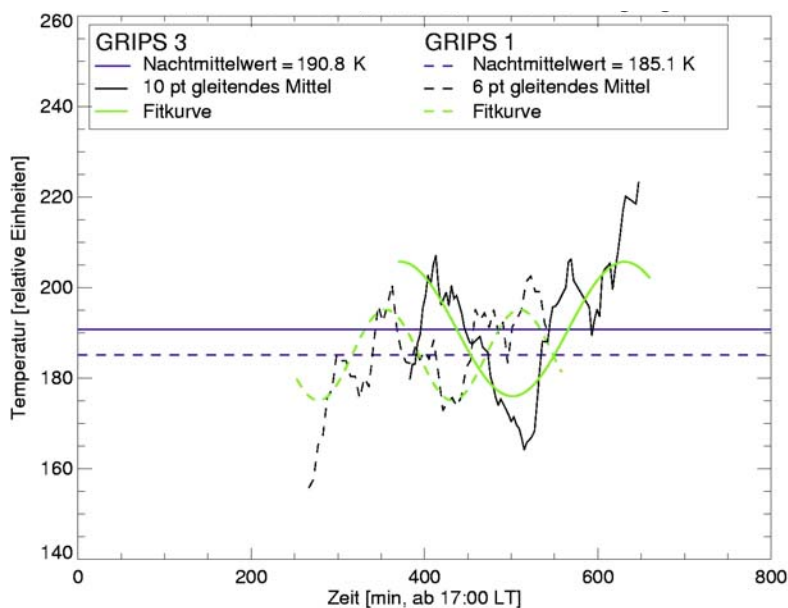


**Abb. 6.30:** Gegenwärtige Standorte der GRIPS-Systeme: GRIPS 1 am Hohenpeißenberg (MOHp; 47,8°N, 11,0°O), GRIPS 2 in Wuppertal (WUP; 51,3°N, 7,2°O), GRIPS 3 im Schneefernerhaus (UFS; 47,5°N, 11,0°O) und GRIPS 4 in Oberpfaffenhofen (OP; 48,1°N, 11,2°O).



**Abb. 6.31:** (a) OH\*-Temperaturen in 87 km Höhe, gemessen mit GRIPS 3 im Schneefernerhaus (47,5°N, 11,0°O) während der Nacht zum 28.06.2005 (schwarze Linie). Die rote Kurve stellt ein gleitendes Mittel über 30 Minuten dar. Die blaue gestrichelte Linie zeigt den Nachtmittelwert. Der klimatologische Mittelwert für den Monat Juni von 165,5 K (grüne gestrichelte Linie; aus CIRA-86) dient zur Orientierung. (b) wie (a), gemessen wurde hier jedoch mit GRIPS 1 am Hohenpeißenberg (47,8°N, 11,0°O).

Der übergeordnete Verlauf der beiden Temperaturkurven – hier jeweils als ein gleitendes Mittel über 30 Minuten dargestellt (rote Kurven in Abb. 6.31a und Abb. 6.31b) – ist jedoch ähnlich. Das kann auf die Erfassung derselben Schwerewellensignaturen in der Atmosphäre zurückgeführt werden. Um diese Wellenstrukturen auf ihre spektralen Eigenschaften hin zu untersuchen, wurde das Spektralanalyseverfahren der Harmonischen Analyse auf die geglätteten Daten angewandt. Das Ergebnis der Spektralanalyse ist in Abb. 6.32 dargestellt.



**Abb. 6.32:** Fitkurven (grüne Linien) der gleitenden Mittel der OH\*-Temperaturen (schwarze Linien), wie sie mit GRIPS 3 im Schneefernerhaus und GRIPS 1 am Hohenpeißenberg während der Nacht zum 28.06.2005 gemessen wurden – berechnet mit der Harmonischen Analyse. Die durchgezogenen Linien zeigen die GRIPS 3 Messungen (Schneefernerhaus), die gestrichelten die GRIPS 1 Messungen (Hohenpeißenberg).



Die Periodendauern der beiden Fitkurven der gleitenden Mittel der OH\*-Messungen (grüne Kurven in Abb. 6.32) von etwa 150-200 Minuten liegen im Bereich von typischen Periodendauern von Schwerewellen. Die beiden Fitkurven sind in ihrer Amplitude und Phase jedoch unterschiedlich. Es ist anzunehmen, dass die gemessenen Schwerewellen am Gebirgskamm der Alpen erzeugt wurden. Die Annahme wird mit der Betrachtung der Amplituden und Phasen der beiden Fitkurven begründet. So ist die Amplitude der Fitkurve des GRIPS 3 Instrumentes größer als die des GRIPS 1. Das bedeutet, dass die erfassten Schwerewellen direkt an der Zugspitze, also mitten im Gebirge, ausgeprägter sind als im Voralpenland auf dem Hohenpeißenberg. Beim Zurücklegen der ca. 80 Kilometer (Entfernung der beiden Gesichtsfelder in 87 km Höhe) werden die Wellen abgeschwächt, schon allein durch die Strecke, die sie in der Atmosphäre zurücklegen. Darüber hinaus zeigen die berechneten Phasen der beiden Fitkurven einen Phasenversatz. Dieser zeitliche Versatz von einigen zehn Minuten weist zusätzlich auf die horizontale Fortbewegung der mit den GRIPS-Systemen erfassten Schwerewellen in der mittleren Atmosphäre hin. Eine grobe Abschätzung ergibt, dass die Ausbreitungsgeschwindigkeit der gemessenen Schwerewellen ca. 50 km/h betrug. Die Wellen brauchten damit bezogen auf die Mesopausenregion etwa 100 Minuten von der Zugspitze zum Hohenpeißenberg, wobei hier von einer Ausbreitungsrichtung der Schwerewelle von Süden nach Norden ausgegangen wird. Die horizontale Wellenlänge kann damit grob zu ca. 150 km abgeschätzt werden.

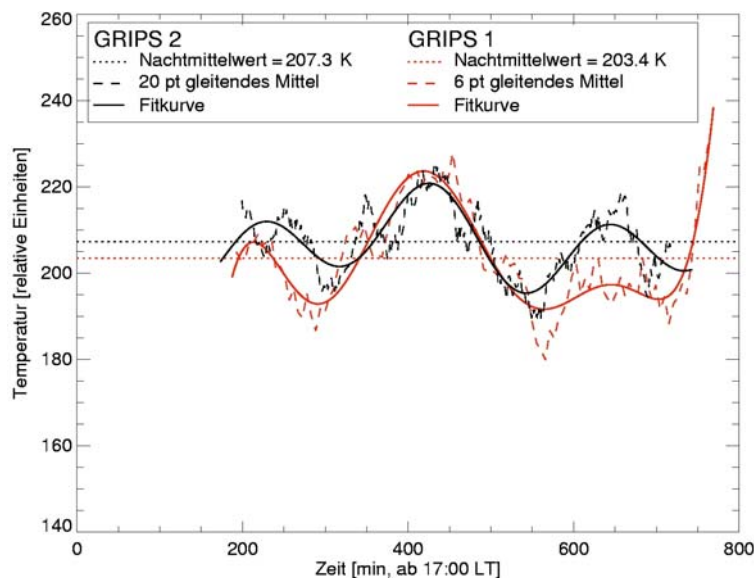
Dieser exemplarische Vergleich von in der Umweltforschungsstation Schneefernerhaus gewonnenen GRIPS 3 Messungen mit Messungen von GRIPS 1 am Hohenpeißenberg zeigt, dass die GRIPS-Systeme gut geeignet sind, um die Strukturfunktionen von Schwerewellen (Wellenlänge, Amplitude und Phase) untersuchen und damit Aussagen über die horizontale Ausbreitung dieser Wellen treffen zu können.

Bestätigt wird dies durch den in Abb. 6.33 gezeigten Vergleich von GRIPS 1 Daten vom Hohenpeißenberg (47,8°N, 11,0°O) mit GRIPS 2 Daten von Wuppertal (51,3°N, 7,2°O), wie sie während der Nacht zum 18. September 2004 aufgezeichnet wurden. Die beiden mit der Harmonischen Analyse berechneten Fitkurven (durchgezogene Linien) zeigen ähnliche Amplituden. Eine Phasenverschiebung ist nicht festzustellen. Damit liegt die Vermutung nahe, dass in dieser Region die Wellenfront der beobachteten Schwerewelle in dieser Nacht in Nordost-Südwest-Richtung ausgerichtet war. Die bodennahe Druckverteilung derselben Nacht zeigt in dieser Region zwischen den beiden Messstationen tatsächlich Isobaren, die eine solche Nordost-Südwest-Richtung aufweisen (Abb. 6.34).

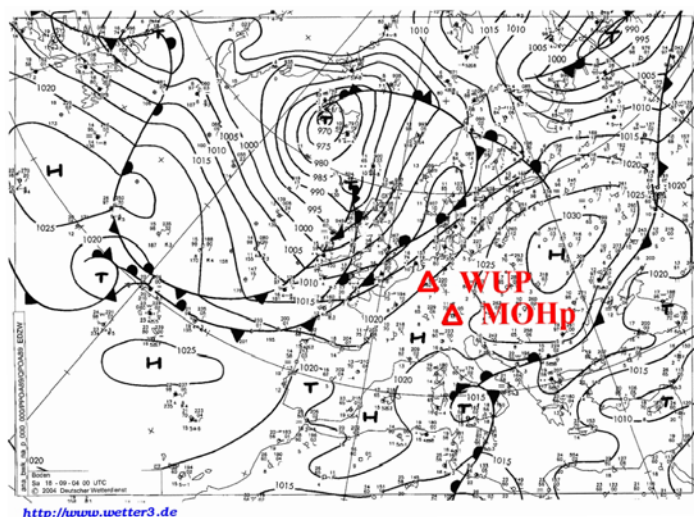
Zu einer eindeutigen Ausbreitungscharakterisierung von Schwerewellen wird jedoch noch eine dritte Messstation benötigt. Erst dann kann der Richtungsvektor einer Wellenfront eindeutig bestimmt werden. Mit dem GRIPS 4 Instrument, das derzeit in Oberpfaffenhofen (48,1°N, 11,2°O) stationiert ist, ist dies möglich. Eine entsprechende zeitgleiche Messung mit den drei bzw. vier GRIPS-Systemen konnte jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr durchgeführt werden. Eine weitere Möglichkeit zur Bestimmung der Ausbreitungscharakteristika ist der Einsatz eines ‚All-sky OH\*-Imagers‘ an einer oder besser mehreren der existierenden Messstationen, der bzw. die zeit-



gleich mit den GRIPS-Messungen Momentaufnahmen der gesamten Hemisphäre in hoher zeitlicher Auflösung in demselben Wellenlängenbereich macht bzw. machen.



**Abb. 6.33:** Fitkurven (durchgezogene Linien) der gleitenden Mittel der OH\*-Temperaturen (gestrichelte Linien, jeweils über 30 Minuten gemittelt), wie sie mit GRIPS 2 in Wuppertal (schwarz) und GRIPS 1 am Hohenpeißenberg (rot) während der Nacht zum 18.09.2004 gemessen wurden. Die Fitkurven wurden mit der Harmonischen Analyse berechnet. Die gepunktete Linie stellt jeweils den Temperatur-Nachtmittelwert dar.



**Abb. 6.34:** Bodennahe Druckverteilung über Europa und dem Nordatlantik am 18.09.2004 um 00:00 UTC. Eingezeichnet sind die Messstationen Hohenpeißenberg (MOHp; 47,8°N, 11,0°O) und Wuppertal (WUP; 51,3°N, 7,2°O). (Quelle: <http://www.wetter3.de>).

### *Ein Konvektionsgebiet als Quelle für Schwerewellen*

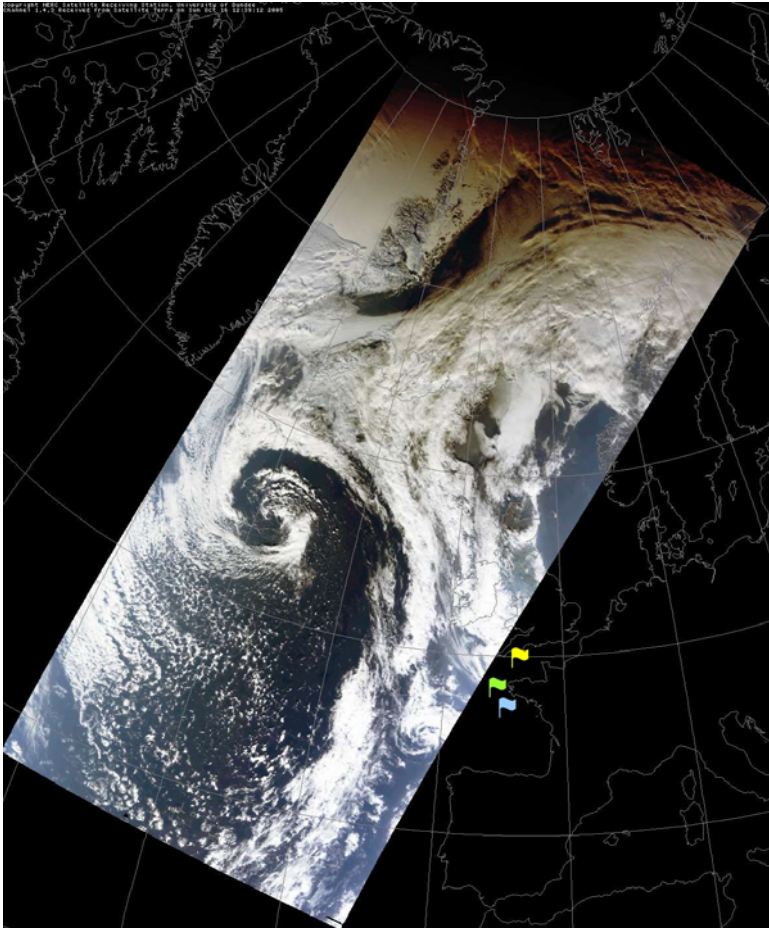
Wie bereits in Kapitel 4 beschrieben, konnten während der Messkampagne im Oktober/November 2005 mit dem mobilen GRIPS 4 Instrument tägliche OH\*-Messungen von Bord des Forschungsschiffes „Polarstern“ während der Expedition ANT XXIII/1 von Bremerhaven (53,6°N, 8,6°O) nach Kapstadt (34,0°S, 18,5°O) erhoben werden. Eine Skizze der Fahrtroute dieser Expedition ist in Abb. 4.3 dargestellt. Nachfolgend wird über ein Schwerewellenereignis berichtet, das im Golf von Biskaya um den 15./16. Oktober 2005 stattfand. Als Anregungsquelle für die beobachteten

Schwerewellen konnte ein ausgedehntes Konvektionsgebiet südwestlich von Island identifiziert werden. Es wurde bereits in einigen Fallstudien gezeigt, dass troposphärische Konvektion für die Entstehung von Schwerewellen verantwortlich sein kann (z.B. Medeiros et al., 2005; Pautet et al., 2005; Taylor et al., 1995; Taylor und Hapgood, 1988). Modellrechnungen bestätigen dies (z.B. Holton und Alexander, 1999).

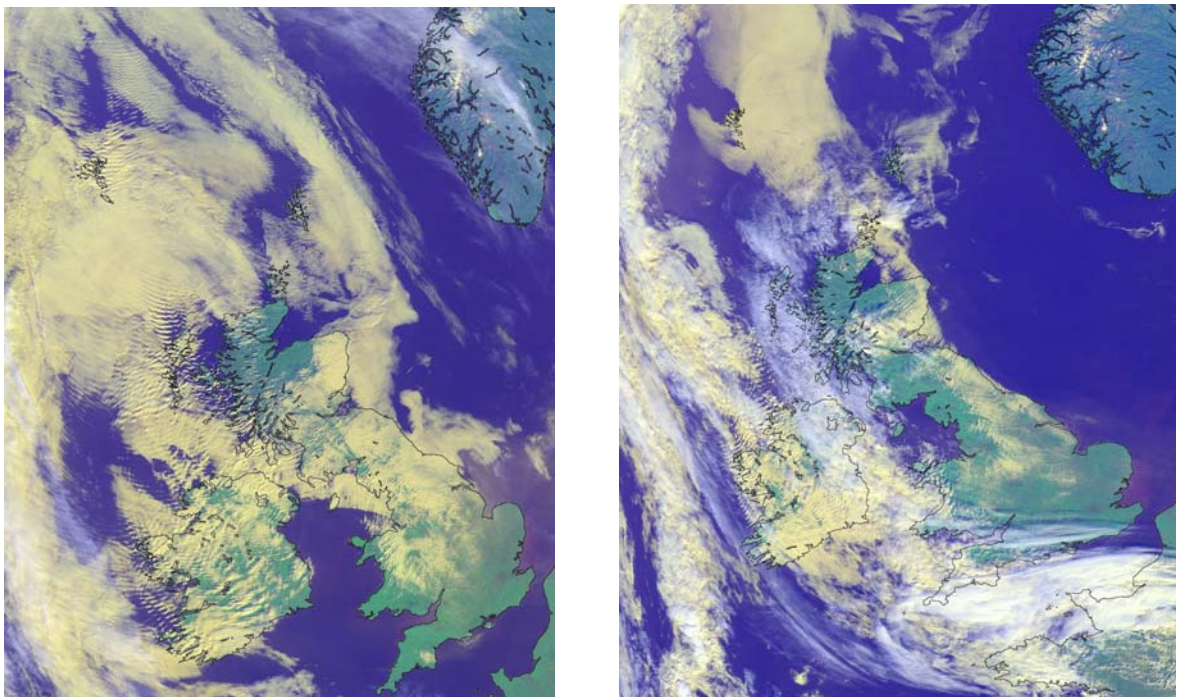


**Abb. 6.35:** Schwerewellenmuster in Wasserdampf Wolken in der unteren Troposphäre, sichtbar als Rippenmuster. Das Foto wurde von Bord der „Polarstern“ im Golf von Biskaya am 16.10.2005 um ca. 16:00 UTC in Blickrichtung 280° aufgenommen.

Abb. 6.36 zeigt die meteorologische Situation, wie sie sich am 16. Oktober 2005 um 12:39 UTC darstellte, aufgezeichnet von dem Sensor MODIS auf dem amerikanischen NASA-Satelliten Terra. Es ist ein ausgedehntes Tiefdruckgebiet südwestlich von Island zu erkennen, das über einige Tage in dieser Region verweilte, wie die bodennahen Druckkarten des deutschen Wetterdienstes belegen (siehe hierzu <http://www.wetter3.de>). Es ist bekannt, dass Konvektionsgebiete durch vertikale Aufwärtsströmungen Schwerewellen erzeugen können (z.B. Taylor et al., 1995; Pierce und Coroniti, 1966). Dieser Entstehungsprozess dauert im besten Fall kontinuierlich über die gesamte Lebensdauer des Druckgebietes an. Die Wellen können sich über einige Tausend Kilometer horizontal ausbreiten. Wie bereits in Kapitel 2.2 ausgeführt, können Schwerewellen in Wasserdampf Wolken in der unteren Troposphäre in Form von Rippen beobachtet werden. Dies zeigte sich eindrucksvoll in den Tagen vom 15. und 16. Oktober 2005 z.B. über Großbritannien und Irland (Abb. 6.37). Am Nachmittag des 16. Oktober 2005 konnten auch von Bord der „Polarstern“ Schwerewellen in den Wolken beobachtet werden (Abb. 6.35). Das Forschungsschiff hielt sich zu dieser Zeit im Golf von Biskaya auf (siehe blaue Fahne in Abb. 6.36) und war zu diesem Zeitpunkt etwa 1650 km vom Zentrum des oben genannten Druckgebietes entfernt.



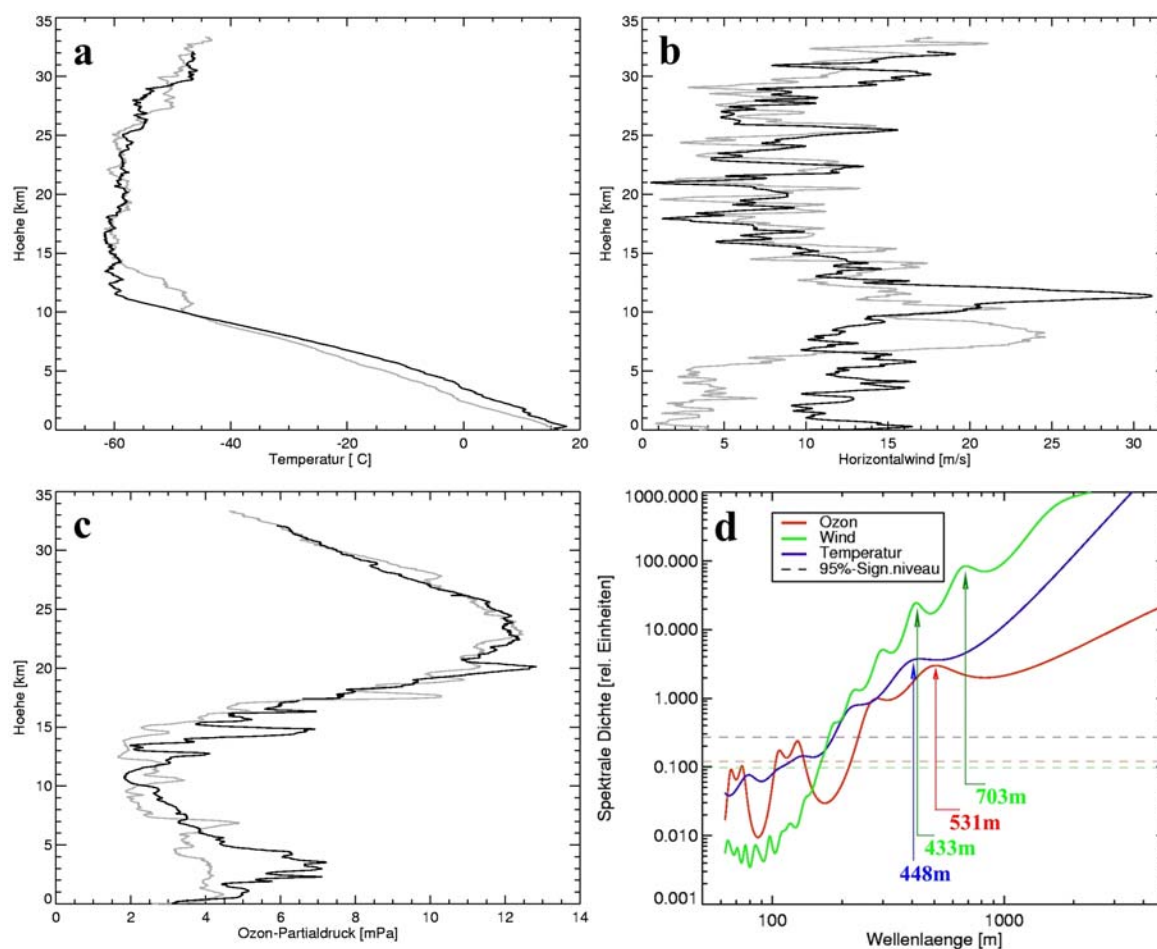
**Abb. 6.36:** Quicklook-Bild, aufgenommen mit Terra-MODIS am 16.10.2005, 12:39 UTC (RGB 1,4,3 Komposit; Quelle: NERC Satellite Receiving Station, University of Dundee; <http://www.sat.dundee.ac.uk/>). Die Fahnen markieren die Positionen der „Polarstern“: Die gelbe Fahne zeigt die Position zu Beginn der OH\*-Messung am 15.10.2005 um 18:45 UTC, die grüne Fahne markiert das Ende der Messung am 16.10.2005 um 05:24 UTC. Die blaue Fahne stellt die Position zum Zeitpunkt der photographischen Aufnahme am 16.10.2005 um 16:00 UTC dar (siehe Abb. 6.35). Die Entfernung zwischen dem Zentrum des Tiefdruckgebietes und der „Polarstern“ beträgt je nach ihrer Position etwa 1500 bis etwa 1650 km.



**Abb. 6.37:** Schwerewellen über Großbritannien und Irland, aufgenommen von dem Sensor AVHRR auf NOAA-17 am 15.10.2005 um 11:41 UTC (links) bzw. am 16.10.2005 um 11:18 UTC (rechts) (Quelle: <http://wdc.dlr.de/apollo/archiv/>).



Schwerewellen bewegen sich nicht nur horizontal fort, sondern können sich unter bestimmten Bedingungen auch vertikal in der Atmosphäre ausbreiten (siehe Kapitel 2.2), so dass sie in vielen Höhenschichten und meteorologischen Parametern sichtbar sein sollten. Die Betrachtung anderer Datensätze, die von Bord der „Polarstern“ um diese Zeit erhoben wurden, bestätigt dies. Tägliche Radio- und Ozonsondenaufstiege von Bord des Schiffes lieferten zeitlich hoch aufgelöste Wind-, Temperatur- und Ozonprofile.

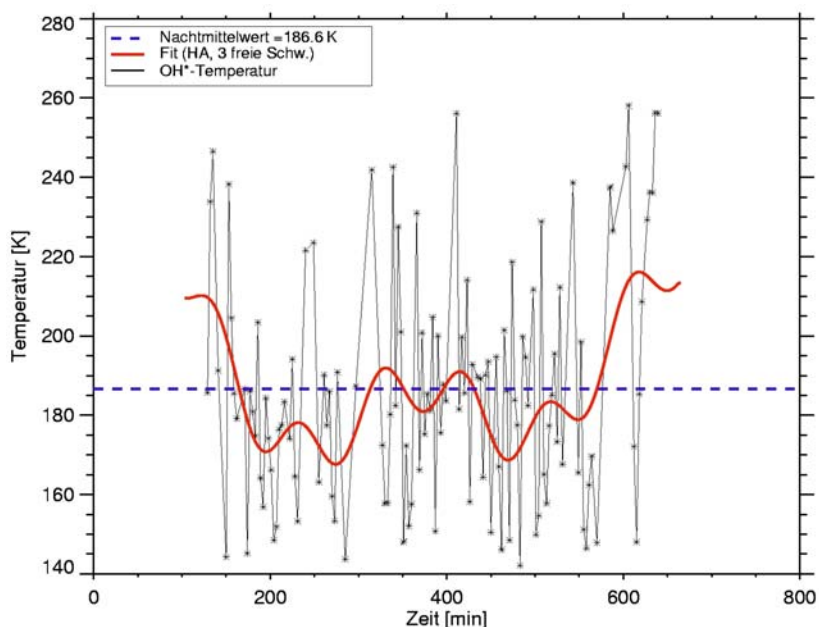


**Abb. 6.38:** (a) Temperaturprofile, gemessen von Radiosonden, die von Bord der „Polarstern“ (ANT XXIII/1) gestartet wurden. Schwarze Linie: Start der Sonde am 15.10.2005 um 11:33 UTC bei 49,8°N/3,6°W, graue Linie: Start der Sonde am 16.10.2005 um 11:17 UTC bei 47,0°N/5,5°W. (b) Windprofile, gemessen von denselben Radiosonden. (c) Ozonprofile, gemessen von Ozonsonden, die zusammen mit den oben genannten Radiosonden gestartet wurden. (Daten: RV „Polarstern“, AWI). (d) Maximum Entropie Powerspektren des Temperaturprofils (blaue dicke Linie), des Windprofils (grüne dicke Linie) sowie des Ozonprofils (rote dicke Linie), jeweils vom 15.10.2005. Die gestrichelten Linien definieren jeweils das 95%-Signifikanzniveau. Alle drei Kurven zeigen signifikante spektrale Komponenten zwischen 400m und 700m.

In Abb. 6.38a sind die Temperaturprofile von 0 bis etwa 35 km für den 15. Oktober (schwarze Linie) und 16. Oktober 2005 (graue Linie) dargestellt. Die spektrale Analyse des Temperaturprofils vom 15. Oktober – verwendet wurde hierfür die Maximum Entropie Methode – ergibt eine spektrale Komponente von etwa 448 m (Abb. 6.38d, blau). Gleichzeitig mit dem Temperaturprofil wird

von derselben Radiosonde auch das Profil des Horizontalwindes gemessen. Die in Abb. 6.38b dargestellten Windprofile zeigen ebenfalls die erwarteten vertikalen Wellenstrukturen der Schwerewelle. In dem Windprofil vom 15. Oktober 2005 sind spektrale Komponenten von etwa 433 m und etwa 703 m enthalten (Abb. 6.38d, grün). Auch in dem in Abb. 6.38c gezeigten Ozonprofil desselben Tages, das von einer zusammen mit der Radiosonde gestarteten Ozonsonde gemessen wurde, ist eine spektrale Komponente von etwa 531 m zu finden (Abb. 6.38d, rot). Alle drei Profile weisen folglich spektrale Komponenten zwischen 400 m und 700 m auf, was im vertikalen Wellenlängenbereich von Schwerewellen liegt. Dieses Ergebnis lässt die Vermutung zu, dass es sich hierbei um Schwerewellen handeln könnte, die sich von der Troposphäre vertikal in größere Höhen ausbreiten.

Wie in Kapitel 2.2 dargestellt, können sich Schwerewellen nur im Winter von der Troposphäre in die obere Atmosphäre ausbreiten. Die Windumkehr des stratosphärischen Jets erfolgt jedes Jahr zweimal, einmal im Frühjahr und einmal im Herbst. Da das hier beschriebene Schwerewellenereignis Mitte Oktober stattfand, können Wellen also tatsächlich bis in die oberen Atmosphärenschichten gelangen. Demnach sollten die Schwerewellensignaturen auch in der Mesopausenregion auftreten. Die OH\*-Temperaturen in 87 km Höhe, wie sie in der Nacht vom 15. zum 16. Oktober 2005 mit GRIPS 4 von Bord der „Polarstern“ gemessen wurden, zeigen tatsächlich Schwingungen im Frequenzbereich von Schwerewellen (siehe Abb. 6.39). Die Fitkurve, die mithilfe der Harmonischen Analyse durch eine Anpassung von drei freien Schwingungen an die Originalwerte erzeugt werden kann, weist Periodendauern von etwa 411, 354 bzw. 93 Minuten auf.



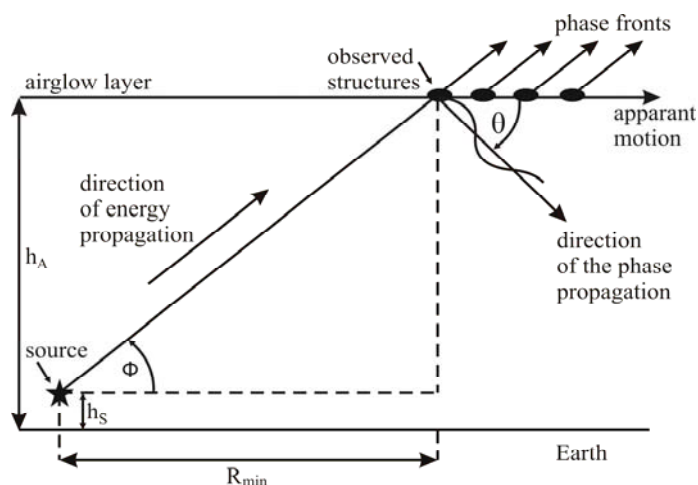
**Abb. 6.39:** OH\*-Temperaturen, gemessen von GRIPS 4 während ANT XXIII/1 in der Nacht vom 15.10. zum 16.10.2005 (schwarze Linie). Die rote Linie stellt einen harmonischen Fit (berechnet mit der Harmonischen Analyse) dar. Die gestrichelte blaue Linie zeigt den Temperatur-Nachtmittelwert.

Mithilfe der ermittelten Periodendauer der Schwerewelle kann nach Taylor et al. (1995) die minimale horizontale Entfernung  $R_{min}$  der Schwerewellenquelle zum Messbereich in der OH\*-Schicht wie folgt bestimmt werden:

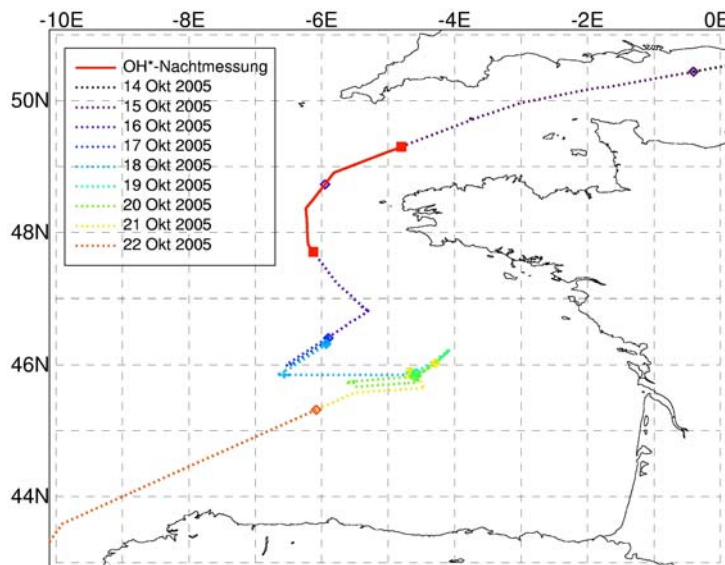
$$R_{min} = (h_A - h_S) \sqrt{\frac{\tau^2}{N^2} - 1} \quad (\text{Gl. 6.6})$$

mit  $R_{min}$  = minimale horizontale Entfernung  
 $h_A$  = Höhe der Airglow-Schicht  
 $h_S$  = Höhe der Schwerewellenquelle  
 $N^2$  = Brunt-Vaisala-Frequenz  
 $\tau$  = Periodendauer der Schwerewelle

Die entsprechende Geometrie für eine Schwerewellenquelle, die sich in der Troposphäre befindet, ist in Abb. 6.40 gezeigt. In der vorliegenden Studie ergibt sich damit unter den Annahmen  $N = 5,5 \pm 0,5$  min (aus Taylor und Hapgood, 1988),  $\tau = 93$  min,  $h_A = 87$  km und  $h_S = 3$  km eine minimale horizontale Entfernung  $R_{min} = 1418$  km. Die tatsächliche Entfernung der „Polarstern“ vom Zentrum des oben beschriebenen Tiefdruckgebietes betrug zu Beginn der OH\*-Messung etwa 1560 km. Im Laufe der Nachtmessung bewegte sich das Schiff aus dem Ärmelkanal hinaus in die nördliche Biskaya (siehe Abb. 6.41), wo es am Ende der Messung etwa 1580 km vom Zentrum des Tiefdruckgebiets entfernt war. Folglich unterstützt diese Abschätzung die Vermutung, dass die Quelle der in der OH\*-Schicht beobachteten Schwerewelle unterhalb der Emissionsschicht liegt und damit das besagte Tiefdruckgebiet als Anregungsquelle für die beobachteten Schwerewellen in Frage kommt.



**Abb. 6.40:** Schematische Darstellung einer punktförmigen Schwerewellenquelle in der Troposphäre, die wellenförmige Strukturen in der Airglow-Schicht erzeugen können. Für eine reine Schwerewelle gilt  $\theta + \Phi = 90^\circ$  (nach Taylor und Hapgood, 1988).



**Abb. 6.41:** Ausschnitt des Kurses des Forschungsschiffes „Polarstern“ (Expedition ANT XXIII/1) vom 14.10.2005 bis zum 22.10.2005 (Daten: RV „Polarstern“, AWI). Die verschieden farbigen gepunkteten Linien beschreiben den Kurs je eines Tages, die entsprechenden Rauten markieren den Beginn des jeweiligen Tages. Die durchgezogene rote Linie stellt die zurückgelegte Strecke während der nächtlichen OH\*-Messung vom 15.10. auf den 16.10.2005 dar.

Neben der oben beschriebenen Ableitung der vertikalen Wellenlänge  $\lambda_z$  der beobachteten Schwerkelle aus den Radio- bzw. Ozonsonden, kann diese auch wie folgt abgeschätzt werden:

$$\frac{\omega^2}{N^2} = \frac{\lambda_z^2}{\lambda_x^2} \quad \text{bzw.} \quad \lambda_z = \sqrt{\frac{\omega^2}{N^2} \cdot \lambda_x^2} \quad \text{Gl. 6.7}$$

mit  $\omega$  = Kreisfrequenz mit  $\omega = 2\pi \cdot \nu$ , wobei  $\nu = 1/\tau$  ( $\nu$  ist die Frequenz,  $\tau$  die Periodendauer der Welle)  
 $\lambda_x$  = horizontale Wellenlänge  
 $N^2$  = Brunt-Vaisala Frequenz

Die Brunt-Vaisala Frequenz  $N^2$  ist dabei definiert durch:

$$N^2 = -\frac{g^2}{c_s^2} + \frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0}{\partial z} \quad \text{Gl. 6.8}$$

Darin bedeuten:

- $g$  die Schwerebeschleunigung mit  $g = 9,81 \text{ m/s}^2$
- $c_s$  die Schallgeschwindigkeit mit  $c_s = \sqrt{c_p/c_v \cdot R \cdot T_0}$ , wobei  $c_p/c_v = 1,4$  für Luft, die individuelle Gaskonstante  $R = 287 \text{ J/kg}\cdot\text{K}$  und  $T_0$  = Temperatur in einer bestimmten Höhe (hier: 87 km)
- $\rho_0$  die Luftdichte in einer bestimmten Höhe (hier: bei 87 km)
- $\frac{\partial \rho_0}{\partial z}$  der Dichtegradient.

Für eine Temperatur  $T_0 = 186,6 \text{ K}$  (OH\*-Temperatur-Nachtmittelwert für den 15./16. Oktober 2005), einer Luftdichte  $\rho_0 = 2,94 \cdot 10^{-3} \text{ mb}$  (Luftdichte in 87 km Höhe; aus CIRA-86) und einem Dichtegradienten  $\partial \rho_0 / \partial z = 5 \cdot 10^{-7} \text{ mb/m}$  (Dichtegradient bei 87 km Höhe) ergibt sich eine Brunt-Vaisala Frequenz  $N^2 = 3,85 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-2}$ . Die für die Abschätzung der vertikalen Wellenlänge  $\lambda_z$  benötig-

te horizontale Wellenlänge  $\lambda_x$  der Schwerewelle wird aus dem in Abb. 6.37 (linkes Bild) gezeigten AVHRR-Komposit geschätzt; sie beträgt etwa 11 km. Damit kann die vertikale Wellenlänge abgeschätzt werden mit  $\lambda_z = 602$  m. Aus der spektralen Betrachtung des gemessenen Temperatur-, Wind- bzw. Ozonprofils ergeben sich, wie oben gezeigt, vertikale Komponenten in derselben Größenordnung zwischen etwa 400 und 700 m (siehe Abb. 6.38d).

Anhand dieser Fallstudie konnte folglich gezeigt werden, dass allein durch die Kombination von Satellitenbildern und GRIPS-Messungen die vertikale Wellenlänge von Schwerewellen in guter Näherung abgeschätzt werden kann. Der Vergleich mit den Vertikalprofilen der Temperatur, des Windes und des Ozons bestätigt dies.

Wie in den Temperatur-, Wind- und Ozonprofilen zu erkennen ist, gibt es eine Vielzahl von sich überlagernden Schwerewellen mit unterschiedlichen vertikalen Wellenlängen (siehe Abb. 6.38d). Aus dem Spektrum der in den unteren Höenschichten angeregten Schwerewellen dringen jedoch nur jene bis zur oberen Mesosphäre vor, die nicht auf dem Weg dorthin absorbiert oder reflektiert werden. Über die vorgestellte Analyse ist es prinzipiell möglich, über die Bestimmung der vertikalen Wellenlänge jene Schwerewellen herauszufiltern, die die Mesopausenregion erreichen. Das wiederum bedeutet, dass mithilfe dieses Verfahrens zusätzlich der Energieübertrag von den reflektierten bzw. absorbierten Wellen in die Atmosphäre – zwischen der Anregungsquelle und der Mesopausenregion – abgeschätzt werden kann.

Übertragen auf das bereits beschriebene GRIPS-Messnetz im Alpenraum bedeutet dies, dass mithilfe der operationell im WDC-RSAT zur Verfügung stehenden Satellitenbilder eine permanente Untersuchung der Charakteristika der durch die Alpen angeregten Schwerewellen möglich ist. Mehrere GRIPS-Systeme erlauben hierbei eine zusätzliche Abschätzung der Ausbreitungsgeschwindigkeit und Ausbreitungsrichtung der Wellen. Eine Erweiterung des Messnetzes durch einen oder mehrere ‚All-sky OH\*-Imager‘ würde zusätzlich Informationen über die horizontale Wellenlänge, darüber hinaus aber auch über die Ausbreitungscharakteristika liefern. Durch diese Redundanz wäre eine bestmögliche Ableitung der notwendigen Informationen erreicht. Für eine ständige Überprüfung der Analysen eignen sich – wie oben gezeigt – die Vertikalprofile von Temperatur, Wind und Ozon bis etwa 30-35 km Höhe abgeleitet aus Radio- und Ozonsonden. Am Meteorologischen Observatorium Hohenpeißenberg werden regelmäßig Radio- und Ozonsonden gestartet, die diese Datensätze liefern. Eine eigene Radiosonden-Startplattform in der Umweltforschungsstation Schneefernerhaus könnte das Messnetz ergänzen. So wäre eine Ableitung der vertikalen Wellenlängen über der Quelle einerseits und in einiger Entfernung davon andererseits möglich, was wiederum zu noch belastbareren Ergebnissen führen würde. Darüber hinaus könnten leistungsstarke Lidar-Systeme zusätzlich Temperaturprofile von 0 bis ca. 50 km bzw. sogar bis ca. 85 km Höhe liefern. Derzeit existiert ein Lidar-Instrument am Hohenpeißenberg, das Temperatur- und Ozonprofile bis ca. 50 km liefert. Der Aufbau eines Lidar-Systems für das Schneefernerhaus, das Temperaturprofile bis ca. 85 km Höhe messen soll, ist gegenwärtig in Planung. Auf diese Weise stünden auch Informationen in vertikaler Richtung oberhalb 30-35 km zur Verfügung. Das Zusammenspiel

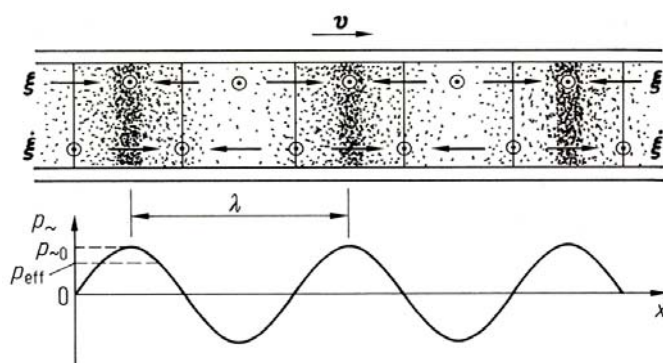


dieser unterschiedlichen Messsysteme könnte demnach eine langzeitliche Untersuchung der Strukturfunktionen von Schwerewellen ermöglichen und somit erforderliche Beiträge für die Verbesserung der Projektionsgüte von Klimamodellen liefern.

### 6.4.2 Infrerschall

#### *Auswirkung von Infrerschall auf die Temperaturvariabilität in der Mesopausenregion*

Schallwellen sind, wie in Kapitel 2.2 ausgeführt, periodisch fortschreitende longitudinale Dichteänderungen. Hebungen oder Senkungen etwa der Land- oder der Meeresoberfläche infolge von Erd- oder Seebeben wirken wie die Membran eines Lautsprechers. Das heißt, Moleküle, die sich über dieser Oberfläche befinden, bewegen sich im Takt dieser Schwingung um eine bestimmte Strecke  $\xi$  hin und her. Als rücktreibende Kraft wirkt dabei die Druckgradientenkraft. Die Störung pflanzt sich wellenförmig fort (siehe Abb. 6.42). Aufgrund des mit zunehmender Höhe abnehmenden Luftdrucks wird die Amplitude einer Schallwelle mit zunehmender Höhe größer. Folglich sollte ein Signal in größeren Höhen der Atmosphäre deutlicher sichtbar werden als am Erdboden. Dieser Umstand motiviert die nachfolgend vorgestellte Abschätzung.



**Abb. 6.42:** Laufende Schallwelle in einem Rohr (Dorf Müller et al., 1998).

Mit einer longitudinalen Welle verbunden sind Kompression und Expansion von Luft. Dies bedeutet eine Erwärmung bzw. Abkühlung des Luftpaketes. Eine Schallwelle bewirkt demzufolge eine wellenförmige Variation in der Temperatur. Diese Temperaturfluktuationen bewirken wiederum in der oberen Mesosphäre eine Modulation des Airglow. Im Folgenden soll die zu erwartende Temperaturänderung in größeren Höhen der Atmosphäre, verursacht von Infrerschallwellen, wie sie nach einem vertikal orientierten Seebeben entstehen, grob abgeschätzt werden.

Man kann zeigen, dass die mit einer Schallwelle verbundene Druck- bzw. Dichteänderung dem Gradienten der Verschiebungen  $\xi$  der Moleküle in Ausbreitungsrichtung proportional ist. Diese Druckänderung ist gegeben durch (Dorf Müller et al., 1998):

$$\Delta p(x,t) = \frac{1}{\kappa} k \xi_o \cos(\omega t - kx) \quad (\text{Gl. 6.9})$$

mit

- $x$  = Ausbreitungsrichtung der Welle
- $\kappa$  = Kompressibilität des Mediums
- $\xi_o$  = Maximale Auslenkung der Moleküle
- $\omega$  = Kreisfrequenz, mit  $\omega = 2\pi / \tau$ ,  $\tau$  = Periodendauer
- $k$  = Wellenzahl, mit  $k = 2\pi / \lambda$ ,  $\lambda$  = Wellenlänge
- $t$  = Zeit

Damit ist die maximale Druckänderung gegeben durch

$$\Delta p_{\max} = \frac{1}{\kappa} k \xi_o \quad (\text{Gl. 6.10})$$

Dieser Ausdruck gilt allgemein für jedes Medium, wenn man die entsprechende Kompressibilität  $\kappa$  einsetzt. Die Druckwechsel in Schallwellen erfolgen – relativ zur Wärmeleitfähigkeit in der Luft – sehr schnell. Das heißt, die durch den Druckwechsel verursachten Temperaturunterschiede können sich nicht ausgleichen; die Wärmeleitung ist zu langsam. Daher kann im Folgenden in guter Näherung von adiabatischen Prozessen ausgegangen werden. Für solche Prozesse ist die Kompressibilität gegeben zu:

$$\kappa = \frac{1}{\gamma p}, \quad \text{wobei } \gamma = \frac{c_p}{c_v} \quad (\text{Gl. 6.11})$$

$p$  bedeutet darin der Druck.  $\gamma$  ist das Verhältnis der Wärmekapazitäten bei konstantem Druck  $C_p$  und konstantem Volumen  $C_v$ .  $\gamma$  beträgt etwa 1,4 für Luft bei einer Temperatur von 300 Kelvin (siehe z.B. Gerthsen und Meschede, 2004).

Als Grundlage für die vorliegende Abschätzung dient das Sumatra-Andamanen-Beben. Das Seebeben, das sich vor der Küste Sumatras am 26. Dezember 2004 ereignete, ist mit einer Stärke von etwa 9,0 - 9,3 auf der Richterskala das größte Erdbeben der modernen seismologischen Ära (z.B. Gahalaut et al., 2006). Es kostete durch den von ihm ausgelösten Tsunami mehreren Hunderttausend Menschen das Leben. Bei diesem Beben senkte sich der Untergrund innerhalb von Sekunden über eine Strecke von etwa 1000-1500 Kilometer um ca. zehn Meter (z.B. Gahalaut et al., 2006). Die Wasseroberfläche zeigte einen Hub von etwa einem halben bis einem Meter, was Messungen des Satelliten Jason 1 zeigen (Gower, 2005). Für eine erste Abschätzung wird daher davon ausgegangen, dass mit diesem Seebeben eine Änderung der Höhe der Meeresoberfläche von 0,5 Meter (=  $\xi_o$ ) verbunden war. Wird als Wellenlänge der Infraschallwelle  $\lambda = 1000$  Kilometer angesetzt und der Luftdruck an der Erdoberfläche zu  $p = 1013$  hPa angenommen, ergibt sich für eine zu erwartende maximale Druckänderung an der Oberfläche:

$$\Delta p_{\max} = 1,4 \cdot 1013 \frac{2\pi}{10^6} 0,5 \approx 0,00446 \text{ hPa} \quad (\text{Gl. 6.12})$$

Es wird weiter angenommen, dass die Bedingungen für ein ideales Gas gelten. Aufgrund des idealen Gasgesetzes gilt nun der folgende Zusammenhang zwischen Druck  $P$  und Temperatur  $T$ :

$$T P^{\frac{1}{\gamma}-1} = \text{const.} \quad (\text{Gl. 6.13})$$

Für eine Temperatur von 300 Kelvin (entspricht der mittleren Temperatur bei Sumatra zum Zeitpunkt des Bebens) und einem Druck von 1013 hPa ergibt sich für die Konstante ein Wert von 41,53.

Nun sind, wie bereits erwähnt, mit Druckschwankungen ( $P+\Delta P$ ) immer auch Änderungen in der Temperatur ( $T+\Delta T$ ) verbunden. Damit lässt sich abschätzen, dass die mit einem solchen Ereignis verbundene Temperaturänderung an der Erdoberfläche

$$\Delta T = \frac{\text{const.}}{(P + \Delta P)^{\frac{1}{\gamma}-1}} - T \quad (\text{Gl. 6.14})$$

$$\Delta T = \frac{41,53}{(1013 + 0,00446)^{\frac{1}{1,4}-1}} - 300 \approx 0,009 \text{ K}$$

beträgt.

Es wird in dieser stark vereinfachenden und groben Abschätzung weiter angenommen, dass sich die Infraschallwelle nahezu verlustfrei vertikal in der Atmosphäre ausbreitet (siehe Abb. 2.20), so dass der Faktor der Dämpfung vernachlässigt werden kann. Bis in eine Höhe von etwa 90 Kilometer nimmt der Luftdruck gegenüber der Erdoberfläche etwa um einen Faktor  $10^5$  ab. Dies bedeutet, dass die oben genannte maximal mit einer Infraschallwelle verbundene Druckänderung in dieser Höhe effektiv, d.h. bezogen auf das Meeresniveau,

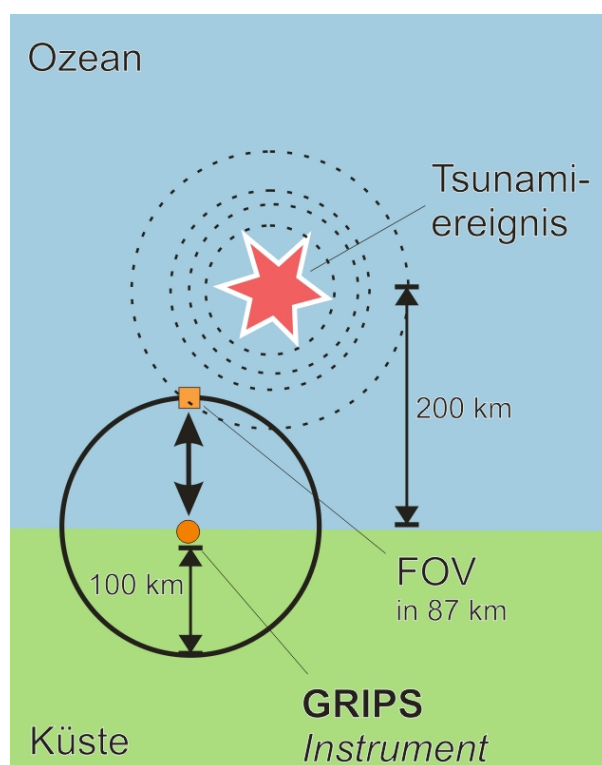
$$\Delta p_{\max/90\text{km}} \approx 446 \text{ hPa} \quad (\text{Gl. 6.15})$$

beträgt. Es verstärkt sich mit zunehmender Höhe jedoch nicht nur die Amplitude der Druckänderung um fünf Zehnerpotenzen, sondern auch die der Temperaturänderung. Es ergibt sich damit für die Mesopausenregion eine effektive Temperaturänderung von  $\Delta T \approx 33 \text{ K}$ .

Es soll nochmals betont werden, dass die hier vorgenommene Abschätzung von stark vereinfachten Verhältnissen ausgeht. Die Vorgänge sind im Detail viel komplexer. So werden hier z.B. Dämpfungsprozesse oder Wellenleitungsphänomene nicht berücksichtigt. Dennoch zeigt diese Abschät-

zung, dass Infraschallwellen im Bereich der oberen Mesosphäre vermutlich zu Temperaturvariabilitäten in der Größenordnung einiger Kelvin führen können. Das Ausmaß der Variation der Temperatur ist dabei vor allem abhängig von der Stärke der Quelle. Die Periodizität sollte im Bereich von bis zu einigen Minuten liegen (siehe oben). Da sich eine Infraschallwelle mit Schallgeschwindigkeit (300 m/s) von der Erdoberfläche zur oberen Mesosphäre (hier: 87 km) bewegt, erreicht sie die Mesopausenregion nach nur etwa 5 Minuten.

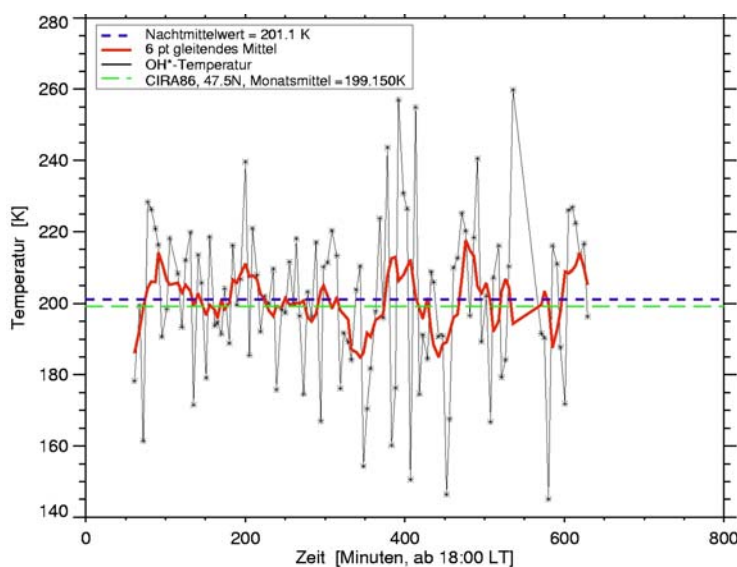
Das Sumatra-Andamanen-Beben von 2004 wird für eine weitere grobe Abschätzung eines typischen Szenariums eines nahe an der Küste erzeugten Tsunamiereignisses herangezogen. Dabei wird angenommen, dass das Epizentrum des Seebebens etwa 200 km von der Küste Sumatras entfernt war (z.B. Meltzner et al., 2006) und der entstandene Tsunami eine mittlere Geschwindigkeit von etwa 400 km/h aufwies (z.B. Gower, 2005) (siehe Abb. 6.43). Wie oben bereits erwähnt, erreichen die ersten Infraschallwellen, die sich von einer Quelle an der Erdoberfläche fast vertikal in die Atmosphäre ausbreiten, nach etwa 5 Minuten die OH\*-Airglow-Schicht und bewirken dort eine Temperaturmodulation. Diese Modulation wird instantan von dem in der Nähe stationierten GRIPS System gemessen. Innerhalb dieser 5 Minuten bewegte sich am Beispiel des Sumatra-Tsunamis die Tsunamiwelle etwa 35 km Richtung indonesischer Küste. Der Tsunami benötigt für die restlichen 165 km bis zur Küste noch etwa 10-20 Minuten. In diesem Zeitraum hätte die Bevölkerung an der Küste rechtzeitig vor der Welle gewarnt werden können.



**Abb. 6.43:** Typisches Szenarium eines nahe an der Küste erzeugten Tsunamiereignisses am Beispiel des Sumatra-Andamanen-Bebens vom 26. Dezember 2004 (Näheres siehe Text).

### Messtechnische Erfassung von Infrashallwellen in der Mesopausenregion

Die zwei in Kapitel 3.3 vorgestellten Instrumente GRIPS 3 und GRIPS 4 des DLR-DFD sind mit der derzeitigen zeitlichen Auflösung von 3 Minuten prinzipiell in der Lage, Schwingungen im Periodendauerbereich von Infrashallwellen zu erfassen. Ein Beispiel für eine Temperaturzeitreihe, wie sie während einer Nacht mit GRIPS 1 über dem Hohenpeißenberg ( $47,8^{\circ}\text{N}$ ,  $11,0^{\circ}\text{O}$ ) aufgezeichnet wurde, ist in Abb. 6.44 gezeigt. Zu erkennen sind zum einen längerskalige Variationen des Temperaturverlaufes (rote Kurve), die vermutlich auf atmosphärische Schwerewellen und/oder Gezeiten zurückzuführen sind. Zum anderen werden diese längerskaligen Variationen durch kurzskalige Temperaturschwankungen mit Periodendauern von nur wenigen Minuten überlagert. Zu beachten ist ferner, dass die Amplitude dieser kurzskaligen Variationen zeitlich stark schwanken kann. Es wird vermutet, dass diese Signaturen zumindest zum Teil durch Infrashall verursacht sind. Es existieren eine Vielzahl von Infrashallquellen (siehe Kapitel 2.2). Die Folge ist, dass es zu Überlagerungen der von diesen Quellen erzeugten Infrashallsignale kommt, die von weit herkommen können, da die Dämpfung dieser Wellen in der Atmosphäre sehr gering ist. Dadurch ergibt sich eine starke Strukturierung der Temperaturzeitreihen.



**Abb. 6.44:** Zeitliche Entwicklung der OH\*-Temperatur während der Nacht vom 17.10.2003 zum 18.10.2003 über dem Hohenpeißenberg ( $47,8^{\circ}\text{N}$ ,  $11,0^{\circ}\text{O}$ ), wie sie mit dem GRIPS 1 Spektrometer gemessen wurde. Die zeitliche Auflösung der Messungen beträgt ca. 4,5 Minuten. Die rote Kurve stellt ein laufendes Mittel dar. Zu beachten ist insbesondere die Zunahme der Amplitude der kurzskaligen Temperaturvariationen um die 400ste Minute herum, die hier bis zu 40 bis 80 Kelvin erreicht.

Die Infrarot-Spektrometer sind – wie bereits erwähnt – grundsätzlich in der Lage, infrashallbedingte Temperaturfluktuationen zu detektieren. Im Rahmen des laufenden BMBF-Projektes GITEWS<sup>35</sup> soll erstmalig die Fähigkeit des Instrumentes zur Detektion von Infrashallsignaturen in der Mesopausenregion demonstriert und somit der Nachweis erbracht werden.

Der Umstand, dass die Infrashallsignaturen bereits nur wenige Minuten, nachdem das Ereignis am Erdboden stattfand, in der Mesopausenregion beobachtet werden können, motiviert die Idee, das

<sup>35</sup> German Indonesian Tsunami Early Warning System

Messinstrument GRIPS als eine Komponente in ein Frühwarnsystem für Naturgefahren einzubringen. Gegenwärtig werden im Auftrag der Vereinten Nationen an verschiedenen Stellen Konzepte für den Aufbau globaler so genannter „Multi-Hazard-Frühwarnsysteme“ erarbeitet. Diese Systeme sind dadurch gekennzeichnet, dass sie möglichst zuverlässig sind, d.h. Fehlalarme sollen wegen der potentiellen erheblichen volkswirtschaftlichen Auswirkungen vermieden werden. Aus diesem Grund wird die Warnung vor einem Ereignis, z.B. einem Tsunami, immer auf der Analyse verschiedener und voneinander unabhängiger Sensornetzwerke beruhen. Die Nutzung von Infraschallbeobachtungen in der Mesopausenregion könnte damit eine zusätzliche Komponente in einem solchen zukünftigen Frühwarnsystem darstellen.

Mit dem Ziel, das Messinstrument GRIPS zukünftig in einem solchen Frühwarnsystem einzusetzen, ist eine Optimierung des Messsystems jedoch unabdingbar. Zeitgleich mit dem oben genannten BMBF-Projekt wurde bereits im Rahmen eines Förderprojektes des Bayerischen Wirtschaftsministeriums in Zusammenarbeit mit der Industrie eine erste Studie zur Optimierung des Instrumentes durchgeführt, mit dem Ziel der zukünftigen Kommerzialisierung des Systems. Es werden dabei sehr hohe Anforderungen an die Leistungsmerkmale des GRIPS-Systems gestellt. Neben der Erhöhung der Messgeschwindigkeit und der Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses ist die Standardisierung des Messinstrumentes (siehe Kapitel 3.3.2) von großer Bedeutung. Neben diesen technologischen Aspekten spielen aber auch noch andere Kriterien wie etwa eine hohe Ausfallsicherheit und eine stabile Datenübertragung eine wesentliche Rolle. Potentielle Einsatzgebiete liegen häufig in unwegsamem Gelände. Das System wird darüber hinaus in verschiedenen Klimazonen einsetzbar sein müssen. Es bedarf damit eines Messsystems, das vollautomatisch, robust, autark, ausfallsicher und stabil läuft und einen weitgehend wartungsfreien Betrieb ermöglicht. Hinzu kommt, dass der Datentransfer zu einer zentralen Auswerteeinheit in naher Echtzeit erfolgen muss, z.B. über die Anbindung an das „Global Telecommunication System (GTS)“ der WMO bzw. an das zukünftige „WMO Information System (WIS)“, was wiederum eine Anpassung des Standard-Datenformats an das WMO-System bedeutet.

Darüber hinaus wird derzeit geprüft, ob eine Erweiterung des Systems hinsichtlich einer zusätzlichen Auswertung der Rohdaten, also der Spektralintensitäten, statt wie bisher nur der Rotations Temperaturen, sinnvoll ist. Auch eine Erweiterung des sondierten Höhenbereichs hinsichtlich der Vermessung des O<sub>2</sub>\*-Airglow in 95 km Höhe ist zu eruieren. Da eine durchlaufende Infraschallwelle in beiden Höhenschichten (OH\*-Schicht bei 87 km und O<sub>2</sub>\*-Schicht bei 95 km Höhe) sichtbar sein sollte, bedeutet diese zusätzliche Höheninformation eine Erhöhung der Warnzuverlässigkeit. Auch die Fähigkeit des Messsystems, bei Tageslicht zu messen, wird derzeit geprüft, um so einen 24-stündigen Einsatz des Instrumentes – mit Abstrichen aufgrund schlechten Wetters – zu garantieren. Eine Verknüpfung der GRIPS-Instrumente mit den konventionellen Systemen eines Warnsystems, wie beispielsweise dem seismischen Netzwerk, ist zudem anzustreben. Dies bedeutet, dass, sobald eines dieser seismischen Systeme den Ort eines Ereignisses lokalisiert hat, eine entsprechende Meldung an die GRIPS-Systeme weitergeleitet wird, die dann wiederum mit Hilfe eines variablen Gesichtsfeldes gezielt über das Ereignis ausgerichtet werden können.

### ***Mustererkennungsverfahren zur Diskriminierung verschiedener Infrashallquellen***

Die vorgestellte Abschätzung von Temperaturfluktuationen in der oberen Mesosphäre, die durch eine Infrashallwelle hervorgerufen werden, beruht auf einem vertikal orientierten Seebeben als Quelle für den Infrashall. Es gibt jedoch eine Vielzahl von Infrashall verursachenden Quellen (siehe Kapitel 2.2), so zum Beispiel neben See- bzw. Erdbeben auch vulkanische Aktivität, in die Atmosphäre einfliegende Meteoriten, Polarlichtaufbrüche, Sturmsysteme oder auch große Explosionen, um einige nochmals zu nennen. Jedes dieser Ereignisse erzeugt eine individuelle Signatur im Infrashall und besitzt damit seinen eigenen „spektralen Fingerabdruck“. Das bedeutet, dass die gemessenen Zeitreihen der OH\*-Temperatur eine Vielzahl von einander überlagernden Infrashallsignaturen aufweisen. Wie oben bereits erwähnt, soll das Messsystem künftig in der Lage sein, frühzeitig vor Naturgefahren zu warnen. Voraussetzung für den Einsatz solcher Systeme für diesen Zweck ist, dass das System die Fähigkeit zur Diskriminierung der verschiedenen Signalquellen besitzt. Das technische Problem besteht also in der zuverlässigen und schnellen Erkennung von Mustern in diesen komplexen Signalen und deren Zuordnung zu den verschiedenen Quellen. Dabei muss der Prozess der Mustererkennung in naher Echtzeit erfolgen, um eine solche zuverlässige Frühwarnung zu erlauben. Das bedeutet, dass während der Aufzeichnung der Messungen praktisch zeitgleich der Prozess der Mustererkennung läuft, um so bei akutem Verdacht schnell reagieren zu können. Nachfolgend soll nun das Mustererkennungsverfahren, wie es gegenwärtig aufgebaut wird, skizziert werden (siehe hierzu Abb. 6.45).

Für das Mustererkennungsverfahren soll eine Kombination verwendet werden aus:

- statistischen Kenngrößen wie z.B. der Standardabweichung, die eine übergeordnete Kennzeichnung der aktuellen Stärke der Fluktuationen erlauben,
- Spektralanalyseverfahren wie z.B. der Harmonischen Analyse, der Maximum Entropie Methode oder der Wavelet Analyse, die eine Charakterisierung des jeweiligen spektralen Musters der Zeitreihe zum Zeitpunkt der aktuellen Messung ermöglichen und
- einer Modellierung der Ausbreitung des Infrashalls in der Atmosphäre für jeweils typische Quellsignale (z.B. Beben, Explosion, Vulkan), um die potentiell erwarteten Fluktuationen in der OH\*-Temperatur (oder auch in den OH\*-Intensitäten) hinsichtlich ihrer Frequenz, ihrer Amplitude und ihrer Modulation als Funktion der Jahreszeit zu kennzeichnen („spektraler Fingerabdruck“).

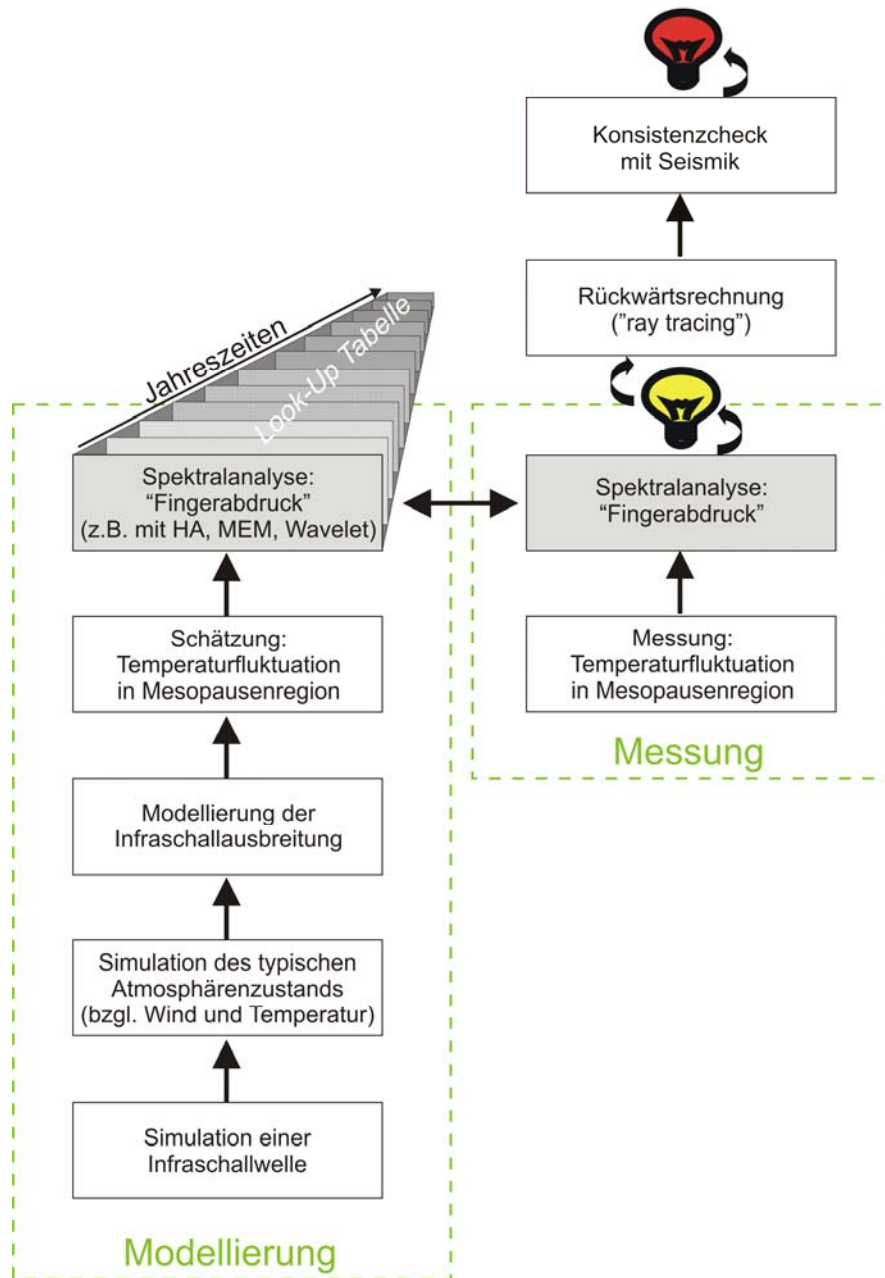
Die Infrashallausbreitung wird dabei jeweils für ein sensibles, d.h. potentiell gefährdetes Gebiet simuliert und der charakteristische „Fingerabdruck“ in einer „Look-Up-Tabelle“ abgelegt. Hierzu ist der mittlere Atmosphärenzustand hinsichtlich Wind- und Temperaturverteilung mit einem Atmosphärenmodell zu schätzen, da die Ausbreitung des Infrashalls von den jeweiligen Temperatur- und Windverhältnissen abhängt. In besonders kritischen Gebieten wird darüber hinaus fortwährend ein Ereignis (z.B. ein Beben) simuliert und die Ausbreitung des Infrashalls in einer möglichst realistisch prognostizierten Atmosphäre in naher Echtzeit geschätzt.

Die tatsächlichen Fluktuationen der OH\*-Rotationstemperatur (bzw. der Spektralintensität), wie sie mit dem GRIPS-Instrument gemessen werden, werden permanent spektral analysiert. Der so ermittelte spektrale Fingerabdruck der echten Fluktuationen wird ständig mit jenem der simulierten Daten aus der Look-Up-Tabelle bzw. der Echtzeitsimulation verglichen. Für die Spektralanalyse wird dabei jeweils eine Kombination verschiedener Verfahren (z.B. Wavelet-Analyse, Maximum Entropie Methode, Harmonische Analyse) verwendet. Ergibt der Mustervergleich eine signifikante Ähnlichkeit der Strukturen, so besteht ein akuter Verdacht auf ein entsprechendes Ereignis und damit Alarmierungsbedarf („gelbe Lampe“).

Durch eine Vernetzung des Messsystems mit anderen unabhängigen Warnkomponenten – etwa dem konventionellen seismologischen Netzwerk, wie es in der Architektur eines globalen Multi-Hazard-Frühwarnsystems geplant ist – kann dann geprüft werden, ob ein Beben seismologisch registriert wurde. Eine Rückwärtsrechnung der Infrashallausbreitung von der oberen Mesosphäre zum Erdboden mithilfe des Infrashallausbreitungsmodells erlaubt die Abschätzung der geographischen Lage der Quelle für das registrierte Signal. Falls eine Übereinstimmung der Lokalitäten aus Infrashallbeobachtung in der Mesopause und konventioneller Seismik gegeben ist, liegt ein ernst zu nehmender Hinweis für z.B. ein vertikal orientiertes Beben vor und damit der Hinweis etwa auf ein mögliches Tsunamieignis („rote Lampe“), falls das Beben im Ozean lokalisiert ist.

Der Modellierungsansatz ermöglicht insbesondere auch die Optimierung der Standortauswahl für die geplanten Infrarot-Spektrometer am Boden in den potentiell gefährdeten Regionen. Dabei hängt die geographische Aufstellung von Messsystemen nicht nur von der geotektonischen Struktur beispielsweise entlang von Subduktionszonen ab, sondern insbesondere auch davon, wie sich der Infrashall in der Atmosphäre ausbreitet. Die Ausbreitung des Infrashalls ist, wie bereits erwähnt, abhängig von der jeweiligen Wind- und Temperaturstruktur in den verschiedenen Atmosphärenschichten, die damit die Ausbreitungscharakteristik des Infrashalls bestimmen. So gibt es durchaus Zonen in der Atmosphäre, in denen eine Infrashallwelle nicht auftritt, also nicht „hörbar“ ist. Abb. 2.21 zeigt ein typisches Muster für die Ausbreitung von Infrashall in der Atmosphäre. Deutlich erkennbar ist, dass es „stille Zonen“ gibt, die vom Infrashall nicht erreicht werden. Mithilfe von Modellrechnungen können demnach für sensitive Gebiete „Strukturteppiche“ für das Vorkommen von Infrashall in der Mesopausenregion erstellt werden. Auf deren Grundlage kann dann – unter Berücksichtigung des typischen Gesichtsfeldes der Messinstrumente in der Mesopausenregion – eine Optimierung der Aufstellungsorte für Infrarot-Spektrometer vorgenommen werden, um eine möglichst gute horizontale Abdeckung der hörbaren Bereiche zu erreichen. Die oben erwähnte gezielte Ausrichtung auf Infrashall erzeugende Ereignisse mithilfe eines variablen Gesichtsfeldes könnte dabei eine Reduzierung der Anzahl der benötigten Systeme bedeuten.





**Abb. 6.45:** Schema des vorgestellten Mustererkennungsverfahrens zur Warnung vor möglichen Naturgefahren (Näheres siehe Text).



## 7 Zusammenfassung

Gegenstand der vorliegenden Arbeit war die Untersuchung der Variabilität der Temperatur in der Mesopausenregion (etwa 87 km Höhe) auf langzeitlichen sowie kurzzeitlichen Skalen über die Beobachtung des Hydroxyl (OH<sup>\*</sup>)-Airglow. Datengrundlage hierbei waren OH<sup>\*</sup>-Rotationstemperaturen, die aus Infrarot-Emissionen des angeregten Hydroxyls mit den GRIPS Systemen abgeleitet wurden. Dabei wurden die Untersuchungen zur großskaligen Dynamik der Mesopausenregion basierend auf der OH<sup>\*</sup>-Temperaturzeitreihe aus Wuppertal (51,3°N, 7,2°O) durchgeführt. Diese Zeitreihe umfasst den Zeitraum von 1980 bis 2005 und wurde mit den bodengebundenen Infrarot-Spektrometern GRIPS 1 und GRIPS 2 erhoben. Für die Analysen der kleinskaligen Dynamik dieses Höhenbereichs wurden vornehmlich Datensätze des seit Herbst 2003 am Meteorologischen Observatorium Hohenpeißenberg (47,8°N, 11,0°O) stationierten GRIPS 1 Systems verwendet. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden zudem die Spektrometer GRIPS 3 und GRIPS 4 aufgebaut. GRIPS 3 ist in der Umweltforschungsstation Schneefernerhaus (47,5°N, 11,0°O) aufgestellt mit dem Ziel, Langzeitmessungen durchzuführen. GRIPS 4 ist mobil ausgerichtet und wird für Prozessstudien und in Messkampagnen eingesetzt. Die Daten dieser beiden Instrumente wurden ebenfalls für die Analysen der kleinskaligen Dynamik herangezogen. Sekundäres Datenmaterial bestand im Wesentlichen aus satellitenbasierten Messungen der OH<sup>\*</sup>-Rotationstemperatur sowie aus Simulationen, wie sie mit dem MSISE-90 Modell berechnet wurden. Die Analyse der Daten erfolgte insbesondere unter Verwendung verschiedener Spektralanalysemethoden, wobei der Schwerpunkt auf den Verfahren der Harmonischen Analyse, der Maximum Entropie Methode sowie der Wavelet Analyse lag. Es wurden darüber hinaus aber auch einfache statistische Methoden angewandt. Die Resultate können wie folgt zusammengefasst werden:

Die Analyse zur räumlichen und zeitlichen Variation der Höhe der OH<sup>\*</sup>-Schicht ergab, dass die mittlere Höhe des OH<sup>\*</sup>-Dichtemaximums bei etwa 87,3 km liegt. Diese Analyse basiert auf einer umfangreichen Literaturrecherche. Die mit dem MSISE-90 Modell durchgeführten Simulationen ergaben eine Peakhöhe von 85 km. Die Ausdehnung der OH<sup>\*</sup>-Schicht beträgt im Mittel etwa 9 km. Es zeigte sich keine signifikante Abhängigkeit von der geographischen Breite sowie von der Jahreszeit. Ein signifikanter Trend des Dichtemaximums der OH<sup>\*</sup>-Schicht mit der Zeit ist nicht zu erkennen.

Die Vergleiche der GRIPS-Messungen mit satellitenbasierten Beobachtungen durch ENVISAT-SCIAMACHY zeigten eine gute Übereinstimmung mit mittleren Differenzen von etwa 2-4 K. Dieses Ergebnis ist jedoch unter Vorbehalt zu betrachten, da im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht näher auf die Unterschiede in der horizontalen wie auch vertikalen räumlichen Auflösung, der zeitlichen Auflösung der beiden Messsysteme sowie der unterschiedlichen Auswertetechniken

eingegangen werden konnte. Die Erstellung neuer Validierungstechniken, die zumindest größtenteils diese Unterschiede bewältigen und damit aussagekräftigere Ergebnisse liefern können, ist derzeit noch Gegenstand der Forschung.

Die in Höppner (2003) erstellte Klimatologie kurzperiodischer Schwingungen der Mesopausentemperatur im Bereich von 3 bis 20 Tagen wurde in der vorliegenden Arbeit um drei Jahre erweitert. Dabei wird die Klimatologie auf die Aktivität laufender planetarer Wellen zurückgeführt. Das Ergebnis von Höppner (2003) wie auch das der früheren Studie von Bittner et al. (2000) konnte auf Grundlage der längeren Zeitreihe bestätigt werden. Gefunden wurde entgegen den Erwartungen ein Maximum der Auftretenshäufigkeit kürzer periodischer Schwingungen im Bereich von 3-6 Tagen Periodendauer im Sommer. Folgende mögliche Erklärungsansätze hierfür wurden vorgestellt; sie sind jedoch gegenwärtig noch Gegenstand der Diskussion:

- unter bestimmten Bedingungen sind laufende planetare Wellen in der Lage, trotz des vorherrschenden stratosphärischen Ostwinds im Sommer von der Troposphäre in die höheren Atmosphärenschichten vorzudringen.
- bei geeigneten globalen Windfeldbedingungen können sich laufende planetare Wellen, die sich auf der Südhemisphäre im Sommer bis in die Mesosphäre ausbreiten können, von dort auf die Nordhemisphäre vordringen.
- laufende planetare Wellen können in der Stratosphäre oberhalb des als Sperre wirkenden Ostwinds aufgrund der mit den troposphärischen Hochs und Tiefs verbundenen alternierenden Temperaturzu- und -abnahme in der Stratosphäre entstehen; von dort können diese Wellen ungestört nach oben laufen.
- aufgrund barokliner Instabilität – hervorgerufen beispielsweise durch brechende Schwerewellen – können in der Stratosphäre laufende planetare Wellen erzeugt werden und sich bis in die Mesosphäre ausbreiten.

Auswertungen der langjährigen Wuppertaler OH\*-Temperaturzeitreihe zeigten Hinweise auf solare Signale in der Variabilität der Mesopausentemperatur. Eine Ähnlichkeit zwischen der OH\*-Zeitreihe, der zeitlichen Entwicklung des solaren Magnetfeldzyklus (22-jähriger Hale Zyklus) sowie der zeitlichen Änderung der Tageslänge der Erde ist vorhanden. Die Ergebnisse der Maximum Entropie Methode ergaben in allen drei Zeitreihen eine Schwingungskomponente von 19 Jahren, wobei lediglich ein Zyklus aufgrund der zeitlich beschränkten Datenmengen untersucht werden konnte. In der vorliegenden Arbeit wurde daher ein möglicher physikalischer Zusammenhang zwischen dem Magnetfeld der Sonne und der Aktivität planetarer Wellen in der Mesopausenregion über folgenden Kopplungsmechanismus vorgestellt (siehe auch Höppner und Bittner, 2007). Es wurde spekuliert, dass die zeitliche Variation des solaren Magnetfeldes die Kopplung elektromagnetischer Drehimpulse zwischen dem flüssigen Erdkern und dem Erdmantel zeitlich moduliert und so den Coriolisparameter, der für die Ausbildung planetarer Wellen verantwortlich ist, in gleicher Weise variiert.

Es wurde zudem spekuliert, dass mit den GRIPS-Systemen die Beobachtung der Sonnenaktivität durch die Ausnutzung der differentiellen Sonnenrotation möglich ist (siehe auch Höppner und Bittner, 2008). Das unregelmäßige Muster der Sonnenflecken auf der Sonnenscheibe kann zu Fluktuationen in der OH\*-Temperatur in der Mesopausenregion führen. Beobachtet wurden in den OH\*-Temperaturfluktuationen von 1987 bis 2005 spektrale Komponenten im Periodenbereich zwischen 27 und 31 Tagen. Diese Signaturen wurden auf die differentielle Rotation der Sonne zurückgeführt, die besagt, dass sich die Sonne am Äquator schneller einmal um sich selbst dreht (mit einer Rotationsperiode von etwa 27 Tagen) als in den Polregionen (etwa 40 Tage). Die Sonnenflecken treten jedoch nur in einem heliographischen Breitenbereich zwischen  $\pm 40^\circ$  auf, was Rotationsraten von ca. 27 bis 31 Tagen entspricht. Bei der Betrachtung der langfristigen Modulation der OH\*-Temperaturfluktuationen innerhalb dieses Periodenbereichs konnte für jede einzelne Periodendauer eine 11-Jahres-Komponente mit maximalen Werten zwischen 1996 und 2000 festgestellt werden. Die entsprechenden Fitkurven wiesen eine Phasenverschiebung auf, die aufgrund des Verteilungsmusters der Sonnenflecken auf der Sonnenscheibe erwartet wurde. Dies führte zu dem Schluss, dass durch die Beobachtung der spektralen Intensität der 27-Tage- bis 31-Tage-Schwingungen der OH\*-Temperaturfluktuationen eine direkte Beobachtung des Sonnenfleckenzyklus, und damit der Sonnenaktivität, möglich ist.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein Index für die Aktivität planetarer Wellen in der oberen Mesosphäre definiert. Er beruht auf den Differenzen der für jeweils ein Jahr und über alle Periodendauern (3-20 Tagen) aufintegrierten statistisch signifikanten spektralen Wavelet-Intensitäten. Der Index weist eine quasi zwei-jährige Modulation auf, die auf die äquatoriale Quasi-Biennale Oszillation (QBO) zurückgeführt wurde. Es konnte gezeigt werden, dass die Aktivität planetarer Wellen in diesem Höhenbereich mit den QBO-Phasen zusammenhängt, wobei die Umkehr der Windrichtung der QBO von einer Ost- zu einer Westphase zu einer Dämpfung der Aktivität planetarer Wellen und entgegengesetzt eine Umkehr von einer QBO-Westphase zu einer QBO-Ostphase zu einer Verstärkung führt. Die quasi zwei-jährige Modulation ist dabei im Maximum des solaren Magnetfeldes sowie im Maximum der Aktivität planetarer Wellen besonders stark ausgeprägt, was wiederum ein Hinweis darauf ist, dass es einen Zusammenhang zwischen dem 22-Jahreszyklus der Sonne und der Aktivität planetarer Wellen gibt (siehe Höppner und Bittner, 2007). Da planetare Wellen globale Phänomene sind, können sie die QBO in andere geographische Breiten und Höhenbereiche der Atmosphäre übertragen, wo sie dann beispielsweise mit dem GRIPS-System beobachtet werden können. Es konnte gezeigt werden, dass das GRIPS-System geeignet ist, die QBO-Phasen zu vermessen.

Es wurden zwei Fallstudien zur Untersuchung der kleinskaligen Dynamik der Mesopausenregion durchgeführt. Die erste Studie zeigte, dass die Messungen des GRIPS 1 Instrumentes am Hohenpeißenberg und des GRIPS 3 am Schneefernerhaus prinzipiell geeignet sind, Schwerewellen im Voralpenland zu untersuchen. Hoch aufgelöste OH\*-Temperaturen wiesen Schwingungen auf, die im typischen Bereich von Schwerewellen liegen. Schwerewellenparameter konnten abgeschätzt werden. Auch ein exemplarischer Vergleich von GRIPS 1 Messungen mit GRIPS 2 Messungen in

Wuppertal zeigte Strukturen, die auf Schwerewellen hinweisen könnten. Die zweite Fallstudie beschreibt ein Schwerewellenereignis im Golf von Biskaya, wie es mit dem mobilen GRIPS 4 Instrument während der Messkampagne auf dem Forschungsschiff „Polarstern“ (Expedition ANT XXIII/1) vermessen werden konnte. Auch in AVHRR-Kompositen waren in demselben Zeitraum Schwerewellen in der Wolkenstruktur zu erkennen. Die zusätzliche Analyse von Vertikalprofilen der Temperatur, des Windes und des Ozons, wie sie von Radio- und Ozonsonden während dieses Zeitraums von der „Polarstern“ aus gemessen wurden, ergab ähnliche Wellensignaturen. Als mögliche Anregungsquelle für die beobachteten Schwerewellen konnte ein ausgedehntes Konvektionsgebiet südwestlich von Island identifiziert werden. Die beschriebenen Fallstudien zeigten, dass durch die Kombination von bodengebundenen GRIPS-Messungen, satellitengestützten Daten und Messungen von Radio- und Ozonsonden Strukturparameter von Schwerewellen abgeschätzt werden können.

Die Auswirkung von Infraschall auf die Temperaturvariabilität in der Mesopausenregion wurde dargestellt. Mit einer Schallwelle ist stets eine wellenförmige Dichteänderung und damit eine Variation in der Temperatur verbunden, deren Amplitude mit zunehmender Höhe aufgrund des mit der Höhe abnehmenden Luftdrucks zunimmt. Diese Temperaturfluktuationen bewirken in der oberen Mesosphäre wiederum eine Modulation des Airglow. Eine grobe Abschätzung zeigte, dass die hier zu erwartenden Temperaturvariationen prinzipiell mit dem GRIPS-System vermessen werden können. Jedoch weisen die hoch aufgelösten OH\*-Temperaturen eine Vielzahl von sich überlagernden Signaturen auf, die nur zum Teil auf Infraschallsignaturen zurückgeführt werden können. Zur Diskriminierung dieser Infraschallsignale und deren Zuordnung zu ihren Quellen ist ein leistungsstarkes Mustererkennungsverfahren erforderlich. In der vorliegenden Arbeit wird ein Konzept für ein entsprechendes Verfahren vorgestellt. Die Umsetzung erfolgt jedoch außerhalb des Rahmens dieser Arbeit.

## Danksagung

Ich möchte mich an dieser Stelle bei all jenen bedanken, die meine Arbeit unterstützt haben.

Mein ausdrücklicher Dank für die besonders intensive Betreuung und die stete, uneingeschränkte Unterstützung und Förderung gilt Herrn PD Dr. Michael Bittner.

Herrn Prof. Dr. Stefan Dech möchte ich meinen besonderen Dank für die Betreuung meiner Arbeit aussprechen. Für die Übernahme des Erstgutachtens bedanke ich mich bei Herrn Prof. Dr. Heiko Paeth.

Bei Herrn Prof. Dr. Dirk Offermann bedanke ich mich für die freundliche Bereitstellung der GRIPS 1 und GRIPS 2 Daten.

Mein besonderer Dank gilt allen Mitarbeitern der Abteilung „Klima- und Atmosphärenprodukte“ des Deutschen Fernerkundungsdatenzentrums.

Der Bau des GRIPS 3 Instrumentes wurde im Rahmen des Projektes „Ground Truthing Center Schneefernerhaus“ vom Bayerischen Staatsministerium für Umwelt, Gesundheit und Verbraucherschutz finanziert. Die Messkampagne auf dem Forschungsschiff „Polarstern“ wurde von der ESA im Rahmen des SciLoV-Projektes unterstützt.





# Anhang

## A1 Temperaturtrend in der Mesopausenregion (80-100 km Höhe)

**Tab. A.1.1:** Temperaturtrends in der Mesopausenregion (80-100 km) an unterschiedlichen geographischen Breiten, zusammengestellt aus verschiedenen Referenzen.

Referenz	Geographische Breite / Länge	Analysezeitraum	Messtechnik	Höhe [km]	T-Trend [K/Dekade]
<b>OH*-Messungen bei 87 km Höhe</b>					
Sigernes et al. (2003)	Adventdalen, Spitzbergen (78°N, 15°O)	1983-2001 (Winter)	OH*(6,2)	~87	+0,6 ± 1,0
Espy und Stegman (2002)	Stockholm, Schweden (59,5°N, 18,2°O)	1991-1998	OH*(3,1)	~87	+3,0 ± 2,0
Givishvili et al. (1996)	Abastumani, Georgien (41,8°N, 42,8°O)	1957-1972	OH* (verschiedene Banden)	~87	-7,0 ± 1,0
	Zvenigorod, Russland (55,7°N, 36,8°O)	1957-1992			
Offermann et al. (2004)	Wuppertal, Deutschland (51,3°N, 7,2°O)	1982-2002	OH*(3,1)	~87	+0,46 ± 1,0
Semenov et al. (2002)	Zvenigorod, Russland (55,7°N)	1960-1998	OH* (verschiedene Banden)	~87	-9,0
	Wuppertal, Deutschland (51,3°N)	1980-1990			
	Maynooth, Irland (53,2°N)	1993			
	Quebec, Kanada (46,8°N)	1967			
	Delaware, Kanada (42,8°N)	1993			
Clemesha et al. (2005)	Cachoeira Paulista, Brasilien (23°S, 45°W)	1987-2000	OH*(6,2)	~87	-10,8 ± 1,5
Reisin und Scheer (2002)	El Leoncito, Argentinien (31,8°S, 69,2°W)	1986-2001	OH*(6,2)	~87	-10,5 ± 0,8
French und Burns (2007)	Davis, Antarktika (68,6°S, 78,0°O)	1995-2007 (März-Okt)	OH*(6,2)	~87	-1,1 ± 1,2
<b>Andere Techniken zwischen ca. 80 – 100 km Höhe</b>					
Lübken (2000, 2001)	Point Barrow, Alaska (71°N) Kronogård, Schweden (66°N) Andøya, Norwegen (69°N) Kiruna, Schweden (68°N)	1964-1997 (Sommer)	Raketennmessungen (Granaten, Falling Sphere)	~82	~0,6 ± ~0,5
Semenov et al. (2002)	Abastumani, Georgien (41,8°N) Cactus Peak, USA (36,1°N) Haute Provence, Frankreich (43,9°N) Simeiz, Ukraine (44,4°N) Terling, Großbritannien (52,0°N)	ca. 1960-1992	atomic oxygen line (557,7 nm)	~97	~1,0
Semenov et al. (2002)	Abastumani Georgien (41,8°N, 42,8°O)	1957-1992	Na emission	~92	~ -0,5

She und Krueger (2004)	Fort Collins, USA (41°N, 105°W)	1990-2001	Na Lidar	87	1,5 ± 1,5
Clemesha et al. (2004)	São José dos Campos, Brasilien (23°S, 46°W)	1972-2001	Na Lidar	MLT- Region	~ -1,4
Reisin und Scheer (2002)	El Leoncito, Argentinien (31,8°S, 69,2°W)	1986-2001	O <sub>2</sub> (0-1) atmospheric band	~95	-0,3 (+1,1 bzw. -2,1)
Remsberg (2007)	Äquator	1991-2005	UARS-HALOE Satellit	80-85	-1,0
<b>Modellsimulationen zwischen 80-100 km Höhe</b>					
Schmidt et al. (2006)	global		HAMMONIA- Modell	80-100	~ -0,5 bis ~ -2,0
Akmaev et al. (2006)	global		SMLTM-Modell	80-100	0 bis -2,0

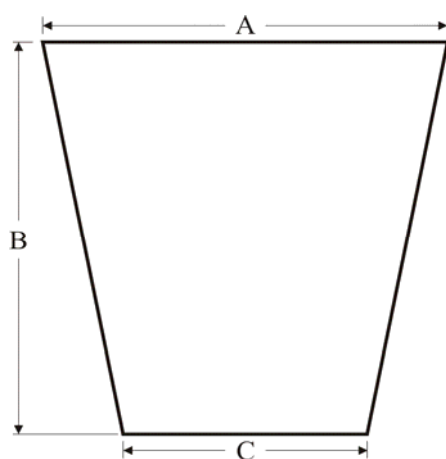
## A2 Details zum Messsystem



**Abb. A.2.1:** Das GRIPS 3 Instrument in der Umweltforschungsstation Schneefernerhaus (UFS) zur operativen und automatischen Erfassung der OH\*-Temperatur in der Mesopausenregion.

**Tab. A.2.1:** Technische Daten der OH\*-Spektrometer GRIPS 1 bis 4. Daten von GRIPS 1 und 2 aus Graef (1991).

	GRIPS 1	GRIPS 2	GRIPS 3	GRIPS 4
Monochromator-Typ	Ebert-Fastie	Czerny-Turner	Czerny-Turner	Czerny-Turner
Brennweite	0,5 m	0,3 m	0,3 m	0,3 m
Gitterkonstante	1,2 $\mu\text{m}$	3,5 $\mu\text{m}$	3,3 $\mu\text{m}$	3,3 $\mu\text{m}$
Blazewellenlänge	1,2 $\mu\text{m}$	3,5 $\mu\text{m}$	3,5 $\mu\text{m}$	3,0 $\mu\text{m}$
Auflösungsvermögen des Gitters ( $\lambda/\Delta\lambda$ )	465	451	550 $\pm$ 10	550 $\pm$ 10
Spaltbreite (Ein- und Austrittsspalt)	1,5 mm	0,6 mm	0,5 mm	0,5 mm
Chopperblatt	5 Öffnungen	2 Öffnungen	2 Öffnungen	2 Öffnungen
Chopperfrequenz	32 Hz	80 Hz	80 Hz	80 Hz
Detektor	Intrinsisches Ge	Intrinsisches Ge	Intrinsisches Ge	Intrinsisches Ge
Messbereich [ $\lambda$ ]	1,05-1,74 $\mu\text{m}$	1,05-1,74 $\mu\text{m}$	0,8-1,70 $\mu\text{m}$	0,8-1,70 $\mu\text{m}$
Messdauer pro Spektrum	4 min 20 s	1 min 30 s	3 min	3 min
Gesichtsfeld	7,3° x 7,3°	13,5° x 13,5°	13,9° x 13,9°	13,9° x 13,9°
Winkel des Planspiegels	45° zum Zenitwinkel	45° zum Zenitwinkel	45° zum Zenitwinkel	45° zum Zenitwinkel
räumliche Auflösung (45°-Zenitwinkel):				
A	17 km	33 km	34 km	34 km
B	22 km	41 km	40 km	40 km
C	15 km	26 km	27 km	27 km



**Abb. A.2.2:** Schematische Darstellung des Gesichtsfeldes der GRIPS-Spektrometer (45° Zenitwinkel) in der Aufsicht.

**Tab. A.2.2:** Erklärte Varianzen der jährlichen OH\*-Temperatur-Nachtmittelwerte über Wuppertal (51,3°N, 7,2°O) von 1981 bis 2005, berechnet mit der klassischen bzw. der optimierten Enttrendungsmethode.

	Erklärte Varianz (klassische Methode) [%]	Erklärte Varianz (optimierte Methode) [%]	Differenz ( $\sigma_{\text{neu}}^2 - \sigma_{\text{alt}}^2$ ) [%]
1981	84,02	85,81	1,79
1982	86,33	87,30	0,97
1983	89,36	91,16	1,80
1987	94,41	94,94	0,53
1988	91,53	93,05	1,52
1989	90,28	92,24	1,96
1990	87,16	90,73	3,57
1991	90,15	91,05	0,90
1992	88,54	90,91	2,37
1993	88,10	90,86	2,76
1994	87,87	88,81	0,94
1995	84,24	87,82	3,58
1996	85,43	85,60	0,17
1997	88,00	88,50	0,50
1998	85,92	86,98	1,06
1999	89,01	89,24	0,23
2000	87,75	89,10	1,35
2001	91,22	91,91	0,69
2002	88,01	89,66	1,65
2003	87,42	89,39	1,97
2004	83,37	86,03	2,66
2005	85,80	86,62	0,82
Ø			1,57

**Tab. A.2.3:** Messtage in den Monaten von Juli 1987 bis Dezember 2005 über Wuppertal (51,3°N, 7,2°O). Die mehrmonatigen Datenlücken im Jahr 1987 und 1990 sind in Kapitel 4 beschrieben.

Jahr	Jan	Feb	Mär	Apr	Mai	Jun	Jul	Aug	Sep	Okt	Nov	Dez	Summe	Daten- lücken
1987	-	-	-	-	-	-	26	14	25	21	14	14	114	70
1988	19	18	15	27	24	20	18	25	17	26	13	8	230	136
1989	16	22	15	12	25	23	27	26	25	23	22	10	246	119
1990	-	-	-	26	30	22	25	27	25	23	17	16	211	154
1991	19	22	25	19	20	23	26	30	23	26	20	14	267	98
1992	16	15	22	20	28	24	26	24	22	19	20	14	250	116
1993	13	16	22	22	24	20	17	25	17	19	20	6	221	144
1994	19	22	18	22	19	20	28	27	21	26	19	17	258	107
1995	10	11	22	15	19	17	23	20	17	21	14	13	202	163
1996	22	16	19	24	15	22	23	24	23	21	17	20	246	120
1997	20	16	19	19	24	20	25	24	26	23	22	15	253	112
1998	21	20	17	19	22	20	18	22	22	17	16	10	224	141
1999	17	9	14	14	10	19	17	12	16	18	14	10	170	195
2000	11	11	6	17	17	18	17	26	22	9	24	12	190	176
2001	19	10	9	15	17	17	18	25	13	22	16	15	196	169
2002	14	14	21	18	25	21	17	23	22	16	21	13	225	140
2003	13	21	22	25	13	20	20	25	23	19	17	13	231	134
2004	12	13	20	23	20	18	22	22	21	24	10	15	220	146
2005	19	11	18	21	18	16	21	19	18	25	17	5	208	157
Summe													4162	2597
%													61,58	38,42

**Tab. A.2.4:** Messtage in den Monaten von Oktober 2003 bis Dezember 2007 über dem Hohenpeißenberg (47,8°N, 11,0°O).

Jahr	Jan	Feb	Mär	Apr	Mai	Jun	Jul	Aug	Sep	Okt	Nov	Dez	Summe	Daten- lücken
2003	-	-	-	-	-	-	-	-	-	14	22	14	50	42
2004	14	15	6	6	-	10	22	21	22	17	18	25	176	190
2005	28	17	22	18	23	24	14	11	5	13	26	23	224	141
2006	24	20	19	16	19	22	27	17	15	8	23	23	233	132
2007	26	19	24	28	21	7	24	24	18	12	18	24	245	120
Summe													928	625
%													67,35	32,65

### A3 Ableitung der vertikalen Wellenzahl $\mu_3$ für Schwerewellen

Die Ableitung der vertikalen Wellenzahl  $\mu_3$  für Schwerewellen (siehe Gl. 2.12) beruht auf der Dispersionsgleichung (Gl. 2.11), wobei geeignete Annahmen getroffen werden, die die Schallwellen und planetaren Wellen ausschließen. Es ergibt sich dann:

$$\mu_3^2 = \frac{(N^2 - \sigma^2) \cdot n^2}{\sigma^2} - E^2 \quad (\text{Gl. A.1})$$

wobei  $N^2$  die Brunt-Vaisala Frequenz,  $\sigma$  die intrinsische Frequenz der Welle darstellt und  $n^2$  definiert ist als  $n^2 = \mu_1^2 + \mu_2^2$ .

Der Eckart-Koeffizient  $E$  (siehe z.B. Pichler, 1997) kann aufgrund seiner Kleinheit und damit seines geringen Einflusses vernachlässigt werden. Bei einer Beschränkung auf die x-z-Ebene, das heißt  $n^2 = \mu_1^2$ , ergibt sich aus Gl. A.1:

$$\mu_3^2 = \frac{(N^2 - \sigma^2)}{\sigma^2} \cdot \mu_1^2 \quad (\text{Gl. A.2})$$

$\sigma$  ist definiert als  $\sigma = \omega - (\vec{\mu} \cdot \vec{v})$  mit  $\omega$  als die wahre Frequenz der Welle,  $(\vec{\mu} \cdot \vec{v})$  beschreibt die Doppler-Verschiebung.  $\vec{\mu}$  bedeutet den Wellenvektor und  $\vec{v}$  den Windvektor mit der zonalen Windkomponente  $u$ , der meridionalen Komponente  $v$  und vertikalen Komponente  $w$ .

Im Folgenden wird nur der zonale Grundstrom  $u_0$  zugelassen. Das bedeutet  $\sigma = \omega - \mu_1 \cdot u_0$ . Wendet man diesen Ansatz auf die Gl. A.2 an, so erhält man:

$$\begin{aligned} \mu_3^2 &= \frac{(N^2 - (\omega - \mu_1 \cdot u_0)^2)}{(\omega - \mu_1 \cdot u_0)^2} \cdot \mu_1^2 \\ &= \frac{N^2}{(\omega - \mu_1 \cdot u_0)^2} - \frac{(\omega - \mu_1 \cdot u_0)^2}{(\omega - \mu_1 \cdot u_0)^2} \cdot \mu_1^2 \\ &= \left( \frac{N^2}{(\omega - \mu_1 \cdot u_0)^2} - 1 \right) \cdot \mu_1^2 \\ &= \frac{N^2 \cdot \mu_1^2}{(\omega - \mu_1 \cdot u_0)^2} - \mu_1^2 \end{aligned}$$

$$= \frac{N^2 \cdot \mu_1^2}{\mu_1^2 \left( \frac{\omega}{\mu_1} - u_0 \right)^2} - \mu_1^2$$

$$\mu_3^2 = \frac{N^2}{\left( \frac{\omega}{\mu_1} - u_0 \right)^2} - \mu_1^2 \quad (\text{Gl. A.3})$$

Der Term  $\frac{\omega}{\mu_1}$  beschreibt die Phasengeschwindigkeit  $c$  der Welle in zonaler Richtung. Daraus ergibt sich aus Gl. A.3:

$$\mu_3^2 = \frac{N^2}{(c - u_0)^2} - \mu_1^2 \quad (\text{Gl. A.4})$$

Die Gl. A.4 beschreibt damit die Dispersionsgleichung für Schwerewellen, wobei es sich hierbei um eine Näherung handelt. Sie kann auch geschrieben werden als:

$$\mu_3^2 \sim \frac{N^2}{(c - u_0)^2} \quad (\text{Gl. A.4a})$$



#### A4 Einfluss des Einsteinkoeffizienten für spontane Emission $A_{21}$ auf die Intensität von Emissionslinien

Es sei  $dZ_{21}$  diejenige Zahl der Moleküle, die im Zeitraum  $dt$  vom Energieniveau 2 nach 1 übergehen.  $dZ_{21}$  hängt dabei ab von:

- 1) der Anzahl der Moleküle, die sich im Energieniveau 2 befinden,  $N_2$
- 2) der Übergangswahrscheinlichkeit  $A_{21}$

Also gilt:

$$dZ_{21} = A_{21} \cdot N_2 \cdot dt \quad (\text{Gl. A.5})$$

Die Energie, die mit der Strahlung für den Übergang verbunden ist, lautet:

$$h\nu \cdot dZ_{21} = h\nu \cdot A_{21} \cdot N_2 \cdot dt \quad (\text{Gl. A.6})$$

Wenn im Zeitraum  $dt$  insgesamt  $dZ_{21}$  Moleküle vom Energiezustand 2 in den Zustand 1 wechseln, nimmt also die Anzahl der Moleküle, die im Zustand 2 verbleiben, um  $dZ_{21}$  ab. Das bedeutet:

$$N_2^{neu} = N_2^{alt} - dN_2 \quad \text{bzw.} \quad dZ_{21} = -dN_2$$

Damit kann man Gl. A.5 schreiben als:

$$-dN_2 = A_{21} \cdot N_2 \cdot dt \quad (\text{Gl. A.5a})$$

Gl. A.5a kann man auch schreiben als:

$$\begin{aligned} -\frac{dN_2}{N_2} &= A_{21} \cdot dt && | \cdot (-1) \\ \frac{1}{N_2} dN_2 &= -A_{21} \cdot dt \\ \int_{alt}^{neu} \frac{1}{N_2} dN_2 &= -\int_{alt}^{neu} A_{21} \cdot dt \\ \ln N_2 \Big|_{alt}^{neu} &= -A_{21} \cdot t \Big|_{alt}^{neu} \\ \ln N_{2_{neu}} - \ln N_{2_{alt}} &= -(A_{21} \cdot t_{neu} - A_{21} \cdot t_{alt}) && | \text{ wähle } t_{alt} = 0 \\ \ln N_{2_{neu}} - \ln N_{2_{alt}} &= -A_{21} \cdot t_{neu} \end{aligned}$$

$$\ln \frac{N_{2_{neu}}}{N_{2_{alt}}} = -A_{21} \cdot t_{neu} \quad | \exp$$

$$\frac{N_{2_{neu}}}{N_{2_{alt}}} = e^{-A_{21} \cdot t_{neu}}$$

$$N_{2_{neu}} = N_{2_{alt}} \cdot e^{-A_{21} \cdot t_{neu}}$$

Vereinfachung der Schreibweise:

$$t_{neu} \equiv t$$

$$N_{2_{neu}} \equiv N_2$$

$$N_{2_{alt}} \equiv N_{2_0}$$

Damit folgt aus Gl. A.5a nach der Integration:

$$N_2 = N_{2_0} \cdot e^{-A_{21} \cdot t} \quad (\text{Gl. A.7})$$

Gl. A.7 gibt also an, wie sich die Population des Energieniveaus 2 mit der Zeit  $t$  verändert.  $N_{2_0}$  gibt die ursprüngliche, d.h. anfängliche Anzahl von Molekülen an, die sich im Energieniveau 2 befinden haben.

Betrachte nochmals Gl. A.5: im Zeitintervall  $dt$  gehen  $dZ_{21}$  Moleküle vom Energiezustand 2 nach 1 über. Damit verbunden ist Strahlungsenergie  $h\nu$  für jedes Molekül, das diesen Übergang ausführt. Man hat also insgesamt Energie  $dZ_{21} \cdot h\nu$ :

$$\text{aus A.5:} \quad dZ_{21} \cdot h\nu = A_{21} \cdot N_2 \cdot h\nu \cdot dt \quad | /dt$$

$$\frac{dZ_{21} \cdot h\nu}{dt} = A_{21} \cdot N_2 \cdot h\nu \quad (\text{Gl. A.8})$$

Gl. A.8 beschreibt damit die Strahlungsenergie pro Zeitintervall  $dt$ . Die Strahlungsenergie [ $J=Ws$ ] pro Zeitintervall [ $s$ ] liefert die Strahlungsleistung [ $W$ ]. Die Strahlungsleistung [ $W$ ] pro Fläche [ $m^2$ ] liefert die Intensität der Strahlung [ $W/m^2$ ].

Gl. A.8 beschreibt damit die Strahlungsleistung  $\Phi$  der emittierten Strahlung:

$$\underbrace{\frac{dZ_{21} \cdot h\nu}{dt}}_{\equiv \Phi} = A_{21} \cdot N_2 \cdot h\nu$$

$$\Phi = A_{21} \cdot \underbrace{N_2}_{A.7} \cdot h\nu$$

$$\Phi = \underbrace{A_{21} \cdot h\nu \cdot N_{2_0}}_{\equiv \Phi_0} \cdot e^{-A_{21} \cdot t} \quad \Phi_0 = \text{konst.}$$

$$\Phi = \Phi_0 \cdot e^{-A_{21} \cdot t} \quad (\text{Gl. A.9})$$

Das bedeutet, die Strahlungsleistung (oder das „Leuchten“) des angeregten Gases nimmt exponentiell mit der Zeit ab. Gl. A.9 zeigt ferner, dass der Einsteinkoeffizient auch die Intensität der Spektrallinien bestimmt.

Eine detaillierte Beschreibung hierzu findet man z.B. bei Schpolski (1979).

## A5 Höhe der OH\*-Schicht

**Tab. A.5.1:** Höhe des Dichtemaximums der OH\*-Schicht, zusammengestellt aus verschiedenen Referenzen. Direkte Messungen: Messungen der Höhe des Dichtemaximums der OH\*-Schicht. Indirekte Messungen: Abschätzungen der Höhe der OH\*-Schicht über Vergleiche der OH\*-Temperatur mit anderen Temperaturmessungen, abgeleitet aus höhen aufgelösten Messsystemen. Modellrechnungen: modellierte Höhen des Dichtemaximums der OH\*-Schicht.

### Direkte Messungen:

Code	Referenz	Geographische Breite / Länge	Zeitpunkt der Messung	Peak-höhe [km]	Halbwertsbreite [km]	Messmethode
<b>Höhenprofile aus Raketenmessungen</b>						
BAS	Baker und Stair (1988)	Messungen an verschiedenen Orten (68°N - 3°S)	Messungen zwischen 1956-1984	87,4	8,4	alle OH*-Banden
BAW	Baker und Waddoups (1967)	White Sands, USA (32,5°N, 107°W)	28.04.1966	97	-	OH*(8,3)
BAK	Baker et al. (1985)	Poker Flat, Alaska (65°N, 147°W)	01.03.1975	84		OH*(7,5) bis OH*(9,7) bei 1,85-2,12µm
BAK	Baker et al. (1985)	Poker Flat, Alaska (65°N, 147°W)	04.03.1975	89		OH*(7,5) bis OH*(9,7) bei 1,85-2,12µm
BAK	Baker et al. (1985)	White Sands, USA (32,5°N, 107°W)	06.03.1972	83		OH*(7,5) bis OH*(9,7) bei 1,85-2,12µm
BAK	Baker et al. (1985)	White Sands, USA (32,5°N, 107°W)	04.10.1973	89		OH*(7,5) bis OH*(9,7) bei 1,85-2,12µm
EVA	Evans et al. (1973)	Churchill, Manitoba, Kanada (59°N, 94°W)	08.02.1972	87	10	1,3µ Kanal; 1,6µ Kanal; 1,8µ Kanal <sup>36</sup>
GOD	Good (1976)	White Sands, USA (32,5°N, 107°W)	16.04.1973	87	6	1,3µ Kanal <sup>37</sup> ; 1,6µ Kanal
HAR	Harrison (1970)	Resolute Bay, Kanada (75°N, 95°W)	26.10.1969	95	-	OH*(6,2)
HE4	Hecht et al. (2004)	White Sands, USA (32,5°N, 107°W)	26.10.2000	84		OH*(9,4)
IWA	Iwagami et al. (2002)	Kagoshima, Japan (31°N, 131°O)	09.01.2000	88	-	OH*(6,2)
LOM	Lopez-Moreno et al. (1987)	Huelva, Spanien (37,5°N, 6°W)	19.12.1981	88	12	OH*(3,1); OH*(4,2)
LOM	Lopez-Moreno et al. (1987)	Huelva, Spanien (37,5°N, 6°W)	19.12.1981	91	10	OH*(4,2); OH*(5,3)
LOM	Lopez-Moreno et al. (1987)	Huelva, Spanien (37,5°N, 6°W)	19.12.1981	90	11	OH*(5,3); OH*(6,4)

<sup>36</sup> Der 1,8µ Kanal umfasst 90% der OH\*(5,3)-, 90% der OH\*(6,4)- sowie 80% der OH\*(7,5)-Bande.

<sup>37</sup> Der 1,3µ Kanal schließt hauptsächlich die OH\*-Banden OH\*(2,0), OH\*(8,5) und OH\*(9,6) ein.

MAK	Makino et al. (1983)	Uchinoura, Japan (31°N, 131°O)	16.08.1977	84	13	1,6µ Kanal <sup>38</sup>
MAK	Makino et al. (1983)	Uchinoura, Japan (31°N, 131°O)	16.08.1977	90	-	OH*(7,4); OH*(8,5)
MCD	McDade et al. (1987)	South Uist, Großbritannien (57°N, 353°O)	23.03.1982	87,5	-	1,6µ Kanal
MCD	McDade et al. (1987)	South Uist, Großbritannien (57°N, 353°O)	23.03.1982	93,5	-	OH*(8,3)
PAC	Packer (1961)	White Sands, USA (32,5°N, 107°W)	06.11.1959	85	-	OH*(8,3)
ROG	Rogers et al. (1973)	Poker Flat, Alaska (65°N, 147°W)	06.03.1972	83,5	8	OH*(2,0) bis OH*(5,3) bei 1,4-1,65µm; OH*(7,5) bis OH*(9,7) bei 1,85-2,12µm
TA6	Takahashi et al. (1996)	Alcântara, Brasilien (2,5°S, 44°W)	31.05.1992	~87	10	OH*(8,3)
TAK	Takano et al. (1990)	Uchinoura, Japan (31°N, 131°O)	24.08.1981; 13.09.1982	88	-	OH*(8,3); OH*(7,3); OH*(6,2)
THY	Thomas und Young (1981)	White Sands, USA (32,5°N, 107°W)	11.07.1977	88	-	OH*(5,3); OH*(6,4)
THY	Thomas und Young (1981)	White Sands, USA (32,5°N, 107°W)	11.07.1977	87	-	OH*(7,4); OH*(8,5); OH*(9,6)
ULW	Ulwick et al. (1987)	Esrangle, Schweden (68°N, 21°O)	10.02.1984	87	-	OH*(3,1)
WAT	Watanabe et al. (1981)	Uchinoura, Japan (31°N, 131°O)	20.08.1971	91	-	OH*(7,2); OH*(6,1); OH*(8,3)
WAT	Watanabe et al. (1981)	Uchinoura, Japan (31°N, 131°O)	17.01.1975	89	-	OH*(7,2)
WAT	Watanabe et al. (1981)	Uchinoura, Japan (31°N, 131°O)	06.09.1969	88	-	OH*(6,1); OH*(7,2); OH*(8,3)
WIT	Witt et al. (1979)	Esrangle, Schweden (68°N, 21°O)	07.03.1975	~87	~17	OH*(8,3)

#### Höhenprofile aus satellitenbasierten Messungen

ABY	Abreu und Yee (1989)	-	Orbit 2721	88	8	OH*(8,3)-Höhenprofile des AE-E/VAE (Orbit 2721)
FRE	Frederick et al. (1978)	3°S	24.05.1976	86		OH*(9,3)-Höhenprofile des AE-E/VAE (Orbit 2438)
FRE	Frederick et al. (1978)	2°N	07.06.1976	87,5		OH*(9,3)-Höhenprofile des AE-E/VAE (Orbit 2647)
LET	Le Texier et al. (1989)	20°N-20°S	Jun., Okt. 1984, Feb., Apr. 1985	85		OH*(7,5)-Höhenprofile des SME-Near Infrared Spectrometer
LSA	Liu und Shepherd (2006a)	19°S, 172°W	29.08.1992	~89		OH*(8,3)-Höhenprofile des UARS/WINDII
LSB	Liu und Shepherd (2006b)	37°N, 115°W	29.08.1992	91		OH*(8,3)-Höhenprofile des UARS/WINDII
LSB	Liu und Shepherd (2006b)	33°N, 155°O	29.08.1992	88		OH*(8,3)-Höhenprofile des UARS/WINDII

<sup>38</sup> der 1,6µ Kanal umfasst die OH\*-Banden mit  $\Delta v = 2$ , d.h. OH\*(2,0), OH\*(3,1), OH\*(4,2), OH\*(5,3) und OH\*(6,4).

## Anhang

LSB	Liu und Shepherd (2006b)	36°N, 77°O	29.08.1992	89		OH*(8,3)-Höhenprofile des UARS/WINDII
LOW	Lowe et al. (1996)	40°N-40°S	01.03.1993	88	6-8	OH*(8,3)-Höhenprofile des UARS/WINDII
MAR	Marsh et al. (2006)	2,5°N	März-Mai 2002	87		OH*(2 $\mu$ m)-Höhenprofile des TIMED/SABER
MEL	Melo et al. (2000)	42°N-42°S	Nov. 1991 - Apr. 1995	85-90		OH*(8,3)-Höhenprofile des UARS/WINDII
SHL	She und Lowe (1998)	40° $\pm$ 5°N	März-Apr. 1993	87	8	OH*(8,3)-Höhenprofile des UARS/WINDII
SHL	She und Lowe (1998)	40°N	17.06.1993	86,5	8	OH*(8,3)-Höhenprofile des UARS/WINDII
SHL	She und Lowe (1998)	40°N	15.12.1993	86	8	OH*(8,3)-Höhenprofile des UARS/WINDII
YEE	Yee et al. (1997) -		12.08.1993	89,6	5,6	OH*(9,4)-Höhenprofile des UARS/HRDI
YEE	Yee et al. (1997) -		24.09.1993	89	5,7	OH*(9,4)- und OH*(7,2)-Höhenprofile des UARS/HRDI
YEE	Yee et al. (1997) -		27.10.1993	88,5	5,7	OH*(9,4)- und OH*(7,2)-Höhenprofile des UARS/HRDI
ZHS	Zhang und Shepherd (1999)	40°N-40°S	März-Mai 1992	88		OH*(8,3)-Höhenprofile des UARS/WINDII
ZHS	Zhang und Shepherd (1999)	40°N-40°S	Dez. 1992 - Feb. 1993	87,5		OH*(8,3)-Höhenprofile des UARS/WINDII

### Höhenprofile aus Space Shuttle-Messungen

MEN	Mende et al. (1993)	23°S, 39°O	17.11.1990	88,4		OH*(8,3); OH*(7,2); OH*(6,1); OH*(9,3); OH*(6,0)-Höhenprofile gemessen während der STS-37 Space Shuttle Mission
-----	---------------------	------------	------------	------	--	---

### Indirekte Messungen:

Code	Referenz	Geographische Breite / Länge	Zeitpunkt der Messung	Peak höhe [km]	Halb- werts breite [km]	Messmethode
<b>Vergleich Lidar- mit OH*-Temperaturmessungen</b>						
FRB	Fricke-Begemann et al. (1998)	Kühlungsborn, Deutschland (55°N, 11,5°O)	Aug.-Dez. 1997	88,6	~8	Potassium-Lidar; OH*(3,1); All-sky Imager
FRI	Friedman et al. (2003)	Arecibo, Puerto Rico, USA (18°N, 67°W)	14.06., 15.06.2002	87		Potassium-Lidar; OH*(6,2)
HE3	Hecht et al. (1993)	Arecibo, Puerto Rico, USA (18°N, 67°W)	06.04., 09.04.1989	87		Na Lidar; OH*(6,2)

SHL	She und Lowe (1998)	Delaware, Kanada (43°N, 81°W); Fort Collins, USA (41°N, 105°W)	Jan.-Dez. 1993	87		Na-Lidar; OH*(3,1)
TAY	Taylor et al. (2001)	Fort Collins, USA (41°N, 105°W)	Jun.-Dez. 1997	87		Na Lidar; OH*(6,2)
YUE	Yu et al. (1991)	Fort Collins, USA (41°N, 105°W)	16.04.1990	87,5		Na Lidar (bodengebunden); OH*(7,3) und OH*(3,1) (Flugzeugmessungen)
VZA	von Zahn et al. (1987)	Andøya, Norwegen (69°N, 16°O)	18.01., 20.01., 31.01.1986	86	8	Na Lidar; OH*(3,1)
VZN	von Zahn und Neuber (1987)	Andøya, Norwegen (69°N, 16°O)	Nov. 1985 - März 1986	86		Na Lidar; OH*
ZHA	Zhao et al. (2005)	Maui, Hawaii (21°N, 156°W)	Jan. 2002 - Okt. 2003	88,6		Na Lidar; OH*(6,2)

---

**Vergleich von Meteorecho-Beobachtungen (MU Radar) mit OH\*-Temperaturmessungen**


---

HOC	Hocking et al. (2004)	Cachoeira Paulista, Brasilien (23°S, 45°W)	Mai-Okt. 1999	~89,5		MU Radar (Meteor-Echo); OH*(6,2)
NAK	Nakamura et al. (1997)	Shigaraki, Japan (35°N, 136°O)	03.-13.11.1994	87		MU Radar (Meteor-Echo); OH*(6,2)
SIN	Singer et al. (2004)	Juliusruh, (55°N, 13°O); Wuppertal, Deutschland (51°N, 7°O)	Nov. 1999 - Aug. 2001	~89,5		MU Radar (Meteor-Echo); OH*(3,1)
TA5	Takahashi et al. (2005)	Shigaraki, Japan (35°N, 136°O)	28.01.-08.02.2003	85		MU Radar (Meteor-Echo); OH*(6,2)
TA4	Takahashi et al. (2004)	Shigaraki, Japan (35°N, 136°O)	2000	88		MU Radar (Meteor-Echo); OH*(6,2)

---

**Vergleich satellitenbasierter mit bodengebundenen OH\*-Temperaturmessungen**


---

LOG	López-González et al. (2007)	±5° in geogr. Breite und Länge um Sierra Nevada, Spanien (37°N, 3°O)	Feb. 2002 - Mai 2003; Okt. 2005 - Jul. 2006	87		Temperatur abgeleitet aus CO <sub>2</sub> Emission bei 15µm von TIMED/SABER; OH*(6,2)
MUL	Mulligan und Lowe (2008)	53°±2,5°N um Maynooth, Irland (53°N, 6°W)	1993-1994 verglichen mit 2004-2005	87		OH-äquivalente Temperatur abgeleitet von SCISAT-1/ ACE-FTS; OH*(3,1)
MUL	Mulligan und Lowe (2008)	53°±2,5°N und 6°±2,5°W (bzw. ±5°W) um Maynooth, Irland (53°N, 6°W)	1993-1994 verglichen mit 2004-2005	87		OH-äquivalente Temperatur abgeleitet von TIMED/SABER; OH*(3,1)
OBE	Oberheide et al. (2006)	600 km Radius um Wuppertal, Deutschland (51°N, 7°O)	Jan. 2003 - Dez. 2005	87		Temperatur abgeleitet aus CO <sub>2</sub> Emission bei 15µm von TIMED/SABER; OH*(3,1)
VSA	von Savigny et al. (2004)	±10° geogr. Breite, ±20° Länge um Hohenpeißenberg (47°N, 11°O) bzw. Wuppertal, Deutschland (51°N, 7°O)	15.10.2003 - 26.02.2004 bzw. Jan.-März 2003; Winter 2003/04	85		OH*(3,1)-Temperatur von ENVISAT/SCIAMACHY; OH*(3,1)

VSA	von Savigny et al. (2004)	±10° geogr. Breite, ±20° Länge um Maui, Hawaii (21°N, 204°O)	Jan.-März 2003	85	OH*(3,1)-Temperatur von ENVISAT/SCIAMACHY; OH*(6,2)
SHA	Shepherd et al. (2004a)	35°N-70°N	Nov. 1991 - Apr. 1997	87	Limb-Messungen von UARS/WINDII; OH* (versch. Banden); Na-Lidar; K-Lidar
SHB	Shepherd et al. (2004b)	45°N-55°N	Jan. 1992 - Dez. 1993, Jan.-Dez. 1995	87	Limb-Messungen von UARS/WINDII; OH* (versch. Banden)
SIC	Sica et al. (2008)	500km Radius um Davis, Antarktis (69°S, 78°O)	-	87,5	SCISAT-1/ACE-FTS; OH*(6,2)

**Vergleich raketengestützter Temperaturmessungen mit bodengebundenen OH\*-Temperaturmessungen**

LAN	Lange (1982)	Esrange, Schweden (68°N, 21°O)	12.11.1980	86	Raketengestützte Temp.-Profile; OH*(3,1)-Temp.
OFF	Offermann et al. (1987)	Andøya, Norwegen (69°N, 16°O); Esrange, Schweden (68°N, 21°O)	Nov.-Dez. 1980	85	Modellierte Temperaturen aus Raketen-Messungen; OH*(3,1)-Temperatur
PHI	Philbrick et al. (1985)	Andøya, Norwegen (69°N, 16°O); Esrange, Schweden (68°N, 21°O)	16.11., 27.11., 01.12.1980	87	Raketengestützte Temp.-Profile abgeleitet aus CO <sub>2</sub> Emission bei 15µm; OH*(3,1)-Temperatur
SCH	Schmidlin et al. (1991)	Biscarosse, Frankreich (44°N, 1°W)	20.02.1990	86	Raketengestützte Temp.-Profile; OH*(3,1)-Temp.

**Triangulation**

EJI	Ejiri et al. (2002)	Shigaraki (34,9°N, 136°O); Murou (34,6°N, 136°O), Japan	Jan.-März 1998	~86	~10	4 all-sky CCD Imager (2x OH*(6,2); 2x OI 557.7nm)
KUB	Kubota et al. (1999)	Shigaraki (34,9°N, 136°O); Murou (34,6°N, 136°O), Japan	21.01.- 03.02.1998	~85		4 all-sky CCD Imager (2x OH*(6,2); 2x OI 557.7nm)
MOH	Moreels und Herse (1977)	Cîme de la Bonette, Frankreich (44°N, 6,5°O)	14.07.1975	85		4 Kameras

**Modellrechnungen:**

Code	Referenz	Geographische Breite / Länge	Zeitpunkt der Messung	Peak-höhe [km]	Halb-werts breite [km]	Messmethode
------	----------	------------------------------	-----------------------	----------------	------------------------	-------------

**Modellsimulationen**

BLM	Battaner und Lopez-Moreno (1979)			84-85		berechnet für Vibrationslevel v=1, v=3, v=6 und v=9 für Mitternacht
FUK	Fukuyama (1974)			84	~8	berechnet für Winterbedingungen



HUH	Huang und Hickey (2007)	82°N, 39°N, 18°N		85	
LE9	Le Texier et al. (1989)	20°N-20°S		83	berechnet für OH*(7,5) für Januar-, April- und Juli-Bedingungen
LE7	Le Texier et al. (1987)			87	
LSB	Liu und Shepherd (2006b)	32,5°N-37,5°N	1991-1997	~88	Vergleich modellierter mit gemessener Höhen der OH*-Emissionsschicht
LLE	Llewellyn et al. (1978)			~86	berechnet für Vibrationslevel v=1, v=4 und v=9 für Mitternacht
MOR	Moreels et al. (1977)			84	berechnet für Vibrationslevel v=1 und v=8
ZHG	Zhang et al. (2001)	40°N-40°S	März 1992; Dez. 1992	89	berechnet für das OH*(8,3)-Band für März- und Dezember-Bedingungen

<b>Summe der Referenzen</b>	<b>Mittlere Peakhöhe [km]</b>	<b>Standardabweichung der mittleren Peakhöhe [km]</b>	<b>Mittlere Halbwertsbreite [km]</b>
<b>88</b>	<b>87,33</b>	<b>2,32</b>	<b>8,88</b>

## A6 Anhang zu Kapitel 6.3.2

**Tab. A.6.1:** Amplitude, Phase und erklärte Varianz der mittels der Harmonischen Analyse angepassten Schwingung von 11 Jahren an die jeweilige Zeitreihe der Jahresmittel der Wavelet-Intensitäten für alle Periodendauern von 3 bis 40 Tagen.

Perioden- dauer	Amplitude	Phase	Erklärte Varianz [%]	Perioden- dauer	Amplitude	Phase	Erklärte Varianz [%]
3	0,13	-1,711	10,18	22	0,08	-1,323	5,57
4	0,17	-0,888	28,13	23	0,12	-1,194	10,87
5	0,14	-2,607	22,78	24	0,14	-1,172	14,35
6	0,10	3,140	9,45	25	0,13	-1,149	13,20
7	0,08	2,784	5,80	26	0,17	-0,876	19,90
8	0,04	1,575	6,95	27	0,15	-0,732	22,16
9	0,04	-2,132	1,58	28	0,15	-0,768	23,93
10	0,03	-2,224	2,05	29	0,15	-0,781	27,98
11	0,08	-2,229	17,67	30	0,13	-0,951	22,56
12	0,09	-2,246	20,88	31	0,10	-1,101	15,31
13	0,10	-2,554	19,82	32	0,11	-1,187	18,75
14	0,06	-2,298	8,86	33	0,09	-1,414	13,39
15	0,06	-1,887	6,60	34	0,07	-1,573	9,01
16	0,04	-1,014	3,87	35	0,05	-1,535	5,91
17	0,11	-0,660	13,57	36	0,06	-1,820	5,33
18	0,18	-0,852	23,71	37	0,04	-1,982	2,91
19	0,13	-0,841	14,44	38	0,03	-1,870	1,40
20	0,08	-1,405	6,93	39	0,02	-3,121	0,43
21	0,08	-1,770	5,75	40	0,04	2,709	1,61

**A7    Verwendete Naturkonstanten und physikalische Größen**

Boltzmann-Konstante	$k = 1,381 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$
Elementarladung	$e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ As}$
Elektronenvolt	$1\text{eV} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ J}$
individuelle Gaskonstante	$R = 287 \text{ J/kg}\cdot\text{K}$
Lichtgeschwindigkeit	$c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$
Planck-Konstante	$h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$
Schwerebeschleunigung	$g = 9,81 \text{ m/s}^2$
Winkelgeschwindigkeit der Erde	$ \vec{\omega}  = 2\pi/86164 \text{ s} = 7,29 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$



## Literaturverzeichnis

Abreu, V.J. und J.H. Yee, 1989. Diurnal and seasonal variation of the nighttime OH(8-3) emission at low latitudes. *Journal of Geophysical Research* 94, 11.949-11.957.

Akmaev, R.A., 2002. Modeling the cooling due to CO<sub>2</sub> increases in the mesosphere and lower thermosphere. *Physics and Chemistry of the Earth* 27, 521-528.

Akmaev, R.A., V.I. Fomichev und X. Zhu, 2006. Impact of middle-atmospheric composition changes on greenhouse cooling in the upper atmosphere. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 68, 1879-1889.

Andrews, D.G., 2000. *An introduction to atmospheric physics*. Cambridge University Press, Cambridge.

Andrews, D.G., J.R. Holton und C.B. Leovy, 1987. *Middle atmosphere dynamics*. Academic Press, Inc., Orlando.

Armstrong, J.T., D.J. Hutter, K.J. Johnston und D. Mozurkewich, 1995. Stellar optical interferometry in the 1990s. *Physics Today*, May 1995, 42-49.

Babcock, H.W., 1961. The topology of the Sun's magnetic field and the 22-year cycle. *Astrophysical Journal* 133, 572-587.

Baker, D.J., 1978. *Studies of atmospheric infrared emissions*. Technical Report, AFGL-TR-78-0251, Air Force Geophysics Laboratory, Hanscom AFB, MA 01731, USA.

Baker, D.J. und A.T. Stair, Jr., 1988. Rocket measurements of the altitude distributions of the hydroxyl airglow. *Physica Scripta* 37, 611-622.

Baker, D.J., A.J. Steed, G.A. Ware, D. Offermann, G. Lange und H. Lauche, 1985. Ground-based atmospheric infrared and visible emission measurements. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics* 47, 133-145.

Baker, D.J. und R.O. Waddoups, 1967. Rocket measurement of midlatitude night airglow emissions. *Journal of Geophysical Research* 72, 4881-4883.

Baldwin, M.P., L.J. Gray, T.J. Dunkerton, K. Hamilton, P.H. Haynes, W.J. Randel, J.R. Holton, M.J. Alexander, I. Hirota, T. Horinouchi, D.B.A. Jones, J.S. Kinnarsley, C. Marquardt, K. Sato und M. Takahashi, 2001. The quasi-biennial oscillation. *Reviews of Geophysics* 39, 179-229.

Balthasar, H., M. Vázquez und H. Wöhl, 1986. Differential rotation of sunspot groups in the period from 1874 through 1976 and changes of the rotation velocity within the solar cycle. *Astronomy and Astrophysics* 155, 87-98.

Bates, D.R. und M. Nicolet, 1950. The photochemistry of atmospheric water vapor. *Journal of Geophysical Research* 55, 301-327.

Batista, P.P., H. Takahashi und B.R. Clemesha, 1994. Solar cycle and the QBO effect on the mesospheric temperature and nightglow emissions at a low latitude station. *Advances in Space Research* 14, 221-224.

Battaner, E. und J.J. Lopez-Moreno, 1979. Time and altitude variations of vibrationally excited states of atmospheric hydroxyl. *Planetary and Space Science* 27, 1421-1428.

Bauer, S.J., R. Gutdeutsch, M. Hantel, H. Reuter, H.O. Rucker, G. Siedler, T. Spohn, R. Steinacker und W. Zenk, 2001. *Bergmann/Schaefer – Lehrbuch der Experimentalphysik. Band 7: Erde und Planeten.* Walter de Gruyter Verlag, Berlin, New York.

Beck, J.G., 1999. A comparison of differential rotation measurements. *Solar Physics* 191, 47-70.

Beer, T., 1974. *Atmospheric waves.* Adam Hilger Verlag, London.

Beig G., J. Scheer, M.G. Mlynczak und P. Keckhut, 2008. Overview of the temperature response in the mesosphere and lower thermosphere to solar activity. *Reviews of Geophysics* 46, RG3002, doi:10.1029/2007RG000236.

Beig, G., P. Keckhut, R.P. Lowe, R.G. Roble, M.G. Mlynczak, J. Scheer, V.I. Fomichev, D. Offermann, W.J.R. French, M.G. Shepherd, A.I. Semenov, E.E. Remsberg, C.Y. She, F.J. Lübken, J. Bremer, B.R. Clemesha, J. Stegman, F. Sigernes und S. Fadnavis, 2003. Review of mesospheric temperature trends. *Reviews of Geophysics* 41, 1-1 – 1-41.

Berger, U., 2005. Die Mesosphäre: Ein Frühwarnsystem für Klimaänderungen? *promet* 31, 12-18.

Bittner, M., 2002. *Ozon in der Stratosphäre – ein Überblick.* Technischer Bericht, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR-DFD), Oberpfaffenhofen.

Bittner, M., 1993. Langperiodische Temperaturosillationen in der unteren und mittleren Atmosphäre (0-100 km) während der DYANA-Kampagne. Dissertation WUB-DIS 93-3, Bergische Universität - Gesamthochschule Wuppertal, Wuppertal.

Bittner, M., D. Offermann, H.-H. Graef, M. Donner und K. Hamilton, 2002. An 18-year time series of OH rotational temperatures and middle atmosphere decadal variations. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics* 64, 1147-1166.

Bittner, M., D. Offermann und H.-H. Graef, 2000. Mesopause temperature variability above a midlatitude station in Europe. *Journal of Geophysical Research* 105, No. D2, 2045-2058.

Bittner, M., D. Offermann, I.V. Bugaeva, G.A. Kokin, J.P. Koshelkov, A. Krivolutsky, D.A. Tarasenko, M. Gil-Ojeda, A. Hauchecorne, F.-J. Lübken, B.A. de la Morena, A. Mourier, H. Nakane, K.I. Oyama, F.J. Schmidlin, I. Soule, L. Thomas und T. Tsuda, 1994. Long period/large scale oscillations of temperature during the DYANA campaign. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics* 56, 1675-1700.

Blanc, E., 1985. Observations in the upper atmosphere of infrasonic waves from natural or artificial sources: A summary. *Annales Geophysicae* 3, 673-688.

Blanter, E.M., M.G. Shnirman, J.L. Le Mouél, 2005. Solar variability: Evolution of correlation properties. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 67, 521-534.

Blome, H.J., H. Duerbeck, J.V. Feitzinger, J. Hoell, W. Priester, H. Scheffler und F. Speer, 2002. Bergmann/Schaefer – Lehrbuch der Experimentalphysik. Band 8: Sterne und Weltraum. Walter de Gruyter Verlag, Berlin, New York, 2. stark erweiterte und aktualisierte Auflage.

Bovensmann, H., J.P. Burrows, M. Buchwitz, J. Frerick, S. Noël, V.V. Rozanov, K.V. Chance und A.P.H. Goede, 1999. SCIAMACHY: Mission objectives and measurement modes. *Journal of the Atmospheric Sciences* 56, 127-150.

Bracher, A., M. Weber, H. Bovensmann, S. Noël, C. von Savigny, K. Höppner, M. Bittner und J.P. Burrows, 2006. 1st final report in phase A for the ESA project “Long term validation of SCIAMACHY data (SciLoV)”. Projektbericht (Contract No. 18809/05-I-LG) an die ESA vom Institut für Umweltphysik (IUP), Universität Bremen, Deutschland.

Bremer, J. und U. Berger, 2002. Mesospheric temperature trends derived from ground-based LF phase-height observations at mid-latitudes: comparison with model simulations. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 64, 805-816.

Bronstein I.N. und K.A. Semendjajew, 1981. Taschenbuch der Mathematik. Harri Deutsch Frankfurt / Main, 20. Auflage.

Carrington, R.C., 1858. On the distribution of the solar spots in latitudes since the beginning of the year 1854. *Monthly Notices of Royal Astronomical Society* 19, 1-3.

Chao, B.F., 1989. Length-of-day variations caused by El Niño-Southern Oscillation and Quasi-Biennial Oscillation. *Science* 243, 923-925.

Chao, B.F., V. Dehant, R. Gross, R. Ray, D. Salstein, M. Watkins und C. Wilson, 2000. Space geodesy monitors mass transports in global geophysical fluids. *EOS, Transactions, American Geophysical Union* 81, 247-250.

Clancy, R.T., D.W. Rusch und M.T. Callan, 1994. Temperature minima in the average thermal structure of the middle mesosphere (70-80 km) from analysis of 40- to 92-km SME global temperature profiles. *Journal of Geophysical Research* 99, 10.001-19.020.

Clemesha, B., H. Takahashi, D. Simonich, D. Gobbi und P. Batista, 2005. Experimental evidence for solar cycle and long-term change in the low-latitude MLT region. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 67, 191-196.

Clemesha, B., D. Simonich, P. Batista, T. Vondrak und J.M.C. Plane, 2004. Negligible long-term temperature trend in the upper atmosphere at 23°S. *Journal of Geophysical Research* 109, D05302, doi:10.1029/2003JD004243.

Dehant, V., C. Wilson, D. Salstein, B. Chao, R. Gross, Ch. Le Provost und R. Ponte, 1997. Study of Earth's rotation and geophysical fluids progresses. *EOS, Transactions, American Geophysical Union* 78, 357-360.

Dorfmüller, T., W.T. Hering, K. Stierstadt und G. Fischer, 1998. Bergmann/Schaefer – Lehrbuch der Experimentalphysik. Band 1: Mechanik, Relativität, Wärme. Walter de Gruyter Verlag, Berlin, New York, 11. völlig neu bearbeitete Auflage.

Ebel, A., 1992. Schwerewellen in der mittleren Atmosphäre. *promet* 2-4, 113-119.

Ejiri, M.K., K. Shiokawa, T. Ogawa, M. Kubota, T. Nakamura und T. Tsuda, 2002. Dual-site imaging observations of small-scale wave structures through OH and OI nightglow emissions. *Geophysical Research Letters* 29, 1445, doi:10.1029/2001GL014257.

Espy, P.J. und J. Stegman, 2002. Trends and variability of mesospheric temperature at high-latitudes. *Physics and Chemistry of the Earth* 27, 543-553.



Evans, W.F.J, E.J. Llewellyn und A. Vallance Jones, 1973. Altitude distribution of hydroxyl bands of the  $\Delta v = 2$  sequence in the nightglow. *Canadian Journal of Physics* 51, 1288-1292.

Finkelburg, W., 1967. Einführung in die Atomphysik. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 11. und 12. völlig neu bearbeitete und ergänzte Auflage.

Fleming, E.L., S. Chandra, J.J. Barnett und M. Corney, 1990. Chapter 2: Zonal mean temperature, pressure, zonal wind and geopotential height as functions of latitude. *Advances in Space Research* 12, (12)11-(12)59.

Fleming, E.L., S. Chandra, M. Schoeberl und J. Barnett, 1988. Monthly mean global climatology of temperature, wind, geopotential height, and pressure for 0-120 km. NASA Technical Memorandum NASA TM-100697, 85.

Fortak, H., 1982. Meteorologie. Dietrich Reimer Verlag, Berlin.

Foufoula-Georgiou, E. und P. Kumar, 1994. Wavelets in Geophysics. San Diego, London, 3. Auflage.

Frederick, J.E., D.W. Rusch und S.C. Liu, 1978. Nightglow emissions of OH( $X^2\Pi$ ): Comparison of theory and measurements in the (9-3) band. *Journal of Geophysical Research* 83, 2441-2445.

French, J. und G. Burns, 2007. Long-term trend and solar cycle variation observed in 12 years of hydroxyl temperatures over Davis, Antarctica. EOS, Transactions, American Geophysical Union 88(23), Joint Assembly Suppl., Abstract SA53A-02.

Fricke-Begemann, C., U. von Zahn, H.-H. Graef, D. Offermann und J. Hecht, 1998. Ground-based experiments for determining the altitudes of OH\*-Meinel emission layers. International Workshop on Layered Phenomena in the Mesopause Region, IAP Kühlungsborn, Germany, September.

Friedman, J.S., C.A. Tepley, S. Raizada, Q.H. Zhou, J. Hedin und R. Delgado, 2003. Potassium Doppler-resonance lidar for the study of the mesosphere and lower thermosphere at the Arecibo observatory. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Research* 65, 1411-1424.

Fritts, D.C. und M.J. Alexander, 2003. Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere. *Reviews of Geophysics* 41, 1003, doi:10.1029/2001RG000106, 3-1 – 3-64.

Fukuyama, K., 1974. Latitudinal distributions of minor neutral hydrogen-oxygen constituents in the winter mesosphere and lower thermosphere. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics* 36, 1297-1320.

Gahalaut, V.K., B. Nagarajan, J.K. Catherine und S. Kumar, 2006. Constraints on 2004 Sumatra-Andaman earthquake rupture from GPS measurements in Andaman-Nicobar Islands. *Earth and Planetary Science Letters* 242, 365-374.

Gavrilyeva, G.A. und P.P Ammosov, 2002. Near-mesopause temperatures registered over Yakutia. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 64, 985-990.

Geller, M.A., 1983. Dynamics of the middle atmosphere. *Space Science Reviews* 34, 359-375.

Georgieva, K., B. Kirov, J. Javaraiah und R. Krasteva, 2005. Solar rotation and solar wind-magnetosphere coupling. *Planetary and Space Science* 53, 197-207.

Gerndt, R., 1986. Untersuchung der Temperaturvariationen in der oberen Mesosphäre mit Infrarot-Spektrometern. Dissertation WU B-DI 86-2, Bergische Universität - Gesamthochschule Wuppertal, Wuppertal.

Gerthsen, C. und D. Meschede, 2004. *Gerthsen Physik*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 22. Auflage.

Givishvili, G.V., L.N. Leshchenko, E.V. Lysenko, S.P. Perov, A.I. Semenov, N.P. Sergeenko, L.M. Fishkova und N.N. Shefov, 1996. Long-term trends of some characteristics of the Earth's atmosphere: I. Experimental results. *Atmospheric and Oceanic Physics* 32, 303-312.

Global Carbon Project, 2008. Carbon budget and trends 2007. [www.globalcarbonproject.org](http://www.globalcarbonproject.org), 26. September 2008.

Gondolatsch, F., G. Groschopf und O. Zimmermann, 1978. *Astronomie I. Die Sonne und ihre Planeten*. Ernst Klett Verlag Stuttgart, 1. Auflage.

Good, R.E., 1976. Determination of atomic oxygen density from rocket borne measurement of hydroxyl airglow. *Planetary and Space Science* 24, 389-395.

Gower, J., 2005. Jason 1 detects the 26 December 2004 Tsunami. *EOS* 86, 4, 37-38.

Graef, H.-H., 1991. Bestimmung der Variabilität der Mesopausentemperatur aus OH\*-Emissionen. Diplomarbeit WU D-91-23, Bergische Universität - Gesamthochschule Wuppertal, Wuppertal.

Häckel, H., 1990. *Meteorologie*. Eugen Ulmer Verlag Stuttgart, 2. verbesserte Auflage.

Harrison, A.W., 1970. Altitude profile of airglow hydroxyl emission. *Canadian Journal of Physics* 48, 2231-2234.

- Hecht, J.H., A.Z. Liu, R.L. Bishop, J.H. Clemmons, C.S. Gardner, M.F. Larsen, R.G. Roble, G.R. Swenson und R.L. Walterscheid, 2004. An overview of observations of unstable layers during the Turbulent Oxygen Mixing Experiment (TOMEX). *Journal of Geophysical Research* 109, D02S01, doi:10.1029/2002JD003123.
- Hecht, J.H., T.J. Kane, R.L. Walterscheid, C.S. Gardner und C.A. Tepley, 1993. Simultaneous nightglow and Na lidar observations at Arecibo during the AIDA-89 campaign. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics* 55, 409-423.
- Hedin, A.E., 1991. Extension of the MSIS thermosphere model into the middle and lower atmosphere. *Journal of Geophysical Research* 96, 1159-1172.
- Hirota, I., und T. Hirooka, 1984. Normal mode Rossby waves observed in the upper stratosphere, Part I: First symmetric modes of zonal wavenumbers 1 and 2. *Journal of the Atmospheric Sciences* 41, 1253-1267.
- Hocking, W.K., W. Singer, J. Bremer, N.J. Mitchell, P. Batista, B. Clemesha und M. Donner, 2004. Meteor radar temperatures at multiple sites derived with SKiYMET radars and compared to OH, rocket and lidar measurements. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 66, 585-593.
- Holme, R., 1998. Electromagnetic core-mantle coupling -- I. Explaining decadal changes in the length of day. *Geophysical Journal International* 132, 167-180.
- Holton, J.R. und M.J. Alexander, 1999. Gravity waves in the mesosphere generated by tropospheric convection. *Tellus* 51, 45-58.
- Holton, J.R. und H.-C. Tan, 1980. The influence of the equatorial quasi-biennial oscillation on the global circulation at 50 mb. *Journal of the Atmospheric Sciences* 37, 2200-2208.
- Honerkamp, J., 1990. *Stochastische Dynamische Systeme. Konzepte, numerische Methoden, Datenanalysen.* VCH Verlagsgesellschaft mbH, Weinheim.
- Höppner, K. und M. Bittner, 2008. Solar activity observed by means of OH\*-temperature fluctuations utilizing the differential rotation of the Sun. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, submitted.
- Höppner, K. und M. Bittner, 2007. Evidence for solar signals in the mesopause temperature variability?. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 69, 431-448.

Höppner, K., 2003. Erstellung einer Klimatologie periodischer Schwingungen der Mesopausentemperatur im Bereich von 3 bis 20 Tagen. Diplomarbeit, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt (DLR-DFD), Oberpfaffenhofen, 82234 Wessling.

Howard, R., 1984. Solar rotation. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 22, 131-155.

Howind, J., H. Kutterer und B. Heck, 1999. The impact of temporal correlations on GPS-derived relative point positions. *Journal of Geodesy* 73, 246-258.

Huang, T.-Y. und M. Hickey, 2007. On the latitudinal variations of the non-periodic response of minor species induced by a dissipative gravity-wave packet in the MLT region. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 69, 741-757.

IPCC, 2007. *Climate Change 2007: Synthesis Report. Contribution of Working Groups I, II and III to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change (Core Writing Team: Pachauri, R.K and A. Reisinger (Hrsg.)).* IPCC, Genf, Schweiz, 104 pp.

Iwagami, N., T. Shibaki, T. Suzuki, Y. Yamada, H. Onishi, Y. Takahashi, H. Yamamoto, H. Sekiguchi, K. Mori, Y. Sano, M. Kubota, Y. Murayama, M. Ishii, K-I. Oyama, R. Yoshimura, M. Shimoyama, Y. Koizumi, K. Shiokawa, N. Takegawa und T. Nakamura, 2002. The wave2000 campaign: overview and preliminary results. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 64, 1095-1104.

Jacobi, Ch., R. Schminder und D. Kürschner, 1998. Planetary wave activity obtained from long-period (2-18 days) variations of mesopause region winds over Central Europe (52°N, 15°E). *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 60, 81-93.

Jacobi, Ch., R. Schminder und D. Kürschner, 1997. Measurements of mesopause region winds over central Europe from 1983 through 1995 at Collm, Germany. *Contributions to Atmospheric Physics* 70, 189-200.

Jacobi, Ch., R. Schminder und D. Kürschner, 1996. On the influence of the stratospheric quasi-biennial oscillation on the mesopause zonal wind over Central Europe. *Meteorologische Zeitschrift*, N.F. 5, 318-323.

Jault, D., C. Gire und J.L. Le Mouél, 1988. Westward drift, core motions and exchanges of angular momentum between core and mantle. *Nature* 333, 353-356.

Johnson, R.M. und T.L. Killeen (Hrsg.), 1995. *The upper mesosphere and lower thermosphere: a review of experiment and theory.* Geophysical Monograph Series 87, American Geophysical Union, Washington.

Jones, R.M., E.S. Gu und A.J. Bedard, Jr., 2004. Infrasonic atmospheric propagation studies using a 3-D ray trace model. Proceedings, 22nd Conference on Severe Local Storms available at [http://ams.confex.com/ams/11aram22sls/techprogram/meeting\\_11aram22sls.htm](http://ams.confex.com/ams/11aram22sls/techprogram/meeting_11aram22sls.htm), 4-8 October 2004, Hyannis, MA, sponsored by the American Meteorological Society, Boston, MA. Paper P2.9 available at <http://ams.confex.com/ams/pdfpapers/81665.pdf>.

Jonsson, A.I., J. de Grandpré, V.I. Fomichev, J.C. McConnell und S.R. Beagley, 2004. Doubled CO<sub>2</sub>-induced cooling in the middle atmosphere: photochemical analysis of the ozone radiative feedback. *Journal of Geophysical Research* 109, D24103, doi:10.1029/2004JD005093.

Kane, R.P., 2005. Sun-Earth relation: Historical development and present status – A brief review. *Advances in Space Research* 35, 866-881.

Kayser, H. und R. Ritschl (Hrsg.), 1939. *Tabelle der Hauptlinien der Linienspektren aller Elemente nach Wellenlänge geordnet*. Verlag von Julius Springer Berlin, neu bearbeitete 2. Auflage.

Kittel, C., 1983. *Einführung in die Festkörperphysik*. Oldenbourg Verlag GmbH, München, 6. Auflage.

Kovacs, I., 1969. *Rotational structure in the spectra of diatomic molecules*. American Elsevier Publishing Co., New York.

Krassovsky, V.I., N.N. Shefov und V.I. Yarin, 1962. Atlas of the airglow spectrum 3000-12400 Å. *Planetary and Space Science* 9, 883-915.

Kubota, M., M. Ishii, K. Shiokawa, M.K. Ejiri und T. Ogawa, 1999. Height measurements of nightglow structures observed by all-sky imagers. *Advances in Space Research* 24, 593-596.

Kyle, T.G., 1991. *Atmospheric Transmission, Emission and Scattering*. Pergamon Press, Oxford, New York, Seoul, Tokyo.

Labitzke, K., 1999. *Die Stratosphäre. Phänomene, Geschichte, Relevanz*. Springer Verlag Berlin Heidelberg.

Labitzke, K., B. Naujokat und J.J. Barnett, 1990. Chapter 6: Interannual variability. *Advances in Space Research* 12, (12)163-(12)184.

Lang, K.R., 2006. *Sun, Earth and sky*. Springer Science+Business Media, New York, 2. Auflage.

Lange, G., 1982. *Messung der Infrarotemission von OH\* und O<sub>2</sub> in der Mesosphäre*. Dissertation WU B-DI 82-3, Bergische Universität - Gesamthochschule Wuppertal, Wuppertal.

Le Texier, H., S. Solomon, R.J. Thomas und R.R. Garcia, 1989. OH\*(7-5) Meinel band dayglow and nightglow measured by the SME limb scanning near infrared spectrometer: Comparison of the observed seasonal variability with two-dimensional model simulations. *Annales Geophysicae* 7, 365-374.

Le Texier, H., S. Solomon und R.R. Garcia, 1987. Seasonal variability of the OH Meinel bands. *Planetary and Space Science* 35, 977-989.

Li, K.J., H.S. Yun und X.M. Gu, 2001. Latitude migration of sunspot groups. *The Astronomical Journal* 112, 2115-2117.

Liljequist, G.H. und K. Cihak, 1984. *Allgemeine Meteorologie*. Friedr. Vieweg & Sohn Verlagsgesellschaft mbH Braunschweig, 3., überarbeitete und erweiterte Auflage.

Liu, G. und G.G. Shepherd, 2006a. Perturbed profiles of oxygen nightglow emissions as observed by WINDII on UARS. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 68, 1018-1028.

Liu, G. und G.G. Shepherd, 2006b. An empirical model for the altitude of the OH nightglow emission. *Geophysical Research Letters* 33, L09805, doi:10.1029/2005GL025297.

Liu, H.-L., M.E. Hagan und R.G. Roble, 2000. Local mean state changes due to gravity wave breaking modulated by the diurnal tide. *Journal of Geophysical Research* 105, 12.381-12.396.

Loewen, E.G., 1970. *Diffraction grating handbook*. Bausch and Lomb Diffraction Grating Research Laboratory, New York.

Llewellyn, E.J., B.H. Long und B.H. Solheim, 1978. The quenching of OH\* in the atmosphere. *Planetary and Space Science* 26, 525-531.

Longuet-Higgins, M.S., 1968. The eigenfunctions of Laplace's tidal equations over a sphere. *Phil. Trans. Roy. Soc. London* 262, 511-607.

López-González, M.J., M. García-Comas, R. Rodríguez, M. López-Puertas, M.G. Shepherd, G.G. Shepherd, S. Sargoytchev, V.M. Aushev, S.M. Smith, M.G. Mlynczak, J.M. Russell, S. Brown, Y.-M. Cho und R.H. Wiens, 2007. Ground-based mesospheric temperatures at mid-latitude derived from O<sub>2</sub> and OH airglow SATI data: Comparison with SABER measurements. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 69, 2379-2390.

Lopez-Moreno, J.J., R. Rodrigo, F. Moreno, M. Lopez-Puertas und A. Molina, 1987. Altitude distribution of vibrationally excited states of atmospheric hydroxyl at levels  $v = 2$  to  $v = 7$ . *Planetary and Space Science* 35, 1029-1038.

Lowe, R.P., L.M. LeBlanc und K.L. Gilbert, 1996. WINDII/UARS observation of twilight behaviour of the hydroxyl airglow, at mid-latitude equinox. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics* 58, 1863-1869.

Lübken, F.J., 2001. No long term change of the thermal structure in the mesosphere at high latitudes during summer. *Advances in Space Research* 28, 947-953.

Lübken, F.J., 2000. Nearly zero temperature trend in the polar summer mesosphere. *Geophysical Research Letters* 27, 3603-3606.

Luo, Y., A.H. Manson, C.E. Meek, T. Thayaparan, J. MacDougall und W.K. Hocking, 2002. The 16-day wave in the mesosphere and lower thermosphere: simultaneous observations at Saskatoon (52°N, 107°W) and London (43°N, 81°W), Canada. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 64, 1287-1307.

Madden, R.A., 1992. Großskalige westwärts wandernde Wellen in der mittleren Atmosphäre. *promet* 2-4, 70-75.

Makino, T., H. Yamamoto und H. Sekiguchi, 1983. Altitude profiles of OH and O<sub>2</sub> near infrared airglows in the evening twilight. *Journal of Geomagnetism and Geoelectrics* 35, 57-64.

Marsh, D.R., A.K. Smith, M.G. Mlynczak und J.M. Russell III, 2006. SABER observations of the OH Meinel airglow variability near the mesopause. *Journal of Geophysical Research* 111, A10S05, doi:10.1029/2005JA011451.

McDade, I.C., 1991. The altitude dependence of the OH(X<sup>2</sup>Π) vibrational distribution in the nightglow: some model expectations. *Planetary and Space Science* 39, 1049-1057.

McDade, I.C., E.J. Llewellyn, D.P. Murtagh und R.G.H. Greer, 1987. ETON 5: simultaneous rocket measurements of the OH Meinel  $\Delta v = 2$  sequence and (8,3) band emission profiles in the nightglow. *Planetary and Space Science* 35, 1137-1147.

Medeiros, A.F., H. Takahashi, R.A. Buriti, K.M. Pinheiro und D. Gobbi, 2005. Atmospheric gravity wave propagation direction observed by airglow imaging in the South American sector. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 67, 1767-1773.

Meinel, A.B., 1950a. OH emission bands in the spectrum of the night sky. Part I. *Astrophysical Journal* 111, 555-564.

Meinel, A.B., 1950b. OH emission bands in the spectrum of the night sky. Part II. *Astrophysical Journal* 112, 120-130.

- Melo, Stella M.L., R.P. Lowe und J.P. Russell, 2000. Double-peaked hydroxyl airglow profiles observed from WINDII/UARS. *Journal of Geophysical Research* 105, 12.397-12.403.
- Meltzner, A.J., K. Sieh, M. Abrams, D.C. Agnew, K.W. Hudnut, J.-P. Avouac und D.H. Natawidjaja, 2006. Uplift and subsidence associated with the great Aceh-Andaman earthquake of 2004. *Journal of Geophysical Research* 111, B02407, doi:10.1029/2005JB003891.
- Mende, S.B., G.R. Swenson, S.P. Geller, R.A. Viereck, E. Murad und C.P. Pike, 1993. Limb view spectrum of the Earth's airglow. *Journal of Geophysical Research* 98, 19.117-19.125.
- Mies, F.H., 1974. Calculated vibrational transition probabilities of OH( $X^2\Pi$ ). *Journal of Molecular Spectroscopy* 53, 150-188.
- Mlynczak, M.G. und S. Solomon, 1993. A detailed evaluation of the heating efficiency in the middle atmosphere. *Journal of Geophysical Research* 98, 10.517-10.541.
- Moreels, G. und M. Herse, 1977. Photographic evidence of waves around the 85 km level. *Planetary and Space Science* 25, 265-273.
- Moreels, G., G. Megie, A. Vallance Jones und R.L. Gattinger, 1977. An oxygen-hydrogen atmospheric model and its application to the OH emission problem. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics* 39, 551-570.
- Moussas, X., J.M. Polygiannakis, P. Preka-Papadema und G. Exarhos, 2005. Solar cycles: A tutorial. *Advances in Space Research* 35, 725-738.
- Mulligan, F.J. und R.P. Lowe, 2008. OH-equivalent temperatures derived from ACE-FTS and SABER temperature profiles – a comparison with OH\*(3-1) temperatures from Maynooth (53.2°N, 6.4°W). *Annales Geophysicae* 26, 795-811.
- Nakamura, T., T. Tsuda, S. Fukao, H. Takahashi, P.P. Batista, R.A. Buriti, M. Tsutsumi, M. Ishii, K. Igarashi, H. Fukunishi, Y. Yamada, A. Nomura, T.D. Kawahara, K. Kobayashi, C. Nagasawa, M. Abo und M.J. Taylor, 1997. Studies of the MLT region using the MU radar and simultaneous observations with OH spectrometer and other optical instruments. *Advances in Space Research* 19, 643-652.
- Naujokat, B., 1986. An update of the observed quasi-biennial oscillation of the stratospheric winds over the tropics. *Journal of the Atmospheric Sciences* 43, 1873-1877.



Oberheide, J., D. Offermann, J.M. Russell III und M.G. Mlynczak, 2006. Intercomparison of kinetic temperature from 15  $\mu\text{m}$  CO<sub>2</sub> limb emissions and OH\*(3,1) rotational temperature in nearly coincident air masses: SABER, GRIPS. *Geophysical Research Letters* 33, L14811, doi:10.1029/2006GL026439.

Ochadlick, A.R., Jr., H.N. Kritikos und R. Giegengack, 1993. Variations in the period of the sun-spot cycle. *Geophysical Research Letters* 20, 1471-1474.

Offermann, D., 1994. The DYANA campaign: a survey. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics* 56, 1639-1657.

Offermann, D., R. Gerndt, R. Kuchler, K. Baker, W.R. Pendleton, W. Meyer, U. von Zahn, C.R. Philbrick und F.J. Schmidlin, 1987. Mean state and long-term variations of temperature in the winter middle atmosphere above northern Scandinavia. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics* 49, 655-674.

Offermann, D., M. Donner, P. Knieling und B. Naujokat, 2004. Middle atmosphere temperature changes and the duration of summer. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 66, 437-450.

Packer, D.M., 1961. Altitudes of the night airglow radiations. *Annales Geophysicae* 17, 67-75.

Pautet, P.-D., M.J. Taylor, A.Z. Liu und G.R. Swenson, 2005. Climatology of short-period gravity waves observed over northern Australia during Darwin Area Wave Experiment (DAWEX) and their dominant source regions. *Journal of Geophysical Research* 110, D03S90, doi: 10.1029/2004JD004954.

Pendleton, W.R., P.J. Espy und M.R. Hammond, 1993. Evidence for non-local-thermodynamic-equilibrium rotation in the OH nightglow. *Journal of Geophysical Research* 98, 11567-11579.

Philbrick, C.R., F.J. Schmidlin, K.U. Grossmann, G. Lange, D. Offermann, K.D. Baker, D. Krankowsky und U. von Zahn, 1985. Density and temperature structure over northern Europe. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics* 47, 159-172.

Pichler, H., 1997. *Dynamik der Atmosphäre*. Spektrum Akademischer Verlag Heidelberg Berlin Oxford, 3. aktualisierte Auflage.

Pierce, A.D. und S.C. Coroniti, 1966. A mechanism for the generation of acoustic-gravity waves during thunderstorm formation. *Nature* 210, 1209-1210.

Portmann, R.W., G.E. Thomas, S. Solomon und R.R. Garcia, 1995. The importance of dynamical feedbacks on doubled CO<sub>2</sub>-induced changes in the thermal structure of the mesosphere. *Geophysical Research Letters* 22, 1733-1736.

Press, W., S. Teukolsky, W. Vetterling und B. Flannery, 1992. *Numerical Recipes in Fortran 77. The art of scientific computing. Volume 1 of Fortran numerical recipes.* Cambridge University Press, Cambridge, 2. Auflage.

Pulkkinen, P. und I. Tuominen, 1998. Velocity structures from sunspot statistics in cycle 10 to 22. Part I. Rotational velocity. *Astronomy and Astrophysics* 332, 748-754.

Pütz, J. (Hrsg.), 1983. *Einführung in die Elektronik.* Fischer Taschenbuch Verlag GmbH, Frankfurt am Main.

Ramaswamy, V., M.-L. Chanin, J. Angell, J. Barnett, D. Gaffen, M. Gelman, P. Keckhut, Y. Koshelkov, K. Labitzke, J.-J.R. Lin, A. O'Neill, J. Nash, W. Randel, R. Rood, K. Shine, M. Shiotani und R. Swinbank, 2001. Stratospheric temperature trends: observations and model simulations. *Reviews of Geophysics* 39, 71-122.

Randel, W.J., F. Wu, J.M. Russell III, A. Roche und J.W. Waters, 1998. Seasonal cycles and QBO variations in stratospheric CH<sub>4</sub> and H<sub>2</sub>O observed in UARS HALOE data. *Journal of the Atmospheric Sciences* 55, 163-185.

Randy, K.Y., 1994. *Wavelet theory and its applications.* Kluwer Academic Publishers Boston Dordrecht London.

Rees, M.H, 1989. Physics and chemistry of the upper atmosphere. In: Houghton, J.T., M.J. Rycroft und A.J. Dessler (Hrsg.), *Cambridge atmospheric and space science series*, Cambridge University Press, Cambridge.

Rees, D., J.J. Barnett und K. Labitzke, 1990. COSPAR International Reference Atmosphere: 1986, Part II: Middle Atmosphere Models. *Advances in Space Research* 10.

Reisin, E.R. und J. Scheer, 2002. Searching for trends in mesopause region airglow intensities and temperatures at El Leoncito. *Physics and Chemistry of the Earth* 27, 563-569.

Remsberg, E.E., 2007. A reanalysis for the seasonal and longer-period cycles and the trends in middle-atmosphere temperature from the Halogen Occultation Experiment. *Journal of Geophysical Research* 112, D09118, doi:10.1029/2006JD007489.

Roble, R.G. und R.E. Dickinson, 1989. How will changes in carbon dioxide and methane modify the mean structure of the mesosphere and thermosphere?. *Geophysical Research Letters* 16, 1441-1444.

Roedel, W., 2000. *Physik unserer Umwelt: Die Atmosphäre*. Springer Verlag Berlin Heidelberg New York, 3. überarbeitete und aktualisierte Auflage.

Rogers, J.W., R.E. Murphy, A.T. Stair Jr., J.C. Ulwick, K.D. Baker und L.L. Jensen, 1973. Rocket-borne radiometric measurements of OH in the auroral zone. *Journal of Geophysical Research* 78, 7023-7031.

Rothacher, M., G. Beutler, R. Weber und J. Hefty, 2001. High-frequency variations in Earth rotation from Global Positioning System data. *Journal of Geophysical Research* 106, 13711-13738.

Ruzmaikin, A., J. Feynman, X. Jiang und Y.L. Yung, 2005. Extratropical signature of the quasi-biennial oscillation. *Journal of Geophysical Research* 110, D11111, doi:10.1029/2004JD005382.

Salby, M.L., 1984. Survey of planetary-scale traveling waves: The state of theory and observations. *Reviews of Geophysics and Space Physics* 22, 209-236.

Salby, M.L. und R.R. Garcia, 1990. Dynamical perturbations to the ozone layer. *Physics today*, March 1990, 38-46.

Salstein, D.A. und R.D. Rosen, 1986. Earth rotation as a proxy for interannual variability in atmospheric circulation, 1860-present. *Journal of Climate and Applied Meteorology* 25, 1870-1877.

Sato, K., T. Kumakura und M. Takahashi, 1999. Gravity waves appearing in a high-resolution GCM simulation. *Journal of the Atmospheric Sciences* 56, 1005-1018.

von Savigny, C., K.-U. Eichmann, E.J. Llewellyn, H. Bovensmann, J.P. Burrows, M. Bittner, K. Höppner, D. Offermann, M.J. Taylor, Y. Zhao, W. Steinbrecht und P. Winkler, 2004. First near-global retrievals of OH rotational temperatures from satellite-based Meinel band emission measurements. *Geophysical Research Letters* 31, L15111, doi:10.1029/2004GL020410.

Scheffler, H. und H. Elsässer, 1974. *Physik der Sterne und der Sonne*. Bibliographisches Institut Wissenschaftsverlag Mannheim Wien Zürich.

Schlittgen, R. und B. Streitberg, 1987. *Zeitreihenanalyse*. Oldenbourg Verlag GmbH München Wien, 2. Auflage.

Schmidlin, F.J., H.S. Lee und W. Michel, 1991. The Inflatable Sphere: A technique for the accurate measurement of middle atmosphere temperatures. *Journal of Geophysical Research* 96, 22.673-22.682.

Schmidt, H., G.P. Brasseur, M. Charron, E. Manzini, M.A. Giorgetta, T. Diehl, V.I. Fomichev, D. Kinnison, D. Marsh und S. Walters, 2006. The HAMMONIA Chemistry Climate Model: Sensitivity of the mesopause region to the 11-year solar cycle and CO<sub>2</sub> doubling. *Journal of Climate* 19, Special Edition, 3903-3931.

Schoeberl, M.R. und M.A. Geller, 1976. The propagation of planetary-scale waves into the upper atmosphere. *Aeronomy Report No. 70*, University of Illinois, Urbana, IL.

Schpolski, E.W., 1979. *Atomphysik, Teil I: Einführung in die Atomphysik*. VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften Berlin, 15., neu bearbeitete Auflage.

Schröter, E.H., 1985. The solar differential rotation: present status of observations. *Solar Physics* 100, 141-169.

Schuh, H., R. Dill, H. Greiner-Mai, H. Kutterer, J. Müller, A. Nothnagel, B. Richter, M. Rothacher, U. Schreiber und M. Soffel, 2003. Erdrotation und globale dynamische Prozesse. *Mitteilungen des Bundesamtes für Kartographie und Geodäsie* 32.

Schwabe, H., 1841. Beobachtungen von Sonnenflecken im Jahre 1840 von Herrn Hofrath Schwabe. *Astronomische Nachrichten* 18, 149-152.

Semenov, A.I., N.N. Shefov, E.V. Lysenko, G.V. Givishvili und A.V. Tikhonov, 2002. The season peculiarities of behaviour of the long-term temperature trends in the middle atmosphere on the mid-latitudes. *Physics and Chemistry of the Earth* 27, 529-534.

She, C.Y. und D.A. Krueger, 2004. Impact of natural variability in the 11-year mesopause region temperature observation over Fort Collins, CO (41°N, 105°W). *Advances in Space Research* 34, 330-336.

She, C.Y. und R.P. Lowe, 1998. Seasonal temperature variations in the mesopause region at mid-latitude: comparison of lidar and hydroxyl rotational temperatures using WINDII/UARS OH height profiles. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 60, 1573-1583.

Shepherd, M.G., Y.J. Rochon, D. Offermann, M. Donner und P.J. Espy, 2004a. Longitudinal variability of mesospheric temperatures during equinox at middle and high latitudes. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 66, 463-479.

Shepherd, M.G., W.F.J. Evans, G. Hernandez, D. Offermann und H. Takahashi, 2004b. Global variability of mesospheric temperature: Mean temperature field. *Journal of Geophysical Research* 109, D24117, doi:10.1029/2004JD005054.

Shepherd, G.G., M. Hagan und Y. Portnyagin (Hrsg.), 2002. PSMOS 2000 Workshop – Planetary Scale Mesopause Observing System. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 64, Special Issue.

Sica, R.J., M.R.M. Izawa, K.A. Walker, C. Boone, S.V. Petelina, P.S. Argall, P. Bernath, G.B. Burns, V. Catoire, R.L. Collins, W.H. Daffer, C. De Clercq, Z.Y. Fan, B.J. Firanski, W.J.R. French, P. Gerard, M. Gerding, J. Granville, J.L. Innis, P. Keckhut, T. Kerzenmacher, A.R. Klekociuk, E. Kyrö, J.C. Lambert, E.J. Llewellyn, G.L. Manney, I.S. McDermid, K. Mizutani, Y. Murayama, C. Piccolo, P. Raspollini, M. Ridolfi, C. Robert, W. Steinbrecht, K.B. Strawbridge, K. Strong, R. Stübi und B. Thurairajah, 2008. Validation of the Atmospheric Chemistry Experiment (ACE) version 2.2 temperature using ground-based and space-borne measurements. *Atmospheric Chemistry and Physics* 8, 35-62.

Sigernes, F., N. Shumilov, C.S. Deehr, K.P. Nielsen, T. Svenøe und O. Havnes, 2003. Hydroxyl rotational temperature record from the auroral station in Adventdalen, Svalbard (78°N, 15°E). *Journal of Geophysical Research* 108, 1342, doi:10.1029/2001JA009023.

Singer, W., J. Bremer, J. Weiss, W.K. Hocking, J. Höffner, M. Donner und P. Espy, 2004. Meteor radar observations at middle and Arctic latitudes. Part 1: mean temperatures. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 66, 607-616.

Sivjee, G.G., 1992. Airglow hydroxyl emissions. *Planetary and Space Science* 40, 235-242.

Sivjee, G.G. und R.M. Hamwey, 1987. Temperature and chemistry of the polar mesopause OH. *Journal of Geophysical Research* 92, 4663-4672.

Sridharan, S., S. Gurubaran und R. Rajaram, 2003. QBO influences on the variability of planetary waves in the equatorial mesopause region. *Earth Planets Space* 55, 687-696.

Stewart, J.E., 1970. *Infrared spectroscopy. Experimental methods and techniques.* Marcel Dekker, Inc., New York.

Takahashi, H., C.M. Wrasse, D. Gobbi, T. Nakamura, K. Shiokawa und L.M. Lima, 2005. Airglow OH emission height inferred from the OH temperature and meteor trail diffusion coefficient. *Advances in Space Research* 35, 1940-1944.

Takahashi, H., T. Nakamura, K. Shiokawa, T. Tsuda, L.M. Lima und D. Gobbi, 2004. Atmospheric density and pressure inferred from the meteor diffusion coefficient and airglow O<sub>2</sub>b temperature in the MLT region. *Earth Planets Space* 56, 249-258.

Takahashi, H., B.R. Clemesha, D.M. Simonich, Stella M.L. Melo, N.R. Teixeira, Aginaldo Eras, J. Stegman und G. Witt, 1996. Rocket measurements of the equatorial airglow: MULTIFOT 92 database. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics* 58, 1943-1961.

Takano, M., T. Watanabe und M. Nakamura, 1990. Rocket measurements of O<sub>2</sub> atmospheric (0-0) and OH Meinel bands in the night airglow. *Journal of Geomagnetism and Geoelectrics* 42, 1193-1208.

Taylor, M.J., W.R. Pendleton Jr., H.-L. Liu, C.Y. She, L.C. Gardner, R.G. Roble und V. Vasoli, 2001. Large amplitude perturbations in mesospheric OH Meinel and 87-km Na lidar temperatures around the autumnal equinox. *Geophysical Research Letters* 28, 1899-1902.

Taylor, M.J., V. Taylor und R. Edwards, 1995. An investigation of thunderstorms as a source of short period mesospheric gravity waves. In: Johnson, R.M. und T.L. Killeen (Hrsg.), 1995. *The upper mesosphere and lower thermosphere: a review of experiment and theory*. Geophysical Monograph Series 87, American Geophysical Union, Washington.

Taylor, M.J. und M.A. Hapgood, 1988. Identification of a thunderstorm as a source of short period gravity waves in the upper atmospheric nightglow emissions. *Planetary and Space Science* 36, 975-985.

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

Thomas, R.J. und R.A. Young, 1981. Measurement of atomic oxygen and related airglows in the lower thermosphere. *Journal of Geophysical Research* 86, 7389-7393.

Thrane, E.V., 1990. Studies of middle atmosphere dynamics: the research projects Middle Atmosphere Co-operation/Summer in Northern Europe (MAC/SINE), and MAC/EPSILON. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics* 52, 815-825.

Tsiropoula, G., 2003. Signatures of solar activity variability in meteorological parameters. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 65, 469-482.

Ulwick, J.C., K.D. Baker, D.J. Baker, A.J. Steed, W.R. Pendleton Jr., K. Grossmann und H.G. Brückelmann, 1987. Mesospheric minor species determinations from rocket and ground-based i.r. measurements. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics* 49, 855-862.

- Vallance Jones, A., 1973. The infrared spectrum of the airglow. *Space Science Reviews* 15, 355-400.
- Volland, H., 1988. *Atmospheric Tidal and Planetary Waves*. Kluwer Academic Publishers Group, Dordrecht.
- Walterscheid, R.L., 2001. Gravity wave transports and their effects on the large-scale circulation of the upper mesosphere and lower thermosphere. *Advances in Space Research* 27, 1713-1721.
- Watanabe, T., M. Nakamura und T. Ogawa, 1981. Rocket measurements of O<sub>2</sub> atmospheric and OH Meinel bands in the airglow. *Journal of Geophysical Research* 86, 5768-5774.
- Weiss, N.O. und S.M. Tobias, 2000. Physical causes of solar activity. *Space Science Reviews* 94, 99-112.
- Weißmantel, C., R. Lenk, W. Forker und D. Linke (Hrsg.), 1983. *Kleine Enzyklopädie. Atom- und Kernphysik – Struktur der Materie*. Verlag Harri Deutsch, Thun, Frankfurt/M.
- Wintersteiner, P.P, R.H. Picard, R.D. Sharma, J.R. Winick und R.A. Joseph, 1992. Line-by-line radiative excitation model for the non-equilibrium atmosphere: application to CO<sub>2</sub> 15- $\mu$ m emission. *Journal of Geophysical Research* 97, 18.083-18.117.
- Witt, G., J. Stegman, B.H. Solheim und E. J. Llewellyn, 1979. A measurement of the O<sub>2</sub>( $b^1\Sigma_g^+$ - $X^3\Sigma_g^-$ ) atmospheric band and the OI( $^1S$ ) green line in the nightglow. *Planetary and Space Science* 27, 341-350.
- Wolf, R., 1851. Universal sunspot numbers: sunspot observations in the second part of the year 1850. *Mitteilungen der Naturforschenden Gesellschaft in Bern* 1, 89-95.
- Wüst, S., 2006. Exemplarische Untersuchung nicht-linearer Wechselwirkungen zwischen atmosphärischen Schwerewellen (Triade) anhand von raketengestützten Winddaten (Chaff). *Forschungsbericht 2005-27*, Deutsches Fernerkundungsdatenzentrum (DFD) des DLR, Oberpfaffenhofen.
- Wüst, S. und M. Bittner, 2006. Non-linear resonant wave-wave interaction (triad): Case studies based on rocket data and first application to satellite data. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 68, 959-976.
- Yee, J.-H., G. Crowley, R.G. Roble, W.R. Skinner, M.D. Burrage und P.B. Hays, 1997. Global simulations and observations of O( $^1S$ ), O<sub>2</sub>( $^1\Sigma$ ) and OH mesospheric nightglow emissions. *Journal of Geophysical Research* 102, 19.949-19.968.

Yu, J.R., H. Latifi, C.Y. She, J.H. Yee und R.J. Niciejewski, 1991. Simultaneous lidar and airglow temperature measurements in the mesopause region. *Geophysical Research Letters* 18, 1361-1363.

von Zahn, U. und R. Neuber, 1987. Thermal structure of the high latitude mesopause region in winter. *Contributions to Atmospheric Physics* 60, 294-304.

von Zahn, U., K.H. Fricke, R. Gerndt und T. Blix, 1987. Mesospheric temperatures and the OH layer height as derived from ground-based lidar and OH\* spectrometry. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics* 49, 863-869.

Zhang, S.P., R.G. Roble und G.G. Shepherd, 2001. Tidal influence on the oxygen and hydroxyl nightglows: Wind Imaging Interferometer observations and thermosphere/ionosphere/mesosphere electrodynamic general circulation model. *Journal of Geophysical Research* 106, 21.381-21.393.

Zhang, S.P. und G.G. Shepherd, 1999. The influence of the diurnal tide on the O(<sup>1</sup>S) and OH emission rates observed by WINDII on UARS. *Geophysical Research Letters* 26, 529-532.

Zhao, Y., M.J. Taylor und X. Chu, 2005. Comparison of simultaneous Na lidar and mesospheric nightglow temperature measurements and the effects of tides on the emission layer heights. *Journal of Geophysical Research* 110, D09S07, doi:10.1029/2004JD005115.



# Eidesstattliche Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass die von mir eingereichte Dissertation zum Thema „Beobachtung des Hydroxyl (OH\*)-Airglow: Untersuchung von Klimasignalen und atmosphärischen Wellen“ selbstständig und nur unter Benutzung der in der Arbeit angegebenen Literatur und sonstigen Quellen angefertigt wurde. Indirekt übernommene Gedanken habe ich als solche kenntlich gemacht.

---

München, den 27. Oktober 2008