

Satellitenmessungen von Schwerewellen in der mittleren Atmosphäre mit CRISTA

Dissertation

vorgelegt von

Peter Preuße

Bergische Universität – Gesamthochschule Wuppertal

Fachbereich 8 – Physik

Juli 2001

WUB-DIS 2001-09

Abstract

The Cryogenic Infrared Spectrometers and Telescopes for the Atmosphere (CRISTA) measured stratospheric temperatures and trace species concentrations with high precision and spatial resolution during two missions. The measuring technique is infrared limb sounding of optically thin emissions. In a general approach the applicability of this technique to measure gravity waves (GWs) is investigated. It is shown that gravity waves with wavelengths on the order of 100-200 km horizontally can be detected. The results are applicable to any instrument using the same technique. The sensitivity distribution deduced is validated with the help of in-situ measurements.

Global distributions of gravity wave fluctuations are extracted from temperature data measured by CRISTA using Maximum Entropy Method (MEM) and harmonic analysis (HA), yielding height profiles of vertical wavelength and peak amplitude for each altitude scan measured. Zonal means of GW variances are compared to recent climatologies inferred from the LIMS, MLS and GPS/MET satellite instruments during northern winter. Good agreement is found provided that the range of vertical wavelengths resolved by the individual instrument is taken into account.

Analysis of data from the first CRISTA mission reveals large gravity wave amplitudes in the stratosphere over southernmost South America. These waves obey the dispersion relation for linear two-dimensional mountain waves (MWs). The horizontal wave structure on November 6, 1994 is analyzed. It is demonstrated that precise knowledge of the instrument's sensitivity is essential. The largest coherent MW pattern observed on global scale is a broad band of high amplitude waves above mountainous regions of central and northeastern Eurasia. The distribution and temporal development of the observed waves is compared to hindcasts of the Naval Research Laboratory – Mountain Wave Forecast Model (NRL-MWFM) showing that the MWFM captures the salient features of the observations. On the basis of zonal means it is shown that in northern mid latitudes up to 50-70 % of the total observed wave energy in a latitude band can stem from MWs.

A second GW source discussed is deep convection. In the subtropics convectively generated GWs have horizontal wavelengths of a few hundred kilometers and typical phase speeds around 30 ms^{-1} . In the tropics the phase speeds are higher and the horizontal wavelengths are longer. A large scale gravity wave of 24 h period time around 15° N and 150° E is shown to be forced by super typhoon Winnie. Global scale distributions indicate that regions of high sea surface temperatures exhibit enhanced convection and thus enhanced GW flux. The hemispheric asymmetry in ocean streams transporting warm water towards mid latitudes is therefore a possible source of hemispheric asymmetries in gravity wave flux.

In the mesosphere GWs are modulated by tides. The dominant modulation process in the tropics is the change of the background buoyancy frequency. Enhanced wave breaking is indicated around 70 km altitude, just below an inversion layer.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	5
3	Das CRISTA-Gerät, Meßgeometrie, Strahlungstransport und Retrieval	11
3.1	Das CRISTA-Gerät	11
3.2	Strahlungstransport durch ein Schwerwellenfeld	12
3.3	Analytische Abschätzung der CRISTA-Schwerwellen-Empfindlichkeit	15
3.4	Numerische Simulationen zur Empfindlichkeit	19
3.5	Vergleich mit In-Situ-Messungen	26
4	Verfahren zur Isolierung und Quantifizierung von Schwerwellen	31
4.1	Hintergrundatmosphäre und äquatoriale Kelvinwellen	31
4.2	Beschreibung der MEM/HA Methode	34
4.3	Fehlerabschätzung	36
4.4	Vergleich von Schwerwellen-Klimatologien verschiedener Satelliten	40
5	Schwerwellen-Quellen I: Orographie	49
5.1	Schwerwellen über den Anden	49
5.2	Schwerwellen über Sibirien	59
5.3	Anteil von Leewellen am Gesamt-Schwerwellenfluß	64
6	Schwerwellen-Quellen II: Hohe Konvektion	69
6.1	Globale Verteilungen von Schwerwellen, Wasserdampf und Wolken	69
6.2	Phasengeschwindigkeit konvektiv erzeugter Schwerwellen	81
6.3	Eine großskalige Schwerwelle über dem Taifun “Winnie”	87
6.4	Vergleich der CRISTA-Ergebnisse mit anderen Messungen und Modellen	95
7	Diskussion zonaler Mittelwerte	97
7.1	Vergleich der beiden CRISTA Flüge	97
7.2	Wechselwirkungen zwischen Schwerwellen und Gezeiten	102
8	Zusammenfassung	107
9	Danksagung	110
A1	Kelvin-Wellen während der beiden CRISTA-Missionen	a1
A2	Vergleich der MEM/HA mit Varianz und Fouriertransformation	a5
10	Literatur	Lit. 1

Abbildungsverzeichnis

1	CRISTA über den Anden	2
2	Temperatursauslenkung durch Vertikaltransport	5
3	Höhenprofil der Temperatur nach USSA 76	7
4	Schematische Darstellung einer Schwerewelle	8
5	Winkel zwischen Wellenvektor und Horizontalwind	10
6	Meßgeometrie von CRISTA	11
7	Messungen nach der Methode der Horizontsondierung	12
8	Sehstrahlen durch ein Schwerewellenfeld	14
9	Analytisch abgeschätzte Empfindlichkeit für Schwerewellen	17
10	Genauigkeit der bestimmten Vertikalwellenlänge	21
11	Empfindlichkeit von CRISTA für Schwerewellen	22
12	Ortsabhängigkeit der Empfindlichkeit	24
13	Übertragen der Empfindlichkeitsstudie von zwei auf drei Dimensionen	25
14	Vergleich von CRISTA und Datensonde, Tag 310	27
15	Vergleich zwischen CRISTA und Datensonde, Tag 313	28
16	Höhenstruktur der Kelvin-Welle	33
17	Beispiel für die MEM/HA Analyse	34
18	Vergleich von LIMS, MLS und CRISTA	41
19	Empfindlichkeitsverteilung des MLS Instruments	43
20	Vergleich zwischen GPS und CRISTA: NH-Winter	47
21	Vergleich zwischen GPS und CRISTA: NH-Sommer	48
22	Weltkarte der Schwerewellenaktivität in 25 km Höhe	49
23	Schwerewellen über Patagonien und Feuerland	50
24	Höhenprofile der Temperaturabweichungen über Patagonien	52
25	Hodogramm über Patagonien	53
26	Vergleich von CRISTA-Messung und MM5-Simulation	56
27	Vergleich zwischen gemessener und theoretischer Wellenlänge über Patagonien	57
28	Vergleich zwischen gemessener und theoretischer Wellenlänge über Feuerland	57
29	Schwerewellen auf der Nordhalbkugel, Tag 313, 10 hPa	60
30	Wellenlänge von Leewellen auf der Nordhalbkugel, Tag 313, 10 hPa	60
31	Gefilterte Schwerewellen auf regulärem Gitter, Nordhalbkugel, Tag 313, 10 hPa	61
32	Modellergebnis des NRL/MWFM, Nordhalbkugel, Tag 313, 10 hPa	61
33	Zeitreihe der Schwerewellenaktivität über Mittelsibirien	63
34	“Leewellen-Regionen” während CRISTA-1.	64
35	Anteil von Leewellen am Gesamtfluß während CRISTA-1	66
36	Anteil von Leewellen am Gesamtfluß während CRISTA-2	66
37	“Leewellen-Regionen” während CRISTA-2.	67
38	Mittlere Höhenprofile von Temperatur und Wasserdampf	70

39	Histogramm des Wasserdampfs in der untersten Stratosphäre	71
40	Breitenabhängigkeit der Tropopause und des Wasserdampfs	72
41	Globale Karten von Schwerewellen-Aktivität und z_{Tropo}	74
42	Gebiete hoher Schwerewellenaktivität während CRISTA-2	75
43	Korrelation zwischen Schwerewellen und dem Tropopausen-Proxy	77
44	Korrelation zwischen Schwerewellen und dem Tropopausen-Proxy nach zonal- ler Enttrending	78
45	Meeresoberflächen-Temperaturen für den CRISTA-2 Zeitraum	79
46	Missionsüberblick für eine Region über Ostasien	80
47	Phasengeschwindigkeiten der Schwerewellen vor der chinesischen Küste	82
48	Phasengeschwindigkeiten in Subtropen und Tropen	83
49	Beziehung zwischen Periodendauer und Horizontalwellenlänge	85
50	Horizontal-Wellenlänge von Wellen ostwärts von Japan	86
51	Schwerewellen und OLR über dem Westpazifik	88
52	Höhen-Längen-Querschnitt durch eine 24 h Welle	89
53	Phasenlage und Ausbreitungsrichtung der 24 h Welle	90
54	Beziehung zwischen λ_z und λ_x bei Berücksichtigung der Erddrehung	91
55	Windgeschwindigkeit oberhalb des Taifuns Winnie	91
56	Schwarzkörper-Temperatur aufgenommen mit GMS über Winnie	93
57	Zeitliche Entwicklung der Schwarzkörper-Temperatur über Winnie	94
58	Vergleich der Schwerewellenaktivität während der beiden CRISTA-Flüge	98
59	Mittlere zonale Winde während der beiden CRISTA-Flüge	98
60	Zonale Mittel der Schwerewellenaktivität, niedrige Höhen	100
61	NOAA Klimatologie der Meeresoberflächen-Temperatur	101
62	Tag- und Nacht-Temperaturprofile am Äquator	102
63	Enttrending von den Gezeiten	103
64	Tag-Nacht-Unterschiede der Schwerewellenamplituden	105
65	GSWM Windamplituden	106
66	Breitenstruktur der Amplitude der CRISTA-1 Kelvin-Welle	a2
67	Amplitudenänderung der Kelvin-Welle während CRISTA-1	a4
68	Vergleich zwischen Fourier-Transformation und Varianz	a6
69	Leakage-Funktionen der Fourier-Transformation	a6
70	Vergleich zwischen MEM/HA und Fourier-Transformation	a8

Tabellenverzeichnis

1	Fehler zonaler Mittelwerte nach MEM/HA-Analyse	37
2	Vergleich zwischen Messung und Theorie der Kelvin-Welle	a3

1 Einleitung

Schwerewellen sind Wellen in einer stabil geschichteten Atmosphäre oder Flüssigkeit, bei denen die Schwerkraft (\rightarrow Schwerewellen, engl. gravity waves) die Rückstellkraft bildet. Im englischen wird auch der Ausdruck Auftriebswellen (buoyancy waves) verwendet [Gossard und Hooke, 1975]. Diese Bezeichnung hat sich aber nicht wirklich durchgesetzt. Da Schwerewellen in jeder stabil geschichteten Atmosphäre vorkommen, vermutet man sie auch auf anderen Planeten [Collins et al., 1997, Joshi et al., 2000, Leroy und Ingersoll, 1995, Baker et al., 2000, Yelle et al., 1996]. In der Sonne könnten Schwerewellen den 22-Jahreszyklus der solaren Aktivität erzeugen [Mayr et al., 2001].

In der Troposphäre führen Schwerewellen häufig zu gebänderten Wolkenstrukturen. Diese haben ursprünglich das Interesse an Schwerewellen begründet [Gossard und Hooke, 1975, Trey, 1919]. Ein Beispiel hierfür ist in Abb. 1 gegeben. Abbildung 1 zeigt das an der Bergischen Universität entwickelte Infrarot-Teleskop CRISTA (Cryogene Infrarot-Spektrometer und -Teleskope für die Atmosphäre, [Offermann et al., 1999]), das in den Trägersatelliten ASTRO-SPAS eingebaut ist. Dieses wurde am 5. November 1994 vom Space-Shuttle ausgesetzt und hat darauf in einer etwa siebentägigen Freiflug-Phase Atmosphärendaten in bisher unerreichter räumlicher Auflösung gemessen. Beim Überflug über Patagonien wurde CRISTA vom Space-Shuttle aus fotografiert. Unterhalb des Instruments sind gebänderte Wolkenstrukturen zu erkennen, die im Lee der Anden auftreten und durch Leewellen erzeugt werden [Eckermann und Preusse, 1999]. Außerdem werden in der Troposphäre Konvektion und damit verbunden Niederschläge durch Schwerewellen beeinflusst [Koch und Siedlarz, 1999]. In Tropopausenhöhe können brechende Schwerewellen den Luftverkehr gefährden [Eckermann et al., 2000]. Die durch das Wellenbrechen erzeugte Turbulenz (Clear Air Turbulence) ist mit konventionellen Methoden nicht vorhersagbar. Vorhersage-Modelle für Schwerewellen könnten helfen, die Risiken für die Luftfahrt zu verringern. Die große Energie, die eine Schwerewelle enthält, wird am Beispiel einer 3 m hohen Flutwelle entlang der Ostküste Floridas deutlich: Paxton und Sobien [1998] haben gezeigt, daß diese Wasser-Welle durch resonante Anregung von einer Schwerewelle erzeugt wurde. Die Quellregion der Schwerewelle war vermutlich Texas.

Schwerewellen beeinflussen die mittlere Erdatmosphäre (~ 10 - 100 km Höhe) in verschiedener Weise. Am wichtigsten ist der durch Schwerewellen transportierte Impuls. Erste Arbeiten hierzu gehen auf Booker und Bretherton [1967], Bretherton [1969] zurück. Besondere Beachtung fand der Impulstransport durch Schwerewellen, als man mit seiner Hilfe großräumige Atmosphärenstrukturen erklären konnte: Nachdem die Quasi-Zweijahres-Schwingung (Quasi Biennial Oscillation, QBO) in der tropischen Stratosphäre entdeckt wurde [Reed et al., 1961, Veryard and Ebdon, 1961], versuchte man zuerst, diese Oszillation durch eine Änderung in ihrer Anregung zu erklären. Da dies unmöglich war, entwickelte man ein Modell [Lindzen und Holton, 1968], bei dem großskalige Schwerewellen und Kelvinwellen die QBO erzeugen. Dies läßt sich auch im Laborexperiment nachvoll-



Abbildung 1: Beim Aussetzen aus dem Space Shuttle wurde CRISTA über Patagonien fotografiert. Norden ist in der linken oberen Ecke des Fotos, die Anden links unten. Im Lee der Anden sind bei Westwind gebänderte Wolkenstrukturen zu erkennen, die Schwerewellen anzeigen.

ziehen [Plumb und McEwan, 1978]. Welchen Anteil Kelvin-Wellen, planetarskalige Schwerewellen und kleinskalige Schwerewellen an der QBO haben, ist bis heute umstritten [Dunkerton, 1997].

Einen zweiten großen Durchbruch erzielte das erste einfache Modell für das Brechen von Schwerewellen [Lindzen, 1981]. Durch die Integration dieses Parametrisierungsschemas in Atmosphären-Modelle ließen sich erstmals bis dahin unerklärte Windstrukturen in der Mesosphäre modellieren [Holton, 1982]. Dieses erste einfache Modell wurde später durch verbesserte Modelle ersetzt, die auch die nicht-linearen Wechselwirkungen der Schwerewellen untereinander erfassen [Hines, 1997, Medvedev und Klaassen, 2000, Warner und McIntyre, 1999].

Heute ist unumstritten, daß der Impulsfluß durch Schwerewellen die Dynamik der mittleren Atmosphäre wesentlich beeinflusst [McLandress, 1998, Holton und Alexander, 1999]. Insbesondere zeigte sich, daß die mittlere globale Zirkulation (Brewer-Dobson Zirkulation) nicht durch die Erwärmung der Luft in den Tropen und Abkühlung über den Polen angetrieben wird. Stattdessen führt Wellenbrechen in der mittleren Atmosphäre zur Beschleunigung des zonalen Windes und über die Coriolis-Kraft auch zu einem meridionalen Fluß (Gyroscopic

Pumping) [Holton et al., 1995, McIntyre, 1998, McIntyre, 1999]. In der Stratosphäre (10-50 km Höhe) leisten planetare Wellen den Hauptbeitrag des Impulsübertrags, Schwerewellen sind aber ebenfalls wichtig. In der Mesosphäre wird vermutlich der überwiegende Anteil des Impulsübertrags durch Schwerewellen geleistet. Auch weitere langperiodische Oszillationen wie z.B. die Halbjahres-Schwingung in den Tropen werden ganz oder teilweise durch Schwerewellen erzeugt [Mayr et al., 1998a, Mayr et al., 1998b, Medvedev und Klaassen, 2001]. Impulsübertrag ist aber nicht einseitig: Wegen der Impulserhaltung müssen Schwerewellen auch in der Höhe, in der sie entstehen, einen Impulsübertrag leisten. Für orographisch angeregte Wellen bedeutet dies einen Impulsaustausch zwischen fester Erde und Atmosphäre [Egger, 2000, Egger und Hoinka, 2000]. Bei konvektiv erzeugten Schwerewellen sind die Anregung und die Emission nahezu symmetrisch [Pfister et al., 1993], es tritt also wenig Netto-Impulsübertrag bei der Emission auf. Der verbleibende Impulsübertrag ist an die Höhe der Wolkenoberkanten gekoppelt, wirkt sich aber durch nicht-lineare Wechselwirkungen auf die ganze Stratosphäre aus [Chun et al., 2001]. Windänderungen bis etwa 10% sind die Folge. Außerdem vermutet man, daß Zyklone (wie z.B. ein Taifun oder Hurrikan) auf diese Weise Drehimpuls verlieren können [Chimonas und Hauser, 1997]. Auf der anderen Seite kann abgestrahlter Impuls an anderer Stelle Tornados generieren. Schwerewellen, die in Regionen sehr hoher Windgeschwindigkeit erzeugt werden, können dort Impuls mit sich führen und zur Abbremsung beitragen [Sutherland und Peltier, 1995, Eckermann et al., 2001].

Für alle genannten Beispiele ist es sehr wichtig, die Phasengeschwindigkeit der Schwerewellen zu kennen. Diese ist eng mit den Quellen verknüpft. Aus diesem Grund werden orographisch angeregte Schwerewellen in globalen Zirkulations-Modellen (General Circulation Model, GCM) gesondert behandelt [Boville, 1995, Manzini und McFarlane, 1998]. Gerade die Schwerewellen-Quellen sind aber bis heute quantitativ weitgehend unbekannt [Nastrom und Fritts, 1992, Fritts und Nastrom, 1992]. Das drückt sich auch darin aus, daß alle GCM 'Tuning' benötigen, d.h. das Spektrum wird für eine Quellhöhe so definiert, daß insgesamt eine realistische Atmosphäre simuliert wird [z.B. Medvedev und Klaassen, [2001]. Nicht nur die Dynamik, sondern auch die Chemie wird von Schwerewellen beeinflusst. Ein Beispiel hierfür ist die Ozonchemie im Nordpolar-Winter. Lokal treten in einer Halbwelle der Schwerewellen niedrigere Temperaturen auf als in der Umgebung. Dies ermöglicht die Bildung polarer Stratosphärenwolken (Polar Stratospheric Clouds, PSCs), auch wenn auf großen Skalen die Temperaturen noch zu hoch sind [Carslaw et al., 1999a]. Da an PSCs Chlor aktiviert wird, setzt somit der Ozonabbau deutlich früher ein, als Modelle ohne Schwerewellen vorhersagen.

Dies sind nur einige Beispiele dafür, daß die Kenntnis der globalen Verteilung von Schwerewellen zum Gesamtverständnis der Atmosphäre erforderlich ist. Schwerewellen sind aber selber sehr kleinräumige Phänomene, deren vertikale Wellenlängen in der Größenordnung von wenigen 100 m bis zu wenigen Kilometern und deren Horizontal-Wellenlängen in der Regel kleiner sind als wenige 100 km. Dies erschwert die Messungen von Schwerewellen. Erst seit wenigen Jahren wird der Versuch unternommen, Klimatologien abzuleiten [z.B. Tsuda

et al., 1991; *Eckermann et al.*, 1995; *Allen und Vincent*, 1995]. Besonders auf die Auswertung von routinemäßig fliegenden Radiosonden (Wetterballonen) wurde hierbei großes Gewicht gelegt [*Allen und Vincent*, 1995], und diese sollen auch Gegenstand neuer Auswertungen im Rahmen eines internationalen Programms (SPARC Gravity Wave Initiative) werden. Radiosondendaten haben aber zwei wesentliche Nachteile: Zum einen steigt eine Radiosonde nur bis in Höhen von etwa 30 km auf, zum anderen können Radiosonden keine globale Überdeckung liefern. Insbesondere ist die Anzahl von Radiosonden-Stationen in weiten Teilen der Südhalbkugel sehr gering, und über den Ozeanen finden Messungen nur in Ausnahmefällen statt.

Abhilfe können hier nur Fernerkundungs-Messungen vom Satelliten schaffen. Insbesondere für Satellitenmessungen stellen aber die kleinen Wellenlängen der Schwerewellen ein großes Problem dar. Die erste Schwerewellenanalyse anhand von Satellitendaten überhaupt wurde 1994 von *Fetzer und Gille* [1994] veröffentlicht. Dabei wurden vom Limb Infrared Monitor of the Stratosphere (LIMS)-Gerät gemessene Temperatur-Fluktuationen untersucht. Es folgten Analysen von Strahlungsdichte-Varianzen, gemessen vom Microwave Limb Sounder (MLS) auf dem Upper Atmosphere Research Satellite (UARS) [*Wu und Waters* 1996a,1996b,1997]. Diese beiden Analysen von LIMS und MLS-Daten scheinen sich zu widersprechen. Das Problem unterschiedlicher Schwerewellen-Klimatologien wurde zuerst theoretisch im Vergleich von MLS- mit Radiosonden-Daten [*Alexander*, 1998] und später experimentell mit CRISTA als Transfer-Standard für verschiedene Satelliten-Klimatologien [*Preusse et al.*, 2000] diskutiert. Es zeigt sich, daß alle Daten zuverlässig sind, aber die unterschiedliche Empfindlichkeit für verschiedene vertikale Wellenlängen eine große Rolle spielt.

Neben den bisher genannten Instrumenten wurden auch aus Okkultations-Messungen des Global Positioning Systems (GPS) globale Verteilungen von Schwerewellen bestimmt [*Tsuda et al.*, 2000, *Nastrom et al.*, 2000]. Fallstudien wurden mit Daten des SPIRIT-3-Radiometers auf dem Midcourse Space Experiment (MSX) Satelliten durchgeführt [*Dewan et al.*, 1998, *Picard et al.*, 1998]. Auch zu MLS-Daten wurden weitere Analysen veröffentlicht [*McLandress et al.*, 2000, *Jiang und Wu*, 2001].

2 Theoretische Grundlagen

Die grundlegende Theorie von Schwerewellen ist bereits lange bekannt. In ihrem historischen Überblick nennen *Gossard und Hooke* [1975] erste Arbeiten von *Wegener* [1906], *Lamb* [1910] und *Trey* [1919], und bereits 1948 veröffentlichte *Queney* die wesentlichen Eigenschaften von Schwerewellen, die über Gebirgen angeregt werden [*Queney*, 1948]. Auch in Lehrbüchern ist die Theorie von Schwerewellen ausführlich dargestellt [*Gossard und Hooke*, 1975, *Andrews et al.*, 1987], und eine sehr gute Kurzeinführung liefern beispielsweise *Holton und Alexander* [2000]. Deshalb werden in diesem Kapitel nur einige grundlegende Eigenschaften von Schwerewellen kurz diskutiert.

Um die rücktreibende Kraft einer Schwerewelle zu verstehen, betrachten wir ein Luftpaket, das nach oben ausgelenkt wird. Dies ist in Abb. 2 schematisch dargestellt. Da der Druck mit zunehmender Höhe abnimmt, kühlt sich die Luft beim Transport nach oben entsprechend dem adiabatischen Temperaturgradienten Γ ab, der etwa -10 K/km beträgt. Sie ist nun schwerer als die sie umgebende wärmere Luft der Hintergrundatmosphäre. Die analoge Betrachtung kann für eine Auslenkung nach unten angestellt werden. Es entsteht eine Rückstellkraft, und das ausgelenkte Luftpaket kann eine Schwingung um seine Ruhelage ausführen.

Es läßt sich zeigen, daß die Schwingungs-Frequenz N eines einzelnen Luftpakets (eines

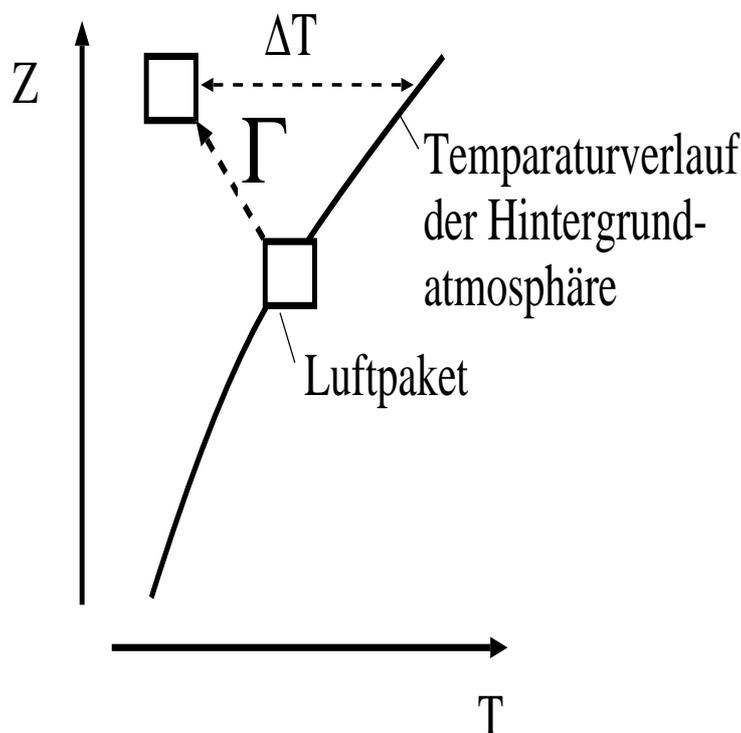


Abbildung 2: Wird ein Luftpaket aus seiner Ruhelage nach oben ausgelenkt, nimmt seine Temperatur gemäß dem adiabatischen Temperaturgradienten Γ ab und es ist damit kälter und schwerer als die Hintergrundatmosphäre.

einzelnen Oszillators) gegeben ist durch:¹

$$N^2 = \frac{g}{T}(\partial_z T - \Gamma) \quad (1)$$

Dabei ist T die Temperatur der Hintergrund-Atmosphäre und g die Schwerebeschleunigung. Diese Frequenz wird Brunt-Väissälä-Frequenz genannt. Der englische Name ist buoyancy frequency – also Auftriebsfrequenz.

Um eine klarere Darstellung zu erhalten, wird häufig eine andere Beschreibung gewählt. Die Temperatur, die ein Luftpaket hätte, wenn es adiabatisch bis zum Boden transportiert würde, wird potentielle Temperatur θ genannt. Sie läßt sich aus Temperatur und Druck p berechnen:

$$\theta = T(p/p_s)^\kappa \quad (2)$$

mit $\kappa = R/c_p \approx 2/7$ und $p_s \hat{=}$ Bodendruck. Die Atmosphäre ist nur stabil, wenn die potentielle Temperatur nach oben hin zunimmt, ansonsten setzt Konvektion und Turbulenz ein. Die Brunt-Väissälä-Frequenz ist nun gegeben durch

$$N^2 = g \frac{T}{T_s} (\partial_z \ln \theta) \quad (3)$$

Die Brunt-Väissälä-Frequenz nimmt für die verschiedenen Schichten der Atmosphäre unterschiedliche Werte an. Dies wird deutlich, wenn man ein mittleres Atmosphärenprofil betrachtet. Abbildung 3 zeigt einen mittleren Höhenverlauf der Temperatur für mittlere geographische Breiten (U.S. Standard Atmosphere, 1976). In den untersten Höhen ist der Temperaturgradient sehr nahe am adiabatischen Temperaturgradienten, und die Brunt-Väissälä-Frequenz ist verhältnismäßig klein (entsprechend einer Periodendauer von etwa 15 min). In der Stratosphäre ist der Temperaturgradient Null oder positiv. Daher ist die Atmosphäre dort stabil geschichtet, Konvektion wird stark unterdrückt und die Brunt-Väissälä-Frequenz ist verhältnismäßig hoch (entsprechend einer Periodendauer von etwa 5 min).

Bisher haben wir ein einzelnes Luftpaket als einzelnen Oszillator betrachtet. Dies ist für die wirkliche Atmosphäre unrealistisch, da dort die einzelnen Luftpakete miteinander gekoppelt sind. Es bilden sich Wellen aus, die der Dispersions-Relation

$$\omega^2 = \frac{N^2 * (k^2 + l^2)}{m^2 + 1/(4H^2) + (k^2 + l^2)} + \beta^2 \quad (4)$$

gehörchen, wobei $\beta = 2\Omega \sin(\Phi)$ der Coriolis-Parameter ist, der durch die Erddrehung (Winkelgeschwindigkeit Ω) und die geographische Breite (Φ) bestimmt wird. Der Wellenvektor wird durch (k, l, m) gebildet, wobei m die Vertikalkomponente und k und l die Horizontal-komponenten bezeichnen. Die Frequenz ω ist die “intrinsische” Frequenz, d.h. die Frequenz,

¹Im folgenden wird der Schreibweise der Theoretiker folgend ∂_z für $\frac{\partial}{\partial z}$ geschrieben, da dies doppelte Bruchstriche und damit zu kleine Zeichen vermeidet.

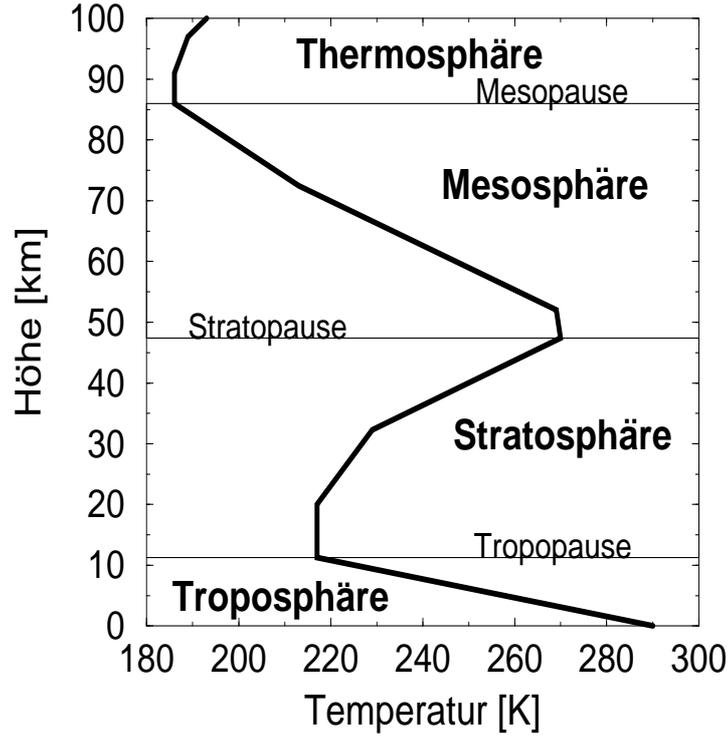


Abbildung 3: Höhenprofil der Temperatur für mittlere Breiten gemäß der U.S. Standard Atmosphäre (1976)

die von einem Beobachter gemessen wird, der sich mit dem Hintergrundwind mitbewegt. H wird Skalenhöhe genannt und gibt die Höhendifferenz an, in der der Druck um einen Faktor $1/e$ abnimmt. Da in Gleichung 4 alle Größen quadratisch eingehen, läßt sich die Gleichung nur erfüllen, wenn $\omega^2 > \beta^2$. Da die intrinsische Phasengeschwindigkeit c gegeben ist durch $c = \omega/n$ (mit $n^2 = k^2 + l^2$), wird die horizontale Wellenlänge durch $\lambda_x < 2\pi c/\beta$ begrenzt. Außerhalb der Tropen ist die horizontale Wellenlänge von Schwerewellen bei gegebener Phasengeschwindigkeit also durch die Coriolis-Kraft begrenzt. Gleichung 4 läßt sich nach der vertikalen Wellenzahl umstellen:

$$m^2 = \frac{N^2}{\omega^2/n^2 - \beta^2/n^2} - \frac{1}{4H^2} - n^2 \approx \frac{N^2}{c^2 - \beta^2/n^2} - \frac{1}{4H^2} \quad (5)$$

Bei festem c gibt es also eine Grenz-Wellenzahl $\tilde{n}(c)$, sodaß für $n \rightarrow \tilde{n} \Rightarrow \omega \rightarrow \beta \Rightarrow m \rightarrow \infty$. Schon bevor die Obergrenze der horizontalen Wellenlänge erreicht ist, wird also die vertikale Wellenlänge deutlich kleiner. Bei sehr großen horizontalen Wellenlängen müßte für einen festen Wert von λ_x auch c sehr groß werden. Dies widerspricht aber den Beobachtungen [z.B. Pfister et al., 1993; McLandress et al., 2000; Alexander et al., 2001], die keine Schwerewellen-Intensität bei sehr hohen Phasengeschwindigkeiten finden. Daher gibt es durch die Coriolis-Kraft eine breitenabhängige obere Grenze für die horizontale Wellenlänge von Schwerewellen.

Im folgenden werden zwei Annahmen gemacht, die die Dispersions-Relation vereinfachen.

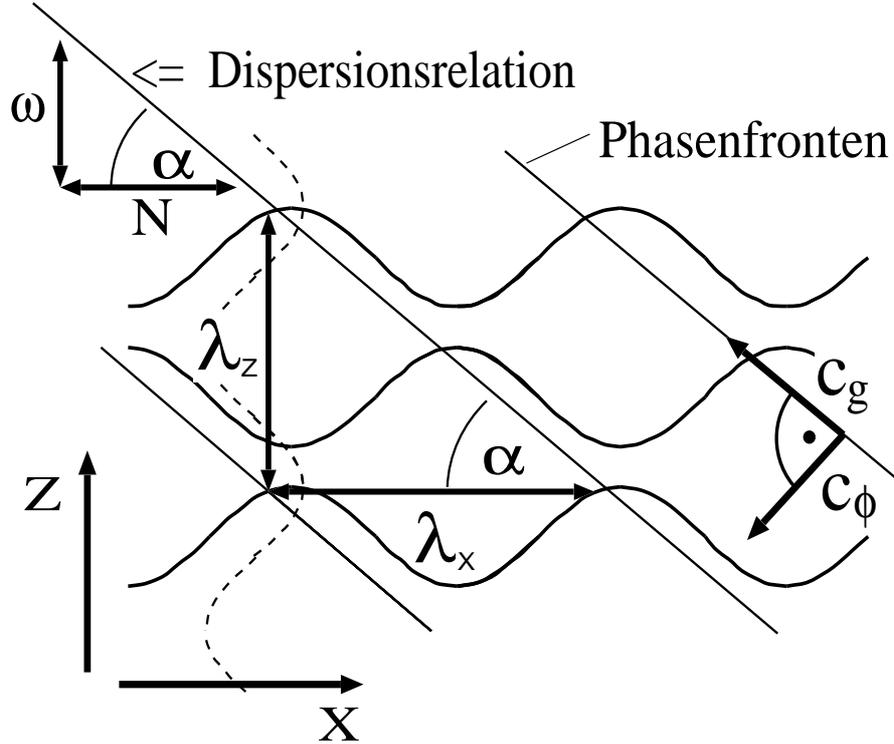


Abbildung 4: Schematische Darstellung der wichtigsten Parameter einer Schwerewelle. Der Winkel α , mit dem sich die Wellenfronten relativ zur Horizontalen ausbreiten, wird durch das Verhältnis von vertikaler zu horizontaler Wellenlänge (λ_z zu λ_x) bestimmt. Dies ist auch das Verhältnis von intrinsischer Frequenz ω zur Brunt-Väissälä-Frequenz (N). Impuls und Energie der Welle breiten sich entlang der Phasenfronten aus (c_g). Ein Aufwärtstransport von Impuls und Energie (c_g) bedeutet eine Ausbreitung der Phasenfronten nach unten (c_ϕ).

Erstens wird das Koordinatensystem so gelegt, daß die Wellenfronten parallel zur y-Achse sind ($l = 0$). Außerdem werden nur mittlere Frequenzen ω betrachtet ($\beta^2 \ll \omega^2$ und $k^2 \ll m^2$). Dann vereinfacht sich die Dispersions-Relation zu

$$\frac{\omega^2}{N^2} = \frac{k^2}{m^2 + 1/(4H^2)} \approx \frac{k^2}{m^2} = \frac{\lambda_z^2}{\lambda_x^2}. \quad (6)$$

Die wichtigsten Eigenschaften von Schwerewellen im mittleren Frequenzbereich sind in Abb. 4 im x-z-Schnitt dargestellt. Der Winkel α , unter dem die Phasenfronten nach oben oder unten laufen, ergibt sich aus den Wellenlängen zu $\tan(\alpha) = \lambda_z/\lambda_x = k/m \approx \omega/N$. Man kann zeigen, daß die Frequenz ω kleiner als die Brunt-Väissälä-Frequenz sein muß. Deshalb bleibt die horizontale Wellenlänge immer größer als die vertikale und somit der Winkel α immer kleiner als 45° . (Streng genommen ist bei $\omega \approx N$ die Dispersionsrelation nicht mehr gültig. Die Aussage, daß Schwerewellen sich normalerweise unter Winkeln $<45^\circ$ ausbreiten, bleibt aber trotzdem gültig. Die Relation für die Neigung der Phasenfronten gilt allerdings nicht für "geleitete" Wellen.) Wird die Schwingung langsamer, d.h. ω kleiner, wird auch α

kleiner, sodaß für $\omega \rightarrow 0$ die Phasenfronten beinahe horizontal verlaufen.

Aus der Dispersions-Relation sieht man, daß die Vertikalkomponente der Phasengeschwindigkeit $c_\phi = \omega/m$ nach unten weist, wenn die Gruppengeschwindigkeit $c_g = \partial_m \omega$ nach oben zeigt und umgekehrt. Da in der Horizontalen Gruppen- und Phasengeschwindigkeit in die gleiche Richtung zeigen, bedeutet dies, daß Energie und Impuls einer Schwerewelle sich entlang ihrer Phasenfronten ausbreiten. In der mittleren Atmosphäre transportieren Schwerewellen meist Impuls und Energie aufwärts, d.h. die Phasenfronten bewegen sich abwärts. Dies ist aber keine generelle Regel, und auch die umgekehrte Richtung wird in Modellen [Holton und Alexander, 1999] und Messungen [Guest et al., 2000] beobachtet.

Sowohl die Energie als auch der Impuls, den eine Schwerewelle transportiert, ist proportional zum Quadrat der Temperatur-Amplitude. Die potentielle Energie einer Schwerewelle ist nach Tsuda et al. [2000] gegeben durch

$$E_{pot} = \frac{1}{2} \left(\frac{g}{N} \right)^2 \left(\frac{T'}{\bar{T}} \right)^2 \quad (7)$$

Dabei bezeichnet T' die Temperatur-Amplitude der Welle und \bar{T} die Hintergrund-Temperatur.

Ein Spezialfall, den wir in Kapitel 5 näher betrachten werden, sind Schwerewellen, die sich über Bergen bilden. Diese werden als orographisch angeregte Schwerewellen oder im Deutschen kurz als Leewellen bezeichnet. Dieser Ausdruck ist jedoch mißverständlich, weil er auch für lange Schwerewellenzüge, die durch Totalreflexion in einer bodennahen Schicht gefangen werden, verwendet wird [Leutbecher, 1998]. Im englischen werden hauptsächlich diese gefangenen Wellen als Leewellen bezeichnet, im allgemeinen wird der Ausdruck Mountain Waves verwendet. Der Ausdruck Leewelle suggeriert, daß diese Wellen sich nur stromabwärts ausbreiten. Dies ist nicht der Fall, sondern es ist auch eine Ausbreitung entgegen der Windrichtung möglich.

Da es sich bei einem Berg um ein stehendes Hindernis handelt, ist die Phasengeschwindigkeit einer Leewelle relativ zum Boden null. Dadurch läßt sich die Dispersions-Relation weiter vereinfachen, und die vertikale Wellenlänge hängt nun allein von der Brunt-Väissälä-Frequenz und der Windgeschwindigkeit u ab:

$$\lambda_z^2 = \frac{(2\pi)^2}{N^2/u^2 - 1/(4H^2)} \approx \frac{4\pi^2 u^2}{N^2} \quad (8)$$

Insbesondere besteht keine Abhängigkeit von der horizontalen Wellenlänge. In der Stratosphäre ist die Brunt-Väissälä-Frequenz nahezu konstant, so daß die vertikale Wellenlänge in etwa zur Windgeschwindigkeit proportional ist. Für $u \rightarrow 0$ geht auch $\lambda_z \rightarrow 0$. Die Welle erreicht hier eine kritische Windschicht und wird entweder reflektiert oder es setzt Wellenbrechen ein. Die Welle kann sich also nicht durch die kritische Windschicht hindurch ausbreiten.

Gleichung 8 stellt nur eine obere Abschätzung der Wellenlänge dar, da angenommen wird,

daß sich das Problem zweidimensional behandeln läßt. Bläst der Wind aber die Wellenfronten unter einem Winkel $90^\circ - \zeta$ an (siehe Abb. 5), so wirkt nur die Windkomponente senkrecht zu den Wellenfronten.

$$\lambda_z^2 = 4\pi^2 \frac{(u^2 + v^2) \cos^2(\zeta)}{N^2} \quad (9)$$

Dadurch können Leewellen kürzere Wellenlängen haben, als Gleichung 8 erwarten läßt, wenn der Wind einen Bergkamm schräg anbläst oder sich der Wind mit der Höhe dreht.

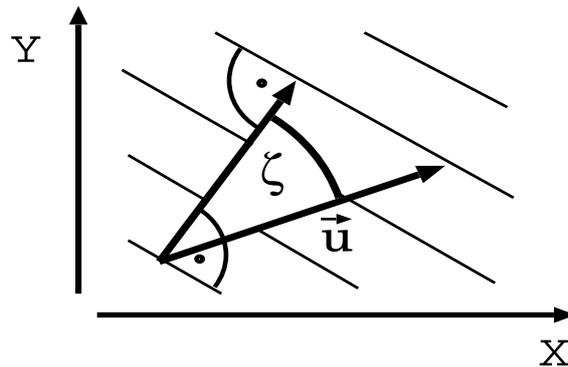


Abbildung 5: Winkel zwischen Wellenvektor und Horizontalwind. Der Horizontalwind (\vec{u}) bläst die Wellenfronten (schräge dünne Linien) unter dem Winkel $90^\circ - \zeta$ an. Allein die Komponente des Windes, die senkrecht auf den Wellenfronten steht (\vec{u}^*) und somit parallel zum Wellenvektor ist, trägt zur vertikalen Wellenlänge bei.

3 Das CRISTA-Gerät, Meßgeometrie, Strahlungs-transport und Retrieval

3.1 Das CRISTA-Gerät

Ziel von CRISTA ist es, mit hoher räumlicher Auflösung Temperaturen und Spurengase in Fernerkundung zu messen [Offermann, 1993]. Hierzu nutzt CRISTA thermische Eigenemissionen der Atmosphäre, was Messungen auf der Tag- und der Nachtseite der Erde ermöglicht. Um große Lücken zwischen den einzelnen Orbits zu vermeiden und so eine möglichst hohe horizontale Auflösung quer zur Bahn zu erreichen, besitzt CRISTA drei Teleskope, die zueinander einen Winkel von jeweils 18° bilden [Barthol, 1990, Barthol, 1994, Offermann et al., 1999, Riese et al., 1999]. Die drei Blickrichtungen von CRISTA sowie die Meßanordnung des CRISTA-Gerätes, das in das Träger-system ASTRO-SPAS eingebaut ist, zeigt Abb. 6. Jedes der drei Teleskope besitzt als Fokal-Instrument ein Ebert-Fastie-Spektrometer für das mittlere Infrarot ($5\ \mu\text{m}$ bis $15\ \mu\text{m}$). Im Zentralteleskop ist zusätzlich ein Spektrometer für langwelliges Infrarot ($14\ \mu\text{m}$ bis $75\ \mu\text{m}$) eingebaut. Eine detaillierte Beschreibung der Optik findet sich bei Barthol [1994]. Eine zugleich hohe vertikale wie horizontale Auflösung entlang der Bahn wird durch die Verwendung sehr schneller und empfindlicher Detektoren erreicht [Ern et al., 2001]. Dies bedeutet, daß die Optik auf Temperaturen unter $13\ \text{K}$ gekühlt wird. Das Kühlsystem von CRISTA wird von Trant [1993] diskutiert.

Das Meßverfahren der Horizontsondierung ist in Abb. 7 dargestellt: Der Satellit (hier CRISTA) blickt von einer Erdumlaufbahn leicht nach unten und knapp oberhalb des Horizonts

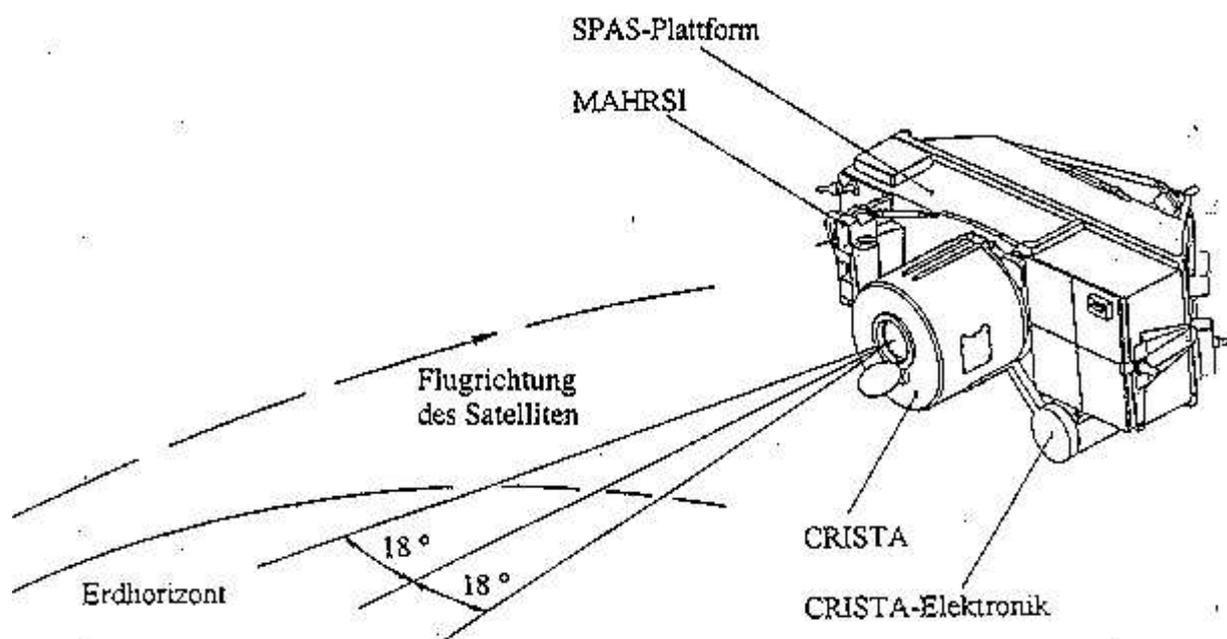


Abbildung 6: Meßgeometrie von CRISTA

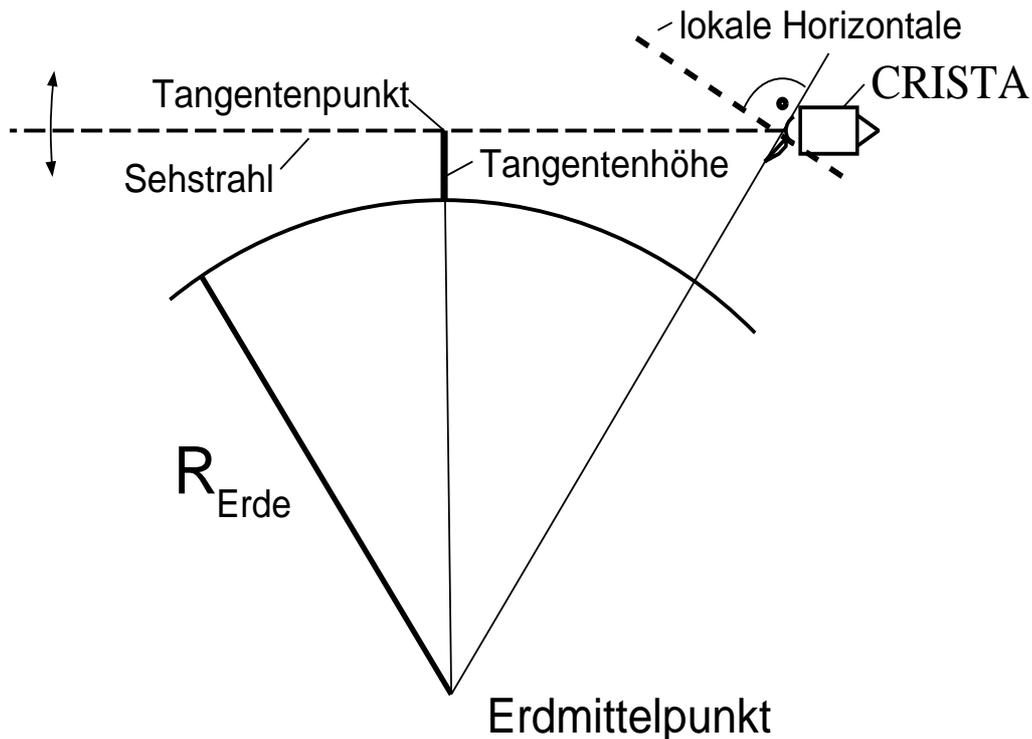


Abbildung 7: Prinzipskizze der Horizontsondierung. Bei der Horizontsondierung blickt der Satellit (hier CRISTA) von einer Erdumlaufbahn durch die Atmosphäre in Richtung auf den Horizont. Der größte Anteil der Strahlung kommt dabei vom erdnächsten Punkt, dem Tangentenpunkt.

durch die Atmosphäre. Der exakte Strahlungstransport für diese Geometrie wird von *Gordley et al.* [1994] und *Riese et al.* [1999] beschrieben. In der Näherung der optisch dünnen Atmosphäre mißt der Satellit die Summe der Strahlung, die entlang eines Sehstrahls emittiert wird. Die pro Wegelement ds emittierte Strahlung ist proportional zur Teilchenzahl des emittierenden Gases. Da nach unten hin die Dichte der Atmosphäre zunimmt, kommt der größte Anteil der Strahlung vom erdnächsten Punkt, dem Tangentenpunkt.

Indem man den Sehstrahl schwenkt, werden Strahlungsdichte-Höhenprofile aufgenommen. Aus den Strahlungsdichten werden mit Hilfe des “Onion-Peeling”-Verfahrens Temperaturen und Spurengas-Mischungsverhältnisse rekonstruiert (Retrieval). Ein Überblick über die gesamte CRISTA-Datenverarbeitung findet sich bei *Riese et al.* [1999a]. Dort wird auch die Größe einzelner Fehlerquellen diskutiert. Die Eichungen von CRISTA sind in *Preußke* [1995], *Gast* [1997] und *Ern et al.* [2001] diskutiert.

3.2 Strahlungstransport durch ein Schwerewellenfeld

Das räumliche Auflösungsvermögen eines Fernerkundungs-Meßgerätes wird normalerweise mit Hilfe der Gewichtsfunktion bestimmt: Die Gewichtsfunktion gibt an, welcher Anteil der vom Gerät gemessenen Strahlung von welchem Teil des Sehstrahls stammt. Für das

CRISTA-Temperaturretrieval hat die Gewichtsfunktion näherungsweise die Form einer um den Tangentenpunkt zentrierten Gauß-Kurve. Von *Riese* [1994] wurde abgeschätzt, daß etwa 50 % der gemessenen Strahlung aus einem Sehstrahlsegment von 350 km Länge kommen, also $\sigma = 200$ km.

Wir betrachten nun eine sinusförmige Welle in der Atmosphären-Temperatur. Üblicherweise wird die Koordinate entlang des Sehstrahls als Horizontal-Koordinate aufgefaßt. Dann läßt sich die Empfindlichkeit abschätzen, indem man die Sinuswelle mit der Gaußkurve faltet:

$$\frac{A}{A_0} = e^{-2\pi^2\sigma^2/\lambda_x^2}, \quad (10)$$

wobei A die gemessene Amplitude und A_0 die tatsächliche Amplitude der Welle in der Atmosphäre bezeichnet. Nach Gleichung 10 lassen sich erst Wellen mit einer Horizontalwellenlänge von mehr als $\lambda_x = 1000$ km gut nachweisen (Empfindlichkeit > 50 %) während Wellen mit $\lambda_x < 500$ km fast vollständig unterdrückt werden. Diese Werte sind in guter Übereinstimmung mit den Untersuchungen von *Riese* [1994], der den Strahlungstransport entlang des Sehstrahls detailliert behandelt.

Allerdings weisen sowohl die LIMS Messungen [*Fetzer*, 1990, *Fetzer und Gille*, 1994] als auch CRISTA-Daten [*Eckermann und Preusse*, 1999, *Preusse et al.*, 2001a, *Preusse et al.*, 2001c] darauf hin, daß Horizontsondierer auch deutlich kürzere Wellenlängen nachweisen können. Die Diskrepanz zwischen Messung und einfacher Theorie ist vermutlich die Ursache, daß von *Fetzer und Gille* [1994] zwar eine Abschätzung für das vertikale Auflösungsvermögen des LIMS Meßgerätes angegeben wird, eine Abschätzung für horizontale Wellenlängen aber fehlt. Allerdings findet sich in dieser Veröffentlichung die Aussage, daß nur großskalige Schwerewellen gemessen werden können. Vermutlich hat gerade dieser Punkt dazu geführt, daß die Arbeiten von *Fetzer und Gille* [1994] in der weiteren Diskussion zunächst nahezu unbeachtet geblieben sind. Im folgenden werden wir dem Widerspruch zwischen gemessenen Wellenstrukturen und Abschätzung aus dem Strahlungstransport nachgehen und dabei eine realistische Empfindlichkeits-Verteilung ableiten.

Um zu verstehen, wie ein Horizontsondierer doch kürzere Wellenlängen nachweisen kann, wird die wirkliche Strahlgeometrie durch ein simuliertes Schwerewellenfeld untersucht. Der Unterschied zwischen einer zweidimensionalen Betrachtung und der vereinfachten (eindimensionalen) wird in Abb. 8 deutlich. Im Hauptfeld sind modellierte Temperatur-Residuen [*Preusse et al.*, 1999a] für eine Schwerewelle mit 330 km horizontaler und etwa 9 km vertikaler Wellenlänge dargestellt. Zwei exemplarische Sehstrahlen für die CRISTA-Meßgeometrie wurden zusätzlich eingezeichnet. Man erkennt deutlich, daß die Projektion in eine X-Z-Darstellung zu stark gekrümmten Sehstrahlen führt. Im oberen Teilbild ist ein Horizontalschnitt durch das Temperaturfeld (Sinuswelle) sowie die Gewichtsfunktion entlang des Sehstrahls gezeigt. Dies ist die Geometrie, die Gleichung 10 zugrunde liegt. Es ist ein relativ schneller Phasenwechsel über die Breite der Gewichtsfunktion zu beobachten. Betrachtet

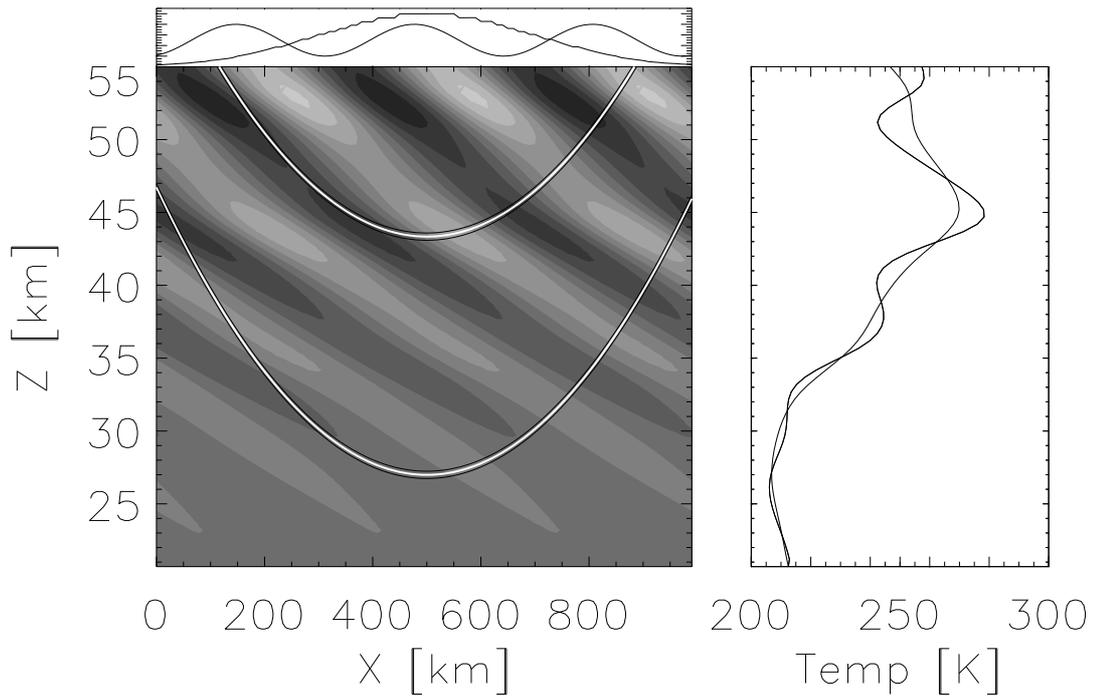


Abbildung 8: Sehstrahlgeometrie eines Horizontsondierers in X-Z-Projektion. Im großen Teilbild sind die Temperatur-Residuen einer simulierten Schwerewelle dargestellt. Zusätzlich sind zwei Sehstrahlen mit unterschiedlicher Tangentenhöhe eingezeichnet. Das durch die Welle gestörte Profil bei $X=500$ km und das zugehörige Hintergrund-Profil sind im rechten Teilbild gezeigt. Die Gewichtsfunktion und die horizontale Wellenstruktur bei fester Höhe finden sich im oberen Teilbild.

man hingegen das große Teilbild, das die Projektion des Sehstrahls auf die Geometrie der Schwerewellen zeigt, so findet sich zumindest für die linke Bildhälfte eine sehr langsam variierende Phase entlang des Sehstrahls. Die schnell variierende Phase bei $X > 500$ km mittelt sich heraus. Die langsam variierende Phase bestimmt die Gesamtintensität für diesen Sehstrahl. Ändert sich die Tangentenhöhe, wird eine andere Phase betont. Eine Welle im Vertikalprofil wird gemessen. Diese ist das Abbild der vertikalen Wellenstruktur im rechten Teilbild, welches das Vertikalprofil der Modellatmosphäre am Ort des Tangentenpunktes sowie das zugehörige Hintergrundprofil der Temperatur zeigt.

3.3 Analytische Abschätzung der CRISTA–Schwerewellen-Empfindlichkeit

Diese qualitative Überlegung läßt sich anhand einer analytischen Abschätzung für die Empfindlichkeit von CRISTA für unterschiedliche horizontale und vertikale Wellenlängen quantifizieren. Die exakte Herleitung der Gleichungen findet sich bei *Preusse et al.* [2001a]. Deshalb wird hier der Herleitungsweg nur skizziert und stattdessen größeres Gewicht auf die Diskussion der Ergebnisse gelegt.

Der analytische Ansatz beruht auf folgenden vereinfachenden Annahmen:

- Der betrachtete Wellenlängenbereich ist optisch dünn.
- Die Atmosphäre ist isotherm.
- Die Amplitude ist konstant über den betrachteten Bereich, d.h. sie hängt insbesondere nicht von der Höhe ab.²
- Die Planck-Kurve läßt sich linear in der Temperatur entwickeln.

Da wir annehmen, daß die Atmosphäre optisch dünn ist, können wir die Selbstabsorption entlang des Sehstrahls vernachlässigen. Dadurch errechnet sich die Intensität am Ort des Instruments als Integral über die emittierte Strahlung entlang des Sehstrahls. Die pro Weg-element ds emittierte Strahlung ist das Produkt aus der Quellfunktion und der Emissivität. Wenn lokales thermodynamisches Gleichgewicht (LTE) herrscht, ist die Quellfunktion durch die Planck-Funktion $B(T, \nu)$ für die entsprechende Atmosphären-Temperatur T und Wellenzahl ν gegeben. Die Emissivität ϵ ist näherungsweise proportional zur Atmosphärendichte ρ . Für eine gegebene Wellenlänge ist damit die Gesamtintensität gegeben durch

$$I \sim \int_{-\infty}^{\infty} \rho_0 e^{-z(s)/H} B(T(s)) ds . \quad (11)$$

Mit der Näherung einer isothermen Hintergrundatmosphäre und indem man die Planckkurve linear in der Temperaturstörung entwickelt, läßt sich die Intensitäts-Änderung für die Tangentenhöhe z_t durch eine sinusförmige Welle ausdrücken als

$$\Delta I(z_t) \sim \int_{-\infty}^{\infty} W(s) * \partial_T B * A \sin(kx + mz + \psi(z_t)) ds \quad (12)$$

wobei A die Temperatur-Amplitude ist. Die Gewichtsfunktion $W(s)$ ist eine Gaußkurve:

$$W(s) = \exp\left(-\frac{s^2}{2HR_{Erde}}\right) \quad (13)$$

²Dies bedeutet aber nicht, daß grundsätzlich keine Höhenabhängigkeit berücksichtigt wird. Der exponentielle Abfall der Dichte mit der Höhe wird berücksichtigt.

Bei einer Skalenhöhe H von 6.5 km beträgt die Breite σ der Gewichtsfunktion etwa 200 km, was in guter Übereinstimmung mit der Breite der Gaußfunktion aus der ein-dimensionalen Abschätzung ist (Gleichung 10). Das Integral läßt sich numerisch lösen [Gradsteyn und Ryzhik, 1994]. Die Empfindlichkeit S ist gegeben durch die relative Intensität-Änderung $\Delta I/I$ dividiert durch die Temperatur-Amplitude A . Man erhält für S :

$$S(H, k, m) = \frac{\partial_T B}{B} \frac{\sqrt{c}}{\sqrt[4]{c^2 + a^2}} \exp\left(-\frac{cb^2}{4(c^2 + a^2)}\right) \quad (14)$$

mit $a = m/2R_{Erde} = 2\pi/(2\lambda_z R_{Erde})$, $b = k = 2\pi/\lambda_x$ und $c = 1/(2HR_{Erde})$. Gleichzeitig läßt sich auch eine Abschätzung der Phasenverschiebung zwischen atmosphärischer Welle und der Welle in den Strahlungsdichten angeben [Preusse et al., 2001a]:

$$\Delta\psi = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{a}{c}\right) - \frac{ab^2}{4(c^2 + a^2)}. \quad (15)$$

Gleichung 14 gibt die Empfindlichkeit eines idealen Infrarot-Horizontsondierers in relativer Strahlungsdichte-Änderung pro Kelvin Temperaturänderung an. Diese ist für vertikale Wellenlängen zwischen 3,0 km und 20,0 km und horizontale Wellenlängen kleiner 2000 km in Abb. 9a dargestellt. Dabei wurden als IR-Wellenlänge 12,6 μm und als Atmosphären-Temperatur 230 K angenommen. Einige wichtige Strukturen sind schon deutlich zu erkennen:

Die Grenze der Nachweisbarkeit liegt bei etwa 100-200 km horizontaler Wellenlänge. Kürzere Wellenlängen liegen unter der Nachweisgrenze. Nur bei langen Horizontal-Wellenlängen nimmt die Empfindlichkeit zu längeren vertikalen Wellenlängen kontinuierlich zu. Bei kürzeren horizontalen Wellenlängen bleibt sie oberhalb einer vertikalen Wellenlänge von etwa 10 km konstant oder nimmt sogar wieder ab. Eine Abnahme der Empfindlichkeit zu sehr kurzen vertikalen Wellenlängen ist zwar zu erkennen; sie ist aber nicht so steil, daß dies ein grundsätzliches Hindernis bei der Auswertung dieser Wellenlängen bedeuten würde.

Als nächsten Schritt betrachten wir nun die Auswirkungen des Retrievals: Das CRISTA-Retrieval berücksichtigt keine horizontalen Gradienten. Die Daten werden also so abgeleitet, als ob die horizontale Wellenlänge unendlich wäre. Hätten wir nun ein ideales Retrieval bei beliebig feiner vertikaler Schrittweite und beliebig gutem Signal-zu-Rausch-Verhältnis, würden Strukturen mit sehr großer horizontaler Wellenlänge exakt rekonstruiert. Wir können also ein solches ideales Retrieval dadurch abschätzen, daß wir durch die Empfindlichkeit für unendlich lange horizontale Wellenlängen teilen ($S(H, 0, m)$ in Gleichung 14). Das Ergebnis ist in Abb. 9b dargestellt. In dieser Abbildung zeigt sich der Abfall zu längeren vertikalen Wellenlängen deutlicher als in Abb. 9a. Die Frage ist nun, was die Empfindlichkeit zu kurzen vertikalen Wellenlängen begrenzt.

Zur Beantwortung dieser Frage betrachten wir das Retrieval etwas näher. Von CRISTA gemessene Strahlungsdichte-Daten liegen mit einer vertikalen Abtastung von 1,5 km vor, werden aber auf einem Höhenraster von etwa 3,0 km invertiert [Riese et al., 1999]. Dies geschieht vor allem zur Unterdrückung von nichtlinearen Störungen der CRISTA-Detektoren

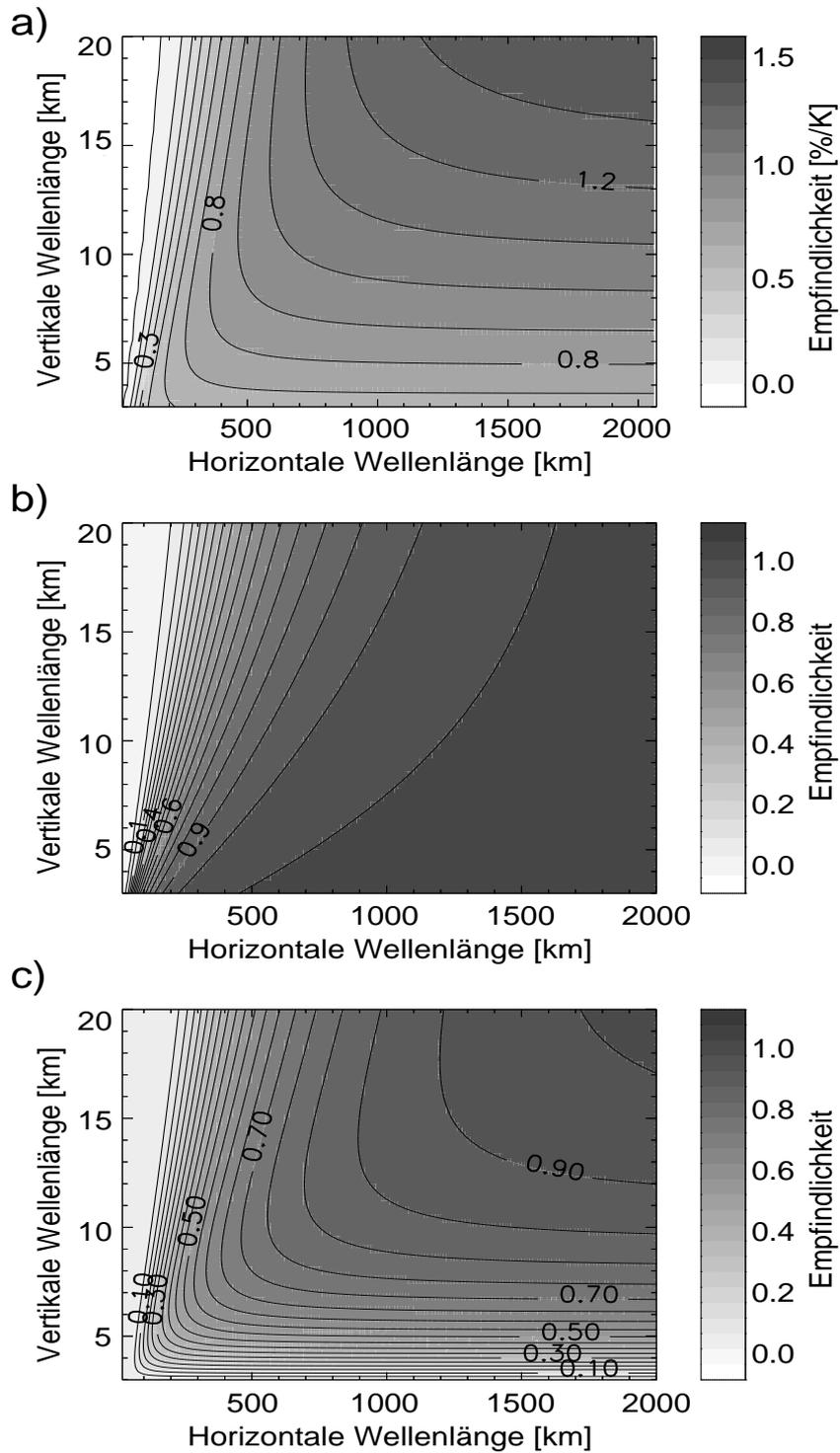


Abbildung 9: Analytische Abschätzung der Empfindlichkeit von CRISTA für Schwerewellen unterschiedlicher horizontaler und vertikaler Wellenlängen. Die Teilbilder zeigen die relative Empfindlichkeit als (a) Strahlungsdichteänderung bei gegebener Temperaturvariation, (b) die Empfindlichkeit nach einem idealen Retrieval und (c) für das CRISTA-Retrieval mit 3 km vertikaler Auflösung.

(“Detektor-Relaxationen”) [Ern, 2000, Ern et al., 2001]. Zwischen den einzelnen Retrievalstufen wird die Atmosphäre zur Berechnung des Strahlungstransports linear interpoliert. Das Retrieval glättet also alle Strukturen, die kleiner sind, heraus. Um dies abzuschätzen, wird auf eine fiktive Wellenstruktur, die sich in Abhängigkeit von der Tangentenhöhe zeigt, ein gleitendes Mittel in Form eines Rechteckfilters angewandt. Die Länge des Rechtecks wird auf die Retrievalschrittweite von 3,0 km gesetzt. Daraus resultiert das Endresultat der analytischen Abschätzung, das in Abb. 9c gezeigt wird. Hier ist nun ein starker Abfall der Empfindlichkeit zu kurzen Vertikalwellenlängen zu beobachten. Für die untere Grenze des abgebildeten Wellenlängenbereichs von 3,0 km wird nun verschwindende Empfindlichkeit erwartet.

In Abb. 9 wird eine deutliche Abnahme der Empfindlichkeit für Schwerewellen mit steigender vertikaler Wellenlänge beobachtet. Dies ist ein überraschendes Resultat, das aber die Diskrepanz zwischen beobachteten Schwerewellenverteilungen und der einfachen Abschätzung erklärt: Gleichung 10 ist der Grenzfall von Gleichung 14 für unendlich große Vertikalwellenlängen. In diesem Fall sind die Wellenfronten in Abb. 8 vertikal ausgerichtet und können nirgendwo dem Sehstrahl folgen. Damit ergibt sich erst bei sehr großer Horizontalwellenlänge eine ausreichende Empfindlichkeit für den Nachweis von Schwerewellen.

3.4 Numerische Simulationen zur Empfindlichkeit

Für die analytische Abschätzung mußten einige Vereinfachungen des Strahlungstransports und der Hintergrund-Atmosphäre angenommen werden. Man kann daher erwarten, daß zwar die wesentlichen Strukturen sichtbar werden, der genaue Verlauf und die exakten Zahlenwerte aber nur näherungsweise wiedergegeben werden. Gerade diese werden aber benötigt, will man die abgeleiteten Amplituden so umskalieren, daß sie die Werte der Schwerewellen in der Atmosphäre wiedergeben.

Deshalb wird mit Hilfe eines linearen Schwerewellen-Modells eine numerische Simulation mit exaktem Strahlungstransport vorgenommen. Dies geschieht in folgenden Schritten und nutzt soweit wie möglich die Programme, die auch zur Standard-Datenauswertung verwendet werden:

1. Um eine repräsentative Hintergrund-Atmosphäre zu erhalten, werden die zonalen Mittel von Temperatur und Ozon gebildet. So gebildete Höhen-Breiten-Querschnitte bilden die Grundlage der Simulationsrechnungen, so daß alle nachfolgenden Schritte mit repräsentativen Profilen im Breitenbereich zwischen 60 S und 60 N im Abstand von jeweils 10° Breite durchgeführt werden können. Dies erlaubt später abzuschätzen, ob das Hintergrundprofil die Ergebnisse stark beeinflusst.
2. Mit Hilfe eines linearen Schwerewellen-Modells [*Schoeberl, 1985, Bacmeister, 1993*] werden Temperatur- und Ozonfelder durch Wellen verschiedener horizontaler und vertikaler Wellenlänge gestört.
3. Auf dieses Feld werden die CRISTA Sehstrahlen für Tangentenhöhen zwischen 18 km und 60 km Höhe projiziert und die exakten Temperaturen und Mischungsverhältnisse entlang des Sehstrahls bestimmt. Mit Hilfe der Bandpak-Bibliothek [*Marshall et al., 1994, Gordley et al., 1994*] werden daraus die Strahlungsdichten am Satellitenort bestimmt. Diese "Vorwärtsrechnung" verwendet den korrekten Strahlungstransport, wie er zum Beispiel bei *Riese [1994]* und *Gordley et al. [1994]* beschrieben wird. Hier wird zunächst mit einer sehr feinen Höhenauflösung gearbeitet.
4. Die so erzeugten Höhenprofile der Strahlungsdichte werden mit dem Gesichtsfeld von CRISTA gefaltet und auf ein CRISTA-Meßgitter gebracht. Das heißt die Daten haben nun eine vertikales Höhengitter von 1,5 km.
5. Die Höhenprofile auf dem CRISTA-Meßgitter werden in zwei Teildatensätze mit 3,0 km Abtastrate geteilt. Diese werden separat invertiert. Beim Retrievalprozeß werden auch die entsprechenden Zwischenschritte des Glättens, Kombinierens und nochmaligen Nachretrievals mit verbesserten Startwerten simuliert, wie sie in der CRISTA Standard-Datenverarbeitung zum Einsatz kommen.

6. Die Höhenprofile der Temperatur werden mit Standard-Analyseprogrammen, einer Kombination aus Maximum Entropie Methode (MEM) und Harmonischer Analyse (HA) untersucht. Diese Auswerteprogramme werden in Kapitel 4.2 noch näher beschrieben.
7. Die Ergebnisse nach Strahlungstransport und Retrieval werden mit den Werten des Schwerewellen-Modells verglichen. Hierdurch läßt sich ermitteln, wie gut Amplitude, Phase und Wellenlänge von CRISTA gemessen werden können.

Dieses Verfahren ist sehr aufwendig sowohl in Hinblick auf die benötigte Rechenzeit als auch, was die Anzahl und Größe der verwendeten Programme betrifft. Deshalb ist der Vergleich mit der analytischen Lösung besonders wertvoll, da er helfen kann, mögliche Fehlerquellen aufzudecken. Zum Beispiel hat der Vergleich gezeigt, daß zumindest für die untersten Höhenstufen der Vorwärtsrechnung mit einer Vertikalauflösung von 30 m gerechnet werden muß.

Die verwendete Analysemethode (MEM/HA, siehe Kapitel 4.2) liefert vertikale Wellenlängen in Abhängigkeit von der Höhe. Abweichungen vom wahren Wert können nicht nur durch die Analysemethode, sondern auch durch Effekte des Strahlungstransportes entstehen: Gleichung 15 zeigt, daß die Phasenverschiebung zwischen der Atmosphären-Temperatur und der Strahlungsdichte auch von der horizontalen Wellenlänge und der Skalenhöhe abhängt. Da sich die Skalenhöhe mit der Höhe ändert, ergeben sich also höhenabhängige Phasenverschiebungen. Weil diese Phasenverschiebungen auch von der horizontalen Wellenlänge abhängen und diese unbekannt ist, können sie durch das Retrieval nicht kompensiert werden. Die gemessene Wellenstruktur wird also höhenabhängig gedehnt bzw. gestaucht, was im Vergleich zum ursprünglichen Temperaturprofil zu abweichenden Wellenlängen führt. Tatsächlich zeigt die Betrachtung einzelner abgeleiteter Höhenprofile aus den Simulationsrechnungen genau dieses Verhalten.

Diese Variation der Wellenlänge ist auch bei der wirklichen Messung mit CRISTA zu erwarten. In den Simulationsrechnungen läßt sich durch den Vergleich des Temperatur-Höhenprofils, das vom Schwerewellen-Modell erzeugt wurde, mit dem simulierten Retrievalergebnis die zu erwartende Unsicherheit der Wellenlänge abschätzen. Dieser Vergleich ist in Abb. 10 gezeigt. Würde die vertikale Wellenlänge nach Strahlungstransport und Analyse perfekt ermittelt werden, müßten alle Punkte auf der Diagonalen liegen. Tatsächlich zeigt sich eine Streuung von etwa $\pm 30\%$ (Spitze-Spitze) um die Diagonale. Diese Streuung können wir später bei der Fehlerbetrachtung (Kapitel 4.3) als Maß für die Reproduzierbarkeit der Wellenlänge verwenden.

Die Empfindlichkeit in Abhängigkeit von der Wellenlänge ist in Abb. 11 gezeigt. Verglichen sind das Ergebnis der analytischen Abschätzung (a, auch Abb. 9c) mit zwei verschiedenen Simulationsrechnungen. Teilbild (b) wurde für konstante Amplituden, Teilbild (c) für ein exponentielles Amplitudenwachstum mit der Höhe berechnet. Die wesentlichen Strukturen zeigen sich in gleicher Weise in den Ergebnissen der analytischen Abschätzung und denen

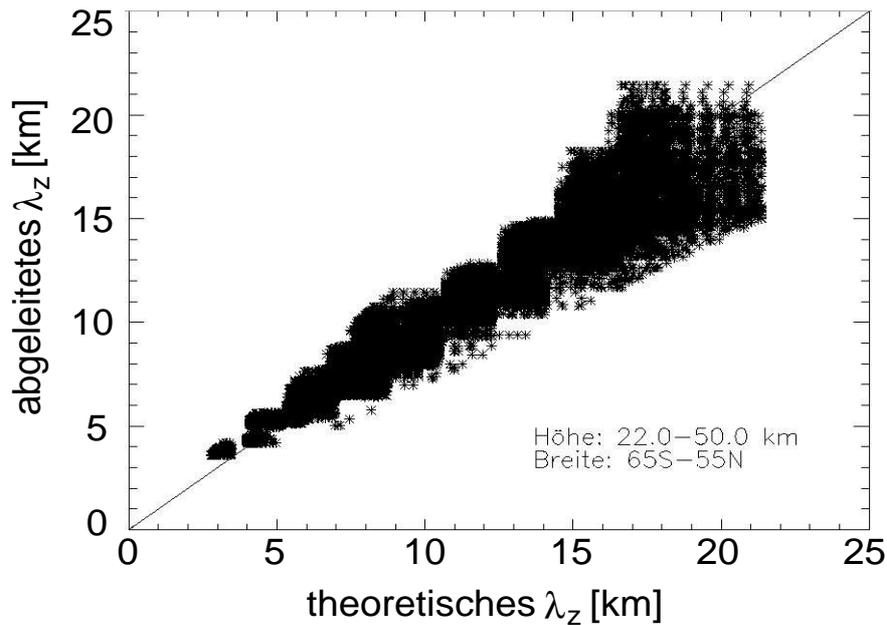


Abbildung 10: Vergleich zwischen abgeleiteter Wellenlänge nach Retrieval und MEM/HA Analyse und der exakten Wellenlänge, die vom Schwerewellenmodell berechnet wurde. Die eingezeichnete Gerade entspricht exakter Übereinstimmung.

der numerischen Simulation. Die deutlich von Null verschiedenen Werte der numerischen Simulation für Horizontal-Wellenlängen kürzer als 200 km sind artifiziell und gehen auf das Problem des zu groben Vertikalrasters bei der Vorwärtsrechnung zurück.

Entwicklung eines Skalierungsfaktors (Korrekturfaktors)

Im Unterschied zu den analytischen Abschätzungen bildet sich bei den Simulationsrechnungen eine Insel hoher Empfindlichkeit bei ~ 400 km horizontaler und ~ 8 km vertikaler Wellenlänge aus. Da diese durch einen Steg hoher Empfindlichkeiten mit dem Bereich langer Wellenlängen verbunden ist, ändert sich bei gegebener vertikaler Wellenlänge die Empfindlichkeit im Bereich zwischen 300 km und 800 km horizontaler Wellenlänge nur wenig. Die beobachteten Schwerewellen in mittleren und hohen Breiten liegen vermutlich alle in diesem Wellenlängenbereich, da die Coriolis-Kraft bei gegebener horizontaler Phasengeschwindigkeit die horizontale Wellenlänge begrenzt (siehe Kapitel 2, Gleichung 5). In den CRISTA-Temperaturen ebenfalls enthaltene planetare Wellen, die sehr viel längere Wellenlängen haben, werden durch die Enttrending der Daten herausgefiltert (siehe dazu Kapitel 4.1) und sind deshalb nicht Teil des Schwerewellen-Datensatzes. Da die horizontale Wellenlänge einer von CRISTA gemessenen Schwerewelle nicht bekannt ist³, wird über den Bereich von 300 km bis 800 km gemittelt und ein Korrekturfaktor berechnet, der allein von der vertikalen Wellenlänge abhängt. Da sich im betrachteten Wellenlängenbereich Abb. 11b und Abb. 11c

³Möglichkeiten zur Bestimmung der horizontalen Wellenlänge werden in den Kapiteln 5 und 6 noch diskutiert. Allerdings existiert bisher kein Standardverfahren.

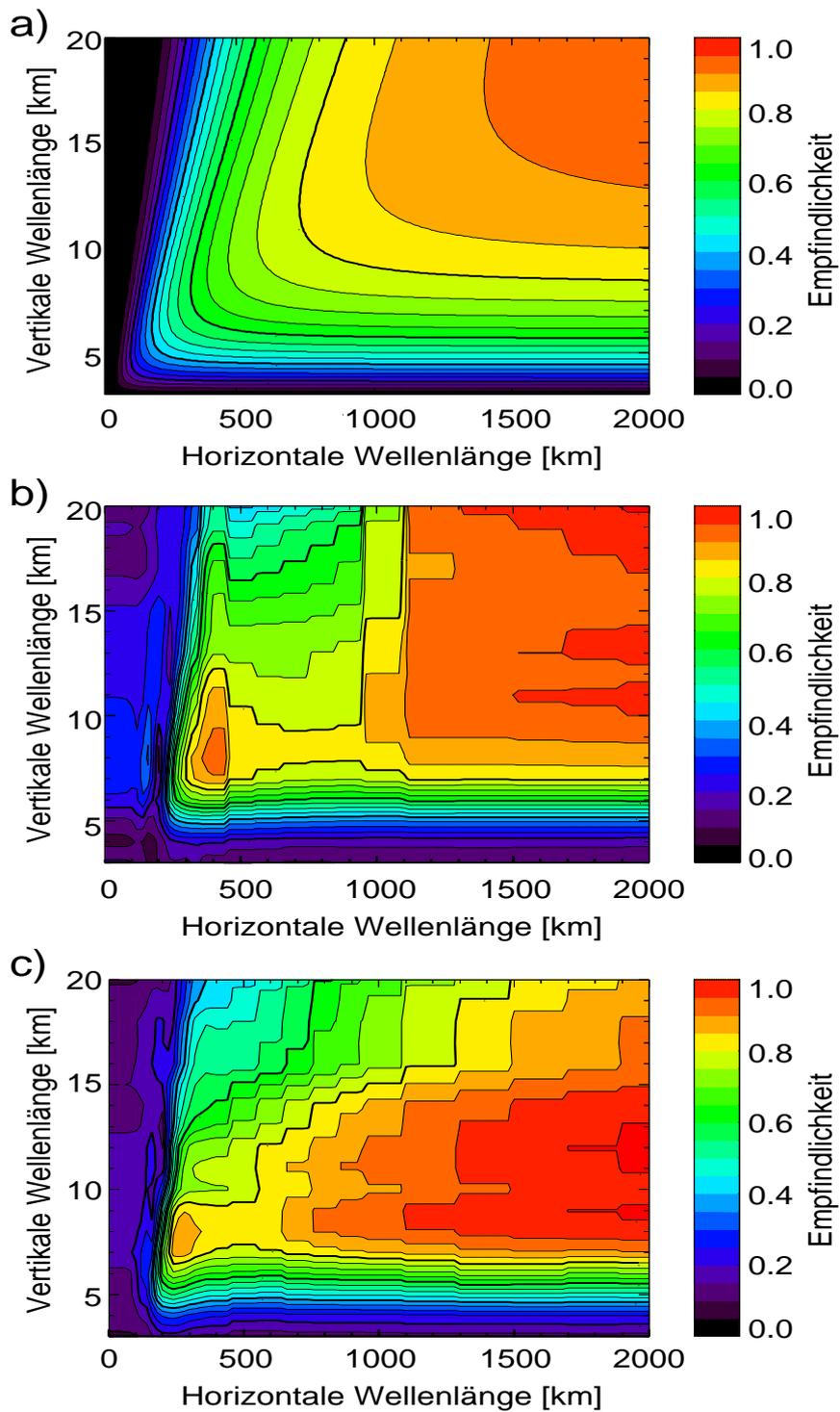


Abbildung 11: Empfindlichkeit von CRISTA für Schwerewellen in Abhängigkeit von horizontaler und vertikaler Wellenlänge. Teilbild (a) wiederholt das Ergebnis der analytischen Abschätzung (Abb. 9c). Die Teilbilder (b) und (c) zeigen die Resultate numerischer Simulationen für (b) Wellen mit konstanter Amplitude und (c) Wellen mit exponentiellem Amplitudenwachstum. Die Isolinien folgen den Farbstufen (0,05), Konturen im Abstand 0,2 sind dicker eingezeichnet.

kaum unterscheiden, wurde der Korrekturfaktor aus den Werten für konstante Amplituden berechnet. Mit diesem Korrekturfaktor (Skalierungsfaktor) läßt sich die Verfälschung der Schwerewellen-Amplituden durch Strahlungstransport und Retrieval korrigieren. Diese Korrektur wird auf den gesamten Datensatz angewendet. Dies ist in den Tropen problematisch, da dort auch Schwerewellen mit sehr langen horizontalen Wellenlängen (mehrere tausend Kilometer) beobachtet werden. Diese Wellen werden bei der Enttrending nicht herausgefiltert. Aufgrund ihrer langen horizontalen Wellenlängen werden diese Wellen überkorrigiert, sofern sie auch lange vertikale Wellenlängen haben. (Der Korrekturfaktor bei kurzen vertikalen Wellenlängen geht im wesentlichen auf die Retrieval-Schrittweite zurück und ist unabhängig von der horizontalen Wellenlänge.) Die Überkorrektur kann zu einer Überschätzung der Wellenaktivität in den Tropen führen.

Gegenüber der analytischen Abschätzung ist der Abfall zu langen vertikalen Wellenlängen bei korrekter Behandlung des Strahlungstransports sogar noch verstärkt. Im Vergleich der beiden numerischen Simulationen zeigt sich, daß bei exponentiell anwachsender Amplitude Wellen mit kürzeren horizontalen Wellenlängen nachgewiesen werden können als wenn die Amplitude im gesamten Höhenbereich konstant ist. Bei exponentiellem Amplitudenwachstum können sogar Wellen mit Horizontal-Wellenlängen von knapp unter 200 km noch nachgewiesen werden.

Es bleibt noch zu untersuchen, ob die Empfindlichkeit ortsabhängig ist. Abbildung 12 zeigt die Empfindlichkeit in Abhängigkeit von Höhe und Breite. In beiden Fällen wurde über Horizontal-Wellenlängen von 300-800 km gemittelt. Der vertikale Wellenlängen-Bereich ist 8-12 km für Abb. 12a und 15-20 km für Abb. 12b. In Abb. 12a variiert die Empfindlichkeit zwischen 0,75 und 0,85, also um etwa 6 % um den mittleren Wert. Auch bei noch kürzeren Wellenlängen (nicht gezeigt) ist die Ortsabhängigkeit der Empfindlichkeit gering. Dies ist verständlich, da bei kurzen Wellenlängen vor allem der Einfluß der 3 km-Schrittweite des Retrievals die Empfindlichkeit begrenzt. Bei langen Wellenlängen (Abb. 12b) begrenzt der Strahlungstransport die Empfindlichkeit. In der analytischen Abschätzung beschreibt Gleichung 14 die Empfindlichkeits-Änderung durch den Strahlungstransport. Die Skalenhöhe ist dort ein wichtiger Parameter. Es überrascht also nicht, daß die Ortsabhängigkeit mit ungefähr ± 20 % deutlich größer ausfällt. Die folgenden Kapitel zeigen aber, daß die natürlichen atmosphärischen Variationen nahezu eine Größenordnung betragen. Selbst der höhere Wert von ± 20 % ist also wesentlich kleiner als die Variationen in der Atmosphäre. Dies bedeutet, daß die Beobachtungen tatsächlich Atmosphären-Strukturen wiedergeben und nicht durch variierende Empfindlichkeiten vorgetäuscht werden.

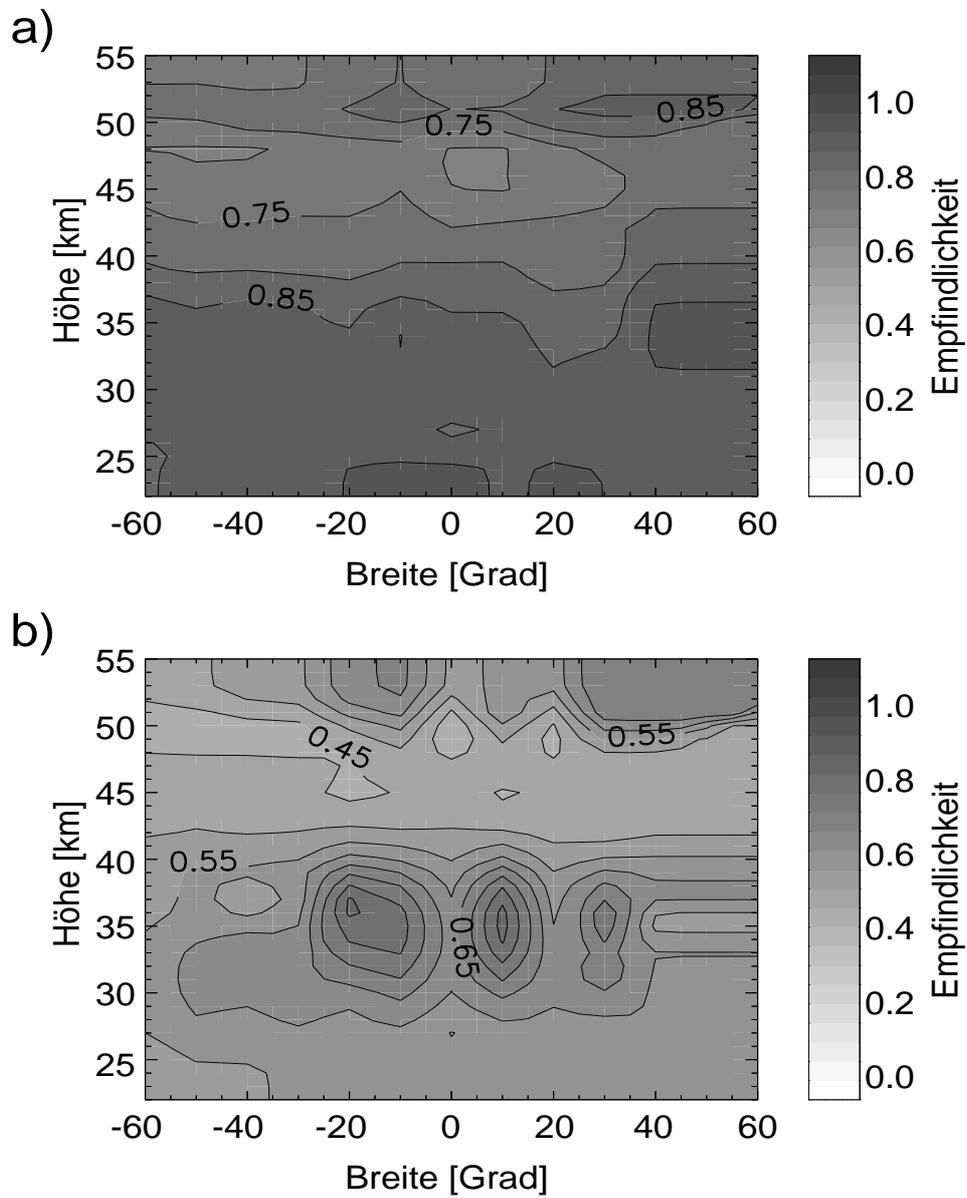


Abbildung 12: Höhen-Breiten-Querschnitte der Empfindlichkeit für Vertikal-Wellenlängen von (a) $\lambda_z = 8-12$ km und (b) $\lambda_z = 15-20$ km. Es wurde über horizontale Wellenlängen von $\lambda_x = 300-800$ km und über diese λ_z -Bereiche gemittelt.

Übertragung auf drei Dimensionen

Bisher haben wir die Empfindlichkeit in zwei Dimensionen untersucht und festgestellt, daß Schwerewellen mit horizontalen Wellenlängen von mehr als ~ 200 km in Horizontsondierung meßbar sind. Die zweidimensionale Geometrie ist ein Sonderfall der dreidimensionalen Geometrie, bei dem angenommen wird, daß der Sehstrahl entlang des horizontalen Wellenvektors verläuft. Der Sehstrahl schneidet also die Wellenkämme und -täler im rechten Winkel. Dies ist der ungünstigste Fall. Eine typische Sehstrahl-Geometrie ist in Abb. 13 dargestellt. Im allgemeinen wird die Blickrichtung mit dem horizontalen Wellenvektor den Winkel $\alpha \neq 0$ bilden. In diesem Fall ist die horizontale Wellenlänge entlang des Sehstrahls um den Faktor $\cos^{-1}(\alpha)$ länger als die wirkliche horizontale Wellenlänge λ_x . Entsprechend sind die in den Abbildungen 9 und 11 gezeigten Empfindlichkeits-Verteilungen umzuskalieren.

Als Beispiel betrachten wir einen Winkel $\alpha = 60^\circ$. Dann betragen die kürzesten Wellenlängen, die CRISTA messen kann, 100-120 km anstatt 200-240 km in der zweidimensionalen Betrachtung. Ein Winkel von $\alpha = 60^\circ$ sollte relativ häufig vorkommen, und das Beispiel ist daher realistisch. Allerdings sind keine beliebig hohen Winkel möglich, da dies voraussetzen würde, daß die Wellenfronten unendlich eben sind. Eine weitere Einschränkung ist die Ausdehnung des Gesichtsfeldes quer zum Sehstrahl (etwa 20 km).

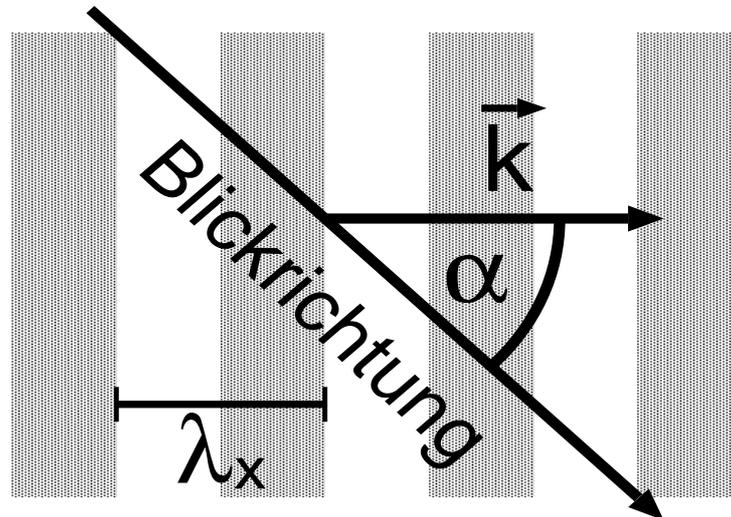


Abbildung 13: Im allgemeinen beobachtet CRISTA eine Schwerewelle nicht im rechten Winkel zu den Wellenfronten. Dadurch wird die Wellenlänge entlang des Sehstrahls um den Faktor $\cos^{-1}(\alpha)$ verlängert.

3.5 Vergleich mit In-Situ-Messungen

Bisher haben wir eine theoretische Ableitung der Empfindlichkeit von CRISTA für Schwerewellen betrachtet. Diese sollte durch experimentelle Befunde gestützt werden. Dabei sind insbesondere zwei Aussagen zu prüfen: Erstens werden wir in Kapitel 5 in einem Fallbeispiel die kürzest meßbaren Horizontal-Wellenlängen betrachten. Allerdings gibt es keine direkt vergleichbare Messung, sodaß dieser Vergleich auch auf theoretischer Interpretation beruht und deshalb erst später erfolgen kann. Zweitens haben wir eine Korrekturfunktion entwickelt, die insbesondere kurze (< 7 km) und lange (> 12 km) vertikale Wellenlängen korrigiert. Um diese Korrekturfunktion zu überprüfen, vergleichen wir Höhenprofile von CRISTA mit In-Situ-Messungen von Radio- und Datensonden. Um einen hinreichend großen Überlappungsbereich zwischen dem CRISTA- und dem Sonden-Profil zu erreichen, müssen Sondendaten bis mindestens 35 km Höhe vorliegen. Außerdem muß der horizontale Abstand zwischen Sonden- und CRISTA-Profil kleiner als etwa 200 km sein, da Schwerewellen mesoskalig sind und bei größeren Abständen nicht erwartet werden kann noch die gleiche Welle zu messen. Um den räumlichen und zeitlichen Abstand zwischen Satellit und Meßsonde zu minimieren wurde bei beiden CRISTA-Flügen eine Meßkampagne durchgeführt [Bittner *et al.*, 1997a, Meisenberg, 1998, Lehman *et al.*, 2000]. Wichtigster Kampagnen-Ort war Wallops-Island vor der Ostküste der USA. Dort wurden sowohl Ballone mit Radiosonden als auch Raketen mit Datensonden gestartet. Durch besondere Sorgfalt erreichten auch die Ballone 35 km Höhe. Dies ist etwa zehn Kilometer höher als der Durchschnittswert bei Wetterballonen. Die Raketen liefern Daten hoher Qualität bis über 55 km Höhe hinaus. Daher sind allein die Validierungsmessungen über Wallops-Island für die Untersuchung der Schwerewellen-Empfindlichkeit geeignet.

Abbildungen 14 und 15 zeigen zwei ausgewählte Vergleiche von CRISTA-Daten und Radio- bzw. Datensonden-Temperaturen. Die Sondendaten wurden mit Hilfe eines globalen Datensatzes assimilierter Temperaturen vom Data Assimilation Offices (DAO) enttrentet. Die Enttrentung der CRISTA-Daten mit Hilfe eines Kalman-Filters wird in Kapitel 4 beschrieben. Wir können annehmen, daß die gezeigten Daten im wesentlichen nur noch meso- und kleinskalige Atmosphärenvariationen enthalten. Die schwarze durchgezogene Linie zeigt das Datensonden-, die gepunktete schwarze Linie das Radiosondenprofil (nur Abb. 15). Die violette Kurve gibt das enttrentete CRISTA-Profil wieder. Dieses Profil wurde mittels MEM/HA in Spektralanteile zerlegt. Dabei werden für jede Höhe nur die beiden führenden Spektralkomponenten und nur Wellenlängen kürzer als 30 km berücksichtigt. Die rote Kurve zeigt die Rekonstruktion der Daten aus diesen beiden Spektralkomponenten. Da langsam variierende Trends ($\lambda_z \geq 30$ km) bei der Analyse wegfallen, kann sich ein Unterschied zur violetten Kurve ergeben. Für die grüne Kurve wurden die Spektralkomponenten vor der Rekonstruktion mit dem Korrekturfaktor skaliert. Wenn unsere theoretischen Überlegungen richtig sind, sollte also die grüne Kurve die mesoskaligen Atmosphärenfluktuationen über Wallops Island korrekt wiedergeben.

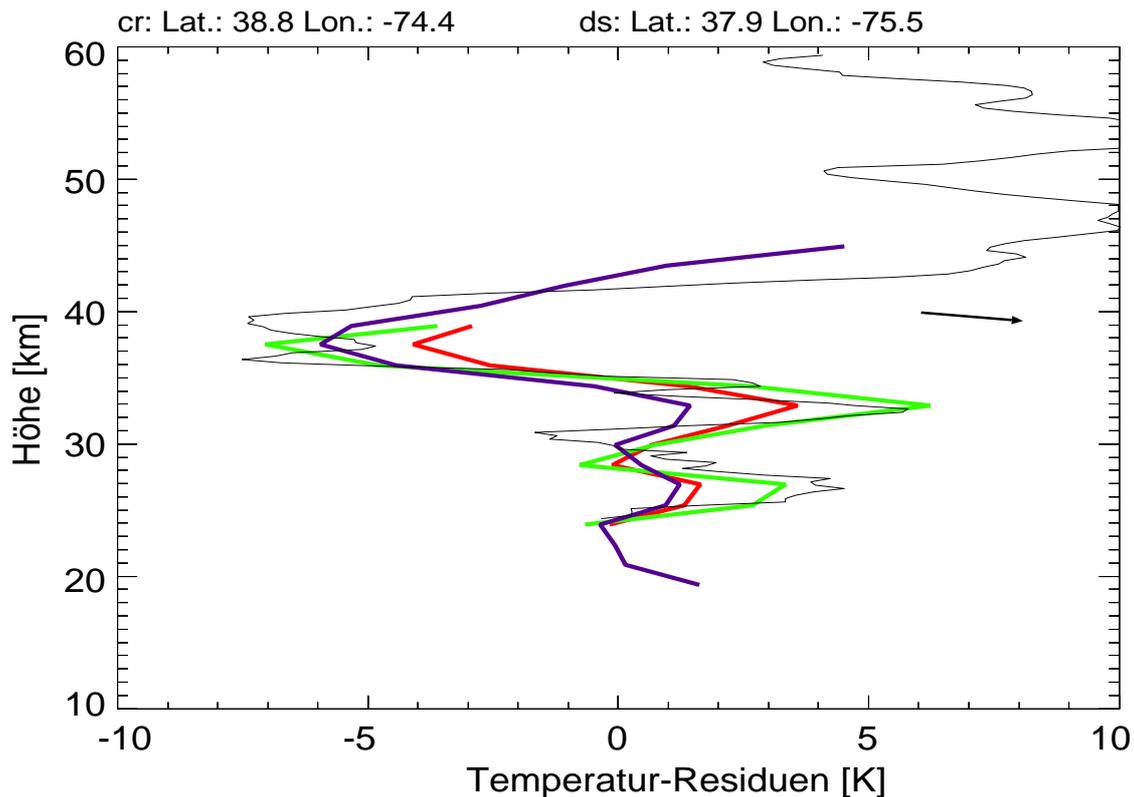


Abbildung 14: Vergleich von Datensonden-Messung (schwarz), gemessenem CRISTA-Profil (violett), unkorrigiertem MEM/HA-Profil (rot) und korrigiertem CRISTA-Profil (grün) für den 6. November 1994. Für Einzelheiten siehe Text.

Abbildung 14 zeigt Profile, die am 6. November 1994 gemessen wurden, in Abb. 15 sind Profile vom 9. November gezeigt. Diese beiden Messungen wurden nach folgenden Kriterien ausgewählt:

- Zeitlicher und räumlicher Abstand dürfen nicht zu groß sein.
- Die wesentlichen Strukturen müssen sowohl in den Sonden- als auch in den CRISTA-Daten zu finden sein.
- Die Korrekturfaktoren sollten deutliche Änderungen bewirken.

Der räumliche und zeitliche Abstand wurde auf jeweils zwei Grad in Länge und Breite begrenzt. Dies entspricht einem maximalen Abstand von ~ 280 km. Auch dann ist der zweite Punkt nicht selbstverständlich, da CRISTA auch Wellen mit horizontalen Wellenlängen unter 100 km nachweisen kann. Der dritte Punkt wurde hinzugenommen, um zu zeigen, daß eine Korrektur tatsächlich nötig ist.

Das Datensonden-Profil in Abb. 14 wurde zusätzlich um $\Delta T \approx 2\text{K}$ und $\Delta z \approx 1\text{km}$ verschoben. Dies ist in Abb. 14 durch einen schwarzen Pfeil angezeigt. Die Verschiebung gleicht die

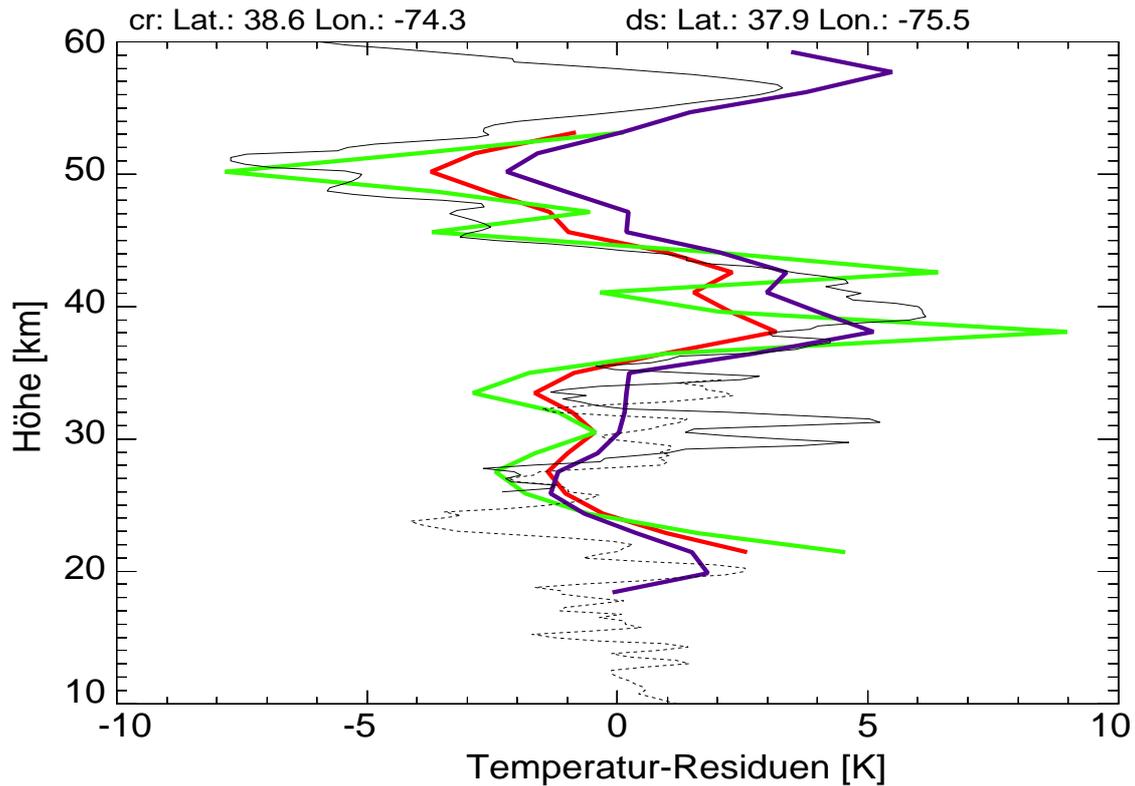


Abbildung 15: Vergleich wie Abb. 14, aber für den 9. November 1994. Zusätzlich ist auch ein Radiosonden-Profil (punktiert) eingezeichnet. Für Einzelheiten siehe Text.

unterschiedlichen Enttrendsungen aus und paßt eine leichte Phasenverschiebung an. Die Verschiebung ist kleiner als der kombinierte Absolutfehler der beiden Messungen (Man beachte, daß Residuen gezeigt werden und die Absolutwerte oberhalb 200 K liegen. Der statistische Fehler der CRISTA-Messungen ist 0,4 K. Die dargestellten Wellenstrukturen sind also signifikant.) Bei diesem Vergleich zeigt das Datensonden-Profil einige Feinstrukturen mit vertikalen Wellenlängen um 3 km oder kürzer, die das CRISTA-Profil auch nach Korrektur nicht enthalten kann. Die Amplituden des unkorrigierten CRISTA-Profils sind insbesondere im Bereich zwischen 25 km und 35 km Höhe deutlich kleiner als die des Datensonden-Profils. Das CRISTA-Profil enthält Wellenkomponenten mit $\lambda_z = 7,1$ km und $\lambda_z = 12,2$ km, deren Amplituden beide um etwa 40 % nach oben korrigiert werden. Die korrigierten Werte stimmen sehr gut mit der Datensonde überein.

Der Vergleich der Profile in Abb. 15 ist komplizierter. In etwa 30 km Höhe zeigt das Datensonden-Profil eine Wellenstruktur, die auch in den korrigierten CRISTA-Werten nur ansatzweise zu erkennen ist. Allerdings ist diese Struktur auch in den Radiosonden-Daten wesentlich schwächer ausgeprägt. Dafür findet sich zwischen 35 km und 45 km Höhe eine ausgeprägte kurzperiodische Wellenstruktur in den CRISTA-Daten, die das Datensonden-Profil nicht zeigt. Der Abstand zwischen CRISTA- und Sondenprofil ist etwa 130 km. Dies ist verglichen mit üblichen Abständen bei Satelliten-Validierungen sehr kurz. Trotzdem kann

eine Schwerewelle schräg durch die Atmosphäre wandern und dabei zuerst den Fallweg der Datensonde und bei größeren Höhen den CRISTA Sehstrahl kreuzen. Dies würde ähnliche Amplituden und vertikale Wellenlängen bei verschiedenen Höhen in den beiden Profilen erklären.

Vor allem ist aber zu beachten, daß die Grobstruktur beider Profile nach Korrektur deutlich besser übereinstimmt als vorher. Das CRISTA-Höhenprofil enthält Wellenkomponenten mit $\lambda_z = 4,7$ km, $\lambda_z = 8,0$ km und $\lambda_z = 17$ km. Diese werden um einen Faktor 2,6 ($\lambda_z = 4,7$ km), um 20 % ($\lambda_z = 8,0$ km) und um einen Faktor 1,9 ($\lambda_z = 17$ km) nach oben korrigiert. (Für jede Höhenstufe werden nur zwei Spektralkomponenten berücksichtigt, die aber mit der Höhe wechseln können.) Insbesondere die Temperaturdifferenz zwischen 40 km und 50 km Höhe ist nur in den korrigierten Daten von gleicher Größe. Auch bei sehr kurzen Wellenlängen wird das CRISTA-Profil durch die Korrektur den Datensonden-Daten im Erscheinungsbild ähnlicher. Die Gradienten und die Amplitude der kleinskaligen Welle, die von CRISTA zwischen 30 km und 45 km beobachtet wurde, passen gut zu den Datensonden-Werten zwischen 25 km und 38 km

Die Abbildungen 14 und 15 zeigen zwei ausgewählte Beispiele. Insgesamt stehen für Wallops-Island etwa zehn Profile für Vergleiche zur Verfügung. Bei keinem dieser Profile finden sich Argumente gegen eine Skalierung, und in der Regel verbessert die Anwendung des Skalierungsfaktors die Übereinstimmung. Allerdings gibt es Fälle, wo eine Wellenstruktur entweder nur in den Sonden- oder den CRISTA-Daten beobachtet wurde. In der Diskussion von Abb. 15 wurde deutlich, daß die Atmosphäre auch bei kleinen horizontalen Skalen hoch variabel sein kann. Man benötigt daher eigentlich nicht eine geringe Anzahl von Einzelprofilen, sondern eine statistisch signifikante Datenmenge. Wie bereits oben erwähnt, kann man aber den Großteil der In-Situ-Messungen nicht verwenden, da die Radiosonden anderer Meßstationen keinen genügend großen Höhenbereich überdecken. Daher ist leider keine Validierung mit In-Situ-Daten auf statistischer Basis möglich. Statistisch signifikante Vergleiche mit anderen Satelliten sind in Kapitel 4.4 beschrieben.

Der Vergleich mit In-Situ-Messungen hat in Einzelbeispielen den Korrekturfaktor bestätigt. Insbesondere zeigt sich, daß die unskalierten CRISTA-Daten eine kleinere Variabilität besitzen als die Datensonden-Temperaturen. Erst die Skalierung der Wellenaktivität führt zu vergleichbaren Fluktuationen in den CRISTA- und Datensonden-Daten. Die Validierung des Korrekturfaktors zeigt daher, daß die Fluktuationen in den veröffentlichten CRISTA-Temperaturen zu klein sind. Es stellt sich daher die Frage, ob man daraus Änderungen des Standard-Retrievals und damit der veröffentlichten Datensätze ableiten kann. Hierbei muß man zwischen Fluktuationen mit langen und solchen mit kurzen vertikalen Wellenlängen unterscheiden. Die Unterdrückung der kurzen vertikalen Wellenlängen resultiert im wesentlichen aus der Unterdrückung von Rauschen und Relaxations-Effekten in den veröffentlichten Daten. Hier hat man also die Wahl zwischen einem glatteren Datensatz, der neben unerwünschten Störeffekten auch reale Atmosphären-Fluktuationen unterdrückt, oder einem Datensatz, der zwar die realen Atmosphären-Fluktuationen enthält, aber auch eine deutlich

höheres Rauschen aufweist.

Bei langen vertikalen Wellenlängen ist das Problem anders geartet. Hier muß man sicher sein, daß es sich bei der untersuchten Vertikalstruktur tatsächlich um eine mesoskalige Störung mit weniger als ~ 1000 km horizontaler Wellenlänge entlang des Sehstrahls handelt. Dies läßt sich aus einem Standardverfahren bisher nicht mit ausreichender Sicherheit gewährleisten. Zwar kann man auch physikalische Argumente heranziehen, die die horizontale Wellenlänge von Schwerewellen zumindest bei mittleren und hohen Breiten begrenzen, aber auch hiervon gibt es Ausnahmen. Insbesondere ist die Korrektur in den Tropen generell problematisch.

Bei dem gegenwärtigen Stand ist es daher nicht sinnvoll, die veröffentlichten Versionsdaten zu ändern, sondern man muß weiterhin die Degradierung der Fluktuationen durch die Meßtechnik bei der jeweiligen Einzeluntersuchung berücksichtigen.

4 Verfahren zur Isolierung und Quantifizierung von Schwerewellen

4.1 Hintergrundatmosphäre und äquatoriale Kelvinwellen

Bisher wurde untersucht, welche Schwerewellen CRISTA messen kann, wenn Schwerewellen in der Atmosphäre vorkommen. In wirklichen Meßdaten stellt sich das umgekehrte, zweiteilige Problem – Schwerewellen von anderen Strukturen zu unterscheiden und die Amplituden zu quantifizieren. Um Schwerewellen im Datensatz zu isolieren, werden die Temperaturen von planetarskaligen Strukturen enttrentet. Die verbleibenden mesoskaligen Fluktuationen werden dem Ansatz von *Fetzer und Gille* [1994] folgend als Schwerewellen interpretiert. Zur Enttrentung wird der Ansatz von *Fetzer und Gille* [1994] verfolgt. Die Hintergrund-Atmosphäre wird durch einen Kalman-Filter zonaler Wellenzahl 0–6 beschrieben. Der verwendete Kalman-Filter wurde von *Ern* [1993] diskutiert. Vergleiche zwischen CRISTA-Meßdaten und Resultaten des Kalman-Filters finden sich bei *Offermann et al.* [1999] und *Riese et al.* [1999b]. Der Kalman-Filter kann sehr gut Rossby-Wellen erfassen, die eine geringe Phasengeschwindigkeit haben und deren Amplitude während der CRISTA-Missionen nahezu konstant blieb. Aus den Wellenkomponenten, die der Kalman-Filter bestimmt hat, lassen sich die Werte der Hintergrund-Atmosphäre am Meßort berechnen. Dieser Hintergrund wird von den Daten abgezogen. Es sollte betont werden, daß die Interpolation durch den Kalman-Filter rein horizontal ist und daß keine Enttrentung in der Vertikalen durchgeführt wird. Horizontal kleinskalige Wellen bleiben also unabhängig von der vertikalen Wellenlänge erhalten. Die Enttrentung mittels selbstgemessener Daten ist ein Vorteil der CRISTA-Analysen gegenüber den Untersuchungen an Raketen- und Ballon-Daten bzw. Messungen des GPS-Systems, bei denen nur kurze vertikale Wellenlängen untersucht werden [*Allen und Vincent*, 1995, *Eckermann et al.*, 1995, *Tsuda et al.*, 2000]. Wenn man Tag- und Nachtwerte einzeln behandelt [*Preusse et al.*, 2001b], lassen sich die Daten auch von Gezeiteneffekten mit Hilfe des Kalman-Filter gut enttrenten.

Der Kalman-Filter beschreibt aber die großskaligen Temperatur-Strukturen, die während der ersten Mission am Äquator beobachtet wurden, nur unzureichend. Einen Überblick über diese Temperatur-Strukturen während CRISTA-1 gibt Abb. 16. Für die aufeinanderfolgenden Tage der ersten CRISTA-Mission sind die Abweichungen der Temperatur vom zonalen Mittelwert für den Höhenbereich von 20 bis 30 km im Höhen-Längen-Querschnitt dargestellt. Die Werte sind über den Breitenbereich von 10° S bis 10° N gemittelt. Man erkennt sofort die Struktur einer zonalen Welle-1, die im Laufe der Mission ostwärts wandert. Die Bilder der einzelnen Tage zeigen eine Ostwärtsneigung der Temperatur-Maxima und -Minima, die einer vertikalen Wellenlänge von etwa 12 km entspricht. Betrachtet man die zeitliche Entwicklung bei fester Höhe so läßt sich eine Periodendauer von etwa 12 ± 2 Tagen abschätzen.

Dies sind die typischen Signaturen einer Kelvin-Welle. Diese Kelvin-Welle und eine Reihe

weiterer Kelvin-Wellen-Strukturen in den beiden CRISTA-Missionen sind von *Smith et al.* [2001] beschrieben. Zusätzlich finden sich einige Analysen der Kelvin-Welle aus Abb. 16 im Anhang. Dort ist insbesondere die zeitliche Entwicklung studiert, die von *Smith et al.* [2001] nicht behandelt wurde. Es deutet sich eine sehr kurze Lebensdauer der Welle an. Diese Kelvin-Welle wird nur zu etwa 60 % vom Kalman-Filter beschrieben. Der Grund ist wahrscheinlich, daß die Amplitude im Missionsverlauf nicht konstant war. Daher ist es notwendig, eine gezielte Enttrending von der Kelvinwelle durchzuführen. Die Enttrending ist im Anhang beschrieben.

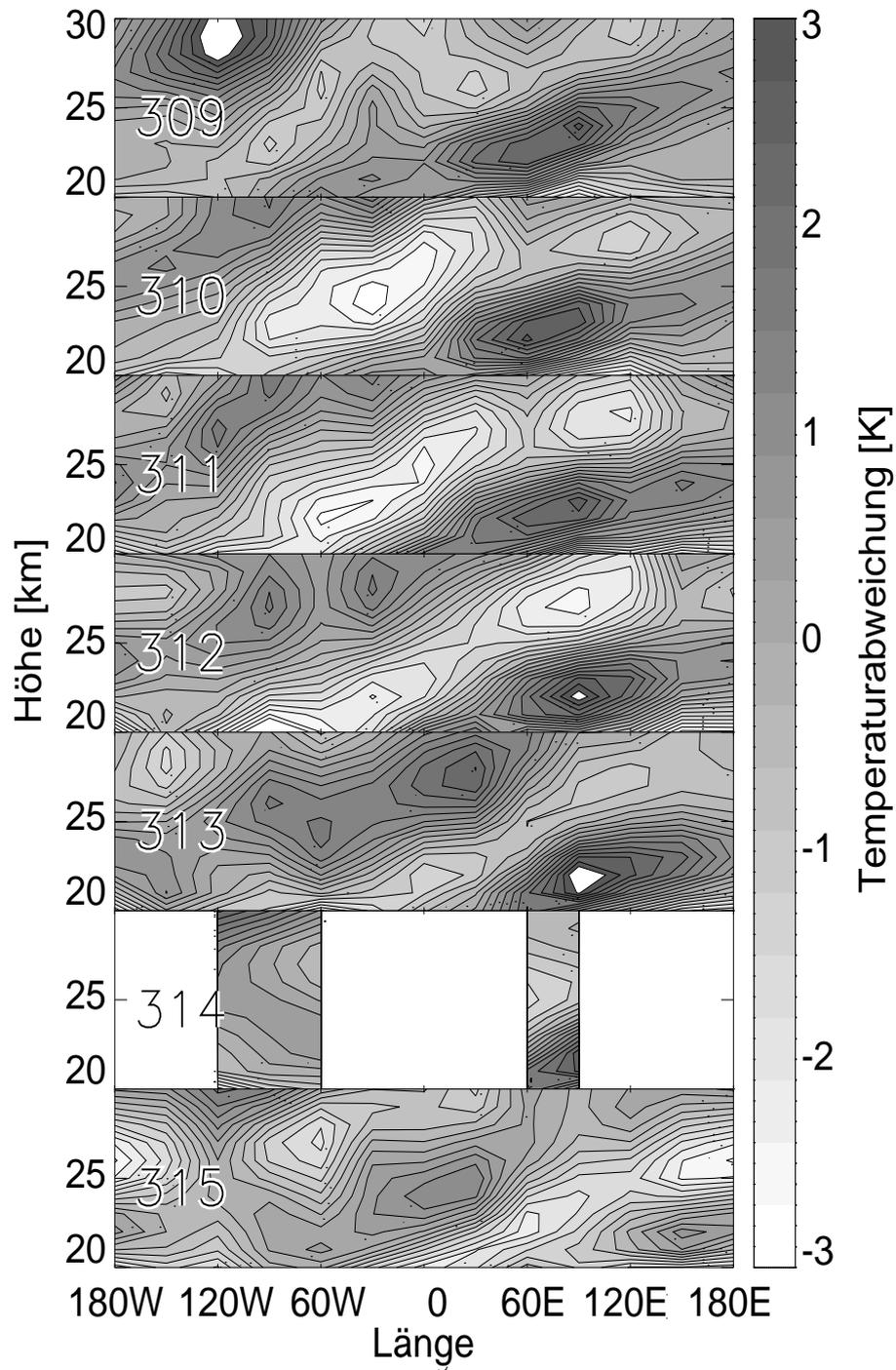


Abbildung 16: Abweichung der Temperatur vom zonalen Mittel im Höhen-Längen-Querschnitt. Es ist deutlich eine ostwärtslaufende Welle eins mit etwa 12 Tagen Periodendauer und 12 km vertikaler Wellenlänge zu erkennen.

4.2 Beschreibung der MEM/HA Methode

Nachdem die Daten von globalen Strukturen wie Rossby- und Kelvinwellen enttrentet wurden und allein die mesoskaligen Strukturen isoliert sind, wird nun ein geeigneter Algorithmus gesucht, diese Daten zu analysieren. Wie bereits in Kapitel 3 erwähnt, wird für die Analyse von CRISTA-Daten eine Kombination aus Maximum Entropie Methode (MEM) [Press *et al.*, 1992] und Harmonischer Analyse (HA) verwendet. Der Vorteil einer solchen Kombination wird von *Bittner* [1993] diskutiert. Abbildung 17 veranschaulicht die Methode anhand eines Höhenprofils, das am 9. November westwärts von Chile bei 24° S und 82° W gemessen wurde. Im linken Teilbild ist das Temperatur-Residuum nach der Enttrentung als durchgezogene Linie dargestellt. Im rechten Teilbild ist das zugehörige MEM-Spektrum gezeigt. Ein Suchalgorithmus identifiziert in diesem Spektrum die Intensitätsmaxima. Für die so festgelegten Wellenlängen wird innerhalb eines gleitenden Fensters von neun Datenpunkten (neun Höhenstufen) Länge eine Sinusfunktion an die Daten angepaßt. Die stärkste Komponente wird von den Daten subtrahiert und für die verbleibenden Frequenzen eine erneute Anpassung vorgenommen. Die schwarzen und schraffierten Balken im rechten Teilbild

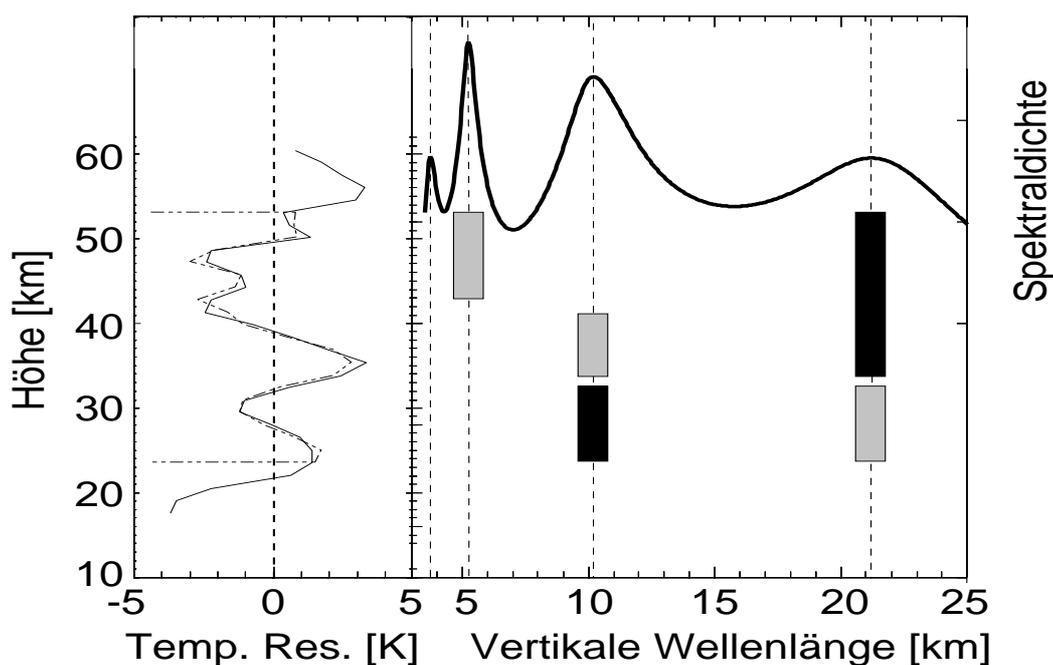


Abbildung 17: Beispiel für die MEM/HA Analyse. Im linken Teilbild ist ein Höhenprofil von Temperatur-Residuen gezeigt. Das Profil wurde von CRISTA am 9. November westlich von Chile gemessen. Die durchgezogene Linie stellt die Messung, die strichlierte die Rekonstruktion aus der Spektralanalyse dar. Das rechte Teilbild zeigt das MEM-Spektrum (logarithmische Skala) und die Höhenverteilung der stärksten (schwarze Balken) und zweitstärksten Komponente (schraffiert) nach der harmonischen Analyse.

von Abb. 17 zeigen, welche Spektralkomponenten in Abhängigkeit von der Höhe den größten und zweitgrößten Beitrag bilden. Die Ergebnisse der Anpassung werden jeweils der Mitte des gleitenden Fensters zugeordnet. Auf diese Weise liefert die MEM/HA in Abhängigkeit von der Höhe die Wellenlängen, Amplituden und Phasen der beiden stärksten Spektralkomponenten. Für die einzelnen Punkte des Höhenprofils läßt sich aus diesen Parametern der Meßwert rekonstruieren. Die rekonstruierten Werte sind als strichlierte Linie im linken Teilbild eingezeichnet.

Die Übereinstimmung des rekonstruierten mit dem ursprünglichen Profil ist gut, was zeigt, daß sich auch komplizierte Höhenverläufe mit nur zwei Spektralkomponenten gut beschreiben lassen. Das ausgewählte Profil ist eher ungewöhnlich stark strukturiert, so daß die gute Übereinstimmung als typisch angesehen werden kann. Wir haben allerdings beim Vergleich mit den Raketenmessungen gesehen (Kapitel 3.5), daß sehr langwellige Strukturen (≥ 30 km) nicht erfaßt werden.

Die Kombination aus Maximum Entropie Methode und Harmonischer Analyse (MEM/HA) hat einige Vorteile:

Eine monochromatische Welle in den Daten wird auch von der Analyse als monochromatische Welle analysiert. Dies unterscheidet die MEM/HA beispielsweise von der Fourier-Transformation (FT), die fest vorgegebene Wellenlängen-Stützstellen hat. Die Amplitude einer Welle, die Ihrer Wellenlänge nach zwischen diesen Stützstellen der FT liegt, wird auf diese Stützstellen verteilt (siehe Anhang A2). Dieses "Leakage" kommt bei der MEM/HA nicht vor. Ein zusätzlicher Vorteil ergibt sich, wenn man für statistische Analysen Mittelwerte (z.B. zonale Mittel) betrachtet. Dabei möchte man verschiedene Wellenlängen-Bereiche selektiv betrachten (siehe z.B. Kapitel 4.4). Bei der FT sind die Wellenlängen-Stützstellen durch die Länge des Analysefensters fest vorgegeben. Die MEM/HA läßt eine nahezu beliebige Auswahl der Schranken der Wellenlängen-Bereiche zu. Außerdem liefert die MEM/HA einen Wert für die vertikale Wellenlänge. Daher kann man die gemessenen Wellen mit der Dispersionsrelation vergleichen (siehe Kapitel 5 und 6). Auch die von der MEM/HA bestimmten Phasen sind physikalisch interpretierbar (Kapitel 5, Abb. 23).

4.3 Fehlerabschätzung

In den Kapiteln 4.4, 5 und 7 werden zonale Mittelwerte ausgewählter Wellenlängen-Bereiche betrachtet. Da die beobachteten Strukturen in Höhen-Breiten-Querschnitten des Amplitudenquadrats der Temperatur (A^2) um mehr als zwei Größenordnungen variieren können werden die Werte logarithmisch in $\text{dB} := 10 * \log_{10}(A^2/1\text{K}^2)$ dargestellt. Die in diesem Kapitel abgeleiteten Fehler werden daher sowohl in dB als auch in Prozenten angegeben. Im wesentlichen sind drei Fehlerquellen zu beachten, die im folgenden diskutiert werden:

1. **Skalierungsfehler:** Die Empfindlichkeit von CRISTA für Schwerewellen einer bestimmten Vertikal-Wellenlänge hängt - wenn auch schwach - von der Hintergrundatmosphäre und dem Höhenverlauf der Amplitude der betrachteten Welle ab. Diese Abhängigkeiten wurden bei der Entwicklung eines Skalierungsfaktors vernachlässigt. Außerdem ist die Vertikalwellenlänge nur im Rahmen einer Unsicherheit von etwa 20 % bekannt. Beides führt zu Fehlern bei der Rückrechnung der gemessenen Amplitude auf den "wahren" atmosphärischen Wert.
2. **Unterdrückung kurzer Wellenlängen:** Die MEM/HA tendiert dazu kurze Wellenlängen zu unterdrücken, da die Sortierung der Amplituden vor der Skalierung vorgenommen wird.
3. **Fehler bei der Mittelwert-Bildung:** Für viele Untersuchungen möchte man nur ausgewählte Wellenlängen-Bereiche betrachten. Deshalb werden die Ergebnisse der MEM/HA vor der Mittelung selektiert und nur die Komponenten bei der Mittelung berücksichtigt, die im betrachteten Wellenlängenbereich liegen. Von der MEM/HA werden nur die beiden führenden Amplituden berücksichtigt. Liegen beide zugehörigen Wellenlängen außerhalb des betrachteten Spektralbereichs, läßt sich diesem Spektralbereich keine Amplitude zuordnen. Auch der umgekehrte Fall kann eintreten: Beide von der MEM/HA gelieferten Amplituden können im betrachteten Wellenlängen-Intervall liegen. Dann stellt sich die Frage, wie diese zu überlagern sind.

Die Abhängigkeit der Empfindlichkeit von der Horizontal-Wellenlänge wird hier nicht als Fehler behandelt, da man sowohl für eine Korrektur als auch für eine Fehlerabschätzung das Horizontalspektrum der Wellen kennen müßte. Diese Abhängigkeit muß deshalb beim Vergleich mit anderen Messungen oder Modellen auf andere Weise berücksichtigt werden.

Zum Skalierungsfehler:

Da wir einen ortsunabhängigen Skalierungsfaktor verwenden, ist der Absolutfehler durch den Skalierungsfaktor im wesentlichen durch die Abhängigkeit von der Hintergrundatmosphäre gegeben. Dieser Fehler läßt sich aus Abb. 12 abschätzen. Dazu wurde die halbe Differenz zwischen Maximal- und Minimalwert durch den Mittelwert geteilt. Es ist zu beachten, daß die Werte in Abb. 12 für Amplituden angegeben wurden. In diesem Kapitel betrachten wir Varianzen, also Amplitudenquadrate, für welche die relativen Fehler doppelt so groß

sind (Gaußsche Fehlerfortpflanzung). Werte für ausgewählte Wellenlängen-Bereiche sind in Tabelle 1 in der Zeile “Fehler durch Skalierung” angegeben.

Der führende statistische Fehler entsteht durch die Unsicherheit der vertikalen Wellenlänge: So führt z.B. eine Unterschätzung der vertikalen Wellenlänge für Wellen mit Wellenlängen kleiner als ~ 8 km zu einer Unterschätzung der Empfindlichkeit und daher zu einem zu hohen Skalierungsfaktor (siehe Abbildungen 9c und 11). Oberhalb von ~ 10 km kehrt sich dieses Verhalten um. Aus Kapitel 3 (Abb. 10) ist bekannt, daß die vertikale Wellenlänge im Rahmen von etwa 20% (1σ) streut. Dies führt zu Fehlern von nahezu 30% für 6 km, 17% für 15 km und weniger als 7% zwischen 8 km und 10 km vertikaler Wellenlänge. Bei Mittelwerten über große Datenmengen - z.B. bei zonalen Mitteln - ist der Fehler des Mittelwertes gegenüber den anderen Fehlerquellen zu vernachlässigen.

Zur Unterdrückung kurzer Wellenlängen:

In den Profilen der Temperaturresiduen haben Wellen mit kurzer Wellenlänge aus zwei Gründen niedrige Amplituden. Der erste Grund ist das Retrievalverfahren, das kurze Wellenlängen ($\lambda_z < 6$ km) stark unterdrückt. Zweitens ist die Amplitude, bei der Schwerewellen instabil werden und brechen, umso kleiner, je kürzer die Wellenlänge ist [Eckermann und Preusse, 1999]. Da die MEM/HA nur die beiden führenden Amplituden berücksichtigt, werden in einem stark strukturierten Profil kurze Wellenlängen nicht berücksichtigt. Dies kann auch durch eine nachträgliche Verstärkung durch den Skalierungsfaktor nicht wieder ausgeglichen werden. Zur Veranschaulichung soll folgendes Beispiel dienen: Wenn ein Profil drei Wellenkomponenten mit $\lambda_z = 4$ km, 8 km und 15 km hat, die in der Atmosphäre alle die gleiche Amplitude aufweisen, so ist nach dem Retrieval die $\lambda_z = 4$ km-Komponente stark unterdrückt. Deshalb werden von der MEM/HA nur die beiden längeren Wellenlängen berücksichtigt. Der Fehler, der hierdurch entsteht, ist schwer abzuschätzen. Da es auch physikalische Gründe dafür gibt, daß kurzwellige Schwerewellen niedrige Amplituden haben (Kapitel 5, Gleichung 16), ist das angeführte Beispiel untypisch. Daher

Tabelle 1: Gesamtfehler zonaler Mittel der Schwerewellen-Varianz. Berücksichtigt werden Fehler, die durch die Mittelung von Amplituden monochromatischer Schwerewellen in einem Wellenlängen-Intervall entstehen, sowie durch den Skalierungsfaktor verursachte Fehler.

Wellenlängenintervall:	$\lambda_z = 3-10$ km	$\lambda_z = 3-15$ km	$\lambda_z = 10-30$ km
Fehler durch Skalierung:	0,5 dB 12 %	0,5 dB 12 %	1,3 dB 35 %
Fehler durch Mittelwert-Bildung:	0,5 dB 12 %	0,5 dB 12 %	1,2 dB 32 %
Gesamtfehler:	0,7 dB 17 %	0,7 dB 17 %	1,8 dB 50 %

kann man annehmen, daß der Beitrag nicht berücksichtigter Wellen mit kurzen vertikalen Wellenlängen in zonalen Mitteln gering ist, solange die obere Schranke des betrachteten Wellenlängenbereichs groß genug ist. Einzelprofile wie der in Abb. 15 dargestellte Vergleich mit einer Raketenmessung zeigen, daß Wellenlängen in der Größe von 6 km mit der Methode noch gut erfaßbar sind. Bei kürzeren Wellenlängen ist aber bereits eine starke Degradierung zu erwarten. Vermutlich sind daher Aussagen über Wellenlängenbereiche mit einer oberen Schranke von 10 km oder länger zuverlässig, während solche mit einer oberen Wellenlängengrenze von 6 km oder kleiner nur sehr eingeschränkte Aussagekraft haben. Die besten Aussagen hierüber erlauben Vergleiche mit anderen Methoden (siehe Anhang) und anderen Instrumenten (Kapitel 4.4).

Zum Fehler der Mittelwert-Bildung: Die Fehlerabschätzung zu Punkt drei läßt sich am einfachsten durchführen, indem man die zonalen Mittelwerte einmal als Unterschätzung und einmal als Überschätzung berechnet. Die beiden folgenden Regeln zur Berechnung der Unter- und Überschätzung beziehen sich jeweils auf den einzelnen Meßpunkt, aus dem dann das Mittel berechnet wird:

Unterschätzung : Sofern die analysierten Wellenlängen außerhalb des betrachteten Wellenlängen-Intervalls liegen, wird angenommen, daß die Spektraldichte Null ist. Liegen beide analysierten Wellen im betrachteten Wellenlängenintervall, wird die maximale der beiden Amplituden verwendet.

Überschätzung : Sofern die analysierten Wellenlängen außerhalb des betrachteten Wellenlängen-Intervalls liegen, wird der Wert nicht zur Mittelwert-Bildung herangezogen. Das Mittel wird also nicht durch den an dieser Stelle eigentlich vorliegenden kleinen Wert abgesenkt. Liegen beide analysierten Wellen im betrachteten Wellenlängen-Intervall, wird die Quadratsumme der Amplituden verwendet. (Das letzte ist eher eine realistische als eine konservative Abschätzung. Eine wirklich konservative Schätzung würde stattdessen die Summe der beiden Amplituden quadrieren. Es hat aber auch keinen Sinn, eine unrealistisch hohe obere Abschätzung zu berechnen und dadurch den abzuschätzenden Fehler künstlich zu vergrößern.)

Aus der Differenz zwischen unterer und oberer Abschätzung wird der Fehler durch Multiplikation mit dem Faktor 0,75 gewonnen: Dieser Faktor ist ein Kompromiß dazwischen, die volle oder die halbe Differenz als Fehler anzunehmen. Das erste würde den Fehler in der Regel überschätzen, da man ja weiß, daß der wahre Wert zwischen den beiden Extremen liegt; das letzte würde den Fehler unterschätzen. (Der Faktor 0,75 wurde in gleicher Weise und mit dieser Begründung auch bei der Abschätzung des Relaxationsfehlers der CRISTA-Versionsdaten angewandt.)

Als mittlerer realistischer Wert wird die Quadratsumme der Amplituden verwendet, sofern beide bestimmten Wellenlängen im gewählten Analyse-Intervall liegen. Falls eine oder beide bestimmten Wellenlängen außerhalb des Intervalls liegen, werden sie entsprechend zu Null gesetzt. Es ist zu erwarten, daß diese Methode annähernd die richtigen Werte liefern wird, aber eine Tendenz hat, die Ergebnisse zu unterschätzen. Dies sollte sich insbesondere be-

merkbar machen, wenn das Spektralintervall sehr klein gewählt wird. Der so angenommene mittlere Wert wurde anhand zonaler Mittel für die in Tabelle 1 angegebenen Wellenlängenbereiche mit der untereren und obereren Schranke verglichen. Dadurch wurde verifiziert, daß der mittlere Wert wirklich zwischen den beiden Schranken liegt. Die abgeschätzten Fehler sind in Tabelle 1 angegeben.

In Tabelle 1 ist zusätzlich der aus Skalierungsfehler und dem Fehler der Mittelwert-Bildung berechnete Gesamtfehler für die Wellenlängen-Intervalle von 3,0 km bis 10,0 km, von 3,0 km bis 15,0 km und von 10,0 km bis 30,0 km angegeben. Es sei aber darauf hingewiesen, daß die eigentliche Unbekannte nicht in diesem Fehler sondern im für CRISTA unsichtbaren Teil des horizontalen Schwerewellenspektrums liegt. Dies wird in Kapitel 5 beim Vergleich mit Modell-Daten deutlich.

Der Fehler durch die Mittelwert-Bildung ist spezifisch für die MEM/HA. Ein Vergleich mit Ergebnissen einer Fourier-Transformation (FT) kann diese Abschätzung validieren. Ein solcher Vergleich ist im Anhang beschrieben. Außerdem zeigt der Vergleich, daß die MEM/HA eine bessere Höhen-Auflösung erlaubt als die Fourier-Transformation. Selbst bei einem sehr klein gewählten gleitenden Analysefenster von 5 Höhenstufen (7,5 km) lassen sich auch Wellen mit Wellenlängen bis 30 km im Mittel noch gut beschreiben. Diese bessere Höhenauflösung ist gerade bei niedrigen Höhen von großer Bedeutung, wo der Datensatz hochgradig nicht-homogen ist.

4.4 Vergleich von Schwerewellen-Klimatologien verschiedener Satelliten

In Kapitel 3 wurden CRISTA-Daten mit In-Situ-Messungen für einen einzelnen Meßort über Wallops Island verglichen. Zum Vergleich globaler Datensätze bieten sich Klimatologien⁴ anderer Satelliten an. Die ersten Schwerewellenmessungen vom Satelliten aus wurden 1994 von Fetzer und Gille veröffentlicht. Diese Untersuchungen verwenden Daten des Limb Infrared Monitor of the Stratosphere (LIMS), der von November 1978 bis Mai 1979 Infrarot-Emissionen gemessen hat. Zwar hat LIMS keine Spektrometer, sondern Radiometer mit schmalbandigen Filtern verwendet, das eigentliche Meßprinzip ist aber das gleiche wie bei CRISTA. Zwei Jahre später haben *Wu und Waters* [1996a,1996b] Schwerewellenmessungen vom Microwave Limb Sounder (MLS) auf dem Upper Atmosphere Research Satellite (UARS) vorgestellt.

In Abb. 18 sind diese beiden ersten Klimatologien aus Satellitendaten verglichen. Teilbild (a) zeigt die LIMS-Daten. Dargestellt sind Temperatur-Varianzen in dB. Die LIMS-Daten haben bei niedrigen Höhen (<20 km) ein relatives Maximum in den Tropen. Mit zunehmender Höhe nimmt die Schwerewellen-Aktivität zuerst ab, hat zwischen 25 km und 30 km ein Minimum, steigt zwischen 30 km und 40 km Höhe sehr steil an und bildet dann bis zur oberen Meßgrenze von etwa 60 km ein Plateau annähernd gleichbleibender Schwerewellen-Aktivität, dem ein leichtes tropisches Maximum überlagert ist. Die stärkste Schwerewellenaktivität in diesen Höhen findet sich im Polarwirbel der Winterhemisphäre, die schwächste in den Subtropen.

Die MLS-Daten in Teilbild (b) sind normierte Strahlungsdichte-Varianzen. Die Darstellung der Werte ist linear. Die MLS-Daten beginnen erst in etwa 30 km Höhe. Der Anstieg der Schwerewellen-Varianz mit der Höhe ist monoton, besonders hohe Schwerewellen-Varianzen sind in den Subtropen zu beobachten, und der Polarwirbel ist schwach ausgeprägt. Es scheint also, daß diese beiden Klimatologien sich widersprechen. Da zum Zeitpunkt der Veröffentlichung überzeugende Messungen einzelner Schwerewellen fehlten, an denen man typische Merkmale von Schwerewellen hätte prüfen können, hat diese Diskrepanz in Frage gestellt, ob Satelliten überhaupt Schwerewellen messen können. Wegen der Mißdeutung der horizontalen Gewichtsfunktion (siehe Kapitel 3, Gleichung 10) wurden insbesondere die LIMS-Daten angezweifelt.

Einen ersten Erklärungsansatz lieferte *Alexander* [1998], als sie vorschlug, daß die Unterschiede zwischen den Beobachtungen des MLS Gerätes einerseits und von Radiosonden andererseits auf die unterschiedliche Empfindlichkeit der Instrumente in Abhängigkeit von der Vertikal-Wellenlänge der Schwerewellen zurückzuführen sind. *Alexander* [1998] testete diesen Ansatz, indem sie die Ergebnisse von Modellrechnungen mit "Sichtbarkeits-Filtern" ("Visibility Functions") filterte. Diese Sichtbarkeits-Filter reduzieren die Empfindlichkeits-

⁴Zonale Querschnitte in Abhängigkeit von der Jahreszeit auf statistisch signifikanter Basis werden in der Atmosphärenphysik als Klimatologie bezeichnet.

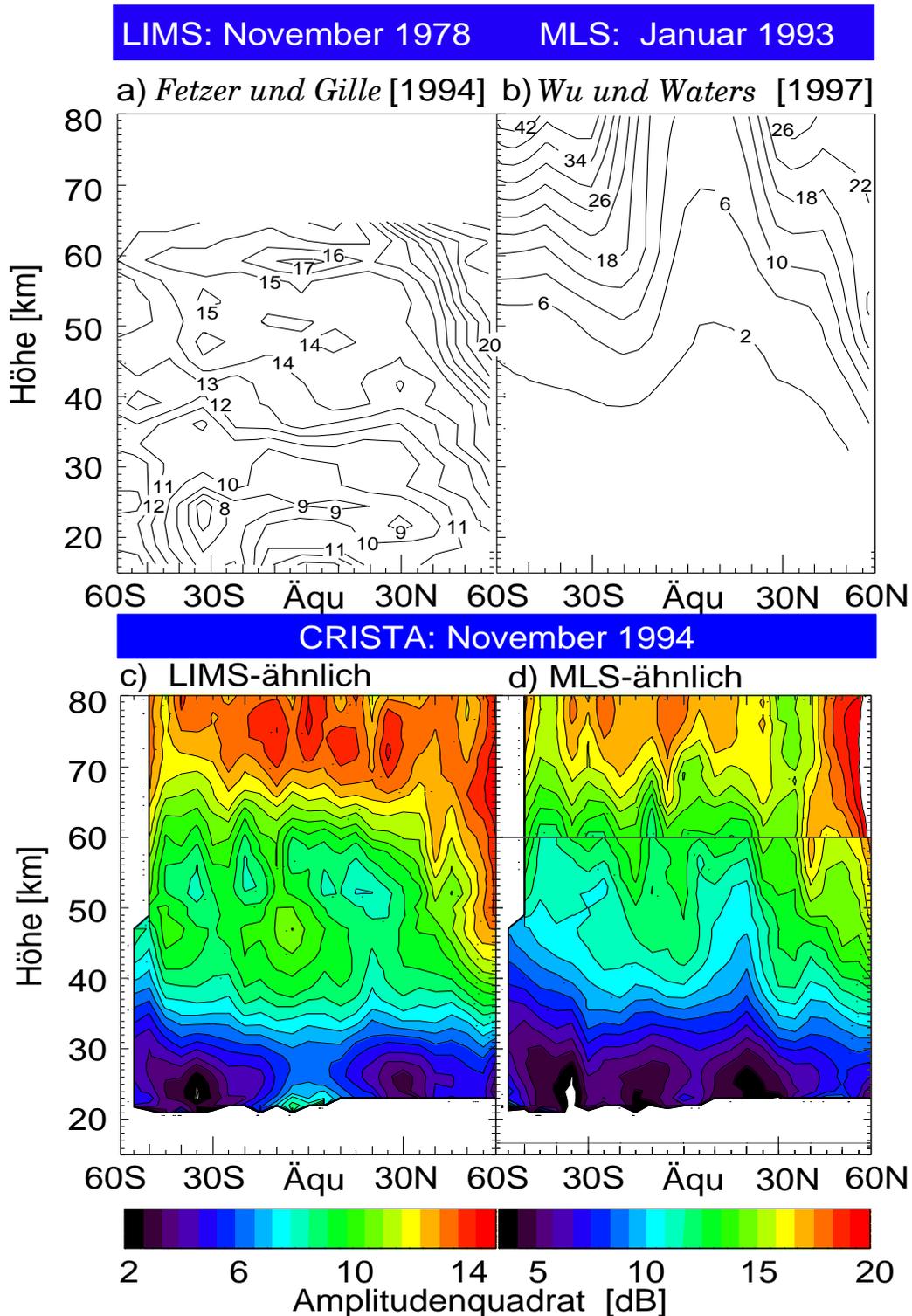


Abbildung 18: Vergleich von Schwerewellenmessungen (a) des LIMS- und (b) des MLS-Instruments mit (c,d) gefilterten CRISTA-Daten. In (c) wurden nur Wellenlängen kürzer als 15 km in (d) nur solche länger als 10 km berücksichtigt.

Verteilung (für CRISTA siehe Kapitel 3, Abb. 11) auf die binäre Aussage meßbar/nicht-meßbar. In Abb. 18 wird dieser Ansatz auf CRISTA Daten angewendet. Die Empfindlichkeit des LIMS-Instruments sollte der von CRISTA sehr ähnlich sein. *Fetzer und Gille* [1994] haben angenommen, daß die Empfindlichkeit für vertikale Wellenlängen >10 km nahe bei 1 ist. Aus den Empfindlichkeitsrechnungen in Kapitel 3 wissen wir aber, daß sie mit steigender Vertikalwellenlänge wieder sinkt. Wir vergleichen LIMS-Daten daher mit skalierten CRISTA-Daten, die nur den Wellenlängenbereich $\lambda_z < 15$ km enthalten.

Eine detaillierte Abschätzung der Empfindlichkeit des MLS-Geräts findet sich bei *McLandress et al.* [2000]. Der wesentliche Unterschied zwischen den Messungen von CRISTA und dem MLS-Gerät besteht darin, daß MLS saturierte Strahlungsdichten⁵ mißt. Der größte Anteil der Strahlungsdichte stammt daher nicht vom Tangentenpunkt, sondern aus einer höheren Schicht der Atmosphäre, in der der untersuchte Wellenlängenbereich “optisch dicht” wird. Dies ist in Abb. 19 dargestellt (nach Fig 12, *McLandress et al.* [2000]). Teilbild (a) zeigt die zigarrenförmige Gewichtsfunktion eines exemplarischen MLS-Kanals. Die Höhenangaben sind relativ zu der zentralen Höhe, an der die Gewichtsfunktion maximal ist. Als schräge dünne Linie ist der Sehstrahl miteingezeichnet. Die Satellitenposition ist links außerhalb des Bildes. Die Breite quer zum Sehstrahl ist durch das relativ breite Gesichtsfeld des MLS bestimmt. Entlang des Sehstrahls ist die Gewichtsfunktion durch die optische Dichte bestimmt. Rechts ist die vertikale Projektion der Gewichtsfunktion gezeigt.

Diese räumliche Gewichtsfunktion läßt sich in die Empfindlichkeit für Schwerewellen verschiedener vertikaler und horizontaler Wellenlängen umrechnen. Am besten sind Wellen nachzuweisen, deren Wellenfronten parallel zum Sehstrahl verlaufen. Da das Gesichtsfeld etwa 5 km breit ist, werden aber auch Wellen dieser Orientierung nur dann aufgelöst, wenn ihre vertikale Wellenlänge mindestens 10 km beträgt. Dies ist in Abb. 19b zu sehen. Das MLS Gerät ist grundsätzlich unempfindlich für Wellen mit $\lambda_x < 160$ km und $\lambda_z < 10$ km. Außerdem gibt es eine Asymmetrie hinsichtlich der Ausbreitungsrichtung: Wellen, die vom Instrument weglafen, werden nur bei sehr großen Vertikalwellenlängen gemessen. Für den Vergleich mit CRISTA werden nur CRISTA-Daten mit Vertikalwellenlängen $\lambda_z > 10$ km berücksichtigt.

In Abb. 18c und 18d sind diese gefilterten CRISTA-Schwerewellen-Varianzen dargestellt. Der qualitative Verlauf der LIMS-ähnlichen Daten paßt gut zu den LIMS-Messungen. Insbesondere das tropische Maximum und die subtropischen Minima werden gut wiedergegeben. Auch das Plateauverhalten in größerer Höhe ist zu beobachten, wobei das tropische Maximum nun allerdings bei 50 km statt wie in den LIMS-Daten bei 60 km zu finden ist. Auch in den LIMS-ähnlichen CRISTA-Daten ist der Nordpolarwirbel besonders betont. Oberhalb von 60 km steigt die Intensität in den CRISTA-Daten wieder an und bildet oberhalb 70 km

⁵Messungen einer “optisch dichten” Atmosphäre werden als saturierte Strahlungsdichten bezeichnet: Würde man hinter der Atmosphäre eine zusätzliche Lichtquelle anbringen, würde dies die Strahlungsdichte nicht ändern. Die optische Dichte hängt von der betrachteten Wellenlänge ab. Für die meisten MLS-Kanäle wird die Atmosphäre bereits deutlich oberhalb des Tangentenpunktes undurchsichtig.

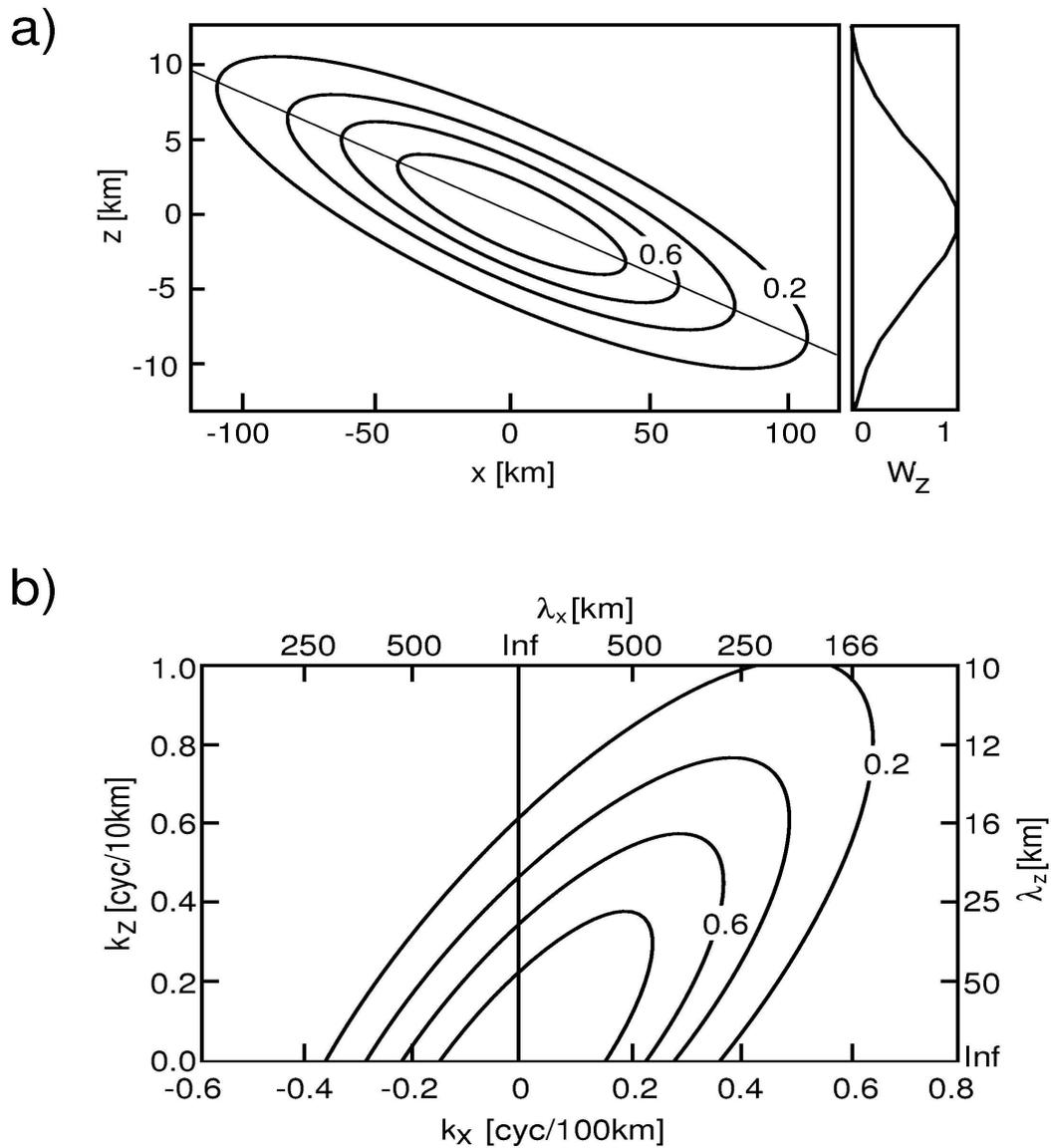


Abbildung 19: MLS: (a) Gewichtsfunktion und (b) Nachweisempfindlichkeit. Die Gewichtsfunktion ist in relativer X- und Z-Koordinate zu ihrem Maximum angegeben. Das rechte Teilbild zeigt die vertikale Projektion des Gesichtsfelds. Die Nachweisempfindlichkeit ist in Abhängigkeit von der horizontalen (untere Achse) und vertikalen Wellenzahl (linke Achse), sowie in Abhängigkeit von der Wellenlänge (rechte und obere Achse) angegeben. Positive horizontale Wellenzahlen bezeichnen Wellen, die sich auf das Gerät zu ausbreiten.

erneut ein Plateau. Leider gibt es für diesen Höhenbereich keine vergleichbaren LIMS-Daten. Es besteht allerdings ein deutlicher Unterschied, nämlich daß die CRISTA-Werte im Mittel um etwa 5 dB niedriger sind als die LIMS-Werte. Diese Abweichung ist nahezu unabhängig von Breite oder Höhe. Der Grund hierfür könnten zum Teil die unterschiedlichen Hintergrundwinde bei den beiden Flügen sein: In den Tropen und Subtropen waren im November 1994 die Windgeschwindigkeiten deutlich geringer als im November 1978. Auch im Mai 1979 waren die Hintergrundwinde deutlich schwächer als im November 1978 [Fetzer, 1990]. Tatsächlich sind die LIMS-Schwerewellenaktivitäten um die Stratopause für Mai etwa 2 dB geringer als die Novemberwerte. Auch das zweite tropische Maximum wurde bei deutlich niedrigeren Höhen beobachtet.

Die MLS-ähnlichen CRISTA-Schwerewellen-Varianzen (Abb. 18d) stimmen in der Stratosphäre qualitativ gut mit den MLS-Daten (Abb. 18b) überein. In beiden Datensätzen beobachtet man Maxima zwischen 30° S und dem Äquator und ein ausgeprägtes Minimum zwischen dem Äquator und 30° N. Von 20° S an nimmt die Aktivität zu höheren südlichen Breiten kontinuierlich ab; mit steigender Höhe findet man in beiden Datensätzen eine kontinuierliche und nahezu gleichmäßige Zunahme. Bei den kurzen Wellenlängen (linke Spalte) weist unterhalb 60 km der Polarwirbel mehr als 5 dB höhere Werte auf als die Tropen und mittleren Breiten. Bei den MLS-ähnlichen CRISTA-Daten (Abb. 18d) beträgt der Unterschied nur etwa 2-3 dB. Bei den MLS-Daten sind die Daten im Polarwirbel in etwa von gleicher Größe wie die Werte in den Subtropen. Auch die Tendenz eines schwächer ausgeprägten Polarwirbels bei langen Wellenlängen zeigt sich also in den MLS-ähnlichen CRISTA-Daten, allerdings weniger ausgeprägt als bei MLS. Oberhalb 60 km geht die gute Übereinstimmung jedoch verloren. Bei diesen großen Höhen ist die Auflösung des MLS Geräts noch weiter reduziert. Dort werden die Daten nur aus einem Kanal berechnet, der seine mittlere Höhe bei etwa 80 km hat. Dieser Kanal hat eine noch breitere Gewichtsfunktion als die anderen MLS-Kanäle [Wu und Waters, 1997]. Die untere Grenze ausreichender Empfindlichkeit ist für diesen Kanal bei $\lambda_z > 15$ km statt bei 10 km für die anderen Kanäle. Dies ist in Abb. 18d schon teilweise berücksichtigt, indem oberhalb 60 km nur Wellen von 25 km bis 35 km vertikaler Wellenlänge in den Mittelwert eingehen. Trotzdem ist die Übereinstimmung für diese Höhen nur mäßig gut. Es bleiben drei Möglichkeiten, warum die Daten nicht übereinstimmen: Erstens könnte der horizontale wie vertikale Wellenlängenbereich der von den Instrumenten gemessenen Wellen trotz der Filterung zu unterschiedlich sein. Dabei darf man auch die bei MLS weit stärkere Abhängigkeit des Meßergebnisses von der Laufrichtung der Welle nicht vergessen. Zweitens ist es möglich, daß bei der Enttrennung der CRISTA-Daten von Gezeitenwellen doch Resteffekte geblieben sind. Selbst geringe Reste könnten das Bild bei diesen langen Wellenlängen empfindlich stören. Drittens werden hier Januar-Werte des MLS mit CRISTA-Messungen im November verglichen. Sowohl die Hintergrund-Atmosphäre als auch die Schwerewellenquellen können also unterschiedlich sein und die verbleibenden Resteffekte erklären.

Insgesamt gesehen ist die Übereinstimmung zwischen den CRISTA-Daten und den beiden

zuvor publizierten Satellitenexperimenten gut. Dies zeigt, daß alle drei Datensätze zuverlässig sind. Es besteht also kein Widerspruch zwischen den Meßdaten von LIMS und MLS, sondern diese sind nur verschiedene Filterungen von an sich ähnlichen Schwerewellenverteilungen.

Es stellt sich die Frage, warum sich die Schwerewellen-Verteilungen bei unterschiedlichen vertikalen Wellenlängen so stark unterscheiden. Insbesondere das Fehlen des tropischen Maximums bei niedrigen Höhen und großen λ_z stellt zunächst ein Rätsel dar. Auch der Vergleich mit der Fourier-Transformation (siehe Anhang) zeigt, daß das tropische Maximum nur bei kurzen Vertikal-Wellenlängen (<15 km) ausgeprägt ist. Eine Erklärung hierfür wird von *Alexander et al.* [2001] angeboten: In höheren Breiten ist die maximale Periodendauer von Schwerewellen durch den Coriolis-Parameter β nach unten begrenzt (siehe Diskussion von Gleichung 4). Bei gegebener Phasengeschwindigkeit ist dadurch die Horizontal-Wellenlänge eingeschränkt. Daher werden nur am Äquator Wellen mit kurzer vertikaler Wellenlänge, aber niedriger Frequenz und damit langer horizontaler Wellenlänge erwartet (siehe Diskussion von Gleichung 5).

Tatsächlich zeigen Analysen der Phasenvariation in den CRISTA-Daten, daß am Äquator vorwiegend lange horizontale Wellenlängen beobachtet werden, während die Wellen in den Subtropen und hohen Breiten meist relativ kurze horizontale Wellenlängen haben. Dies wird an einigen Fallbeispielen in den Kapiteln 5 und 6 sowie bei *Offermann et al.* [2001a] gezeigt, läßt sich aber auch statistisch signifikant belegen.

Die horizontale Wellenlänge ist ein wichtiger Parameter bei der Bestimmung des Impulstransports. Bei gleicher bedeckter Fläche und gleicher Amplitude transportieren Wellen mit niedrigen Frequenzen weniger Impuls als solche mit hoher Frequenz und kurzer Horizontalwellenlänge. Daher zeigen zwar Klimatologien der Schwerewellenaktivität, die kurze Vertikalwellenlängen betonen, ein Maximum am Äquator; dieses Maximum in den Amplituden ist aber nicht notwendiger Weise gleichbedeutend mit einem tropischen Maximum des Impulsflusses.

Ein weiteres Satelliten-Experiment, das zur Ableitung von Schwerewellen verwendet wird, ist das Meteorologische Programm zu Okkultations-Messungen mit dem Global Positioning System (GPS-MET) [*Tsuda et al.*, 2000]. Mit GPS-MET gemessene Temperatur-Höhenprofile haben eine sehr hohe vertikale Auflösung. Allerdings können bei fast allen Okkultations-Messungen nur wenige Profile pro Tag gemessen werden. Eine horizontale Filterung oder die Bestimmung einer Hintergrund-Atmosphäre aus eigenen Daten ist daher aufgrund der geringen horizontalen Meßdichte nicht möglich. Deshalb werden die GPS-MET-Daten ähnlich Radiosonden-Daten ausgewertet [*Tsuda et al.*, 2000]: Vertikale Wellenlängen länger als 10 km werden herausgefiltert und es wird angenommen, daß die verbleibenden kurzwelligen Varianzen von Schwerewellen stammen. Um mit den GPS-Daten zu vergleichen, wurden daher in den CRISTA Daten nur Wellen mit Wellenlängen kleiner 10 km betrachtet.

Außerdem lassen sich wegen der geringen Meßdichte von GPS/MET statistisch signifikante Datenmengen nur durch Zusammenfassen mehrerer Jahre gewinnen. Abbildung 20 ver-

gleicht zonale Mittelwerte der potentiellen Energie (Gleichung 7) für den Nord-Winter (Nov-Feb) der Jahre 1995-1997 mit den CRISTA-1-Werten. Obwohl der CRISTA-Flug nur eine Woche dauerte, gehen in die Mittelwerte von CRISTA und GPS vergleichbar viele Einzelmessungen ein. Die GPS-Werte sind als Rauten, die CRISTA-Werte als Sternchen eingezeichnet. Zusätzlich sind typische Fehlerbalken für die beiden Datensätze angegeben. Der CRISTA-Fehler wurde Tabelle 1 entnommen, der GPS-Fehlerbalken gibt die Standardabweichung an und ist eine obere Schranke für den Fehler. Die Übereinstimmung sowohl der Absolutwerte als auch der Breitenverteilung ist sehr gut. Fast überall stimmen die Daten im Rahmen des CRISTA-Fehlerbalkens überein. Eine Ausnahme davon bilden die hohen südlichen Breiten. Hier ist südlich von 50° S in den Höhen 25 km und 30 km in den CRISTA Werten ein Anstieg zu beobachten, der in den GPS-Daten nicht zu erkennen ist. Allerdings ist die Überdeckung der GPS-Daten nicht gleichmäßig, und nur sehr wenige Profile wurden über Südamerika gemessen [Tsuda *et al.*, 2000]. In Kapitel 5 wird gezeigt, daß diese Gegend während des ersten CRISTA-Fluges die Schwerwellenverteilung in südlichen Breiten dominiert. Tatsächlich stimmen CRISTA-Daten, in denen der Bereich zwischen 60° W und 100° W ausgeblendet wurde (Kreuze in Abb. 20), gut mit den GPS-Daten überein. Auch für den Nord-Sommer gibt es eine entsprechende GPS-Klimatologie. In diese gehen Werte der Monate Mai bis August ein. Diese werden in Abb. 21 mit den Daten des zweiten CRISTA-Fluges verglichen. Wieder sind die GPS-Daten als Rauten, die CRISTA-Daten als Sternchen dargestellt. Die Übereinstimmung ist gut. Die Unterschiede südlich von 30° S bei niedrigen Höhen sind vergleichbar denen bei CRISTA-1, allerdings sind die Absolutwerte erheblich höher. Eckermann *et al.* [2001] zeigen, daß diese starke Schwerwellenaktivität bei hohen südlichen Breiten mit der hohen Windgeschwindigkeit im Rand des Südpolarwirbels korreliert. Hohe Windgeschwindigkeiten finden sich dabei fast überall entlang des 60° Breitengrads. Die schlechte räumliche Überdeckung von GPS kann also in diesem Fall nicht die Ursache für die Diskrepanz sein, da CRISTA solche erhöhten Schwerwellenaktivitäten in einer weiten Region sieht.

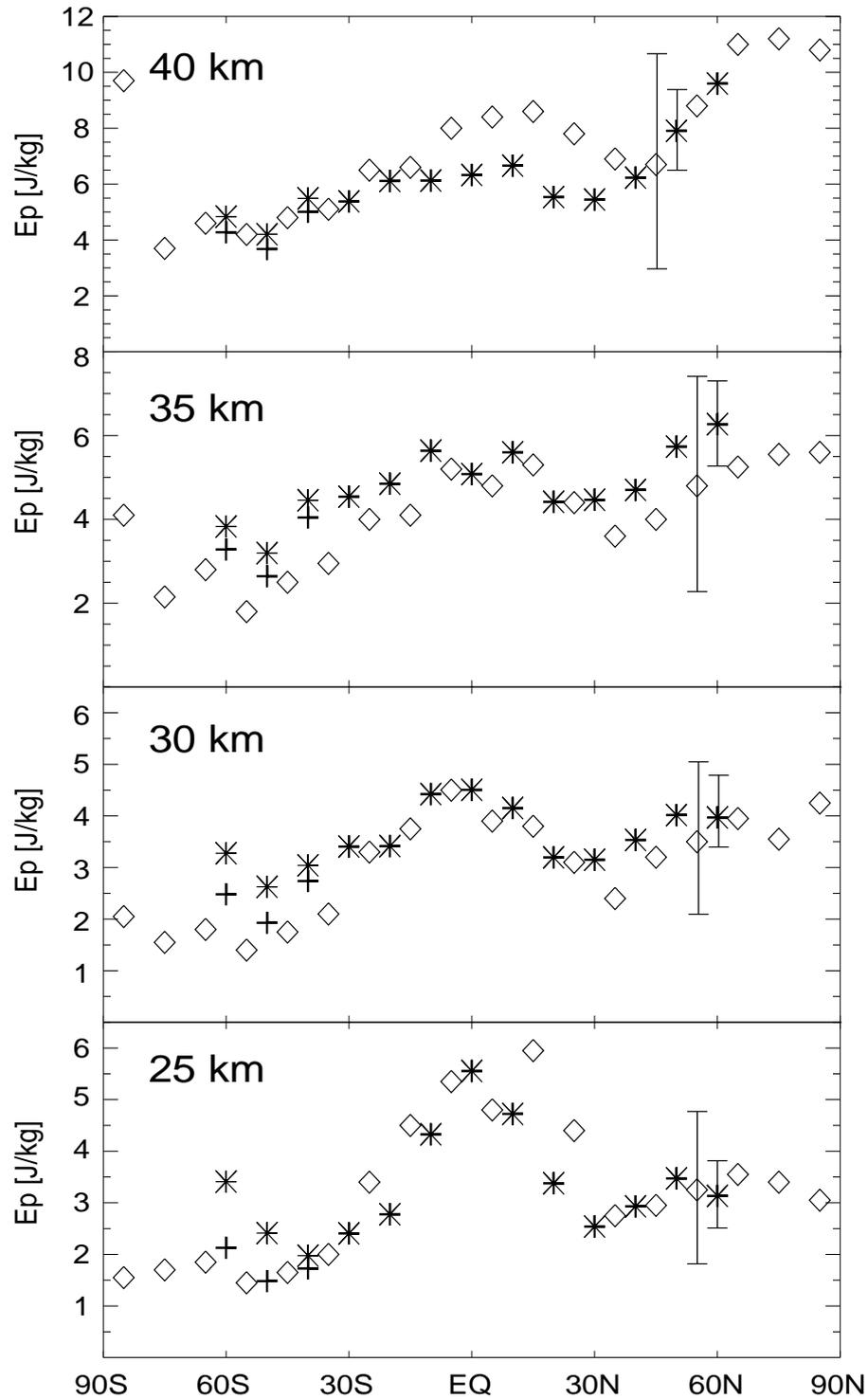


Abbildung 20: Gemittelte Schwerewellendaten des GPS für die Monate November bis Februar und die Jahre 1995 bis 1997 (Rauten) sind mit CRISTA-1 Daten (Sternchen und Kreuze) verglichen. Für die Abweichungen nahe 60° S siehe Text. Die exemplarisch dargestellten Fehlerbalken sind typische Werte (Fehler variieren mit der Breite).

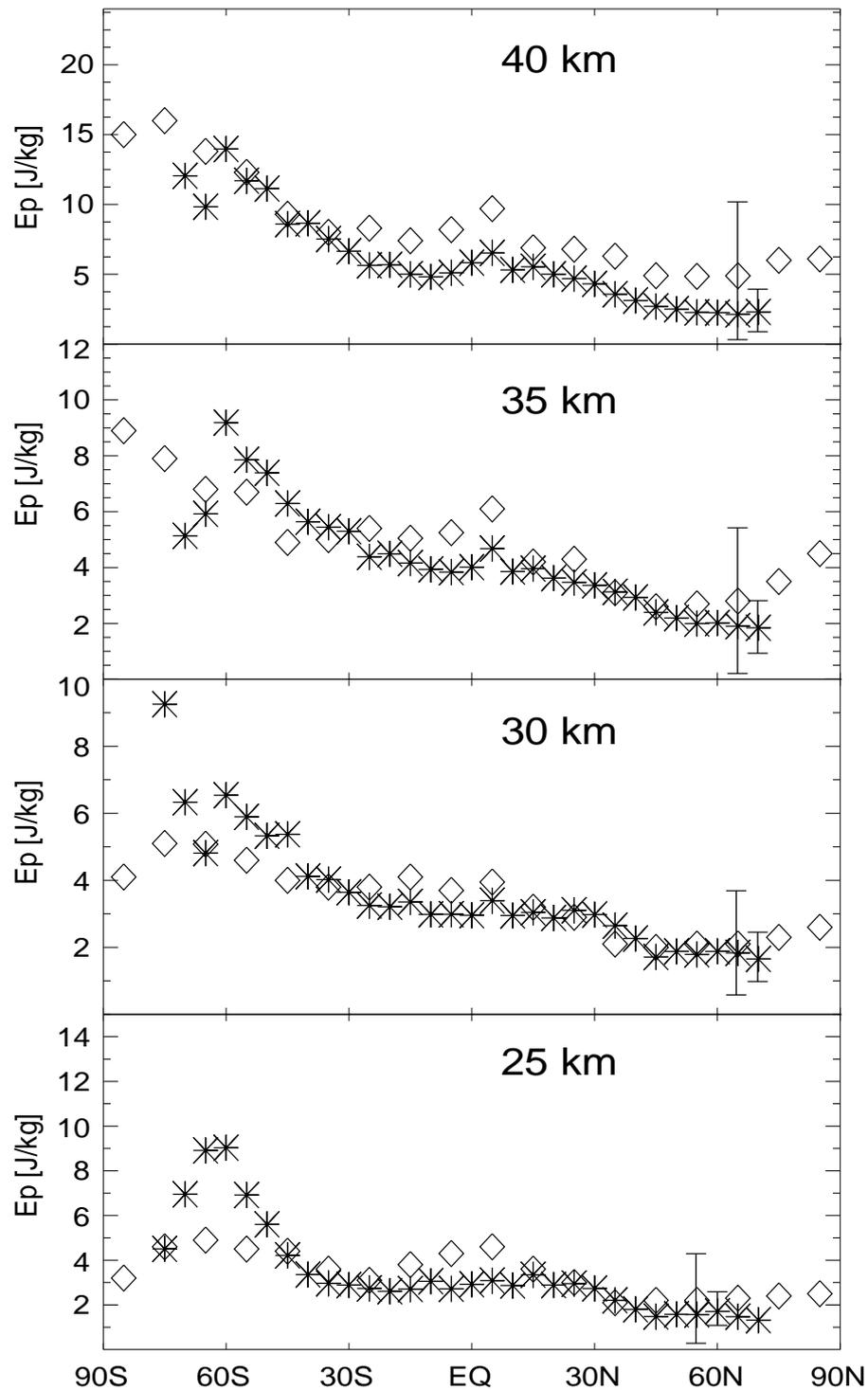


Abbildung 21: Gemittelte Schwerewellendaten des GPS für die Monate Mai bis August und die Jahre 1995 bis 1997 (Rauten) sind mit CRISTA-1 Daten (Sternchen) verglichen. Die exemplarisch dargestellten Fehlerbalken sind typische Werte (Fehler variieren mit der Breite).

5 Schwerewellen-Quellen I: Orographie

5.1 Schwerewellen über den Anden

Die vorgestellte Analyse­methode (MEM/HA) wird auf Einzelprofile angewendet. Daher lassen sich hochaufgelöste Karten der Schwerewellen-Aktivität erstellen. Schwerewellen-Amplituden, gemessen am 6. November 1994 (Tag 310), sind in Abbildung 22 dargestellt. Gezeigt ist eine Weltkarte der Schwerewellen-Amplituden in 25 km Höhe für den Wellenlängenbereich $\lambda_z = 6\text{-}20$ km. In mittleren und hohen nördlichen Breiten findet sich erhöhte Schwerewellen-Aktivität über den Ozeanen, über Nordamerika und über Mittelsibirien. Der europäische Kontinent (westlich vom Ural) ist eher ruhig. Auf der Südhemisphäre sind Zentren erhöhter Schwerewellen-Aktivität westwärts von Australien, südwestlich der Spitze Südafrikas und insbesondere über der Südspitze Südamerikas zu beobachten. In dieser Region sind die hohen Amplituden sehr eng mit der Landfläche korreliert. Über dem Ozean sind dort die Schwerewellen wesentlich schwächer ausgeprägt. Dies weist darauf hin, daß dort Luftströmungen über Gebirgen Schwerewellen anregen, die sich bis in die Stratosphäre ausbreiten.

Die Südspitze Südamerikas ist in Abb. 23 für eine Höhe von 30 hPa vergrößert dargestellt. Jedes Symbol repräsentiert ein Höhenprofil. Abbildung 23a zeigt die vertikale Wellenlänge

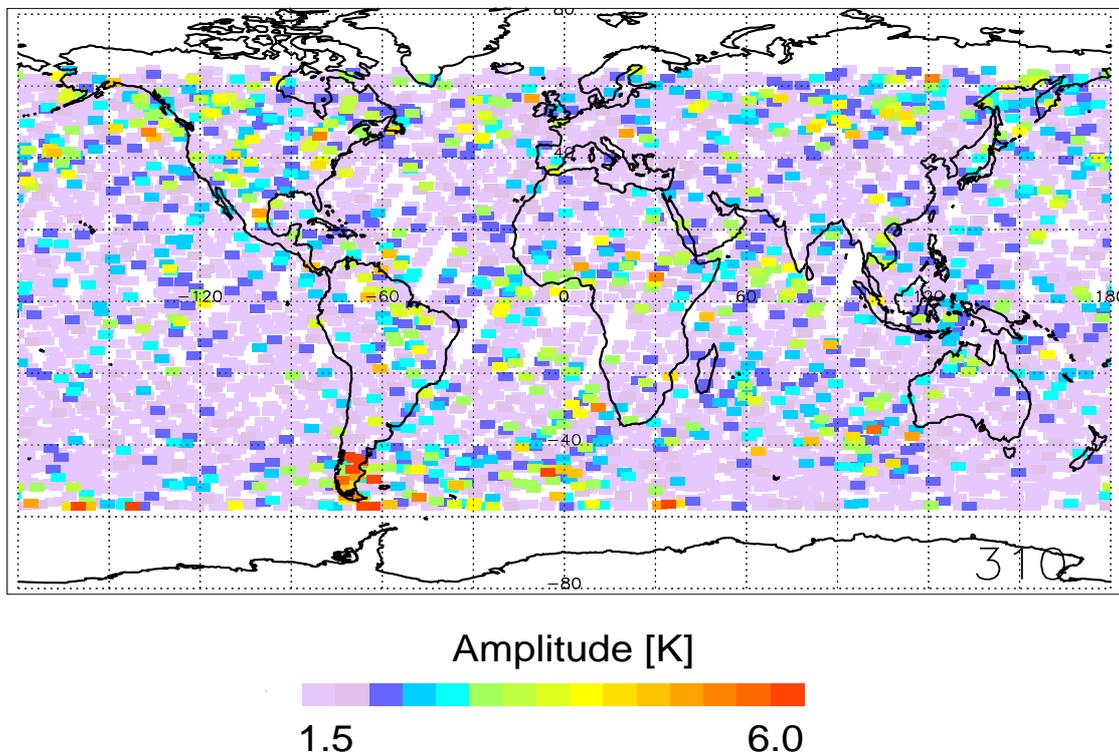


Abbildung 22: Weltkarte der Schwerewellenamplitude für ein Höhe von 25 km, gemessen am Tag 310 (6. November 1994). Dargestellt sind nur Wellen mit vertikalen Wellenlängen zwischen 6 km und 20 km.

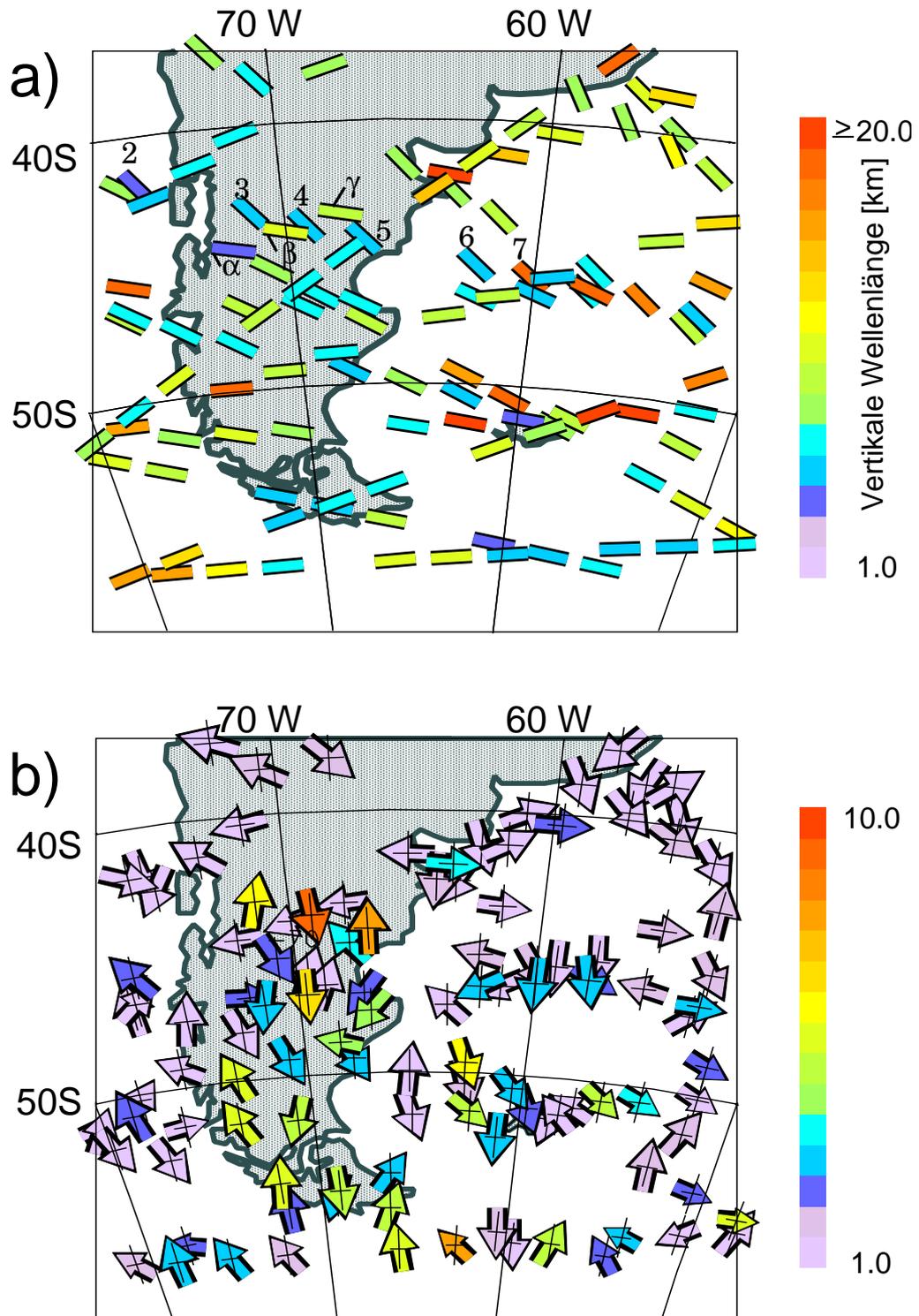


Abbildung 23: Schwerewellen über Patagonien und Feuerland. Teilbild (a) zeigt die Blickrichtung von CRISTA und die vertikale Wellenlänge, Teilbild (b) Amplitude und Phase der Wellen. Für Einzelheiten siehe Text.

der Schwerewellen. Die Ausrichtung der Balken zeigt die Blickrichtung des Instruments an. In Abb. 23b sind die Amplituden und Phasen der führenden Wellenkomponente dargestellt, die mit Hilfe der MEM/HA aus den Höhenprofilen berechnet wurden: Die Phase wird durch die Richtung der Pfeile angezeigt; ein nordwärts gerichteter Pfeil bedeutet ein Phase von Null Grad, höhere Winkel sind durch eine Drehung gegen den Uhrzeigersinn dargestellt (90° westwärts, 180° südwärts und 270° ostwärts). Das Koordinatensystem für die angepaßte Sinuskurve zeigt im Höhenprofil aufwärts und der Nullpunkt entspricht der dargestellten Höhe. Eine Phase von 0° entspricht also einem Nulldurchgang der Welle bei 30 hPa und ansteigendem Signal (positive Halbwelle) darüber. Aus der Karte läßt sich die Neigung der Phasenfronten ablesen, wenn die Drehrichtung der Phase in aufeinanderfolgenden Profilen erkennbar ist.

Besonders hohe Amplituden zeigen drei Profile bei etwa 43° S (Nummer 3-5 in Abb. 23a). Eine Serie von sieben Profilen aus diesem Orbit ist in Abb. 24 dargestellt. Abbildung 24a zeigt zwei Profile auf der Luv-Seite (östlich der Anden; über Südamerika herrschte während der ersten CRISTA-Mission Westwind), Teilbild (b) die drei Profile mit hohen Amplituden über dem Festland und Teilbild (c) zwei Profile auf der Lee-Seite. Die Numerierung stimmt mit den Nummern in Abb. 23a überein. Es ist deutlich zu erkennen, daß die Profile über dem Festland wesentlich stärkere Amplituden zeigen als die über dem Ozean gemessenen Profile. Zwischen Profil 3, 4 und 5 ist ein Phasenwechsel von jeweils 180° zu erkennen. Dieser Phasenwechsel von 180° zeigt sich auch in Abb. 23b. Vertikale Wellenlänge und Amplitude der drei Profile sind in etwa gleich groß. Die Amplitude wächst mit der Höhe bis etwa 35 km exponentiell an. Dies wird erwartet, wenn die Welle sich ungestört nach oben ausbreitet, da die Energie der Welle proportional zur Dichte und dem Amplitudenquadrat ist. Deshalb ist die Skalenhöhe, mit der die Amplitude anwächst, doppelt so groß wie die Skalenhöhe, mit der die Dichte nach oben abnimmt. Das erwartete Amplitudenwachstum ist als Einhüllende an die Profile 3 bis 5 in Abb. 24b eingezeichnet.

Oberhalb 35 km Höhe bricht die Amplitude der Welle zusammen. Um dies zu verstehen, betrachten wir ein Hodogramm der Windgeschwindigkeit nach DAO in Abb. 25. Im Höhenbereich zwischen 20 km und 30 km weht ein Westwind mit einer nahezu konstanter Windgeschwindigkeit von ~ 22 ms $^{-1}$. Nach Gleichung 8 entspricht das einer vertikalen Wellenlänge von ~ 7 km. Dies paßt sehr gut zur Beobachtung (Abb. 23a und 24). Oberhalb 35 km geht die zonale Windgeschwindigkeit deutlich zurück und hat einen Nulldurchgang bei etwa 40 km. Dies bedeutet nach Gleichung 8 eine verschwindende vertikale Wellenlänge; Die Welle hat also eine kritische Windschicht erreicht und kann sich nicht weiter ausbreiten. An der kritischen Windschicht wird die Welle entweder reflektiert, oder sie bricht.

Es gibt aber noch einen zweiten Grund, warum die Amplitude der beobachteten Welle bei ~ 30 km zusammenbrechen kann: Wellenbrechen kann auch einsetzen, wenn der lokale Temperatur-Gradient stärker negativ wird als der adiabatische Temperatur-Gradient. In diesem Fall wird die Atmosphäre lokal konvektiv instabil, und Turbulenz setzt ein. Da die Hintergrund-Temperatur im interessierenden Höhenbereich nahe-

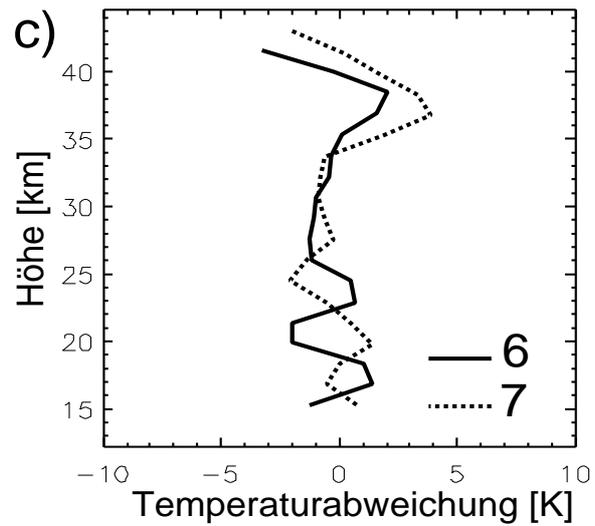
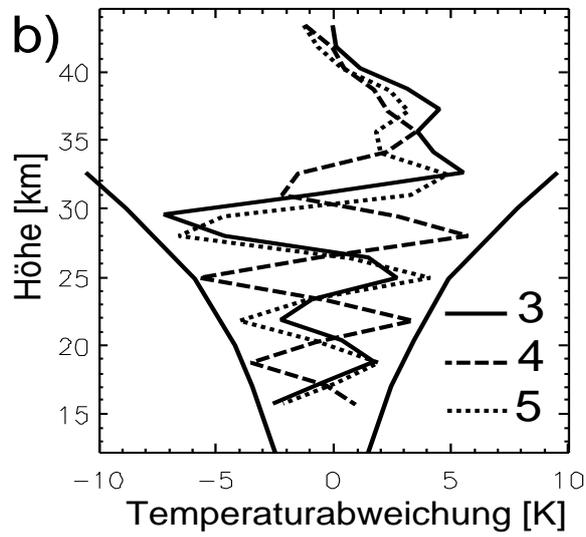
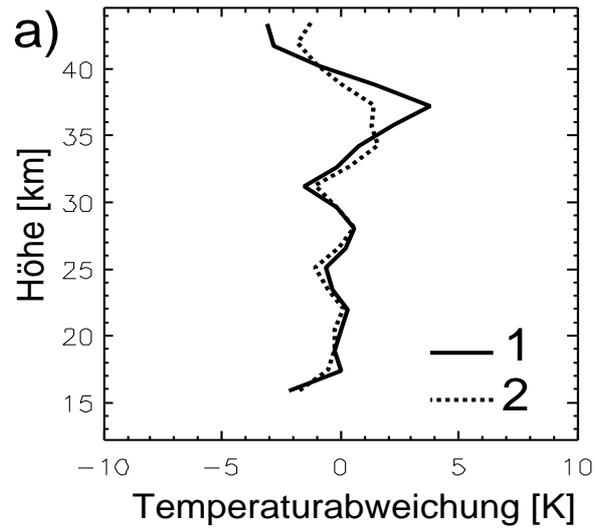


Abbildung 24: Höhenprofile der Temperaturabweichung von der Hintergrundtemperatur für den Überflug aus Abb. 23, der besonders hohe Amplituden zeigt.

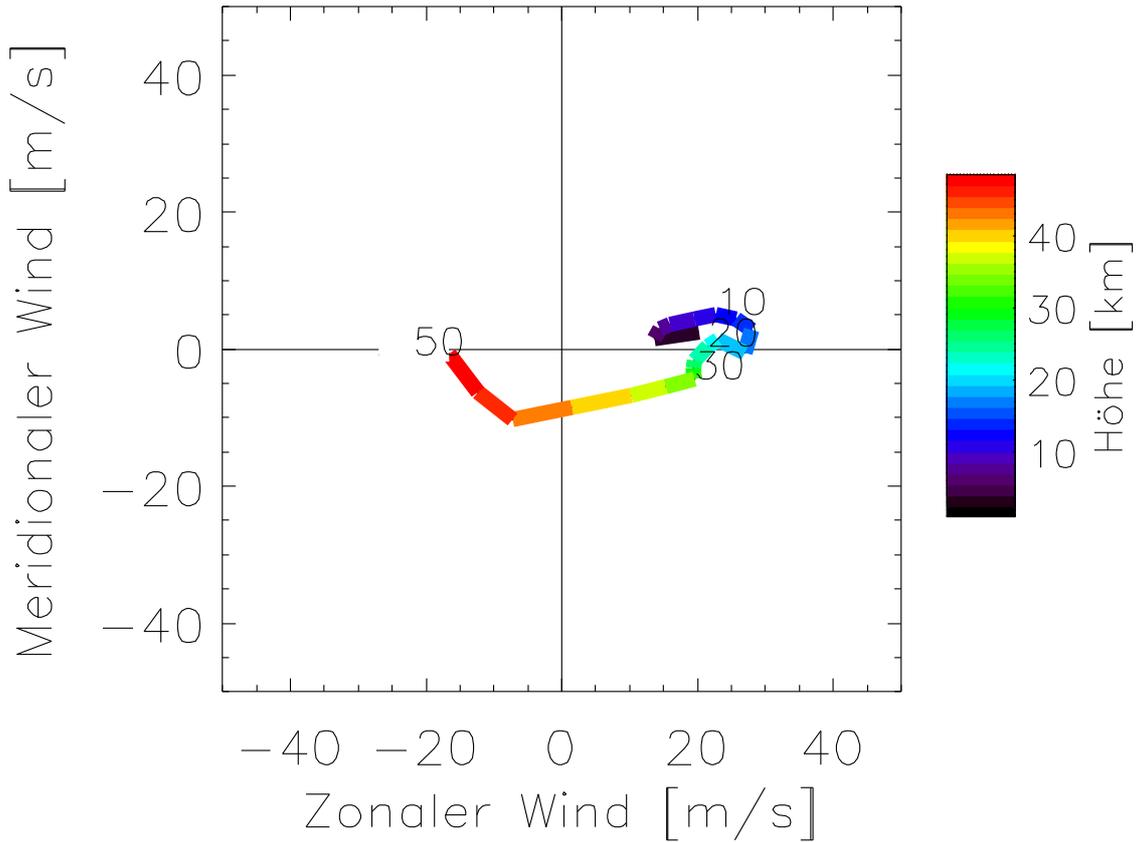


Abbildung 25: Hodogramm der DAO-Winde für den Meßort der drei Profile mit besonders ausgeprägter Wellenstruktur über Patagonien. Der Farbwert stellt die Höhe dar.

zu konstant ist, läßt sich die entsprechende Temperaturamplitude \hat{T}_{max} einfach berechnen [Eckermann und Preusse, 1999]:

$$\hat{T}_{max} = \frac{1}{2\pi}(\partial_z \bar{T} + \Gamma)\lambda_z , \quad (16)$$

wobei hier $\partial_z \bar{T} \approx 0$ ist. Die vertikale Wellenlänge läßt sich direkt aus Abb. 24 ablesen und beträgt etwa sechs bis sieben Kilometer. Demnach wäre die maximale Amplitude, bevor Brechen einsetzt, etwa $\hat{T}_{max} \simeq 10$ K. Nach der in Figur 11 abgebildeten Empfindlichkeit von CRISTA für Schwerewellen, muß die aus den Profilen abgeschätzte Amplitude von etwa 7 K noch mit einem Faktor von 1,4 bis 1,7 multipliziert werden und erreicht in etwa diesen Wert. Es ist also sehr wahrscheinlich, daß die Welle konvektiv instabil war.

Aus den Phasenunterschieden von Profil zu Profil läßt sich die horizontale Wellenlänge ablesen: Die Temperatur-Variationen durch eine monochromatische Welle lassen sich schreiben als

$$T'(x, z) = \hat{T} \cos(kx + mz - \omega t + \phi) .$$

Da die betrachteten Profile unmittelbar nacheinander gemessen wurden, kann man die Messung als Momentaufnahme betrachten und die Zeitabhängigkeit vernachlässigen. Daher ist an einem festen Ort $kx = -mz - \phi$. Eine Phasendrehung in benachbarten Profilen, die aus dem Vertikalprofil hergeleitet wurde, bedeutet automatisch die gleiche Phasendrehung in der Horizontalen. Da benachbarte Profile einen Abstand von 200 km haben, deutet eine Phasendrehung von 180° auf eine horizontale Wellenlänge von 400 km hin. Allerdings ist es auch möglich, daß die Welle nicht hinreichend abgetastet wurde (Undersampling) und in Wirklichkeit $3/2$ Wellenlängen zwischen den benachbarten Profilen liegen. Die Wellenlänge wäre dann ~ 130 km. Auch das Vorliegen höherer Harmonischer ($5/2$, $7/2$ Wellenlängen) wäre mit der gemessenen Phasenstruktur vereinbar.

Es sieht zunächst so aus, als ob sich diese Frage aus den CRISTA-Daten nicht entscheiden ließe. Allerdings wurde dieselbe Region in einem zweiten Überflug noch einmal gemessen. Die Profile des zweiten Orbits sind in Abb. 23a mit kleinen griechischen Buchstaben bezeichnet. Die beiden Orbits kreuzen sich in etwa bei Profil 4, bzw Profil β . Obwohl nur wenige Kilometer von Profil 4 entfernt, wurde bei der zweiten Messung keine signifikante Amplitude nachgewiesen (Abb. 23b). Der zeitliche Abstand zwischen den Messungen betrug 90 Minuten. Die vertikale Gruppengeschwindigkeit einer Leewelle mit 400 km Horizontal-Wellenlänge und 6 km Vertikal-Wellenlänge ist aber nur ~ 1 km/h. Daher kann sich das Wellenfeld innerhalb 90 Minuten nicht so stark geändert haben.

Aus Abb. 23a kann man erkennen, daß CRISTA bei dem Überflug, bei dem hohe Amplituden beobachtet wurden, unter einem Winkel von $\sim 50^\circ$ zur Küstenlinie geblickt hat. Diese verläuft parallel zum Anden-Hauptkamm. Bei dem anderen Überflug war die Blickrichtung nahezu in Ost-West-Richtung und senkrecht zu den Anden. Wir haben gesehen, daß der Wind im wesentlichen ein Westwind und die Windrichtung daher senkrecht zum Anden-Hauptkamm war. Dies legt nahe, daß die Wellenkämme sich in etwa parallel zu den Anden ausbilden und die Geometrie damit nahezu zweidimensional ist (siehe Kapitel 2, Diskussion von Abb. 5). Es bilden sich dann ebene Wellenfronten in Nord-Süd-Richtung aus. Auch läßt sich in diesem Fall die Wellenlänge gut anhand der zweidimensionalen Dispersionsrelation beschreiben, was durch die Messungen bestätigt ist. Bei einer Nord-Süd-Ausrichtung der Wellenfronten würde eine Blickrichtung unter $\sim 50^\circ$ die Wellenlänge entlang der Blickrichtung um einen Faktor $\sim 1,5$ verlängern. Nimmt man eine horizontale Wellenlänge von 400 km an, so hätte CRISTA die Wellenstruktur bei beiden Überflügen messen müssen. Bei einer horizontalen Wellenlänge von 130 km erlaubt hingegen erst die schräge Blickrichtung den Nachweis der Wellenstruktur. Die Wellenlänge entlang der Blickrichtung ist dann ~ 200 km, was nach Abb. 11 gerade noch sichtbar für CRISTA ist. Dies schließt allerdings auch die höheren Harmonischen aus ($\lambda_x = 80$ km bzw. $\lambda_x = 57$ km). Da der Impulsfluß umgekehrt proportional zur horizontalen Wellenlänge ist [Eckermann und Preusse, 1999], bedeutet die kürzere Wellenlänge ($\lambda_x = 130$ km) einen dreifach höheren Impulsfluß.

Im Fall dieses Überflugs läßt sich also in detaillierter Untersuchung ein konsistentes Bild der gemessenen Schwerewelle gewinnen. Dies hat den Anlaß dazu gege-

ben, diese Schwerewelle mit verschiedenen numerischen Modellen nachzustellen. Verwendet wurden das Mountain Wave Forecast Model des Naval Research Laboratory (NRL/MWFM) [Eckermann und Preusse, 1999], ein hochauflösendes zweidimensionales nichtlineares Modell [Tan und Eckermann, 2000] und das dreidimensionale Mesoskalenmodell MM5 des National Center for Atmospheric Research (NCAR) [Dudhia, 1993, Dörnbrack et al., 2001, Preusse et al., 2001a]. Alle Modelle konnten unterschiedliche Teilspektre der Messung richtig wiedergeben, keines stimmt aber wirklich mit den Messungen überein [Tan und Eckermann, 2000, Preusse et al., 2001a]. Mit den CRISTA-Messungen wurde also ein Testfall etabliert, anhand dessen Schwerewellenmodelle validiert und gegebenenfalls verbessert werden können.

Hohe Schwerewellen-Amplituden finden sich in Abb. 23 ebenfalls über Feuerland. Diese Region ist in Abb. 26 vergrößert dargestellt. Die CRISTA Ergebnisse aus Abb. 23 sind den Ergebnissen des MM5 überlagert. An der Westküste werden drei Profile mit Phasen um 0° beobachtet, entlang des 70° Meridians folgen drei Profile mit 180° und an der Südostspitze Feuerlands finden sich wieder drei Profile mit Phasen um 0° . Hier scheinen also drei Wellenfronten der gekrümmten Topographie von Feuerland zu folgen. An dieser Stelle ist die Übereinstimmung mit den Simulationsrechnungen des MM5 sehr gut. Die roten durchgezogenen Linien folgen den Phasenfronten des MM5. Diese stimmen mit den CRISTA Messungen überein. Allerdings sind die CRISTA-Wellenfronten weiter zum offenen Ozean verlängert und scheinen dort in eine meridionale Richtung abzubiegen (rote strichlierte Linien). Dies ist auch mit einer längeren Wellenlänge der südlichsten Profile verträglich (siehe Abb. 23a). Die Differenz zwischen Wellentrog und Wellenkamm in den MM5 Ergebnissen ist 10 K. Dies stimmt hervorragend mit einer Amplitude von 5 K in den CRISTA-Messungen überein.

Diese beiden Fallbeispiele zeigen, daß CRISTA mesoskalige Schwerewellen gemessen hat. Auch auf statistischer Basis läßt sich zeigen, daß während der ganzen CRISTA-1 Mission Leewellen mit ähnlicher Struktur wie an Tag 310 über Patagonien und Feuerland gemessen wurden. Im ersten Fallbeispiel erfüllen die von CRISTA gefundenen Wellen die Dispersionsrelation (Gleichung 8). Diese Untersuchung läßt sich auf alle während der gesamten Meßdauer über Südamerika gefundenen Wellen erweitern. Abbildung 27 beschränkt sich dabei auf den Breitenbereich zwischen 42° S und 50° S. Dargestellt ist die gemessene Wellenlänge, aufgetragen gegen die nach der Dispersionsrelation theoretisch erwartete Wellenlänge. Ein-gezeichnet sind nur Werte mit Amplituden >2 K. Die durchgezogene Linie bedeutet perfekte Übereinstimmung. Aus den Simulationsrechnungen in Kapitel 3.4 ist bekannt, daß die Kombination von Strahlungstransport, Retrieval und Analyse die tatsächliche atmosphärische Wellenlänge verfälschen kann. Dies drückt sich als Streuung in Abb. 10 von etwa 30 % Spitze-Spitze aus. Die entsprechenden Einhüllenden zu dieser Streuung sind in Abb. 27 als strichlierte Linien eingezeichnet. Tatsächlich stimmen für die meisten Wellen Messung und Theorie besser überein. Die Schattierung zeigt die amplituden-gewichtete Punktedichte an, d.h. die abstandsgewichtete Summe der Amplituden für einen Gitterpunkt. Eine dunkel

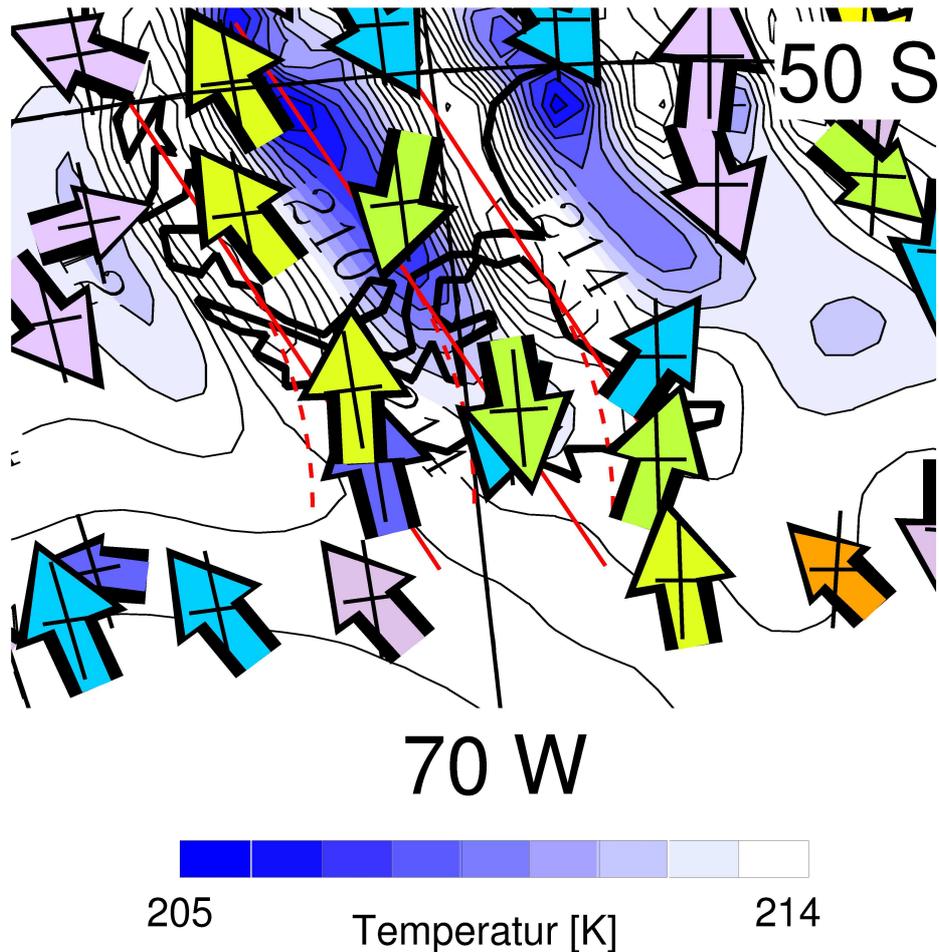


Abbildung 26: Vergleich von MM5 Simulation und CRISTA-Messungen. Die blaue Schattierung und die Konturlinien stellen das vom MM5 simulierte Temperaturfeld dar. Der Abstand der Konturlinien ist 1 K. CRISTA-Messungen sind wie in Abb. 23b dargestellt.

schattierte Region bedeutet also entweder eine hohe Punktedichte oder hohe Amplituden. Die dunkel schattierten Regionen liegen meist innerhalb der Fehlergrenzen. Dies zeigt, daß insbesondere Schwerewellen mit hohen Amplituden die Dispersions-Relation erfüllen. Zusätzlich hat auch die theoretische Wellenlänge einen Fehler, der im wesentlichen von der Genauigkeit der UKMO-Windgeschwindigkeit abhängt. Wenn man diese möglichen Fehlerquellen mit in Betracht zieht, ist die Übereinstimmung sehr gut und bestätigt damit die Vermutung, daß es sich bei den betrachteten Wellen um Leewellen handelt.

Etwas schwieriger ist die Situation für den Bereich zwischen 50° S und 57° S (Abb. 28). Hier bläst der Wind den Anden-Hauptkamm nicht mehr im rechten Winkel an. Im zweiten Fallbeispiel folgen über Feuerland die Wellenkämme im wesentlichen dem Anden-Hauptkamm (Abb. 26), so daß nun nicht mehr Gleichung 8 sondern Gleichung 9 gilt. Übertragen wir den Verlauf der Wellenfronten von Tag 310 (Abb. 26) auch auf die anderen Tage, so geht

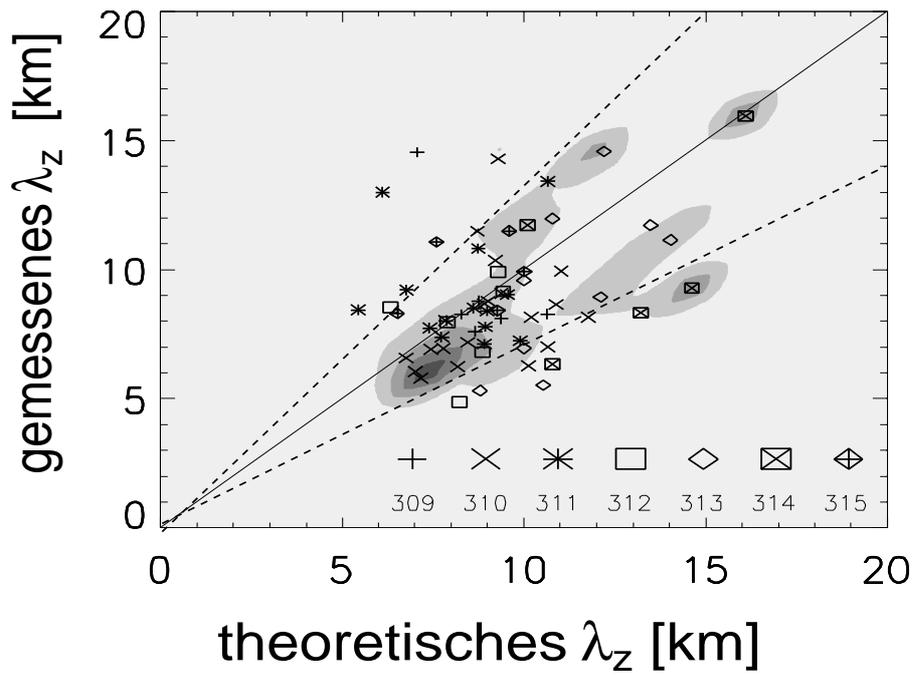


Abbildung 27: Vergleich zwischen von CRISTA gemessener und theoretisch erwarteter Vertikalwellenlänge. Hier sind nur Messungen mit Amplituden größer als 2 K und zwischen 42° S und 50° S (Patagonien) gezeigt. Die unterschiedlichen Meßtage sind durch verschiedene Symbole gekennzeichnet. Schattierung siehe Text.

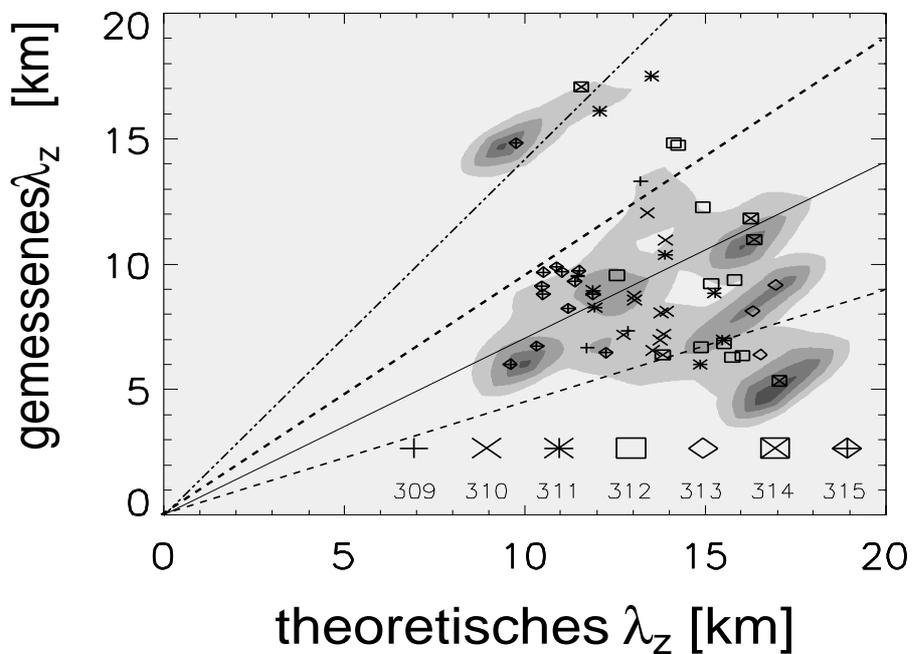


Abbildung 28: Die gleiche Graphik wie Abb. 27, diesmal aber für den Breitenbereich 50° S bis 57° S.

die ausgezogene Linie in Abb. 27 in die ausgezogene Linie in Abb. 28 über. Entsprechendes gilt für die strichlierten Linien (Fehlerbereich). Die strich-punktierte Linie gibt den oberen Fehlerbereich der zweidimensionalen Geometrie (Abb. 27). Abbildung 28 legt nahe, daß der Verlauf der Wellenfronten am Tag 310 für die ganze Mission typisch war, da die überwiegende Mehrheit der Punkte sich zwischen den beiden strichlierten Linien findet. Zusätzlich scheint es noch einige vereinzelte Wellen zu geben, die längere Wellenlängen haben und eher auf eine zweidimensionale Geometrie hindeuten.

5.2 Schwerewellen über Sibirien

Auch auf der nördlichen Hemisphäre ist erhöhte Schwerewellen-Aktivität in Abb. 22 zu finden. Vor allem über Nordamerika und in einem breiten Band, das vom südlichen Ural quer durch Sibirien, die Mongolei und Nordchina bis zur Halbinsel Kamtschatka reicht, werden hohe Amplituden beobachtet. Alle diese Regionen sind gebirgig, so daß es sich bei den gezeigten Wellen um Leewellen handeln könnte. Auf der anderen Seite wird beispielsweise über dem Himalaja keine ausgeprägte Schwerewellen-Aktivität beobachtet. Um dies zu untersuchen, konzentrieren wir uns im folgenden auf die Nordhemisphäre, und zwar am Tag 313, weil an diesem Tag einige besonders interessante Strukturen zu erkennen sind. Abbildung 29 zeigt die Schwerewellenamplituden in 10 hPa Höhe auf dem CRISTA-Meßgitter. An Tag 313 ist die Schwerewellenaktivität über Nordamerika deutlich geringer und über Europa höher als an Tag 310 (Abb. 22). Ansonsten sind ähnliche Strukturen zu erkennen. Auch an Tag 313 finden sich erhöhte Schwerewellen-Amplituden über offenem Ozean, wo Orographie nicht als Anregungsquelle dienen kann. Abbildung 30 zeigt die nach Gleichung 8 zu erwartende Wellenlänge für Leewellen. Wie bereits im Zusammenhang mit den Schwerewellen über Feuerland diskutiert, ist dies eine Obergrenze, da die vertikale Wellenlänge kürzer wird, wenn die Windrichtung nicht senkrecht auf den Phasenfronten der Welle steht (Gleichung 9). Die Farbskala von Abb. 30 ist so gewählt, daß die Grenze zwischen hellviolett und den anderen Farben bei 5 km liegt. Unterhalb dieser Wellenlänge ist die Empfindlichkeit von CRISTA zu gering, um Schwerewellen nachweisen zu können (siehe Abb. 11). Dies bedeutet unter anderem, daß CRISTA am Äquator keine Leewellen messen könnte, selbst wenn diese vorhanden wären.

In Abb. 31 wurde die in Abb. 30 dargestellte Obergrenze der vertikalen Wellenlänge verwendet, um Wellen längerer Wellenlänge aus den CRISTA-Daten herauszufiltern. Wellen mit länger vertikaler Wellenlänge wurden weggelassen. Dabei wurde eine um 30% höhere Toleranzschwelle angesetzt, um Fehler bei der Wellenlängen-Bestimmung zu kompensieren. Zusätzlich sind die Daten auf ein reguläres Gitter interpoliert. Abbildung 31 enthält daher nur Wellen, die nach der Dispersionsrelation (Gleichung 8) Leewellen sein können. Der umgekehrte Schluß gilt aber nicht: Nicht alle der noch dargestellten Wellen müssen notwendigerweise Leewellen sein. Durch die Filterung sind sämtliche Schwerewellen über den Rocky Mountains ausgeblendet worden. Ebenso ist die Schwerewellenaktivität über offenem Ozean stark reduziert. Eine besonders ausgeprägte Struktur über Ost-Europa findet sich entlang des 60. Längengrads Ost. An dieser Stelle bildet sich der Gebirgszug des Urals in der Schwerewellenaktivität ab. Insgesamt ist die erhöhte Schwerewellenaktivität über Sibirien die ausgeprägteste Struktur in Abb. 31.

Diese gemessene Schwerewellenverteilung läßt sich mit den Resultaten des NRL/MWFM vergleichen, die in Abb. 32 gezeigt sind. Das NRL/MWFM wurde ursprünglich zur Vorhersage von Turbulenz durch brechende Leewellen entwickelt und modelliert ausschließlich orographisch angeregte Schwerewellen. Das NRL/MWFM verbindet einen

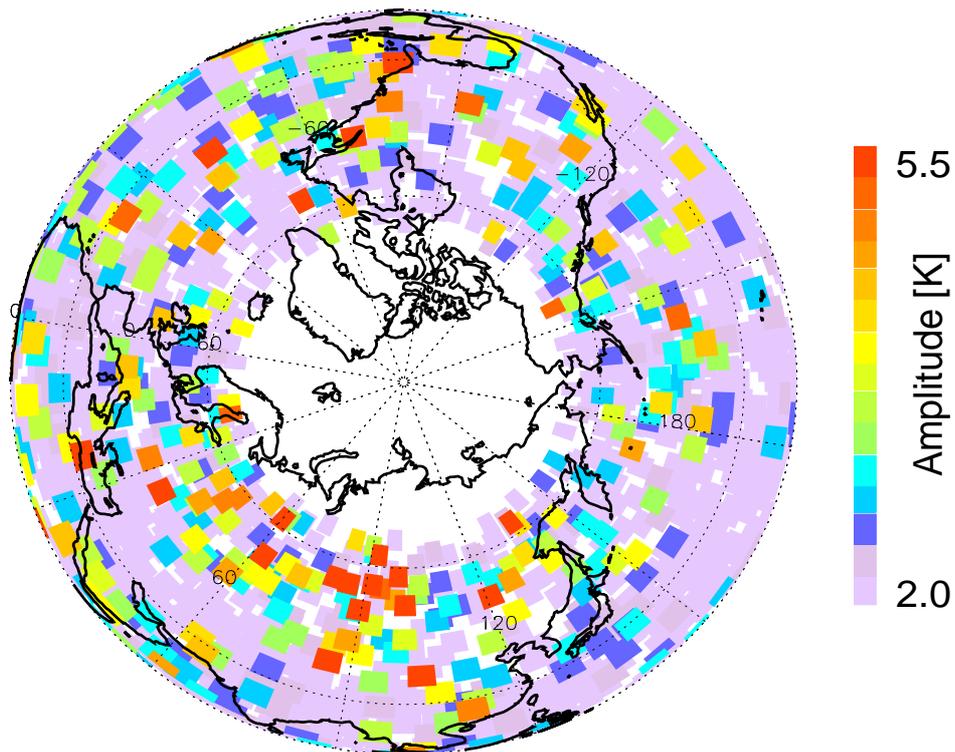


Abbildung 29: Schwerewellenamplituden auf dem CRISTA-Meßgitter für eine Höhe von 10 hPa am Tag 313 (9. November 1994).

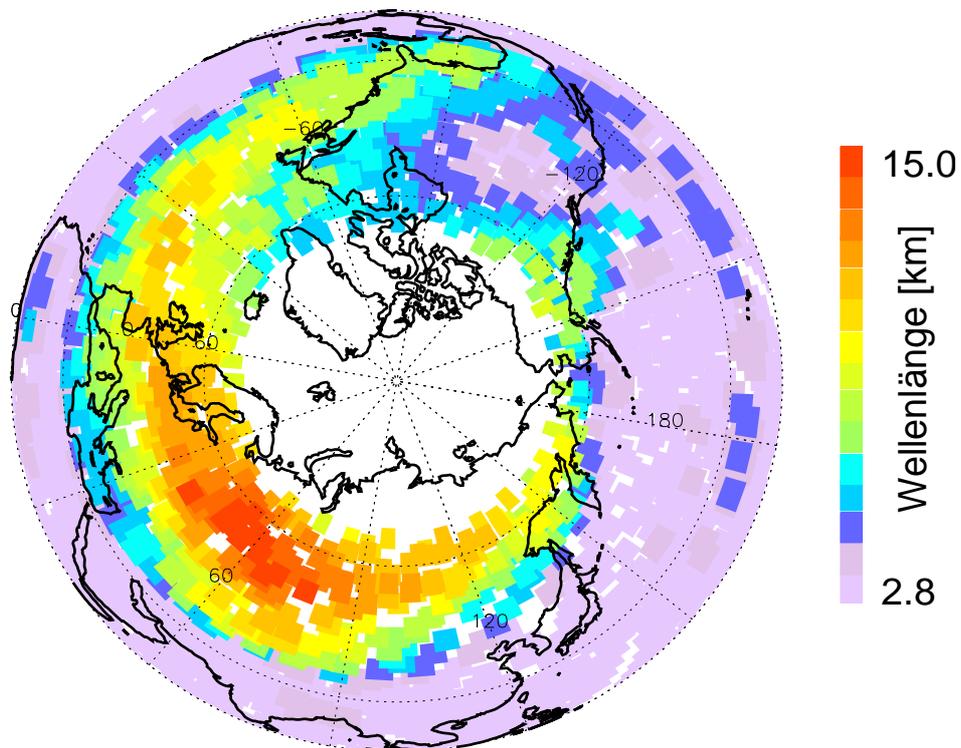


Abbildung 30: Obergrenze der vertikalen Wellenlänge von Leewellen für 10 hPa und Tag 313, 1994.

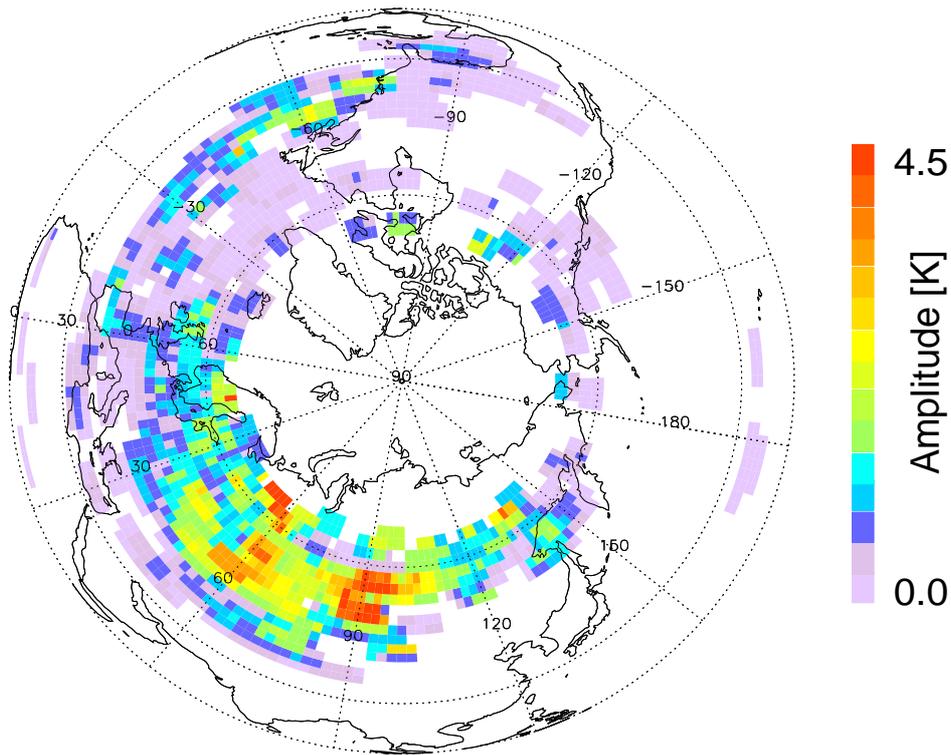


Abbildung 31: CRISTA-Schwerewellenamplituden, interpoliert auf ein reguläres Gitter und gefiltert nach der vertikalen Wellenlänge für eine Höhe von 10 hPa, gemessen am Tag 313, 1994.

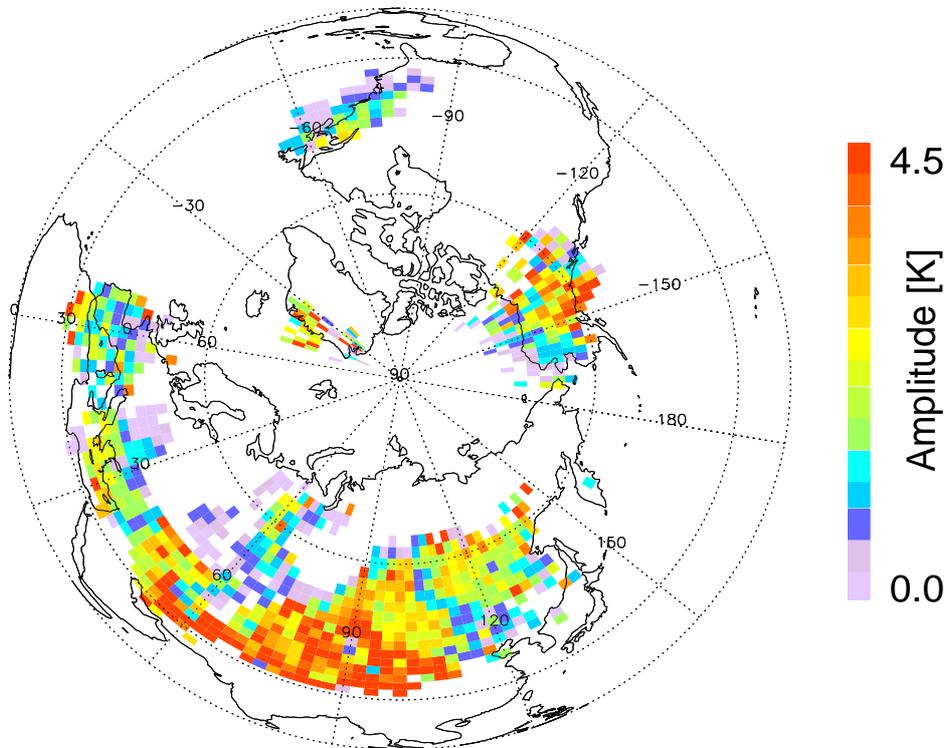


Abbildung 32: Schwerewellenamplituden modelliert mit dem NRL/MWFM für eine Höhe von 10 hPa und Tag 313, 1994.

Suchalgorithmus für Bergkämme mit einem Strahlverfolgungs-Modell (engl. ray-trace) [Andrews et al., 1987, Marks und Eckermann, 1995], das die Schwerewellen-Ausbreitung beschreibt. An jedem Bergkamm werden Schwerewellen isotrop in verschiedene Richtungen gestartet. Die horizontale Wellenlänge ergibt sich aus der Breite des Bergkammes. Auf der Auswerthöhe werden zuerst alle Wellen mit horizontalen Wellenlängen $\lambda_x < 100$ km und vertikalen Wellenlängen $\lambda_z < 5$ km herausgefiltert. Die verbleibenden Schwerewellen sind für CRISTA nachweisbar. Die MWFM-Ergebnisse werden durch Mittelung der einzelnen Wellen (Strahlen im Strahlverfolgungs-Modell) auf ein Gitter von $2,5 \times 2$ Grad gebracht. Dabei wird sowohl über verschiedene Bergrücken als auch über die unterschiedlichen Ausbreitungsrichtungen gemittelt.

Der Vergleich von Abb. 32 mit Abb. 31 zeigt, daß die modellierten Schwerewellen-Amplituden insgesamt etwas höher als die gemessenen sind. Auch in den Modellergebnissen ist die am stärksten ausgeprägte Struktur die Aktivität über Sibirien. Diese Schwerewellenaktivität erstreckt sich in einem breiten Band bis an die Westküste Europas nach Spanien und Portugal. Schwerewellen über Nordamerika finden sich nur entlang der Ostküste und über Alaska; über den Rocky Mountains zeigen sich keine Leewellen. Insgesamt zeigen die MWFM Ergebnisse also die gleiche geographische Verteilung wie die Messungen. Allerdings sind in den Modell-Ergebnissen die Amplituden über Alaska deutlich höher als in den Messungen, insbesondere nach Anwenden des Filters. Sollte in dieser Region die Windgeschwindigkeit höher sein als von DAO modelliert, könnten hier Leewellen fälschlicherweise herausgefiltert werden. Ein deutlicher Unterschied zwischen Modell und Messung bleibt bisher unerklärt: Sowohl über Sibirien als auch über Europa ist die modellierte Schwerewellenverteilung zu weit nach Süden verschoben.

Der Vergleich von Abb. 29 und Abb. 31 macht deutlich, wie stark die Filterung der Daten hinsichtlich der vertikalen Wellenlänge die globale Schwerewellenverteilung verändert. Da sich die Filterung der Daten so stark ausgewirkt hat, könnte man vermuten, daß die beobachtete Schwerewellenverteilung im wesentlichen durch den Wind in der Beobachtungshöhe bestimmt wird. Um dies zu untersuchen, betrachten wir die zeitliche Entwicklung über einer Region Mittelsibiriens (90° E bis 120° E und 30° N bis 40° N) in Abb. 33. Gezeigt sind die ungefilterten (blau) und die gefilterten (schwarz) CRISTA-Daten, drei Läufe des MWFM und die DAO-Daten auf der Meßhöhe (violett). Die grüne und die gelbe Kurve unterscheiden sich nur in den verwendeten Windfeldern (NMC=National Meteorological Center und DAO), die rote Kurve mittelt die vom Modell berechneten Amplituden quadratisch. Die CRISTA-Werte stimmen sehr gut mit den Modelldaten überein und liegen zwischen den Ergebnissen für NMC- und DAO-Winde. Zwischen diesen beiden besteht nahezu ein Faktor zwei Unterschied. Insbesondere die rote Kurve gibt den relativen Verlauf mit einem Maximum um Tag 314 gut wieder; dieses Maximum ist aber auch in den beiden anderen Datensätzen zu erkennen. Das Maximum ist aber nicht in den DAO-Winden der Beobachtungshöhe enthalten. Dies zeigt, daß auch die Winde in niedrigen Höhen einen großen Einfluß auf die beobachteten Wellen haben. Auch der starke Unterschied zwischen den

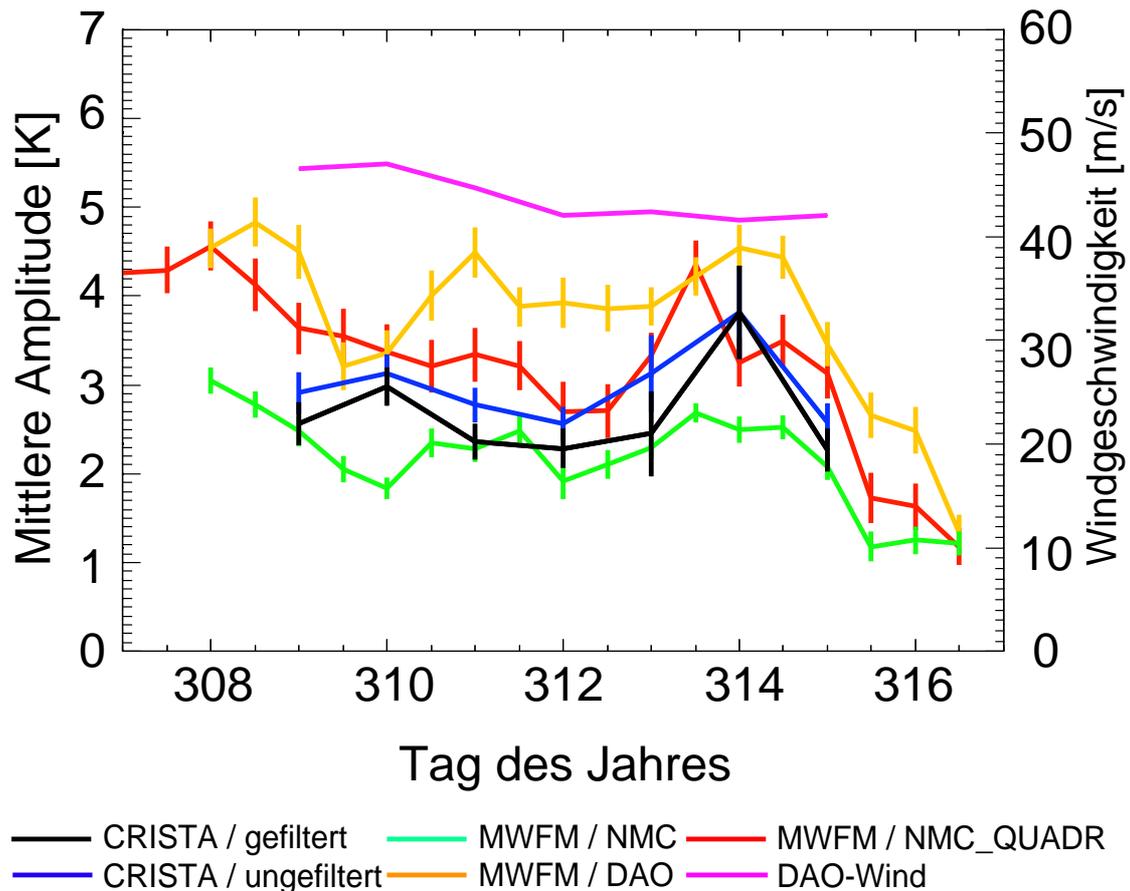


Abbildung 33: Zeitreihe der Schwerwellenaktivität und des Windes für eine ausgewählte Region Mittelsibiriens für 10 hPa. Einzelheiten sind im Text erläutert.

Modellläufen mit DAO- und NMC-Winden läßt sich nur über Unterschiede in den unteren Höhen erklären.

Die beobachtete Schwerwellenverteilung hängt also wesentlich von drei Parametern ab: Der Anregung der Leewellen am Boden durch Gebirgszüge, der Hintergrundatmosphäre in den unteren und mittleren Höhen, die bestimmt ob und wie gut sich Wellen nach oben ausbreiten können, und der Windgeschwindigkeit in der Höhenschicht der Beobachtung. Letztere bestimmt die vertikale Wellenlänge. Ist diese zu niedrig, können die Wellen von CRISTA nicht mehr beobachtet werden.

5.3 Anteil von Leewellen am Gesamt-Schwerewellenfluß

Die beiden vorherigen Unterkapitel haben gezeigt, daß es sich bei einem großen Anteil der Schwerewellen bei mittleren und hohen Breiten um Leewellen handelt. Allerdings bleibt diese Aussage bisher qualitativ. Um eine quantitative Aussage zu machen, vergleichen wir die Gebiete, die von Leewellen dominiert sind, mit dem gesamten Breitenkreis auf der Basis zentraler Mittel: Der Vergleich zwischen NRL/MWFM-Simulationen und CRISTA-Daten hat gezeigt, daß das NRL/MWFM die beobachtete Verteilung gut beschreiben kann. Insbesondere über Zentral-Asien und Europa sowie über Südamerika werden hohe Schwerewellenamplituden von CRISTA gemessen und vom NRL/MWFM modelliert. Auch über dem Yukon wurden in den nicht gefilterten CRISTA-Amplituden Schwerewellen beobachtet. Diese Regionen sind in Abb. 34 eingezeichnet. Für die weitere Untersuchung wird angenommen, daß die beobachteten Schwerewellen in diesen Regionen hauptsächlich Leewellen sind. Außerdem nehmen wir an, daß die Wellen außerhalb der eingezeichneten "Leewellen-Regionen" ausschließlich nicht-orographische Quellen haben. In den Leewellen-Regionen wird die Summe der potentiellen Energie (Gleichung 7, [Tsuda *et al.*, 2000]) auf Breitenintervallen von 5° berechnet und diese auf die totale potentielle Energie des gesamten Breitenkreises normiert.

Es ist allerdings eine Überschätzung anzunehmen, daß in den betrachteten Gebieten ausschließlich Leewellen zum Schwerewellenfluß beitragen. So werden z.B. über Kalifornien in den ungefilterten Karten (Abbildungen 22 und 29) Schwerewellen beobachtet, die nicht mit der Dispersionsrelation für Leewellen vereinbar sind. Dies zeigt, daß sogar über großen Gebirgen manchmal nicht-orographische Schwerewellen überwiegen können. Deshalb wird aus den Schwerewellen außerhalb der Leewellen-Regionen ein breitenabhängiger, zonal symmetrischer Hintergrund abgeschätzt und von der Schwerewellen-Energie in den betreffenden

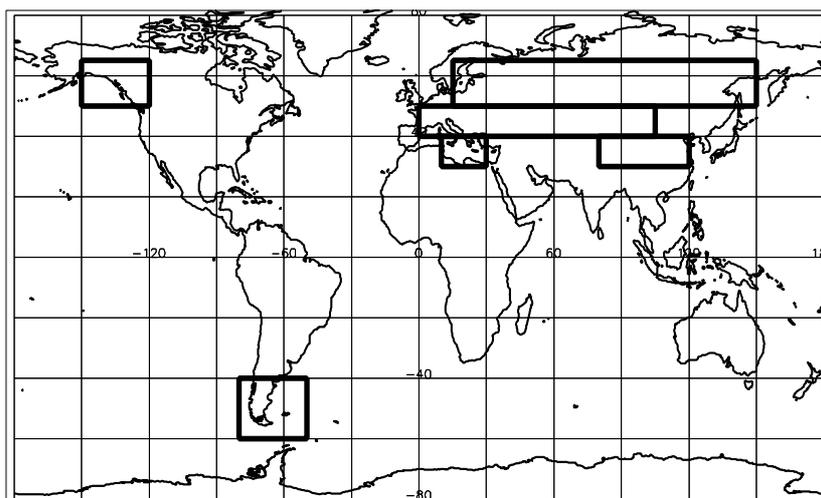


Abbildung 34: "Leewellen-Regionen" während CRISTA-1.

Regionen abgezogen. Dies ist auf der anderen Seite eine Unterschätzung, da in diesem Hintergrund einige Regionen mitberücksichtigt sind (z.B. der Nordatlantik), in denen andere Quellen sehr aktiv sind (siehe Kapitel 6). Deshalb wird aus Über- und Unterschätzung der Mittelwert gebildet und die halbe Differenz als Fehler angenommen. Das Resultat für den Wellenlängenbereich $\lambda_z = 3 - 15$ km ist in Abb. 35 dargestellt.

Angegeben ist der prozentuale Beitrag von Leewellen zur potentiellen Energie von Schwerewellen insgesamt. Der angegebene Fehler ist der Absolutfehler dieses Prozentwertes. Der maximale Anteil von Leewellen beträgt 50 ± 20 % bei etwa 55° N (Abb. 35a,b). Südlich von 40° N ist der Beitrag zum Gesamtfluß auf der Nordhemisphäre eher gering. In den Leewellen-Regionen der mittleren und hohen nördlichen Breiten ist der Unterschied zwischen gefilterten und ungefilterten CRISTA-Werten klein (siehe Abb. 33). Dies weist darauf hin, daß der Schwerewellenfluß in diesen Gebieten wahrscheinlich nahezu ausschließlich aus Leewellen besteht. Daher ist bei diesen Breiten die obere Abschätzung vermutlich sogar realistisch. Dies würde bedeuten, daß zwischen 50° N und 60° N sogar mehr als 60% der potentiellen Energie von Leewellen stammen. Auf der Südhemisphäre stammen um 50° S mehr als 30% des Schwerewellenflusses von den Leewellen über Südamerika (Abb. 35c).

Die Ergebnisse für CRISTA-2 sind in Abb. 36 dargestellt. Die zugrunde liegenden Leewellen-Regionen sind in Abb. 37 abgebildet. Auf der nördlichen Hemisphäre läßt eine Windumkehr zwischen troposphärischen West- und stratosphärischen Ostwinden die Ausbreitung von Leewellen in die Stratosphäre nicht zu. Daher ist der Beitrag auf der gesamten Nordhemisphäre nahezu Null und in Abb. 36 wird allein die Südhemisphäre untersucht. Auf der Südhemisphäre bilden während CRISTA-2 die antarktische Halbinsel und die Südspitze Südafrikas zusätzliche Quellen für stratosphärische Leewellen. Abbildung 36 zeigt aber, daß der Hauptbeitrag der Leewellen wieder von 50° S, also von der Südspitze Südamerikas stammt. Der Beitrag während CRISTA-2 ist kleiner als der Anteil während CRISTA-1, da während CRISTA 2 eine höhere Schwerewellen-Aktivität auf der gesamten Südhalbkugel beobachtet wurde [Eckermann *et al.*, 2001]. Daher war der Anteil nicht-orographischer Schwerewellen höher.

Es ist interessant, den Anteil der Leewellen am Gesamtfluß von Schwerewellen zu quantifizieren, da Ihr Einfluß auf die Atmosphäre sich von dem nicht-orographischer Schwerewellen unterscheidet: Von nicht-orographischen Schwerewellen nimmt man an, daß ihre Phasengeschwindigkeit ein kontinuierliches Spektrum bildet. Leewellen hingegen haben Phasengeschwindigkeit Null gegenüber dem Boden. Deshalb sind die kritischen Windschichten für orographische und nichtorographische Schwerewellen in unterschiedlichen Höhen, und damit wird auch der Impuls in unterschiedlichen Höhen übertragen. Daher geht man davon aus, daß Leewellen vor allem die Stratosphäre beeinflussen, während nicht-orographische Schwerewellen die Mesosphäre kontrollieren [Holton und Alexander, 2000]. Außerdem können Leewellen den Wind nur abbremsen, während nicht-orographische Schwerewellen den Wind auch beschleunigen können.

Dieses unterschiedliche Verhalten führt dazu, daß in globalen Modellen der Atmo-

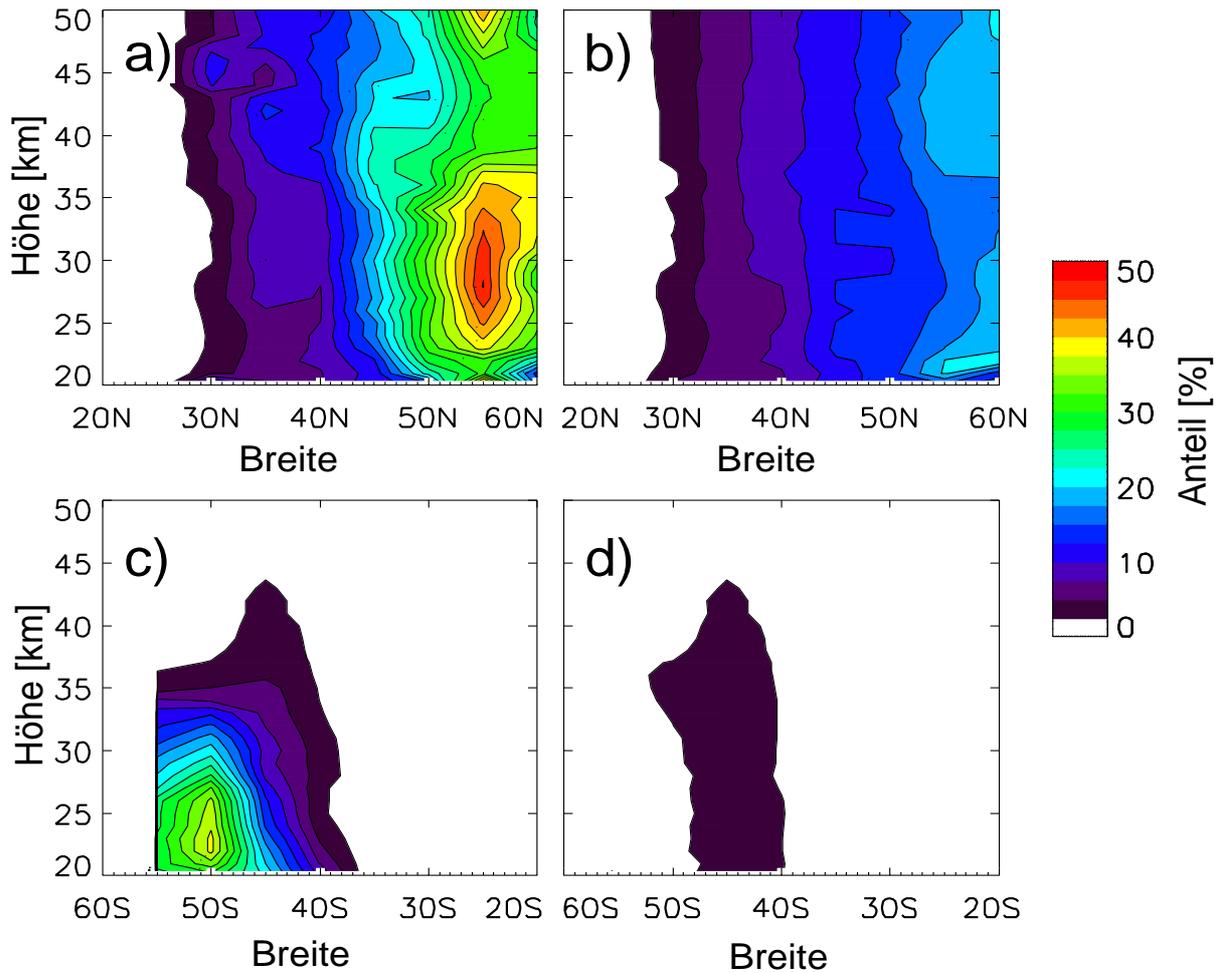


Abbildung 35: Prozentualer Anteil von Leewellen an der potentiellen Energie von Schwerkwellen während CRISTA-1. Die rechte Spalte gibt den Absolutfehler an. Einzelheiten siehe Text.

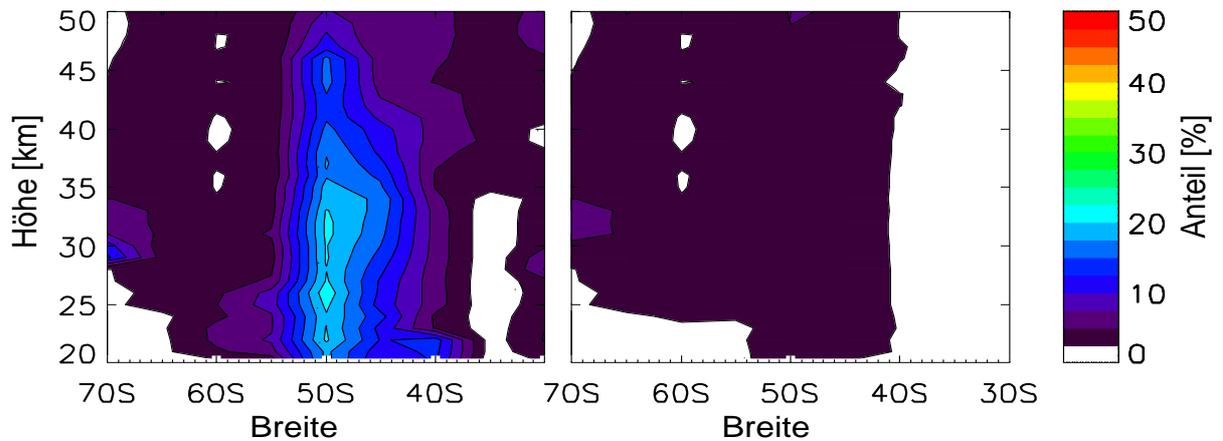


Abbildung 36: Prozentualer Anteil von Leewellen an der potentiellen Energie von Schwerkwellen während CRISTA-2.

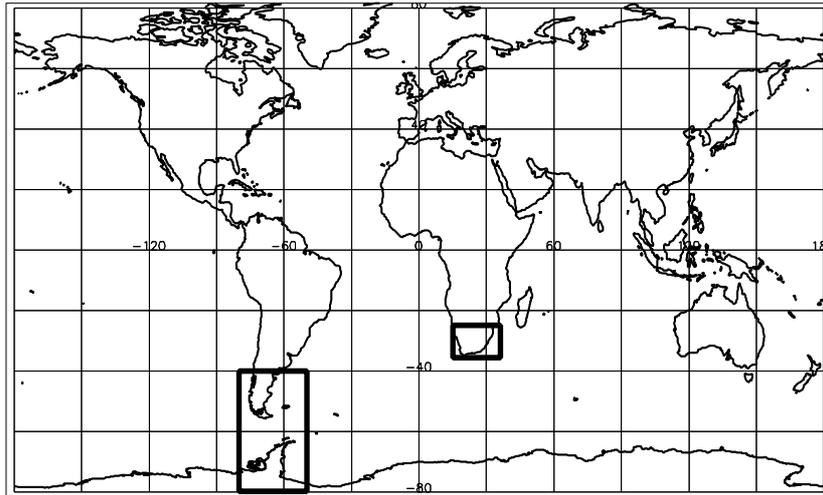


Abbildung 37: “Leewellen-Regionen” während CRISTA-2.

sphärenzirkulation (GCM) für die beiden Wellentypen unterschiedliche Parametrisierungsschemata verwendet werden [Boville, 1995, Manzini und McFarlane, 1998] (siehe auch Kapitel 1). Für die nicht-orographischen Wellen werden Spektralmodelle verwendet [Hines, 1997, Medvedev und Klaassen, 2000, Warner und McIntyre, 1999]. Häufig verwendete Parametrisierungsschemata für Leewellen gehen auf McFarlane [1987], Palmer *et al.* [1986] und Bacmeister [1993] zurück. Die Vereinfachungen, die bei der Ausbreitung der Wellen in den Parametrisierungsschemata gemacht werden, lassen sich anhand komplizierterer Modelle überprüfen [Warner und McIntyre, 1999]. Trotzdem bleibt die Überprüfung modellgestützt. Noch schlechter bekannt ist die Anregung der Wellen. Untersuchungen von Leutbecher [1998] haben gezeigt, daß auch bei Leewellen Details wie die Bodenrauigkeit die Ergebnisse beeinflussen können. Die Anregung von Schwerewellen durch Konvektion ist noch unsicherer - darauf geht das folgende Kapitel im Detail ein. Daher wird die Anregung der Schwerewellen für die GCM-Läufe durch “Tuning” bestimmt, d.h. man verändert die Anregung solange, bis die Ergebnisse in etwa den Erwartungen entsprechen. Auf diese Weise erhält man aber auch einen freien Parameter, der andere Unzulänglichkeiten des GCMs überdecken kann. Deshalb ist jede experimentelle Quantifizierung der verschiedenen Schwerewellen-Quellen hilfreich.

Die entscheidende Frage ist also, ob man die mit CRISTA hergeleiteten Verhältnisse der potentiellen Energie auch auf den Impulsfluß übertragen kann. Mit dem SKYHI GCM wurden Simulationen durchgeführt, bei denen Schwerewellen vom GCM explizit aufgelöst und nicht parametrisiert wurden [Hamilton *et al.*, 1999]. Die Wind- und Temperaturfelder in der mittleren Atmosphäre wurden realistisch modelliert. Die kürzesten aufgelösten Wellenlängen waren 70 km in der Horizontalen und 1,5 km in der Vertikalen. Dies ist in der gleichen Größenordnung wie die kürzesten Wellenlängen, die CRISTA gerade noch messen kann ($\lambda_x \geq 100$ km und $\lambda_z \geq 3$ km). Die Ergebnisse von Hamilton *et al.* [1999] weisen

darauf hin, daß sich die Wirkung der Schwerewellen realistisch mit Hilfe der mesoskali- gen Schwerewellen studieren läßt,⁶ und daß daher die CRISTA-Ergebnisse einen wichtigen Beitrag liefern können.

⁶Mögliche Widersprüche zu Spektralmodellen [*Hines*, 1997, *Medvedev und Klaassen*, 2000, *Warner und McIntyre*, 1999] und Gegenargumente dazu werden von *Preusse et al.* [2001a] diskutiert.

6 Schwerewellen-Quellen II: Hohe Konvektion

6.1 Globale Verteilungen von Schwerewellen, Wasserdampf und Wolken

Für die Anregung von Schwerewellen durch Konvektion werden zwei Denkansätze diskutiert: Nach der Vorstellung von *Pfister et al.* [1993] wirkt die Tropopause wie eine flexible Membran, die durch konvektive Gebiete verformt wird. Die Verformung generiert dann die stratosphärischen Schwerewellen. Dies wird im folgenden noch detailliert diskutiert. Im Modell von *Salby und Garcia* [1987] erzeugt die bei Konvektion freigesetzte latente Wärme einen Energieeintrag in der Troposphäre, der sich nach oben ausbreitende Wellen anregt. Dabei handelt es sich für Tropo- und Stratosphäre um ein gemeinsames Wellensystem. In beiden Fällen sollte die Höhe, bis zu der Wasserdampf und Wolken aufsteigen, eng mit der stratosphärischen Schwerewellen-Aktivität zusammenhängen, da sie die Auslenkung der Tropopause anzeigt bzw. ein Maß für die freigesetzte Energie ist [*Bergman und Salby*, 1994, *Ricciardulli und Garcia*, 2000].

Für die Untersuchung von konvektiv erzeugten Schwerewellen in den CRISTA Daten ist der zweite CRISTA-Flug besonders geeignet: Zum einen fand dieser Flug im Spätsommer der Nordhemisphäre statt. Dadurch beobachtet man auf der Nordhemisphäre eine Windumkehr zwischen troposphärischen West- und stratosphärischen Ostwinden wenige Kilometer oberhalb der Tropopause. Dies bedeutet, daß sich orographisch angeregte Schwerewellen in der Regel nicht weit in die Stratosphäre ausbreiten können. Konvektiv erzeugte Schwerewellen sind daher leichter zu identifizieren, und das Fehlen orographisch angeregter Schwerewellen ermöglicht einen Vergleich zwischen der Lage konvektiver Gebiete und der Schwerewellenverteilung oberhalb der Tropopause.

Leider läßt sich die Tropopausenhöhe aus einzelnen CRISTA-Temperatur-Profilen nicht mit der nötigen Genauigkeit bestimmen. Daher suchen wir nach einem Proxy, der es erlaubt, die Tropopausenhöhe dennoch aus eigenen Messungen abzuschätzen. Aus der Wasserdampfdichte läßt sich näherungsweise die Tropopausenhöhe bestimmen. Dazu betrachten wir ein mittleres Wasserdampf-Profil in den Subtropen. Abbildung 38 zeigt ein gemittelttes Höhenprofil von CRISTA-Wasserdampf-Daten (durchgezogene Linie) für den Breitenbereich zwischen 25° N und 35° N. Zusätzlich sind auch die gemittelten Profile der CRISTA-Temperaturen (punktiert) und Temperaturen vom United Kingdom Meteorological Office (UKMO; strich-punktiert) miteingezeichnet. Die Definition der thermischen Tropopause legt die Tropopause auf die Höhe fest, an der das Höhenprofil von unten aus gesehen erstmals einen positiveren Temperaturgradienten als -2 K/km (dünne Linien) aufweist. Abbildung 38 zeigt, daß sich die aus UKMO- und CRISTA-Daten abgeleiteten Tropopausenhöhen sowie die Lage der Temperaturminima nicht unterscheiden, obwohl die CRISTA-Daten im Temperaturminimum um etwa 5 K kälter sind als die UKMO-Daten, und obwohl der Gradient in der Troposphäre sich stark unterscheidet. Die Tropopause liegt in diesen Daten bei

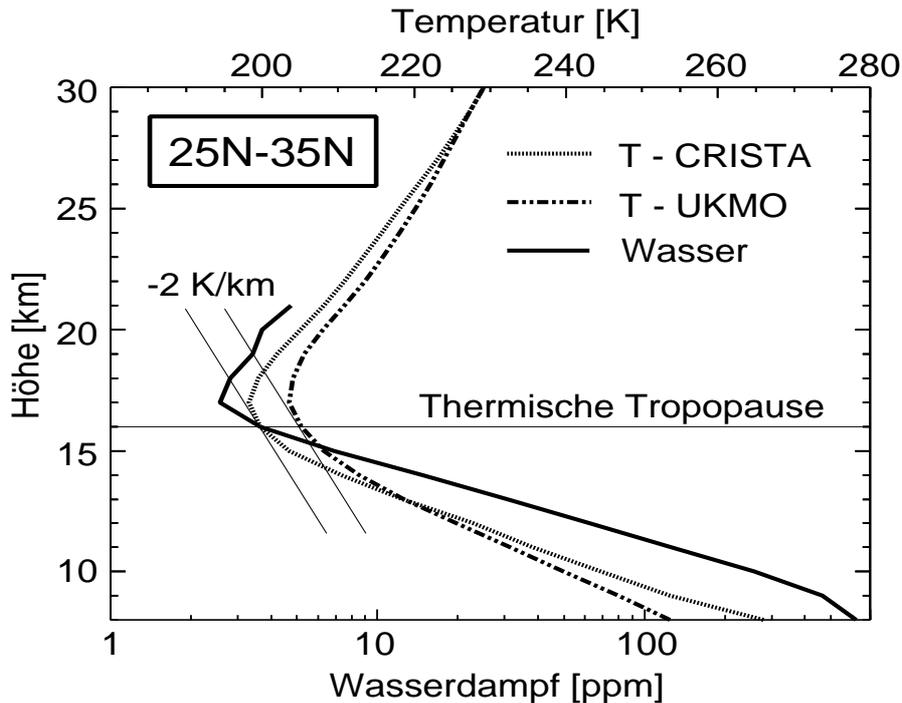


Abbildung 38: Zonal gemittelte Höhenprofile von Temperatur und Wasserdampf für den Breitenbereich 25° N bis 35° N.

etwa 16 km Höhe.

Unterhalb 21 km Höhe läßt sich Wasserdampf aus Emissionen bei $12,7\mu\text{m}$ ableiten [Schaeler und Riese, 2001]. Für größere Höhen können Mischungsverhältnisse herangezogen werden, die mit Hilfe von Wasserdampf-Emissionen bei etwa $6\mu\text{m}$ abgeleitet wurden. Wasserdampf-Mischungsverhältnisse in der mittleren Stratosphäre liegen zwischen 4 und 6 ppm. Das Wasserdampf-Mischungsverhältnis ist also in der Stratosphäre sehr klein, nimmt knapp oberhalb der Tropopause seinen Minimalwert an und steigt in der Troposphäre stark an. Die Höhe des minimalen Wasserdampf-Gehalts wird als Hygropause bezeichnet. Man kann daher die Wasserprofile von großen zu kleinen Höhen hin untersuchen und die Höhe, bei der das Wasserdampf-Mischungsverhältnis einen Schwellwert überschreitet, als Proxy für die Tropopausenhöhe verwenden. Dieser Schwellwert muß größer sein als der stratosphärische Wasserwert und das Instrumentenrauschen zusammen, weil sonst häufig bereits in der Stratosphäre der Schwellwert überschritten und damit eine zu hohe Tropopause angegeben würde.

Um den Schwellwert zu bestimmen, betrachten wir das Histogramm der Wasserdampfverteilung nördlich von 30° S in einer Höhe von 18 km (Abb. 39). Diese Höhe liegt während CRISTA-2 komplett in der Stratosphäre. Nahezu alle Mischungsverhältnisse sind kleiner als 10 ppm. In dieser Höhe werden typischerweise Mischungsverhältnisse von 3-5 ppm erwartet. Der statistische Fehler von CRISTA-Wasserdampfmessungen ist für diese Höhe etwa 1 ppm. Die steile Flanke zwischen 4 und 6 ppm begrenzt die Verteilung in Abb. 39. Eine Grenze

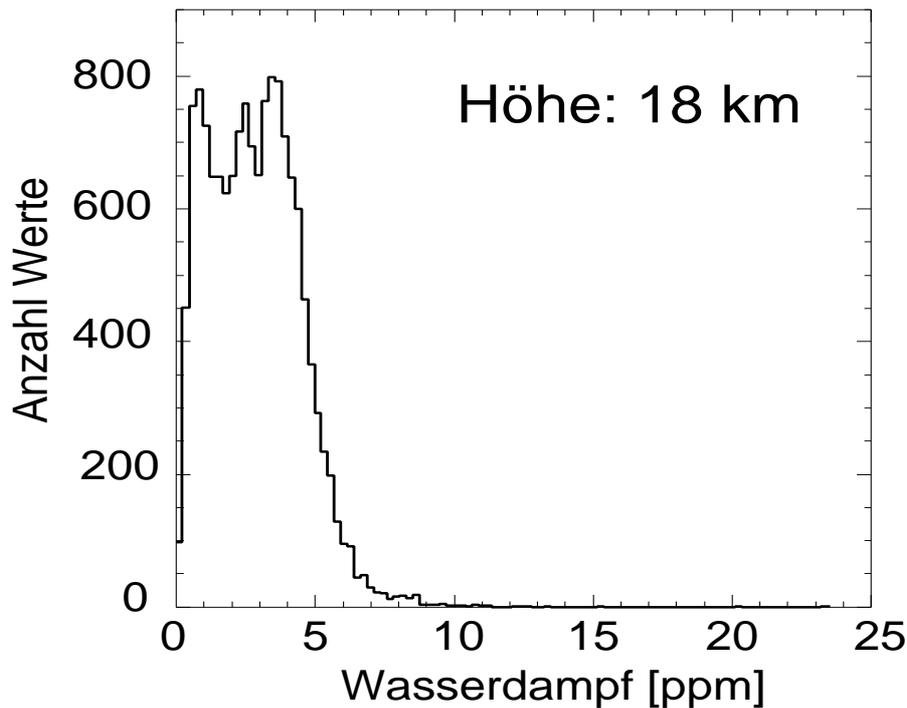


Abbildung 39: Histogramm des Wasserdampf-Mischungsverhältnisses in 18 km Höhe. Diese Höhe liegt während CRISTA-2 für alle Breiten in der Stratosphäre.

von 10 ppm zeigt also mit einer Signifikanz von 4σ einen erhöhten Wasserdampfwert an. Der Schwellwert darf allerdings auch nicht zu groß gewählt werden, da sonst der abgeleitete Proxy für die Tropopause zu weit unter der wirklichen Tropopause liegt. Wir sehen aus Abb. 38, daß im abgebildeten Breitenbereich für einen Schwellwert von 10 ppm der abgeleitete Proxy etwa 1,5 km tiefer liegt als die thermische Tropopause.

Leider lassen sich in den Tropen nur wenige Profile bis in die Troposphäre hinein ableiten: In den Tropen gibt es hohe Wolken durch Gewittertürme, die bis an die Tropopause heranreichen. Liegt eine solche Wolke im Sehstrahl, mißt CRISTA ein Graukörper-Spektrum, und eine Ableitung von Spurengasen ist nicht mehr möglich. Allerdings stellt dieses Hindernis gleichzeitig eine Möglichkeit dar, die Tropopausenhöhe zu bestimmen. Von den Gewittertürmen wird angenommen, daß sie mit ihrer Oberkante bis zur Tropopause reichen [Pfister *et al.*, 1993]. Der von Spang *et al.* [2001a] entwickelte Wolkenindex erlaubt es, die Oberkante der Wolken zu bestimmen. Diese Oberkante kann ebenfalls als Proxy für die Tropopausenhöhe dienen. Dieser Proxy neigt im Gegensatz zu den Wasserdampf-Mischungsverhältnissen dazu, die Tropopausenhöhe zu überschätzen: Das eigentliche Ziel von Spang *et al.* [2001a,c] ist es, subvisuelle Zirren zu entdecken. Diese können auch in der untersten Stratosphäre vorkommen. Allerdings haben Spang *et al.* [2001c] auch gezeigt, daß nur sehr wenige Wolken oberhalb der Tropopause zu finden sind. Aus einer Kombination von Wolkenindex und troposphärischem Wasserdampf läßt sich also ein Proxy für die Tropopausenhöhe mit nahezu globaler Überdeckung ableiten. Wolkenoberkanten, die deutlich

unterhalb der Tropopause vorkommen, sind kein Problem, da in diesem Fall troposphärisches Wasser abgeleitet werden kann und dieses den Tropopausen-Proxy bestimmt.

Im Beispiel des Breitenbereichs 25° N bis 35° N (Abb. 38) liegt die Tropopause oberhalb der 10 ppm Schwelle. In Abb. 40 wird dies auch für die anderen Breitenbänder untersucht. Dargestellt ist das zonale Mittel des Wasserdampf-Mischungsverhältnisses. Als schwarz strichlierte Linie wurde die thermische Tropopause nach assimilierten UKMO-Temperaturen eingezeichnet. Die blau punktierte Linie folgt der 10 ppm Isolinie, die wir als Proxy für die Tropopause verwenden. Es zeigt sich, daß diese Isolinie in südlichen Breiten nahezu mit der Tropopause übereinstimmt, in den Tropen ein bis zwei Kilometer zu niedrig liegt und in mittleren und hohen nördlichen Breiten etwa ein bis zwei Kilometer oberhalb der thermischen Tropopause liegt. Der Breitengang der thermischen Tropopause ist also stärker ausgeprägt als der Breitengang der 10 ppm Isolinie. Aus Wasserdampf und Wolken wird ein gemeinsamer Tropopausen-Proxy z_{Tropo} gebildet, der das Maximum der beiden Einzelwerte ist. In den Tropen liegen nur wenige Wasserdampfdaten vor, und der Tropopausen-Proxy z_{Tropo} wird meistens durch Wolken definiert. Es ist also zu erwarten, daß in den meisten Breiten der aus Wolken und Wasserdampf-Mischungsverhältnis kombinierte Proxy auf oder oberhalb der wirklichen Tropopause liegt. Die Unsicherheit dabei bleibt aber groß. Trotzdem erscheint es besser, eine näherungsweise Tropopause aus eigenen Daten abzuleiten als eine exakte Tropopausen-Definition auf Basis von assimilierten Daten wie z.B. UKMO- oder DAO-Daten zu verwenden.

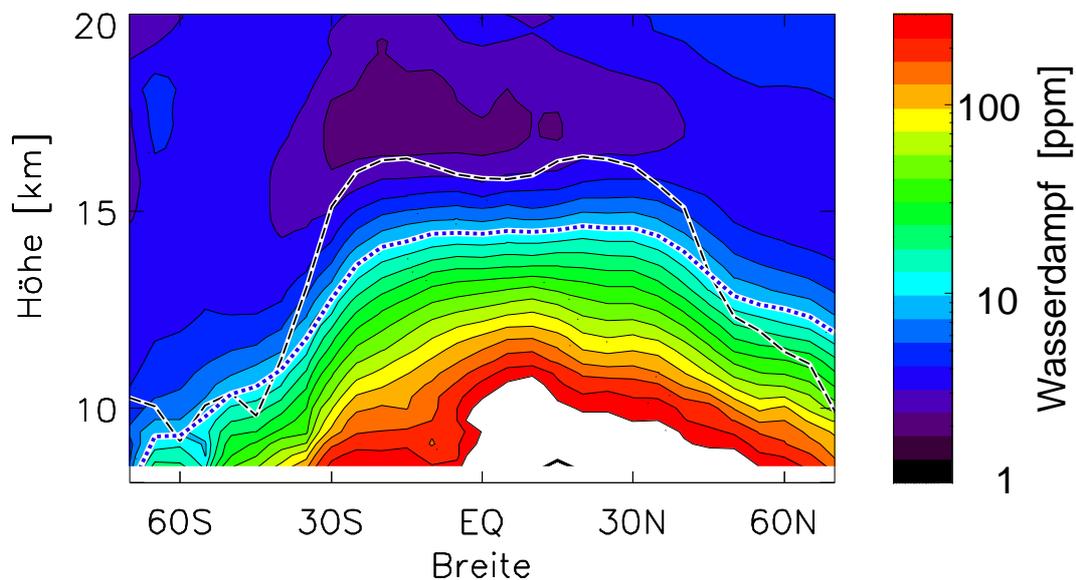


Abbildung 40: Mischungsverhältnis des Wasserdampfs gegen Höhe und Breite. Als schwarz strichlierte Linie ist die thermische Tropopause eingezeichnet. Die blau punktierte Linie folgt der 10 ppm Isolinie.

Vergleich der Schwerewellen-Aktivität mit dem Tropopausen-Proxy

Mittels globaler Karten wird in Abb. 41 der Tropopausen-Proxy z_{Tropo} mit der Schwerewellen-Aktivität verglichen. Abbildung 41a und 41b zeigen die Schwerewellen-Amplituden in 35 km und 25 km Höhe, die an den Tagen 222 und 223 (10. und 11. August 1997) gemessen wurden. In Abb. 41c ist z_{Tropo} für den gleichen Zeitraum dargestellt. In allen drei Teilbildern ist der Nullpunkt unterdrückt, um besonders aktive Regionen zu betonen. Die auffälligste Struktur in den beiden Karten der Schwerewellen-Aktivität ist ein breites Band hoher Amplituden, das sich zwischen 40° S und der Antarktis erstreckt. Besonders hohe Amplituden finden sich um den Null-Meridian und um die Datumsgrenze. Sie bilden dabei eine stark ausgeprägte planetare Welle-2 ab. Die besonders hohen Amplituden sind in Regionen zu beobachten, in denen auch die Windgeschwindigkeit hoch ist. Diese Korrelation kann zwei Ursachen haben: Zum einen haben Schwerewellen einer gegebenen horizontalen Phasengeschwindigkeit relativ zum Boden eine deutlich größere vertikale Wellenlänge, wenn sie dem Wind entgegenlaufen. Dadurch fallen weniger Wellen unter die untere Nachweisgrenze von CRISTA ($\lambda_z \approx 3\text{-}5$ km, siehe Abb. 11). Außerdem können Schwerewellen mit großen vertikale Wellenlängen nach Gleichung 16 höhere Amplituden erreichen. Dieser Effekt einer Windmodulation wurde bereits für Leewellen im vorangegangenen Kapitel beschrieben und ist auch bei *Alexander* [1998], *McLandress et al.* [2000] und *Preusse et al.* [2001] diskutiert. Darüber hinaus können Instabilitäten der Windströmung auch zusätzliche Schwerewellenquellen darstellen. Dies wird detailliert von *Eckermann et al.* [2001] diskutiert. Die hohen Werte von z_{Tropo} (>20 km) in Abb. 41c südlich von 60° S sind nicht real: Während CRISTA-2 wurden im südpolaren Vortex polare Stratosphären-Wolken entdeckt [*Spang et al.*, 2001b, *Spang et al.*, 2001a]. Diese Stratosphären-Wolken können nicht als Proxy für die Tropopause dienen.

Nördlich von 40° S sind die stratosphärischen Windgeschwindigkeiten klein. Daher zeigen sich andere Schwerewellen-Quellen in den Daten. Dabei scheiden Leewellen, wie bereits oben erwähnt, wegen der Windumkehr zwischen Stratosphäre und Troposphäre aus. Vergleicht man die Schwerewellen-Aktivität in Abb. 41a und 41b mit dem Tropopausen-Proxy in Abb. 41c, so findet man zunächst einen ähnlichen Breitengang: Südlich 20° S und nördlich von 40° N ist z_{Tropo} klein und die Schwerewellen-Aktivität insbesondere bei 25 km Höhe gering. Vergleicht man die Tropen im Detail, so findet sich keine Korrelation zwischen Schwerewellen-Aktivität und dem Tropopausen-Proxy: Zentren hoher Schwerewellen-Aktivität sind in Abb. 42 eingezeichnet finden sich zwischen 20° S und 20° N von West nach Ost bei: Östlich von Mittelamerika (1), über Bolivien (2), zwischen dem Äquator und 10° S östlich von Brasilien (3), über Senegal (4), am roten Meer (5) und über Kenia (6), am Äquator südlich von Indien (7), besonders ausgeprägt über Indonesien, Thailand und den Philippinen (8), und bei 15° N und 150° E über dem Pazifik (9). In den Gebieten (1)-(3), (6) und (7) finden wir kleinere Werte für z_{Tropo} als in anderen Regionen der Tropen, in den Gebieten (4), (5) und (9) erhöhte Werte und bei Gebiet (8) ist das Verhalten uneinheitlich. Gebiet (9) wird im Unterkapitel 6.3 noch detailliert diskutiert.

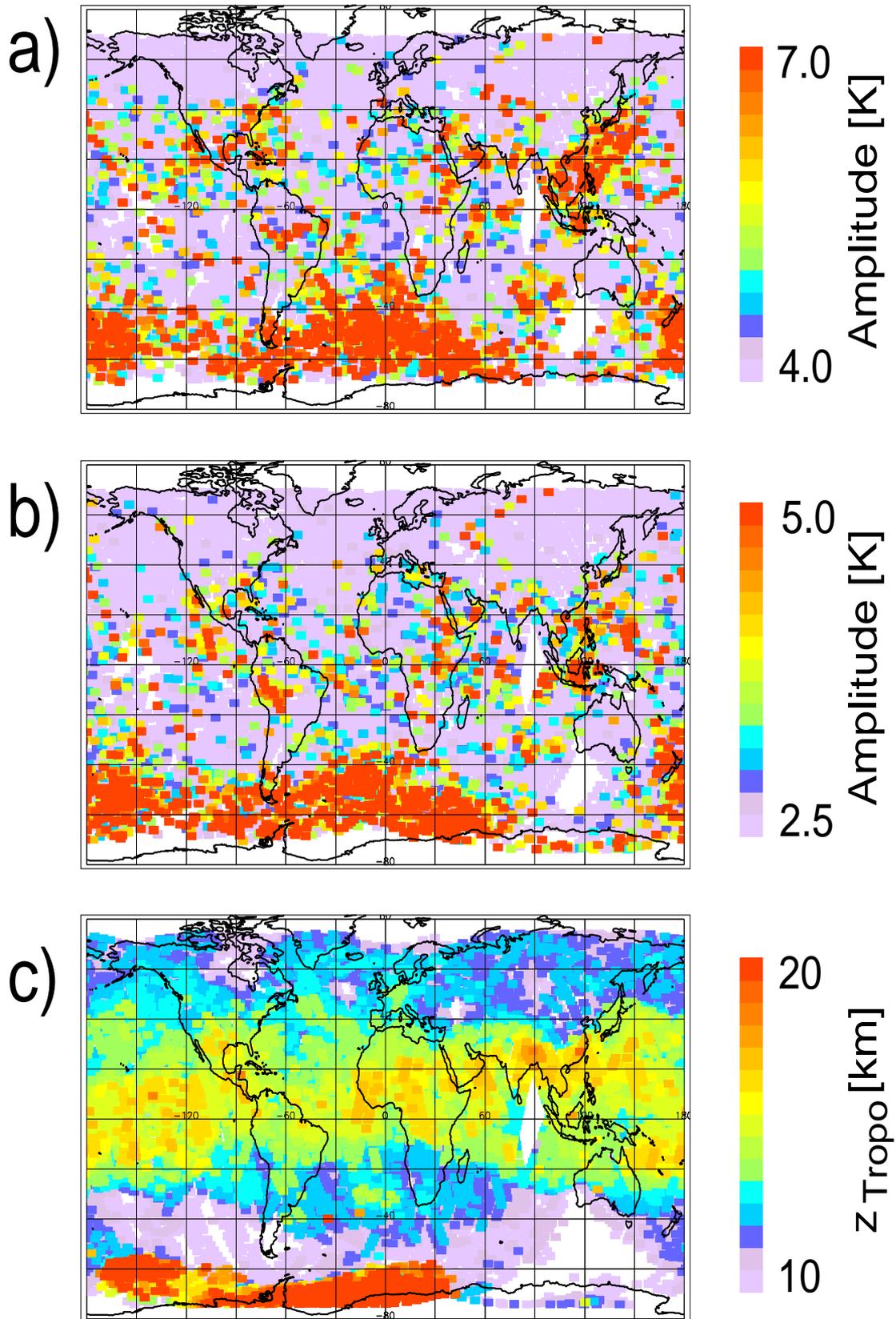


Abbildung 41: Globale Karten der Schwerewellen-Aktivität bei 35 km Höhe (a) und bei 25 km Höhe (b) sowie der Proxy der Tropopausenhöhe (c). Gezeigt sind Daten der Tage 222 und 223.

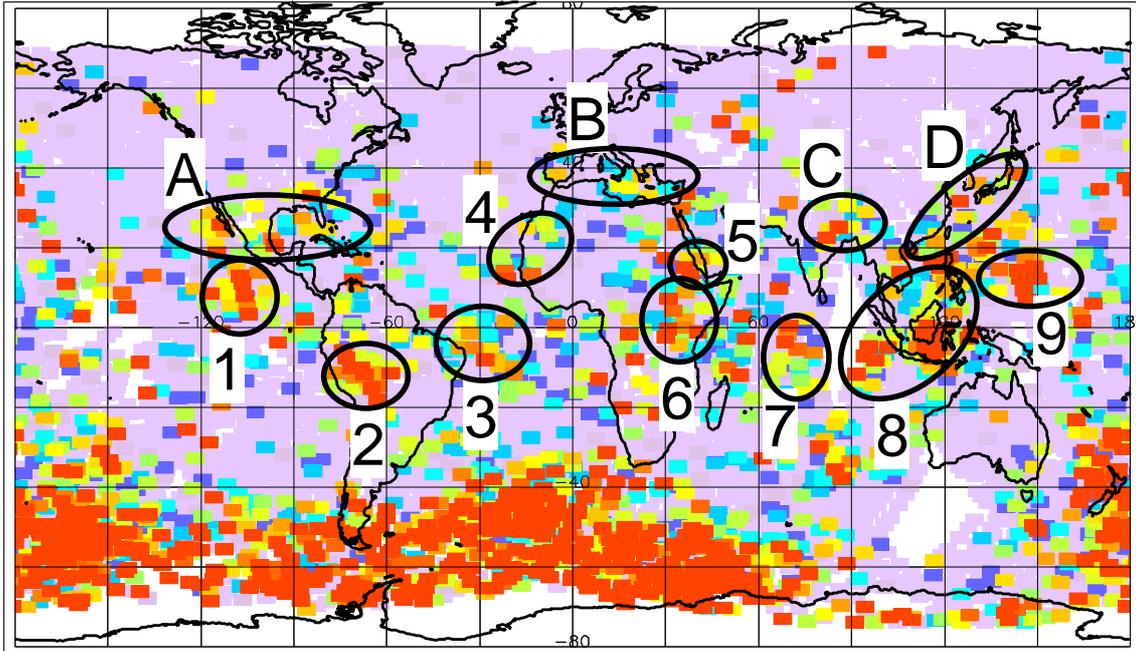


Abbildung 42: Gebiete hoher Schwerewellenaktivität während CRISTA-2. Karte wie Abb. 41b.

In den Subtropen dagegen kann man einen Zusammenhang zwischen dem Tropopausen-Proxy und der Schwerewellen-Aktivität erkennen. Gebiete erhöhter Schwerewellen-Aktivität finden sich hier: Östlich von Kalifornien, über dem Golf von Mexiko und Florida (A), über dem Mittelmeer (B), über Nepal (C) und östlich der chinesisch-japanischen Küste (D). Insbesondere in den Regionen (A),(C) und (D) ist z_{Tropo} deutlich erhöht. Interessanterweise folgt die Tropopausen-Erhöhung in Region (D) der Küstenlinie. Das gleiche Verhalten zeigen auch die Schwerewellen-Aktivitäten bei 25 km und 35 km Höhe, und zwar die 35 km Werte noch ausgeprägter. Im folgenden wird die zeitliche Entwicklung in dieser Region im Missionsverlauf betrachtet. Gebiet (A) zeigt zwar hohe Werte von z_{Tropo} , allerdings stimmt die Feinstruktur nicht besonders gut überein: Die Schwerewellen-Aktivität findet sich besonders über See entlang der Küste, die hohen Werte von z_{Tropo} hauptsächlich im Landesinneren über Neu-Mexiko und Texas.

Diese Aussagen lassen sich auch durch Korrelationsanalysen quantifizieren. Allerdings sollte man grundsätzlich nicht erwarten, daß im selben Profil, für das man eine erhöhte Tropopause gemessen hat, auch eine erhöhte Schwerewellen-Aktivität gemessen wird. Dafür gibt es mehrere Gründe:

- Die Ausbreitungsrichtung einer Schwerewelle (nach oben) ist gegeben durch das Verhältnis der vertikalen zur horizontalen Gruppengeschwindigkeit

$$\left| \frac{C_g^z}{C_g^x} \right| = \left| \frac{\omega}{N} \right| = \left| \frac{\lambda_z}{\lambda_x} \right| < 1 . \quad (17)$$

Eine Schwerewelle breitet sich daher immer schräg in der Atmosphäre aus. Schon in

25 km Höhe kann die Schwerewelle damit ~ 100 km von der Quelle weggewandert sein.

- Die vertikale Gruppengeschwindigkeit $|c_g^z| = (N|k|)/m^2$ beträgt für eine vertikale Wellenlänge von $\lambda_z = 10$ km und $\lambda_x = 500$ km 2,4 km/h. Dies bedeutet, daß eine in 15 km angeregte Welle erst vier Stunden später die Beobachtungshöhe von 25 km erreicht. Da die Wolkentürme eine Lebensdauer von etwa vier Stunden haben [Pfister et al., 1993], wäre der anregende Wolkenturm gerade wieder zerfallen, wenn CRISTA die Schwerewelle mißt. Für längere Vertikal- bzw. kürzere Horizontal-Geschwindigkeiten sind die Phasengeschwindigkeiten allerdings höher.
- CRISTA muß die Schwerewelle nicht notwendigerweise oberhalb des Wolkenturmes messen. Nicht nur die Aufwärtsbewegung der Tropopause oberhalb des Turmes, sondern auch die Abwärtsbewegung um den Turm herum erzeugt Schwerewellen [Pfister et al., 1993]. Selbst wenn die Schwerewellen-Ausbreitung instantan und vertikal wäre, müßten die Schwerewellen also nicht zwingend über den Wolkentürmen beobachtet werden.

Es besteht aber die Hoffnung, daß Gebiete, in denen hohe Konvektion beobachtet wird, auch in unserem Proxy generell eine erhöhte Tropopause aufweisen. Dies gilt insbesondere, wenn es sich nicht um vereinzelte Gewittertürme, sondern um großräumige Strukturen (MCC=Mesoscale Convective Complex) handelt, in denen viele Gewittertürme miteinander koppeln. Die Daten wurden deshalb auf ein Gitter gebracht, indem alle Daten innerhalb eines Fensters von $\pm 3,5^\circ$ Breite und $\pm 7,5^\circ$ Länge um den zentralen Gitterpunkt gemittelt wurden. Außerdem wurden jeweils 48 h zusammengefaßt. Danach wurden die Gitterpunkte der Schwerewellen-Aktivität mit z_{Tropo} korreliert. Das Ergebnis für die Nordhemisphäre ist in Abb. 43 gezeigt. Es zeigt sich eine gute Korrelation mit einem Korrelationskoeffizienten von $R = 0,7$. Bei mehreren tausend statistisch unabhängigen Werten ist dies hoch signifikant.

Trotzdem läßt sich nicht sicher auf einen physikalischen Zusammenhang zwischen Konvektion und Schwerewellen-Aktivität schließen. Wie bereits in Kapitel 2 (Gleichung 4) erwähnt, führt die Abnahme der Corioliskraft zum Äquator hin zu einer Zunahme von langperiodischen Wellen bei niedrigen Breiten [Alexander et al., 2001]. Gleichzeitig steigt die Tropopausenhöhe an (siehe Abb. 38). Auch wenn kein Zusammenhang zwischen Konvektion und Schwerewellen-Aktivität bestünde, würde sich also eine Korrelation ergeben.

Enttrendet man die Daten mit dem (zonalen) Mittel aller Gitterpunkte derselben Breite, läßt sich dieser zusätzliche Einfluß vermeiden. Bereits der Vergleich der Weltkarten hat für die Äquatorregion keinen eindeutigen Zusammenhang zwischen Konvektion und Schwerewellen erkennen lassen. Dies wird durch die Korrelationsanalyse bestätigt. Eine moderate, aber signifikante Korrelation ergibt sich für den Bereich zwischen 15° N und 40° N (siehe Abb. 44). Der Korrelationskoeffizient beträgt $R = 0,36$, was einem Signifikanzniveau von deutlich mehr als 99,9% entspricht. Dieser Breitenbereich der nördlichen Subtropen enthält die Regionen

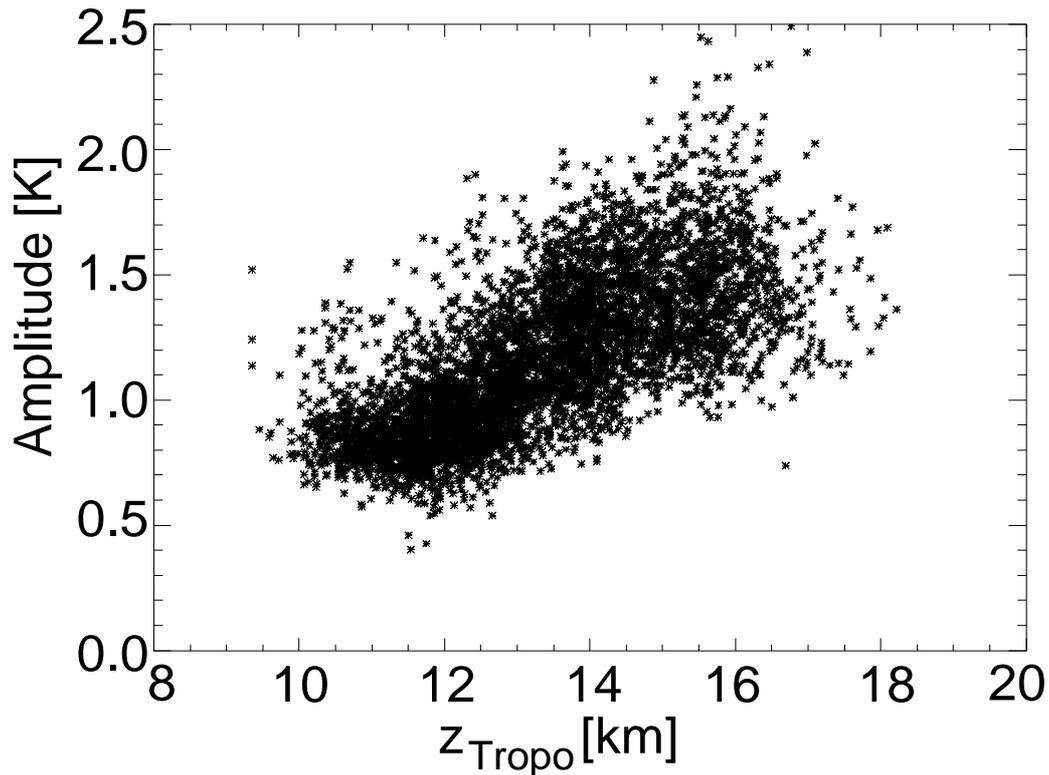


Abbildung 43: Vergleich zwischen gemessenen Schwerwellen-Amplituden und dem aus Wolkenoberkanten und Wasserdampfprofilen abgeleiteten Proxy für die Tropopausenhöhe. Die Werte stammen aus dem Breitenbereich vom Äquator bis 60° N. Der Korrelationskoeffizient ist $R = 0,7$ bei ~ 5000 dargestellten Werten.

um den Golf von Mexiko und östlich von Japan (Regionen (A) und (D)), die in Abb. 41 durch erhöhte Aktivität aufgefallen sind.

Es gibt aber noch weitere Indizien dafür, daß es sich bei den Schwerwellen in den Gebieten (A),(D) und (6, rotes Meer) um konvektiv erzeugte Schwerwellen handelt. Dazu betrachten wir von der National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA) bereitgestellte Meeresoberflächen-Temperaturen. Diese Daten sind eine Kombination von In-Situ-Messungen und Satellitendaten [Reynolds und Smith, 1994]. Der Wochenmittelwert für den Zeitraum des zweiten CRISTA Fluges ist in Abb. 45 dargestellt. Besonders hohe Temperaturen finden sich an der kalifornischen Küste und im Golf von Mexiko sowie in einem weiten Gebiet östlich der chinesisch-japanischen Küste. Diese sind durch eine warme Meeresströmung, den Kuro-Schio verursacht. Auch das rote Meer zeigt auffällig hohe Wassertemperaturen. Eine Korrelationsanalyse zonal enttrender Daten für die nördlichen Subtropen (15° N - 40° N) liefert ein vergleichbares Ergebnis wie Abb. 44 (Korrelationskoeffizient $R = 0,38$).

Gebiet (D) scheint also ein besonders guter Kandidat für konvektiv erzeugte Schwerwellen zu sein, wobei die hohe Meeresoberflächen-Temperatur ihrerseits die Konvektion antreibt. Bisher haben wir dies aber nur für eine Kombination aus den Tagen 222 und 223 gesehen. Wir vermuten, daß im wesentlichen die Meeresoberflächen-Temperatur die Konvektion an-

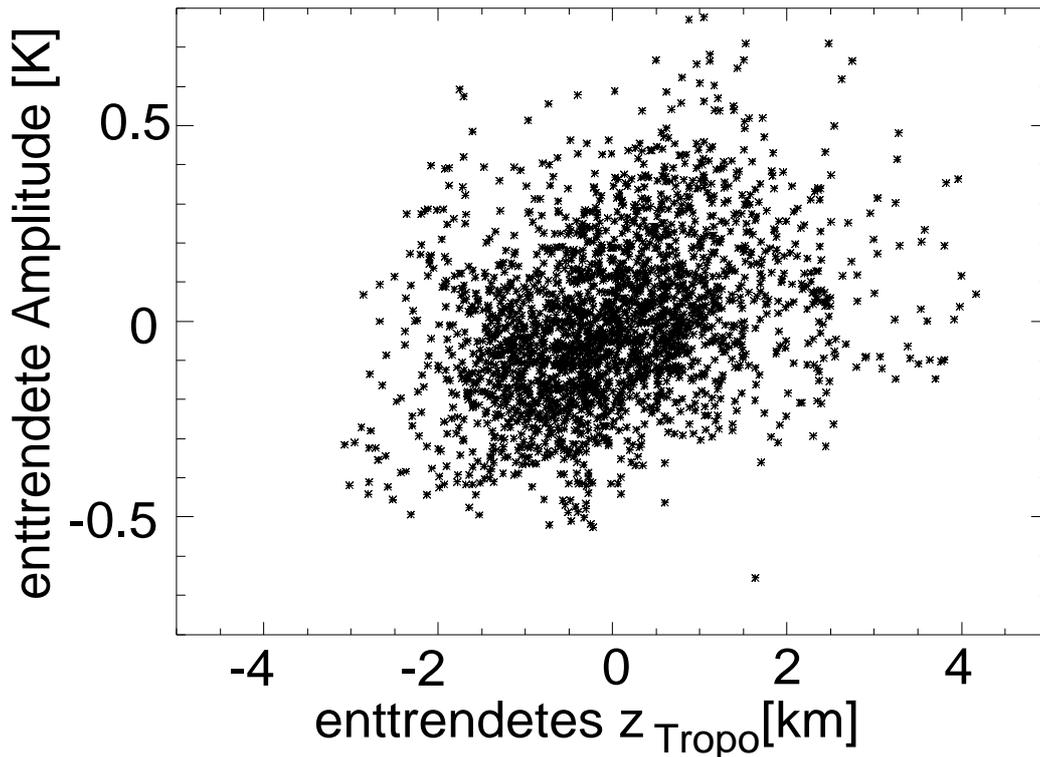


Abbildung 44: Vergleich zwischen zonal enttrenteten Schwerwellen-Amplituden und zonal enttrentetem Tropopausen-Proxy für Werte zwischen 15° N und 40° N. Der Korrelationskoeffizient beträgt $R = 0,36$.

treibt, die wiederum die Tropopause auslenkt und damit die Schwerwellen anregt. Man kann daher erwarten, daß dieses Muster die ganze Mission über vorhanden ist. Um dies zu überprüfen, betrachten wir die zeitliche Entwicklung des Tropopausen-Proxys und der Schwerwellen-Aktivität in Abb. 46. Die linke Spalte zeigt die Schwerwellen-Aktivität in 25 km Höhe, die rechte Spalte den Proxy für die Tropopausenhöhe in Gebiet D. Leider liegen für die beiden ersten Meßtage kaum Messungen in der dargestellten Region vor. Deshalb beginnt die Serie mit dem 10. August 1997 (Tag 222) und endet am 15. August (Tag 227). In den ersten drei Tagen ist sowohl in der Schwerwellen-Aktivität als auch in z_{Tropo} der Land-Seeübergang deutlich zu erkennen. Während der ersten beiden Missionstage findet sich ein Gebiet erhöhter Schwerwellenaktivität sowie hoher Werte von z_{Tropo} zwischen 80° Ost und 100° Ost (Gebiet C). Von Tag 225 an sind beide Größen zwischen 100° Ost und 120° Ost erhöht. Möglicherweise handelt es sich dabei um Gebiet C, das ostwärts gewandert ist, oder aber um neu aufkeimende Konvektion im indischen Monsun. Diese zusätzliche Konvektion und Schwerwellenaktivität verwischt den scharfen Land-See-Kontrast. Die hohe Konvektion über dem Kuro-Schio bleibt aber während der ganzen Mission erhalten. Da es also für die Region über dem Kuro-Schio mehrere Hinweise gibt, daß die beobachteten Schwerwellen tatsächlich Konvektion als Quelle haben, wird im folgenden diese Region weiter untersucht.

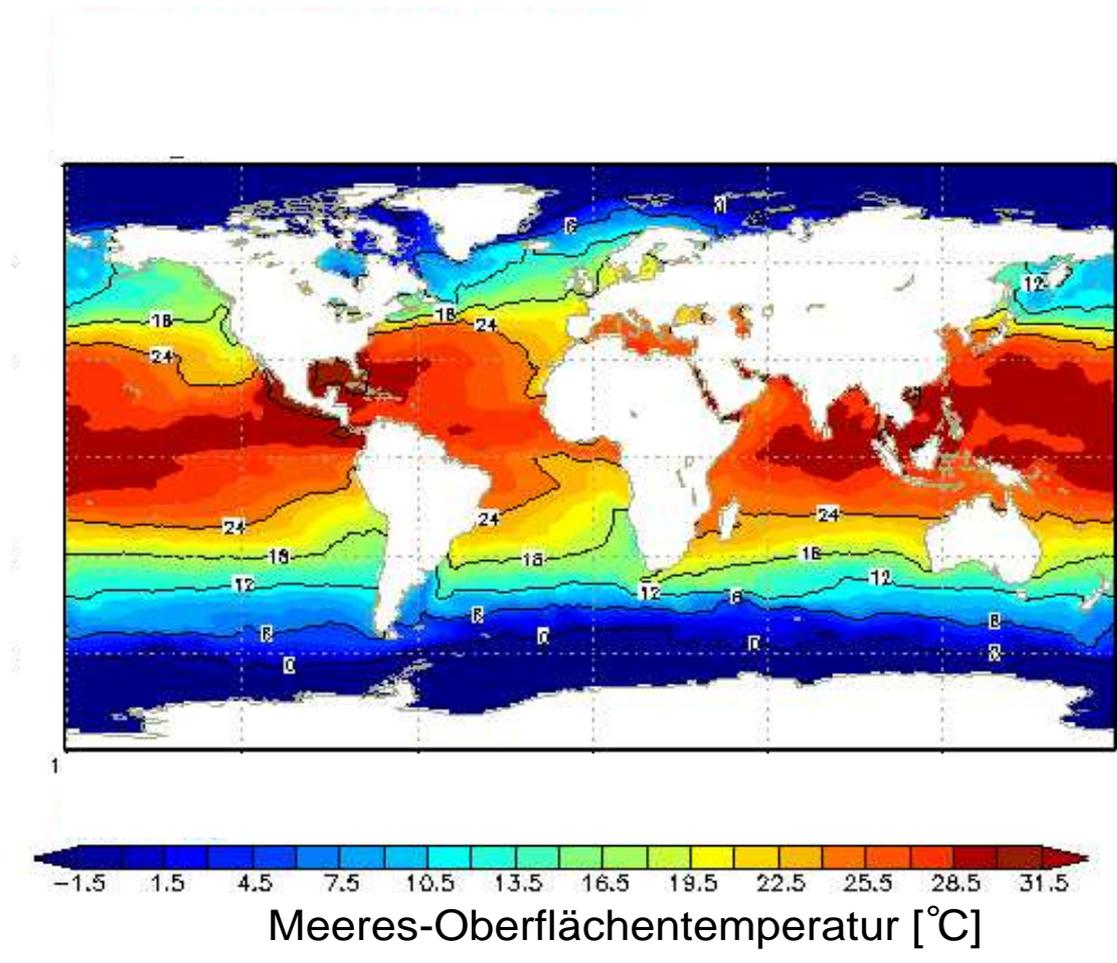


Abbildung 45: Globale Karte der Meeresoberflächen-Temperaturen (Reynolds-SST) nach NOAA.

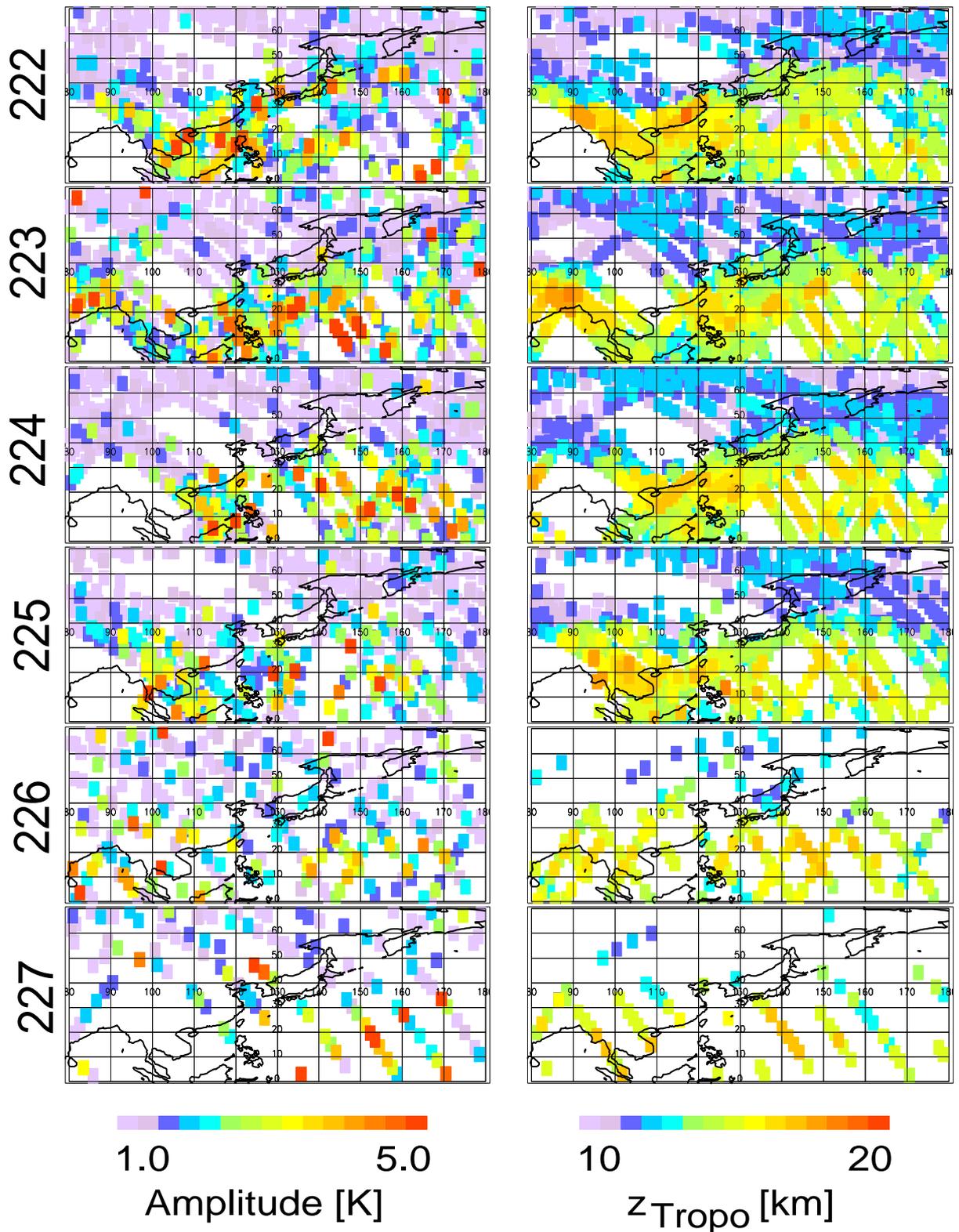


Abbildung 46: Schwerewellen-Amplituden bei 25 km Höhe (links) und der Tropopausen-Proxy (rechts) für eine Region über Süd- und Ostasien im Missionsüberblick. Gezeigt sind Daten der Tage 222 bis 227, 1997.

6.2 Phasengeschwindigkeit konvektiv erzeugter Schwerewellen

In Kapitel 5 wurde nach Gleichung 8 die theoretisch zu erwartende Wellenlänge von Leewellen aus UKMO- und CRISTA-Daten berechnet und graphisch mit den tatsächlich gemessenen Wellenlängen verglichen (siehe z.B. Abb. 27 und 28). Mit Hilfe dieser Vergleiche ließ sich verifizieren, daß es sich bei den gemessenen Wellen tatsächlich um Leewellen handelt. Für Leewellen ist die horizontale Phasengeschwindigkeit c relativ zum Boden Null. Unter Berücksichtigung einer von Null verschiedenen horizontalen Phasengeschwindigkeit c geht Gleichung 8 von $\lambda_z = 2\pi u/N$ über in:

$$\lambda_z = 2\pi(c - u)/N \quad (18)$$

Die hierbei verwendete Näherung für Wellen mit $\beta \ll \omega \ll N$ (midfrequency approximation, siehe Kapitel 2) wird im Zusammenhang mit der horizontalen Wellenlänge weiter unten in diesem Kapitel diskutiert. Schwerewellen, die dem Wind entgegenlaufen, haben nach Gleichung 18 eine längere vertikale Wellenlänge, und die Linien gleicher Phasengeschwindigkeit relativ zum Boden laufen in einem Graphen, der die gemessene Wellenlänge mit der theoretischen Leewellen-Wellenlänge (Gleichung 18, $c=0$) vergleicht, parallel zur Winkelhalbierenden. Ein solches Vergleichsdiagramm für die Region von 90° E bis 170° E und von 20° N bis 40° N (Region D in Abb. 42) ist in Abb. 47a dargestellt. Eingezeichnet sind nur die Werte der ersten Komponente der MEM/HA. Einige der Punkte liegen nahe der Winkelhalbierenden und wären innerhalb eines Fehlers von etwa 25% mit einer Phasengeschwindigkeit $c = 0$ verträglich. Viele Punkte haben aber deutlich längere Wellenlängen.

Unter der Annahme, daß die Wellen sich gegen den Wind ausbreiten, lassen sich Phasengeschwindigkeiten aus Abb. 47a ableiten. Diese Annahme wird durch die Windmodulation von Schwerewellen motiviert, die bereits im Zusammenhang mit den hohen Amplituden im südpolaren Vortex in Abb. 41 diskutiert wurde. Die Windmodulation verstärkt nur Wellen, die sich in etwa gegen die Windrichtung ausbreiten. Wellen die sich quer zum Wind ausbreiten, bleiben unbeeinflusst, und Wellen, die mit dem Wind laufen, werden sogar abgeschwächt. Im wesentlichen sollten die Messungen also das Spektrum von Wellen wiedergeben, die dem Wind entgegengerichtet sind. Ohne diese vereinfachende Annahme kann man nur mit Hilfe komplizierter Modelle Aussagen über die Phasengeschwindigkeit machen.

In Abb. 47a ist die Amplitude der Wellen nicht berücksichtigt. Diese geht in Abb. 47b ein, die die Summe der Amplituden-Quadrate von Schwerewellen für Intervalle von je 10 ms^{-1} Phasengeschwindigkeit zeigt. Das Maximum der Verteilung ist auf 1 normiert. Es wurden Amplituden-Quadrate aufgetragen, da sowohl Impuls als auch Energie von Schwerewellen proportional zum Quadrat der Amplitude sind (Siehe Kapitel 2). Abbildung 47b entspricht einem Spektrum der Phasengeschwindigkeit. Die gestrichelte Linie gibt die Werte der zweiten Komponente der MEM/HA (siehe Abb. 17), die punktierte Linie die Werte der ersten Komponente wieder. Es zeigt sich, daß das Maximum der Amplitudenquadrate zwischen 15 ms^{-1} und 35 ms^{-1} Phasengeschwindigkeit liegt, wobei auch Wellen mit mehr als 40 ms^{-1}

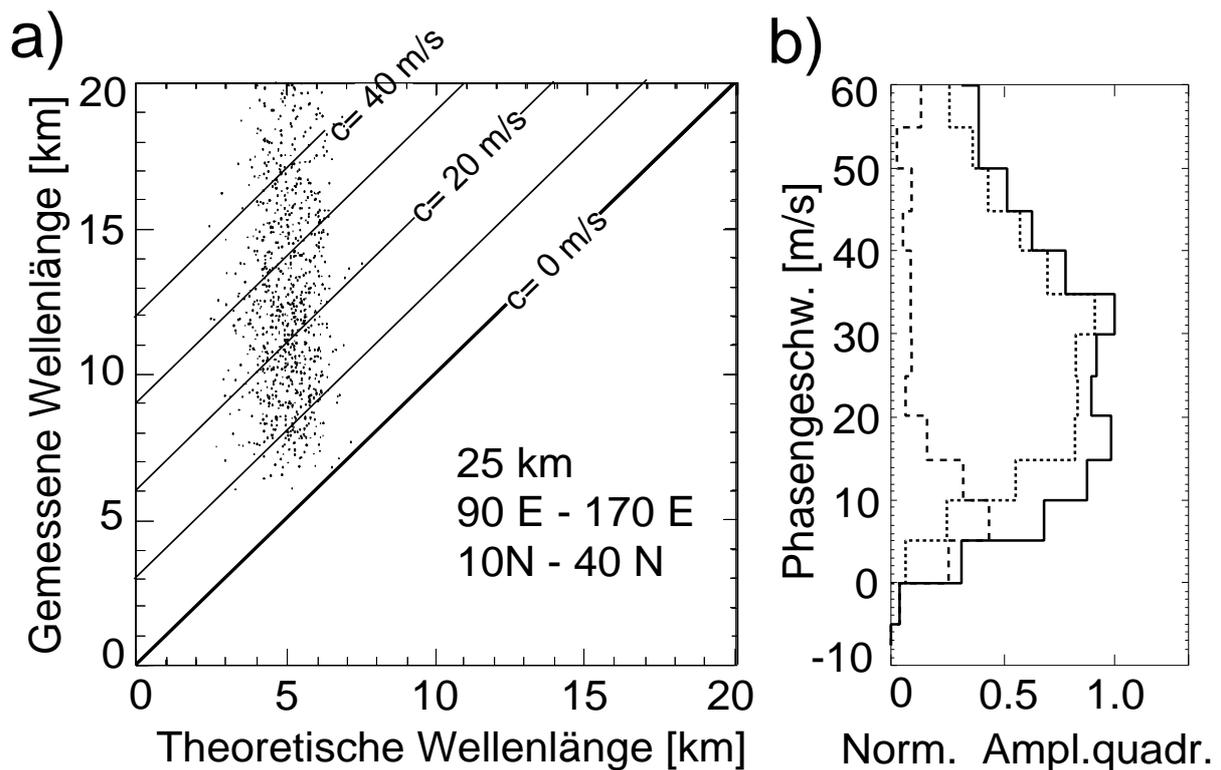


Abbildung 47: Vergleich von gemessener Wellenlänge mit der theoretisch erwarteter Leewellen-Wellenlänge (a) und daraus abgeleitetes Spektrum der Phasengeschwindigkeit (b). Für Einzelheiten siehe Text.

noch stark vertreten sind.

Abbildung 48 vergleicht das Ergebnis für Region D (Abb. 47b) mit Spektren über Region A (15° N bis 35° N und 80° W bis 120° W) und in den Tropen (15° S – 15° N , alle Längen). Die beiden subtropischen Regionen zeigen eine sehr ähnliche Verteilung; das Spektrum in der Äquatorregion hingegen scheint zu hohen Phasengeschwindigkeiten verschoben: Auch Phasengeschwindigkeiten bis 80 ms^{-1} sind stark vertreten. Abbildung 48 zeigt also, daß es regionale Unterschiede in der Phasengeschwindigkeit der beobachteten Schwerewellen gibt, und daß diese von der Breite abzuhängen scheinen. Unterschiede zwischen den Spektren bei sehr kleinen Phasengeschwindigkeiten sind allerdings nicht real: Der geringe Anteil der kleinen Phasengeschwindigkeiten in den Tropen ist durch die verschwindende Empfindlichkeit von CRISTA bei kleinen Vertikal-Wellenlängen verursacht. Eine weitere Schwierigkeit beim Vergleich der Spektren stellt die Anwendung des Korrekturfaktors dar. Wie bereits in Kapitel 3.4 diskutiert, werden die Tropen überkorrigiert. Dort haben also die Wellen mit großen λ_z zu hohe Amplituden. Der Unterschied bei hohen Phasengeschwindigkeiten zwischen Tropen und Subtropen ist daher in Abb. 48 größer als in Realität. Beim Vergleich der abgeleiteten Verteilungen untereinander oder mit Modellspektren sollte man stets berücksichtigen, daß sie unter der Annahme einer zweidimensionalen Geometrie berechnet wurden, d.h. daß sich die Welle gegen den Wind ausbreitet. Solange die Windgeschwindigkeit klein

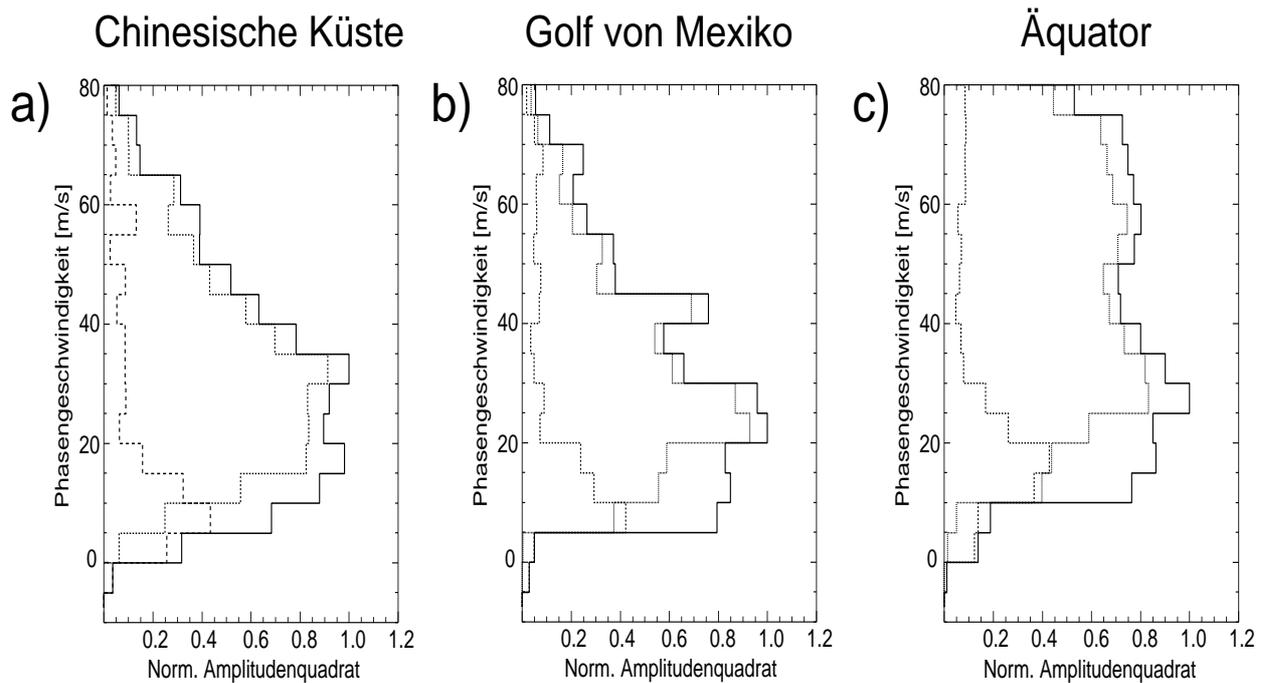


Abbildung 48: Vergleich von Spektren der Phasengeschwindigkeit. Die Teilbilder a und b zeigen Spektren der beiden subtropischen Regionen D und A (siehe Abb. 42), Teilbild c die Verteilung für die Tropen.

ist – wie in den Tropen und Subtropen bei niedrigen Höhen – sind die dadurch verursachten Fehler aber vermutlich klein.

Es gibt eine Anzahl von Modellen, wie Konvektion Schwerewellen anregen kann. Diese basieren auf unterschiedlichen physikalischen Prozessen und resultieren in deutlich verschiedenen Zeit und Längenskalen der erzeugten Schwerewellen:

Mechanischer Oszillator: *Pandya und Alexander* [1999], *Piani et al.* [2000], *Alexander et al.* [1995] und eine Reihe weiterer Studien untersuchen Wellen, die dadurch angeregt werden, daß das Konvektions-System mit einer Frequenz nahe der troposphärischen Brunt-Väissälä-Frequenz schwingt. Diese entspricht etwa 15 Minuten Periodendauer. Dieses Modell wird meist als mechanischer Oszillator (mechanical oscillator) bezeichnet und geht ursprünglich auf *Fovell et al.* [1992] zurück.

“Moving Mountain”: *Pfister et al.* [1993] haben ein Modell entwickelt, in dem der Aufwärtstransport über dem Konvektions-System die Tropopause nach oben und der Abwärtstransport um den Wolkenturm herum die Tropopause nach unten auslenkt. In dieser Vorstellung hat man an der Tropopause ein sich aufbauendes und, wenn der Wolkenturm in sich zusammenfällt, wieder abbauendes Berg-Talsystem. Insbesondere ist die Vertikalbewegung des “Moving Mountain” wichtiger als die Horizontalbewegung. Die dominante Periodendauer τ ist durch die Lebensdauer des Wolkenturms gegeben und von der Größenordnung weniger Stunden.

Tagesgang: *Clark* [1999] untersucht den Tagesgang in der Konvektion. In den Tropen

und Subtropen werden Regenfälle meist zu festen Tageszeiten beobachtet. Im globalen Maßstab führt dies zur Anregung von Gezeitenwellen [Oberheide, 2000]. Regional können so Schwerewellen mit Periodendauern τ nahe 24 h erzeugt werden.

Die Phasengeschwindigkeit mit Bezug zum Boden ist durch die Beziehung $c = \lambda_x/\tau$ definiert. Da die beobachteten Wellen eine typische Phasengeschwindigkeit von etwa $c = 30 \text{ ms}^{-1}$ haben (Abb. 48), führen die Periodendauern in diesen Modellen auf entsprechende horizontale Wellenlängen, wie z.B. Abbildung 49 zeigt. Für eine Phasengeschwindigkeit von 30 ms^{-1} sind dort die entsprechenden Paare von Periodendauer und horizontaler Wellenlänge angegeben. Die verschiedenen Kreuze entsprechen:

- (1) der stratosphärischen Brunt-Väissälä-Frequenz, also der höchsten Frequenz, die eine stratosphärische Schwerewelle haben kann,
- (2) der troposphärischen Brunt-Väissälä-Frequenz (mechanischer Oszillator),
- (3) der Lebensdauer eines Wolkenturms (Sich-bewegender Berg) und
- (4) dem Tagesgang.

Die Horizontalwellenlänge der Wellen, die durch Schwingungen des Konvektions-Systems erzeugt werden (2), ist kürzer als 50 km, und damit sind diese Wellen wahrscheinlich selbst unter günstigen Blickwinkeln nicht zu sehen. Wellen mit Periodendauern um 4 h (3) haben wenige hundert Kilometer Wellenlänge und sollten daher von CRISTA gut zu messen sein. Wellen die durch den Tagesgang angeregt werden haben sehr große Wellenlängen um 3000 km. In diesem Fall muß überprüft werden, ob die Vernachlässigung der Erddrehung noch gerechtfertigt ist.

Abbildung 49 zeigt, daß wir auf den Entstehungsprozeß der beobachteten Wellen zurück-schließen können, wenn wir die horizontale Wellenlänge bestimmen. Dies muß nicht sehr genau sein, da die unterschiedlichen Zeit- und Wellenlängenskalen jeweils fast eine Größenordnung auseinanderliegen (Abb. 49). Zur Bestimmung der horizontalen Wellenlänge betrachten wir die Phasen aus der MEM/HA Analyse auf einer festen Höhe. Abbildung 50 zeigt die Phasen und Amplituden der Schwerewellen um Japan (zur Konvention der Phasendarstellung siehe Abb. 23). Die Daten wurden am 11. August gemessen. Nur aufsteigende Orbitäste sind dargestellt. Entlang der Spuren zeigen sich starke Amplitudenschwankungen, und Phasen drehen sich häufig von Profil zu Profil innerhalb einer Spur um 180° . Ein Beispiel dafür sind die Profile 2 und 3 in der markierten Serie in Abb. 50. Da der Profilabstand 250 km beträgt, bedeutet dies eine Horizontal-Wellenlänge von höchstens 500 km (siehe auch Kapitel 5, Abb. 23 und 24). Dies ist eine Obergrenze der Wellenlänge. Da sich keine großräumige Wellenstruktur zeigt, ist es bei aufeinanderfolgenden Profilen ohne erkennbare Phasenänderung (Profile 1 und 2, sowie 3 und 4) wahrscheinlicher, daß eine Phasendrehung um 360° als um 0° vorliegt.

In dieser “Ein-Wellen-Näherung” betragen also in dieser Region die Wellenlängen der beobachteten Wellen wenige hundert Kilometer. Allerdings ist die “Ein-Wellen-Näherung” der einfachste Fall. Alternativ kann man annehmen, daß mehrere Wellen überlagert sind,

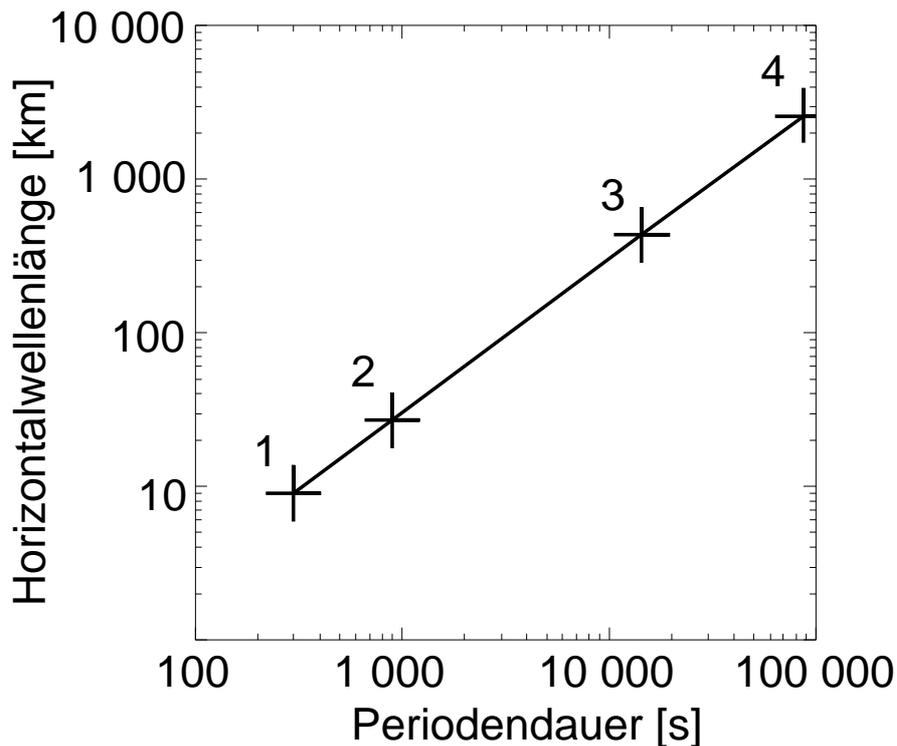


Abbildung 49: Zusammenhang von Periodendauer und Horizontalwellenlänge für eine Phasengeschwindigkeit von 30 ms^{-1} . Periodendauern, die für die unterschiedlichen Quellprozesse von Schwerewellen typisch sind, betragen 15 min (2), 4 h (3) und 24 h (4). Die kürzeste Periodendauer, die stratosphärische Schwerewellen überhaupt haben können, beträgt 5 min (1).

oder daß die einzelnen Wellen (“Wellenpakete”) eine horizontale Ausdehnung haben, die kleiner ist als der Profilabstand. Der zweite Fall führt auch auf eine kurze horizontale Wellenlänge, da die Vorstellung eines “Wellenpakets”, dessen Ausdehnung kleiner ist als die Wellenlänge, nicht sinnvoll ist. Die Überlagerung mehrerer Wellen ist schwieriger zu diskutieren. Die MEM/HA trennt die verschiedenen Vertikalkomponenten. In Empfindlichkeitsstudien wurde gezeigt, daß auf diese Weise ein Wellenfeld mit zwei Wellenkomponenten unterschiedlicher horizontaler und vertikaler Wellenlänge in diese beiden Wellenkomponenten zerlegt werden kann. Insbesondere wenn eine ausgeprägte große Welle vorhanden ist, sollte diese auch sichtbar werden. (Auch das Fallbeispiel im folgenden Unterkapitel wurde auf diese Weise entdeckt.) Es ist also auch unter der Annahme einer Überlagerung mehrerer Wellen am wahrscheinlichsten, daß Wellen mit kurzen Horizontal-Wellenlängen führend sind. Diese Wellen sind daher sehr wahrscheinlich durch Aufbau und Zerfall von Konvektionstürmen entstanden. Ein ähnliches Ergebnis findet man, wenn man die Region über Malaysia untersucht [Preusse et al., 2001c].

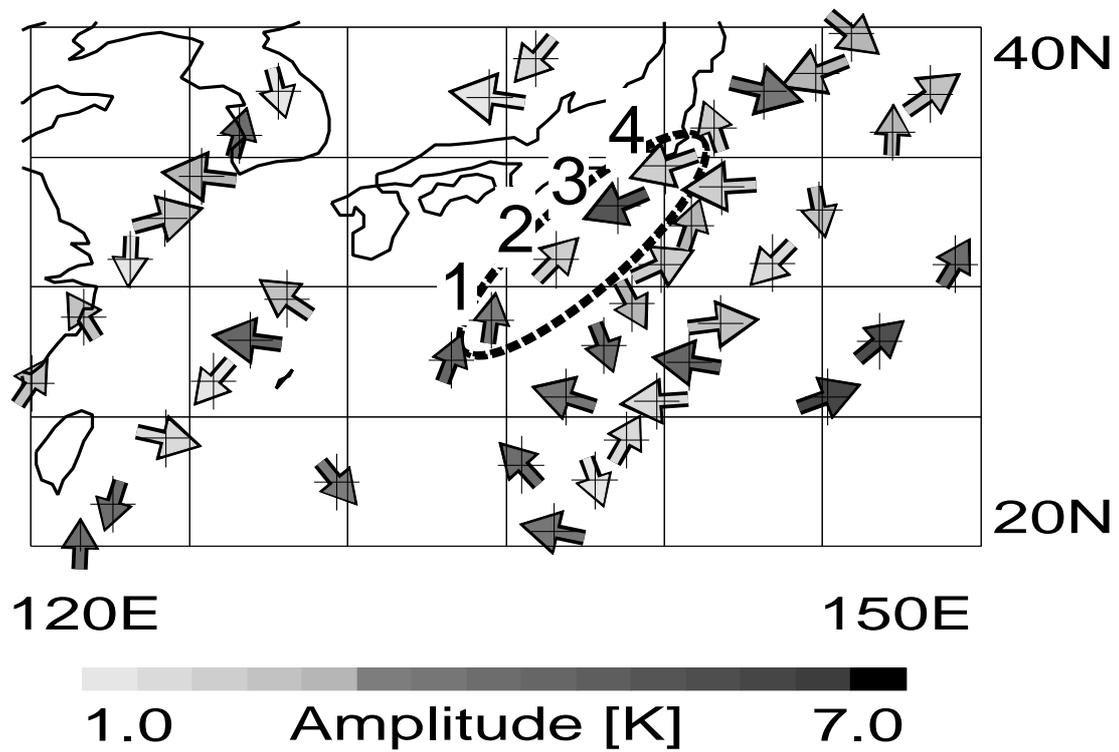


Abbildung 50: Phasen der MEM/HA Analyse bei 30 km Höhe in der Region um Japan, gemessen an Tag 223 (11. August). Nur aufsteigende Orbitäste sind gezeigt.

6.3 Eine großskalige Schwerewelle über dem Taifun “Winnie”

Ein völlig anderes Bild ergibt sich für eine Region im Westpazifik (Region 9 in Abb. 42): In Abb. 51 ist die Schwerewellen-Aktivität über dem Indonesien, Japan und dem Westpazifik, gemessen an den Tagen 222 und 223, dargestellt. Die vom AVHRR im Nadir gemessene Infrarotstrahlung (OLR=Outgoing Longwave Radiation) für den Tag 222 ist in Form von Konturlinien ebenfalls eingezeichnet. Niedrige Werte in der OLR bedeuten, daß das Instrument auf eine kalte Wolke geschaut hat. Da in der Troposphäre die Temperatur mit der Höhe abnimmt, ist die Temperatur umso niedriger je höher die Wolke ist. Bei 145° Ost und 15° Nord korreliert ein Gebiet besonders hoher Schwerewellen-Aktivität mit einer Region besonders kalter und hoher Wolken. Diese sind die Signatur des Taifuns Winnie, der im weiteren Verlauf der CRISTA-Mission nordwestwärts gelaufen ist, dabei schwächer wurde und südlich von Shanghai auf die chinesische Küste traf.

Für aufsteigende und absteigende Orbitäste getrennt durchgeführte Phasenanalysen für die Region 5° Nord bis 25° Nord und 140° Ost bis 170° Ost zeigen, daß in dieser Region eine großskalige Welle mit 24 h Periodendauer beobachtet wurde. Diese soll im folgenden detailliert diskutiert werden. Da die Datendichte in dieser Region gering ist, werden im folgenden die Daten der Tage 222 und 223 kombiniert. Ein Höhen-Längenquerschnitt der Kalman-entrendeten Temperaturen in dieser Region mit einer Auflösung von 3 ° Länge ist in Abb. 52 dargestellt. Das obere Teilbild gibt die absteigenden, das untere die aufsteigenden Orbitäste wieder. Zwischen 20 km und 45 km Höhe findet sich eine kohärente Wellenstruktur. In die Graphik sind die ungefähre Lage der Warmphasen als durchgezogene und die der Kaltphasen als strichlierte Linien eingezeichnet. Die absteigenden Orbitäste sind mit etwa 12 h Zeitversatz gemessen. In dieses Bild wurde die Lage der Warm- und Kaltphasen aus den absteigenden Orbitästen übernommen. Bis auf die Lage der obersten Linie finden wir nun Kaltphasen, wo im oberen Teilbild Warmphasen beobachtet wurden, und umgekehrt. Es handelt sich also um eine Welle mit 24 h oder 8 h Periodendauer. (Theoretisch ist auch eine Periodendauer von knapp 5 h bzw. höhere ungradzahlige Harmonische möglich. Dann wäre es aber sehr unwahrscheinlich, daß sich über verschiedene Orbits und mehrere Tage ein konsistentes Bild ergäbe.)

In Abbildung 53 sind allein diese Phasenlinien eingezeichnet. Aus ihnen lassen sich die vertikale und horizontale Wellenlänge ablesen. Die horizontale Wellenlänge beträgt $\lambda_x = 30^\circ = 3200$ km, die vertikale Wellenlänge etwa $\lambda_z = 18$ km. Mit einer Periodendauer von 24 h erhält man eine Phasengeschwindigkeit von $c_\phi^x = \lambda_x/\tau = 37$ ms⁻¹ relativ zum Boden. Bei der großen horizontalen Wellenlänge kann man selbst in niedrigen Breiten die Coriolis-Kraft nicht ohne Überprüfung vernachlässigen. Abbildung 54 zeigt die vertikale Wellenlänge in Abhängigkeit von der horizontalen Wellenlänge für verschiedene intrinsische Phasengeschwindigkeiten (Gleichung 5). Zwischen 50 ms⁻¹ und 64 ms⁻¹ ist die Phasengeschwindigkeit in Stufen von 2 ms⁻¹ eingezeichnet. Die beiden strichlierten Linien bei $\lambda_x = 3200$ km und $\lambda_z = 18$ km geben die Werte an, die aus Abb. 53 für die Welle bestimmt

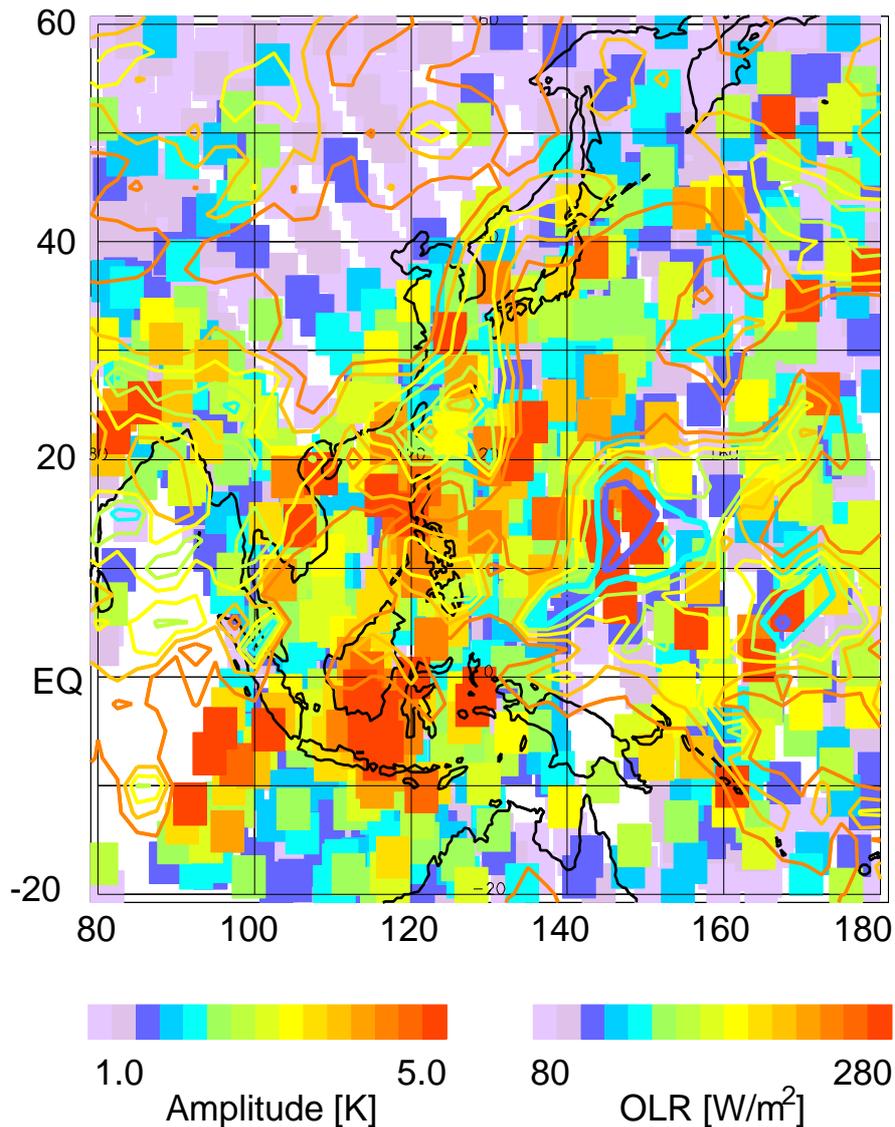


Abbildung 51: Karte von Schwerewellen und OLR im Bereich von 80° West bis 180° West und 20° Süd bis 60° Nord.. Die Rechtecke zeigen von CRISTA gemessene Schwerewellen-Amplituden an, die Konturlinien geben die OLR wieder. Von besonderem Interesse sind zwei Strukturen niedriger OLR bei 150° Ost und 15° Nord und bei 170° Ost und 5° Nord.

wurden. Die Linien kreuzen sich nahe der 60 ms^{-1} Kurve, die fett eingezeichnet ist. Um diese intrinsische Phasengeschwindigkeit mit der Phasengeschwindigkeit relativ zum Boden vergleichen zu können, benötigen wir das Höhenprofil des Hintergrundwindes, das in Abb. 55 dargestellt ist. Die Phasenfronten der Welle verlaufen etwa in Nord-Süd-Richtung. Deshalb betrachten wir nur die Zonalkomponente des Windes. Im interessierenden Höhenbereich zwischen 25 km und 45 km Höhe findet sich ein Ostwind von etwa 30 ms^{-1} . Wenn die Welle an der Tropopause angeregt wird, läuft der Energietransport von unten nach oben. Dies bedeutet aber bei einer Schwerewelle, daß die Phasengeschwindigkeit abwärts läuft. Aus

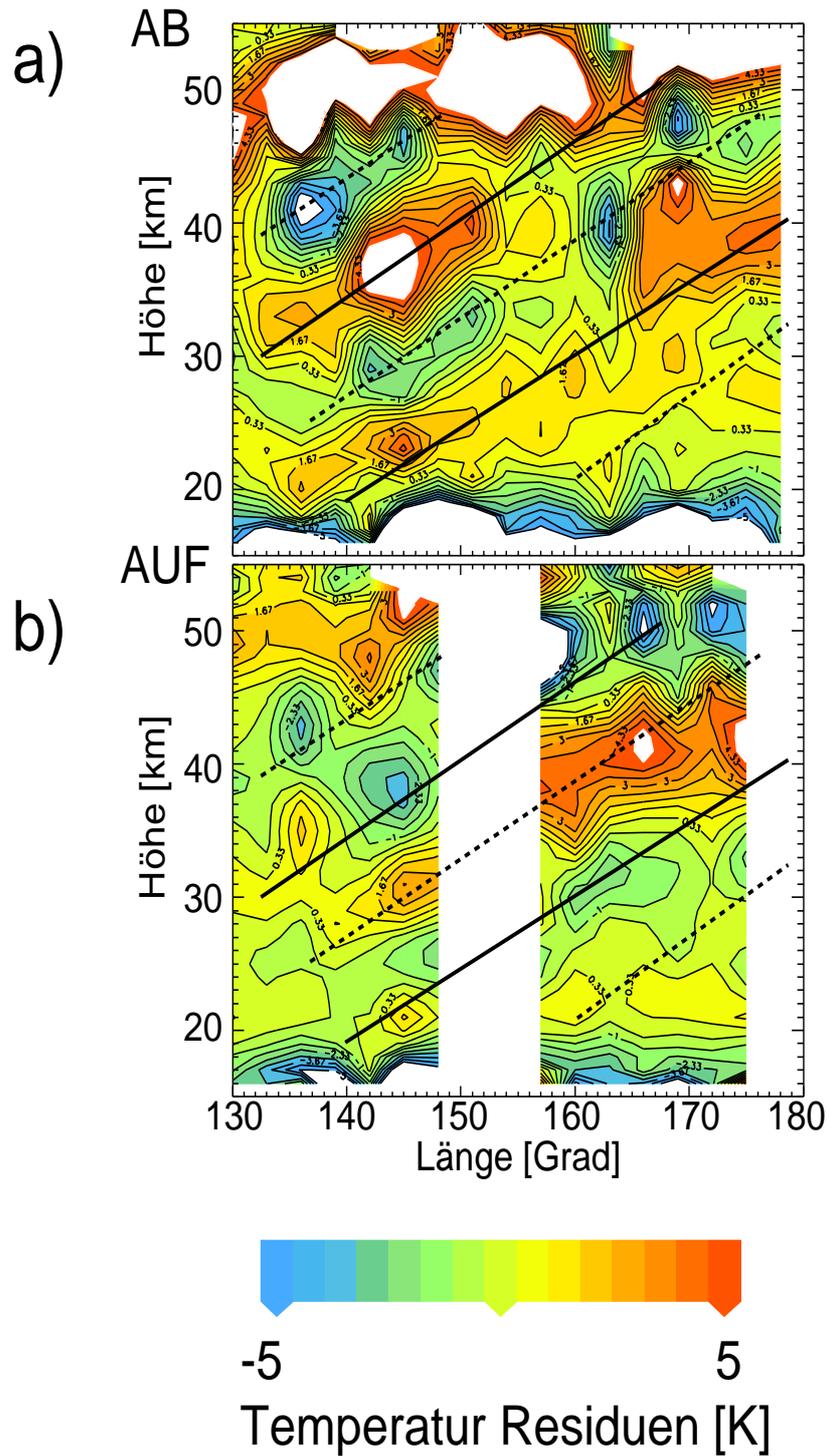


Abbildung 52: Höhen-Längen-Querschnitt der Temperaturresiduen zwischen 10° N und 20° N. Das obere Teilbild wurde aus Daten der absteigenden, das untere Teilbild aus Daten der aufsteigenden Orbitäste berechnet. Die eingezeichneten durchgezogenen und strichlierten Linien im unteren Bild folgen den Warm- und Kaltphasen im oberen Teilbild.

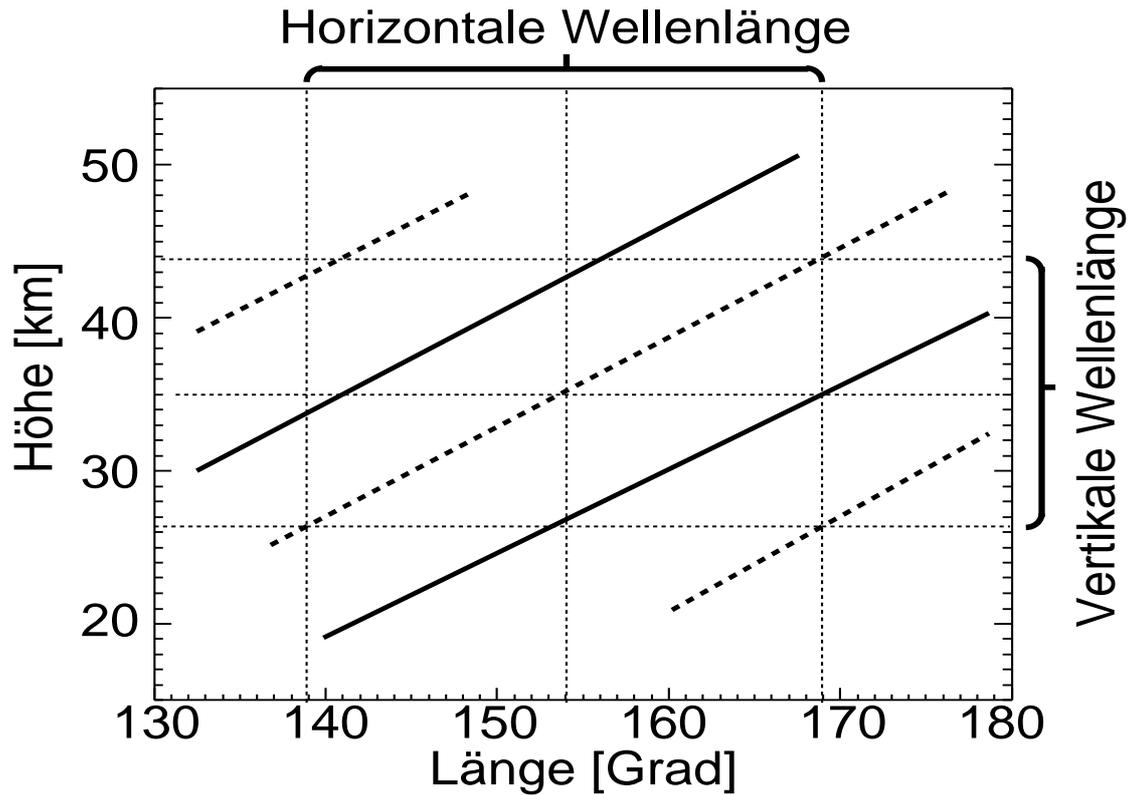


Abbildung 53: Darstellung der in Abb. 52 bestimmten Phasen. Die horizontale Wellenlänge beträgt etwa $\lambda_x = 3200$ km und die vertikale Wellenlänge $\lambda_z = 18$ km.

Abb. 53 folgt dann, daß die Welle ostwärts läuft, also dem Wind entgegen. Hintergrund-Wind und Phasengeschwindigkeit zum Boden addieren sich damit zu einer intrinsischen Phasengeschwindigkeit von $c_{\phi, \text{intrins.}}^x = 67 \text{ ms}^{-1}$. Dies stimmt auf 10 % mit der aus der Dispersionsrelation bestimmten intrinsischen Phasengeschwindigkeit überein. Dies ist ein sehr gutes Ergebnis, da sowohl die Periodendauer als auch die UKMO-Windgeschwindigkeit fehlerbehaftet sind und da aufgrund der relativ geringen Datendichte im Beobachtungsgebiet die horizontale Ausbreitungsrichtung nur ungefähr bestimmt werden kann.

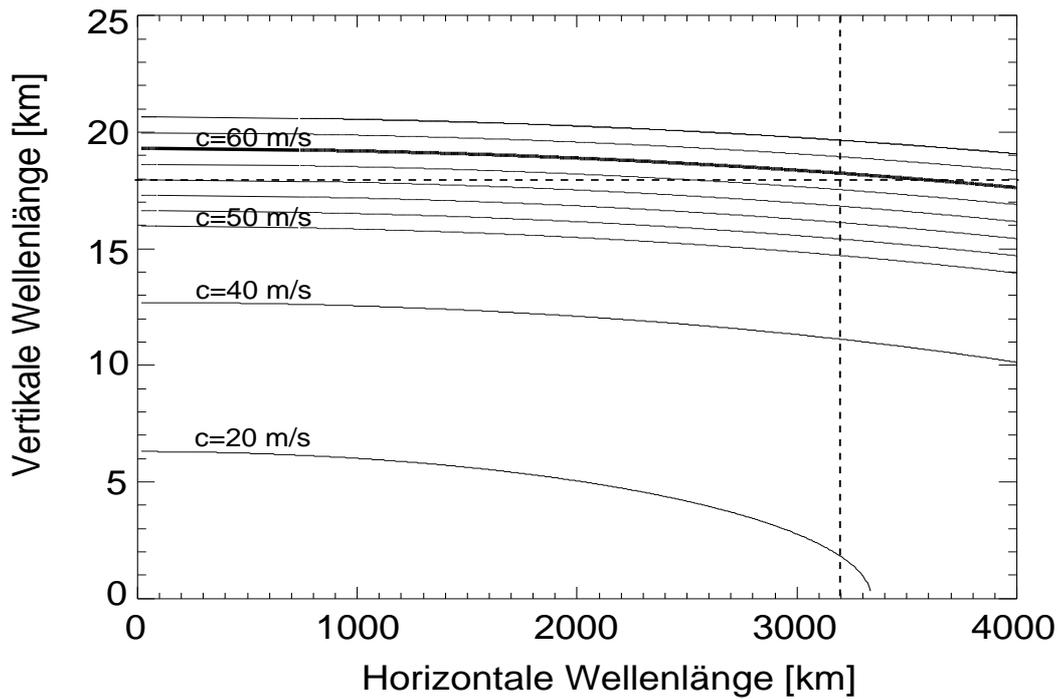


Abbildung 54: Vertikale Wellenlänge in Abhängigkeit von der horizontalen Wellenlänge für ausgewählte Werte der intrinsischen Phasengeschwindigkeit. Die Werte wurden unter Berücksichtigung der Erddrehung berechnet.

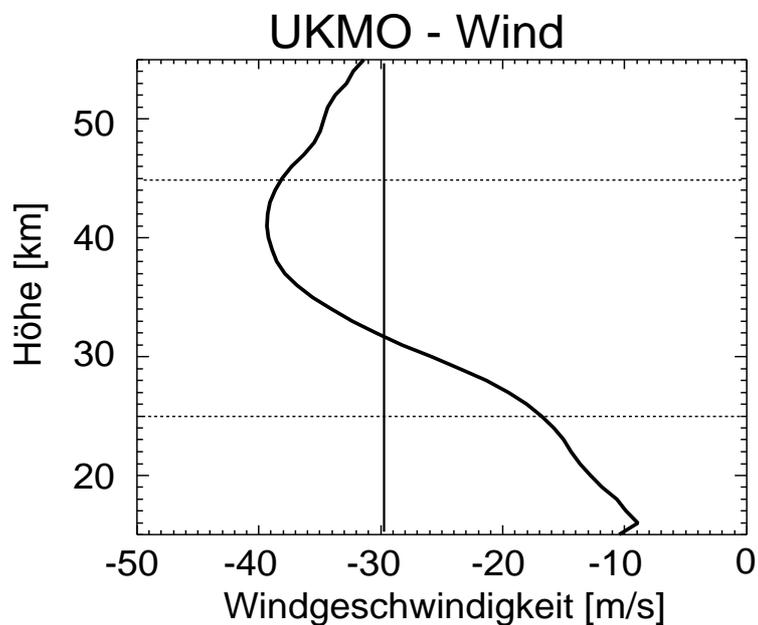


Abbildung 55: Höhenprofil der Zonalkomponente des Hintergrundwindes für die Region des in Abb. 52 gezeigten Höhen-Längen-Querschnitts nach UKMO-Daten. Im interessierenden Höhenbereich findet sich ein Ostwind von etwa 30 ms^{-1} .

Winnie als “Moving Mountain”

Die prinzipielle Idee des Modells eines “Moving Mountain” [Pfister *et al.*, 1993] läßt sich auch auf den Taifun übertragen. Abbildung 56 zeigt eine Aufnahme des GMS-5 Satelliten im Wellenlängen-Bereich $10,3 - 11,3 \mu\text{m}$. Gezeigt ist Winnie am Tag 223 um 15:00 GMT. Dargestellt sind abgeleitete Schwarzkörper-Temperaturen ST . Niedrige Temperaturen bedeuten, daß der Satellit auf eine hohe Wolke blickt. Das Auge des Taifuns liegt bei 148° Ost und 17° Süd. Daneben hat sich noch ein zweites Gebiet hoher Konvektion zwischen 156° Ost und 160° Ost gebildet. Ein Vergleich mit Abb. 52 zeigt, daß beide Gebiete innerhalb einer halben Wellenlänge der stratosphärischen Schwerewelle liegen. Wenn Winnie also die Quelle der beobachteten stratosphärischen Welle ist, sollte das Maximum der positiven Halbwellen bei größter Auslenkung in etwa zwischen diesen beiden Gebieten liegen.

Allgemein wird angenommen, daß nur hohe Konvektion, die nahezu bis zur Tropopause reicht, stratosphärische Schwerewellen anregt [Bergman und Salby, 1994, Ricciardulli und Garcia, 2000, Spang *et al.*, 2001c]. Diese Höhengrenze läßt sich mit Hilfe des troposphärischen Temperatur-Profiles in eine Schwell-Temperatur T_S umrechnen. Wolken, die Temperaturen oberhalb dieser Schwell-Temperatur haben, sind zu niedrig und tragen nicht bei. In Abb. 57 ist die Abweichung der Schwarzkörper-Temperatur ΔST von einer solchen Schwell-Temperatur T_S im zeitlichen Verlauf gezeigt ($\Delta ST = T_S - ST$), wobei negative Werte weggelassen werden. Als Schwellwert wurden 220 K verwendet, was etwas kälter ist als der von Ricciardulli und Garcia [2000] angenommene Wert. Da beide Konvektionssysteme zur selben Halbwellenlänge gehören, wird die gesamte Region zwischen 145° Ost und 160° Ost gemittelt. Dies entspricht gerade einer halben Wellenlänge in Abb. 53.

Die Grobstruktur in Abb. 57 zeigt den Aufbau des Taifuns bis zum Tag 223 und die beginnende Abschwächung am Tag 224. Dem überlagert sind drei Maxima und drei Minima. Das erste Maximum findet sich um etwa 18:00 GMT an Tag 222; an den beiden folgenden Tagen werden die Maxima um etwa 12:00 GMT beobachtet und die dazwischen liegenden Minima um etwa 0:00 GMT. Insbesondere an den Tagen 223 und 224 zeigt sich damit eine ausgeprägte Schwingung von 24 h Periodendauer auf den Daten. Das relativ späte Auftreten des Maximums an Tag 222 könnte damit zusammenhängen, daß sich an diesem Tag das zweite, östliche System erst aufbaut.

Die räumliche und zeitliche Struktur des Taifuns deutet also auf die Anregung einer Schwerewelle mit 24 h Periodendauer hin. Das Maximum der vertikalen Auslenkung wird bei etwa 154° Ost (in der Mitte zwischen den beiden konvektiven Systemen) um 12:00 GMT erwartet. Dies läßt sich mit den abgeleiteten Phasen aus Abb. 53 vergleichen, wenn man berücksichtigt, daß am Meßort von Winnie die absteigenden Orbitäste um $\sim 8:00$ GMT und die aufsteigenden Orbitäste um $\sim 20:00$ GMT gemessen wurden. Da wir das Höhenprofil der Temperatur kennen, läßt sich aus der Schwarzkörper-Temperatur die ungefähre Höhe der Wolkenoberkanten bestimmen. Diese liegt zwischen 16 km und 18 km Höhe. Verlängert man die Phasenfronten in Abb. 53 bis in diese Höhe, so findet man die Warmphase bei etwa $132^\circ - 136^\circ$. Die Kaltphase ist weniger sicher zu extrapolieren. In Abb. 52 ist aber

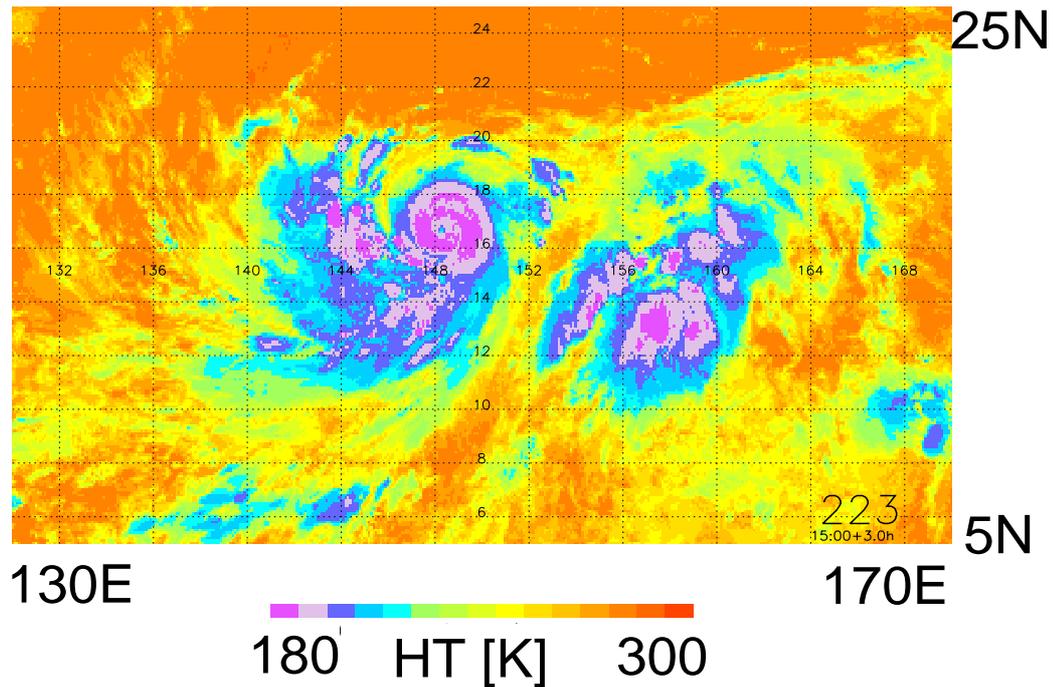


Abbildung 56: Aufnahme des GMS-5 Satelliten von Taifun Winnie am Tag 223 um 15:00 GMT. Dargestellt sind Schwarzkörper-Temperaturen (brightness temperatures).

für die absteigenden Knoten bei etwa 148° ein deutliches Minimum zu erkennen. Dies liegt etwa 15° , also eine halbe Wellenlänge weiter östlich als die verlängerte Warmphase. Für eine Schwerewelle entspricht die Warmphase der maximalen Auslenkung nach unten, die Kaltphase der maximalen Auslenkung nach oben.

Die absteigenden Knoten wurden für die Breite von Winnie um 8:00 GMT gemessen. Um 12:00 GMT haben sich die Phasen bei $\tau = 24$ h um eine sechstel Wellenlänge nach Osten verschoben. Zu diesem Zeitpunkt sollte die maximale Anhebung der Tropopausenhöhe also bei $\sim 153^\circ$ zu finden sein. Dies paßt gut zu den Werten, die aus den Schwarzkörper-Temperaturen bestimmt wurden. Das Modell, die Tropopause als beweglichen Berg anzusehen, ist also mit den Messungen über Winnie verträglich.

Eine Frage bleibt aber: Warum hat sich nicht jeweils ein Maximum der Vertikalauslenkung über den beiden Konvektionszentren gebildet? In diesem Fall wären die Konvektionszentren durch drei-halbe Wellenlängen getrennt. Da die beiden Zentren $\sim 9^\circ$ auseinanderliegen, beträgt die horizontale Wellenlänge dann $\lambda_x \approx 650$ km und die Phasengeschwindigkeit gegenüber dem Boden $c_\phi^x \approx 7,5$ ms^{-1} . Bei dieser niedrigen Phasengeschwindigkeit macht sich die Höhenabhängigkeit des Hintergrundwindes stärker bemerkbar (siehe Abb. 55). In der unteren Stratosphäre ist die erwartete Wellenlänge λ_z etwa 6 km, in der oberen Stratosphäre etwa 12 km. Da bei CRISTA-2 die Ableitung der Temperatur (Retrieval) auf 4 km Stufen vorgenommen wurde, liegt 6 km schon nahe an der Sichtbarkeitsgrenze (ca. 40 % Emp-

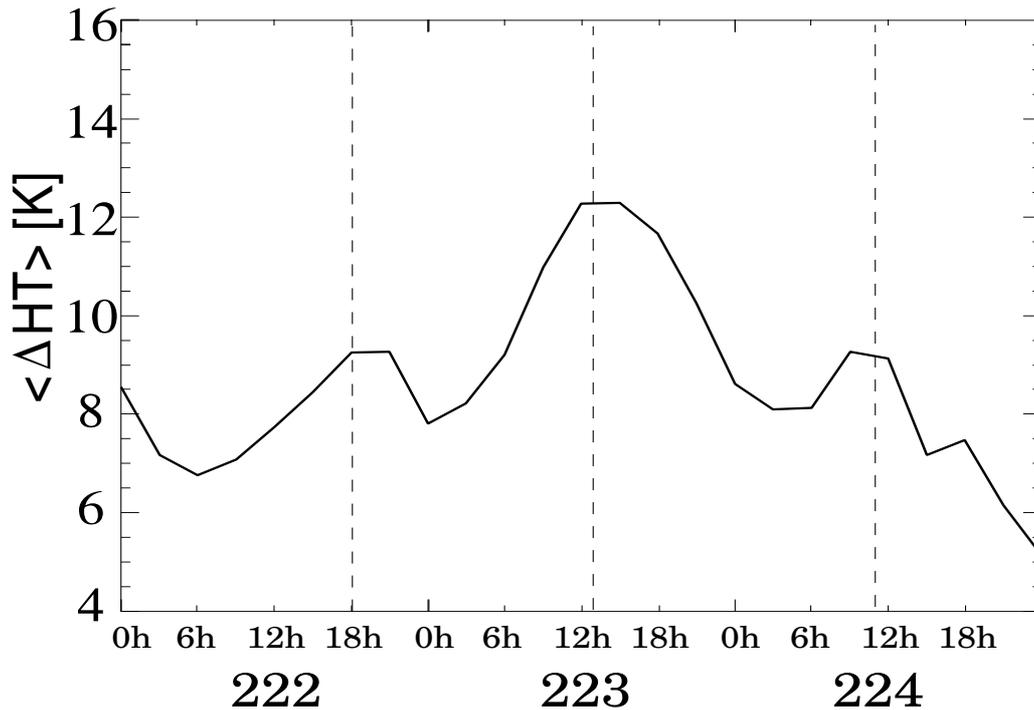


Abbildung 57: Zeitliche Entwicklung der Schwarzkörper-Temperatur in der Region 145° Ost bis 160° Ost und 14° Nord bis 20° Nord. Gemittelt wurde nur über Schwarzkörper-Temperaturen unterhalb einer Schwell-Temperatur T_S .

findlichkeit). In Abb. 52 sind die Amplituden unkorrigiert, sodaß eine Welle mit $\lambda_z = 6$ km vermutlich schwer zu erkennen wäre. Eine Welle mit $\lambda_z = 12$ km sollte aber erkennbar sein. Tatsächlich gibt es bei 157° Ost Anzeichen für eine Welle mit ~ 10 km vertikaler Wellenlänge in Abb. 52a. Diese ist aber auf dem Hintergrund der stark ausgeprägten großskaligen Welle kaum zu erkennen, und kleinskalige Störungen verschiedenster vertikaler Wellenlängen sind durchgängig bei allen Längen in Abb. 52 zu finden. Ein Nachweis dieser zweiten erwarteten Welle in den CRISTA-Daten ist daher nicht möglich.

6.4 Vergleich der CRISTA-Ergebnisse mit anderen Messungen und Modellen

In Kapitel 5 wurde am Beispiel der Schwerewelle über Patagonien diskutiert, daß Schwerewellen eine kritische Windschicht erreichen, wenn der Hintergrundwind die Phasengeschwindigkeit annimmt ($c = u$). Konvektiv erzeugte Schwerewellen haben eine endliche Phasengeschwindigkeit relativ zum Boden ($c \neq 0$). Das Spektrum der Phasengeschwindigkeit entscheidet also letztlich darüber, in welchen Höhen die Wellen brechen und Impuls deponieren. Außerdem wird durch das Spektrum bestimmt, wie stark Windfilterung in niedrigen Höhen die Schwerewellen-Aktivität in großen Höhen beeinflussen kann. Dies ist für eine Reihe großräumiger Strukturen wie die QBO [Dunkerton, 1997], die SAO und andere Oszillationen [Mayr et al., 1998a, Mayr et al., 1998b, Mayr et al., 1998c] von großer Bedeutung.

Entsprechende Verteilungen der Schwerewellen-Aktivität in Abhängigkeit von der Phasengeschwindigkeit wurden in Abb. 48 abgeleitet. Dies geht über die bisherigen Ergebnisse von Satellitendaten hinaus [McLandress et al., 2000], da dort die Phasengeschwindigkeit indirekt über ein Schwerewellenmodell und die Änderungen der Wellenaktivität mit der Höhe abgeleitet wurde.

Auch bisherige Ansätze von Pfister et al. [1993] und Bergman und Salby [1994], Phasengeschwindigkeits-Verteilungen aus Flugzeugdaten bzw. Wolkenmessungen abzuleiten, benötigen Modellannahmen. Die Ergebnisse von Bergman und Salby [1994] gelten nur für den Äquator und deuten dort auf große horizontale Wellenlängen und hohe Phasengeschwindigkeiten hin. Dies läßt sich mit den CRISTA-Daten bestätigen (Ergebnisse, die generell auf lange horizontale Wellenlängen in den Tropen hindeuten, sind hier nicht gezeigt). Darüber hinaus liefert CRISTA auch Ergebnisse für Gebiete über dem Golf von Mexiko und entlang der chinesisch-japanischen Küste: Zu den Subtropen hin nehmen die horizontalen Wellenlängen deutlich ab. Bei ähnlichen Frequenzen führt dies auch zu niedrigeren Phasengeschwindigkeiten. Die dort abgeleiteten typischen Größen- und Zeitskalen stimmen mit der Lebensdauer und der Größenordnung großer Gewittertürme überein, wie sie von Pfister et al. [1993] für das "Moving Mountain"-Modell angenommen wurden. Auch das von Pfister et al. [1993] bestimmte Spektrum stimmt semi-quantitativ mit den CRISTA-Messungen überein.

Das von Pfister et al. [1993] entwickelte Modell hat den Vorteil, daß man die Anregung in der Troposphäre nicht zu modellieren braucht. Die typischen Größen- und Zeitskalen werden aus Flugzeugmessungen abgeleitet. Möglicherweise werden aber diese typischen Skalen von troposphärischen Schwerewellen beeinflusst: Bodennetze von Drucksensoren in den USA messen Druckschwankungen, die mit den gemessenen Niederschlägen zusammenhängen [Koch und Siedlarz, 1999]. Die Ursache sind in der Troposphäre gefangene Schwerewellen (trapped GWs), die mit der Konvektion wechselwirken. Zum einen regt die Schwerewelle die Konvektion an, zum anderen setzt ein Konvektions-System konvektive potentielle

Energie (CAPE=convective available potential energy) frei, die wiederum die Schwerwelle verstärkt. Typische Periodendauern solcher Schwerewellen sind einige Stunden und typische Phasengeschwindigkeiten um 30 ms^{-1} . Dies paßt sehr gut zu den CRISTA-Messungen in den Subtropen.

Interessanterweise gibt es allerdings kaum Verbindungen zwischen den Modellierungen der stratosphärischen Schwerewellen-Aktivität und den Untersuchungen mesoskaliger Schwerewellen in der Troposphäre. Stattdessen konzentrieren sich die Modellrechnungen für Schwerewellen in der mittleren Atmosphäre fast alle auf die Schwerewellen, die von einzelnen Wolkentürmen erzeugt werden, und viele nur auf die kurzen horizontalen Wellenlängen [z.B. , *Pandya und Alexander*, 1999, *Piani et al.*, 2000].

Das "Moving Mountain"-Modell als Denkansatz läßt sich auch auf eine großskalige Welle über dem Taifun Winnie mit 3200 km horizontaler Wellenlänge und 24 h Periodendauer übertragen. Aus Schwarzkörper-Temperaturen, gemessen vom GMS-Satelliten, lassen sich die Tropopausen-Auslenkungen über dem Taifun ableiten. Sowohl die Periode als auch die Phase stimmt mit den CRISTA-Beobachtungen der stratosphärischen Welle überein. Normalerweise geht man davon aus, daß der Tagesgang in tropischer Konvektion insbesondere über Land ausgeprägt ist *McLandress et al.* [2000], *Garcia* [persönliche Mitteilung, 2001]. Die Beobachtung des Tagesgangs im Taifun ist also auch aus diesem Grunde interessant.

7 Diskussion zonaler Mittelwerte

7.1 Vergleich der beiden CRISTA Flüge

Abbildung 58 vergleicht für den Wellenlängenbereich $\lambda_z < 15$ km die zonalen Mittel von Schwerewellen-Amplitudenquadraten, die während der beiden CRISTA-Flüge gemessen wurden. Es wurde über Breitenbänder von je 5° gemittelt. Die Werte sind in dB über 1 K^2 angegeben. Das linke Teilbild zeigt die Daten vom November 1994, das rechte die vom August 1997. Besonders auffällig ist, daß ab etwa 40 km Höhe die CRISTA-2 Daten um etwa 5 dB höher liegen als die CRISTA-1 Daten. Während CRISTA-2 waren auch die Hintergrundwinde deutlich größer als während CRISTA-1 (Abb. 59). Dieser Vergleich deutet also darauf hin, daß wirklich Windmodulationen einen großen Anteil der Unterschiede zwischen CRISTA und LIMS ausmachen, wie bereits in Kapitel 4.4 vermutet. Die Strukturen in Abbildung 58 unterscheiden sich für die beiden Flüge erheblich. Insgesamt ist die Verteilung während CRISTA-2 eher MLS ähnlich. Bei CRISTA-1 wächst in einem weiten Breitenbereich zwischen 40° Süd und 30° Nord die Amplitude im Höhenbereich 40-60 km nur für die langen Vertikalwellenlängen (MLS-ähnlich in Abbildung 18) kontinuierlich an, bleibt aber für die kurzen Wellenlängen (LIMS ähnlich) nahezu konstant. Bei CRISTA-2 wachsen die Amplituden in diesem Höhenbereich auch für die kurzen, hier gezeigten Wellenlängen nahezu kontinuierlich an. Auch in der Breitenstruktur zeigt sich Ähnlichkeit zu den MLS-Messungen, da ein subtropisches Maximum in der Sommerhemisphäre beobachtet wird. (Man sollte beachten, daß CRISTA-2 im Nordsummer geflogen ist, während die MLS-Resultate in Abbildung 18 im Südsommer gemessen wurde. Man muß also zum Vergleich die Verteilung am Äquator spiegeln.) Nur bei den kleinsten Höhen (< 25 km) ist ein tropisches Maximum ausgeprägt – oberhalb 25 km Höhe sind die Schwerewellen-Amplituden um den Äquator eher niedriger als bei anderen Breiten.

Das subtropische Maximum ist allerdings nicht nur auf die Schwerewellen-Quellen, sondern auch auf die Windstruktur in der Stratosphäre zurückzuführen. Aus den CRISTA-Temperatur- und Druckdaten lassen sich geostrophische Winde ableiten [Oberheide et al., 2001]. Zonale Querschnitte dieser Windfelder sind in Abbildung 59 für die beiden CRISTA-Flüge gezeigt (nach Oberheide et al. [2001]; Man beachte die unterschiedlichen Breitenbereiche.) Die CRISTA-1-Mission fand am Anfang des Nordwinters statt. Daher haben sich die stratosphärischen Windfelder (< 50 km) noch nicht voll aufgebaut und sind schwächer als die Winde während CRISTA-2, die im Höhepunkt des Südwinters gemessen wurden. Einem Maximum von 50 ms^{-1} in der Winterhemisphäre bei CRISTA-1 (40° N) stehen 70 ms^{-1} bei CRISTA-2 (60° S) gegenüber, und auf der Sommerhemisphäre vergleichen sich -10 ms^{-1} bei CRISTA-1 (40° S) mit -40 ms^{-1} bei CRISTA-2 (10° N). Diese höheren Windgeschwindigkeiten sind vermutlich der Hauptgrund für die durchweg größeren Schwerewellenamplituden während des zweiten Fluges.

In den CRISTA-2 Daten findet sich ein Maximum der Windgeschwindigkeiten bei 10° N

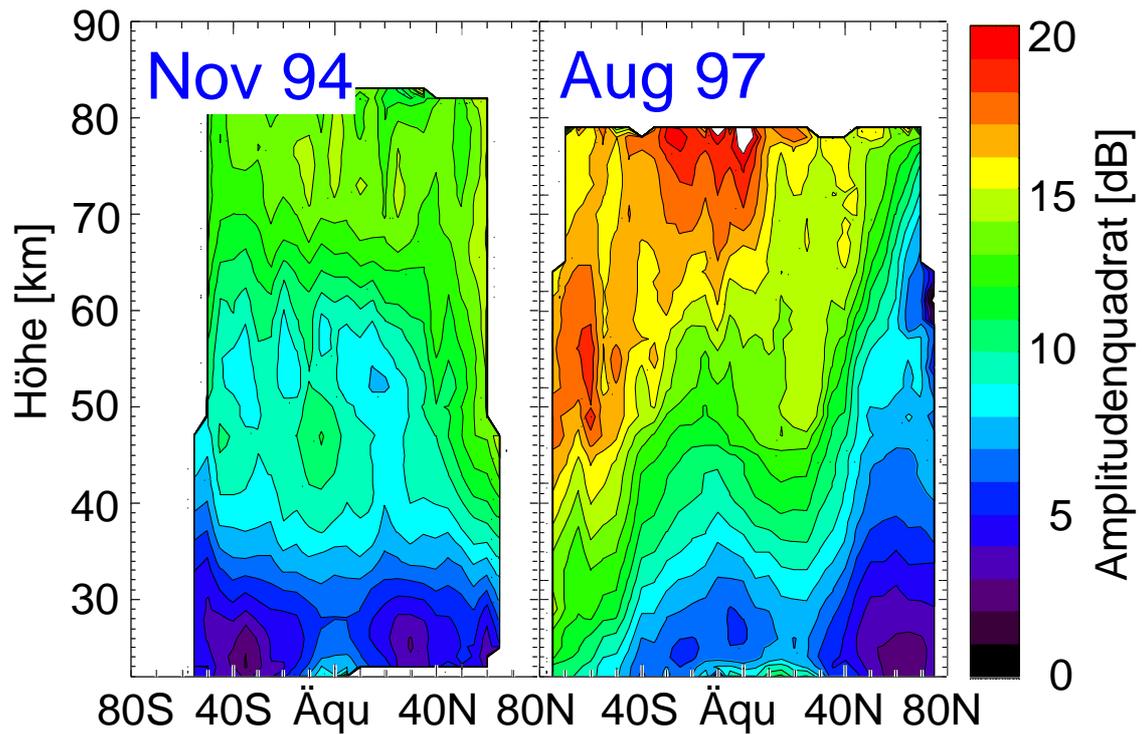


Abbildung 58: Zonale Mittel von Schwerewellen-Amplitudenquadraten mit vertikalen Wellenlängen $\lambda_z < 15$ km für CRISTA-1 (links) und CRISTA-2 (rechts).

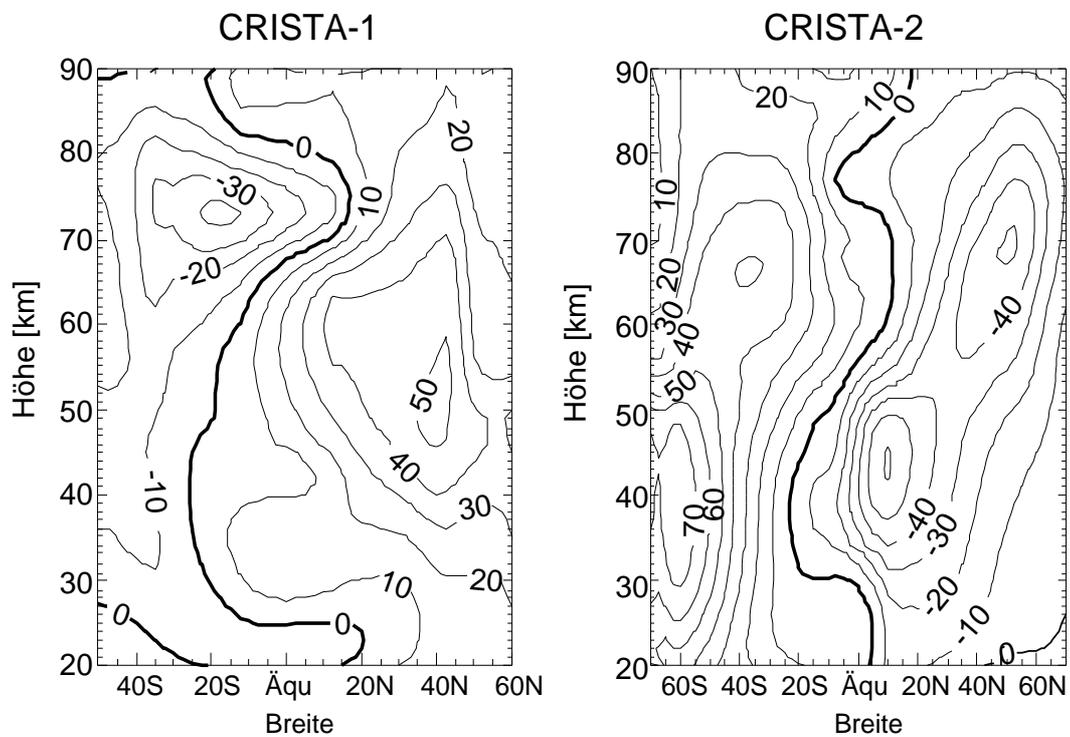


Abbildung 59: Zonale Mittel der zonalen Windgeschwindigkeit für CRISTA-1 (links) und CRISTA-2 (rechts).

und 40 km Höhe. Dies liegt näher zum Äquator als das Maximum der Schwerewellen-Aktivität. Zwischen 25 km und 40 km verlaufen auf der Nordhalbkugel die Konturlinien der Schwerewellen-Aktivität nahezu parallel zu den -20 ms^{-1} und -30 ms^{-1} Isolinien des Windes. Bei noch kleineren Höhen finden wir hingegen ein deutlich ausgeprägtes Maximum der Schwerewellen-Aktivität in den Tropen und Subtropen, das kein Gegenstück im Wind hat. Dies ist also vermutlich durch die Verteilung der Schwerewellen-Quellen bestimmt. In größeren Höhen stellt sich die Frage, ob es sich bei der Korrelation von Windgeschwindigkeit und Schwerewellen-Aktivität um Windmodulation von Schwerewellen handelt, oder ob brechende Schwerewellen die Windströmung erzeugen. Am wahrscheinlichsten ist, daß die Ursache für die beobachteten Strukturen eine Kombination aus Windmodulation und Quellenverteilung ist.

Da die niedrigen Höhen am ehesten eine direkte Aussage über die Quellenverteilung zulassen, konzentriert sich Abbildung 60 auf die Höhen zwischen 20 km und 35 km. Während beider Flüge findet sich das erwähnte stark ausgeprägte tropische Maximum in niedrigen Höhen. Bei CRISTA-1 ist die Verteilung spiegelsymmetrisch zum Äquator, bei CRISTA-2 findet sich dagegen eine Doppelstruktur und eine Verschiebung nach Norden. Dies paßt zu einer Verlagerung des Bereich hoher Konvektion in die Sommerhemisphäre. Bei der Diskussion hoher Konvektion als Schwerewellen-Quelle in Kapitel 6 wurde gezeigt, daß besonders die Meeresregionen um Mexiko und entlang des Kuro-Schio Stromes sehr aktive Schwerewellenquellen sind. Abbildung 61 zeigt die Meeresoberflächen-Temperatur im langjährigen Mittel für vier ausgewählte Wochen des Klimatologie-Jahres. Woche sechs entspricht der am weitesten südlichen und Woche 31 der am weitesten nördlichen Auslenkung. Woche 16 und 46 sind typisch für die Situation während der Tag-Nacht-Gleiche, bei der die Verteilung symmetrisch zum Äquator ist. Woche 31 entspricht dem zweiten CRISTA-Flug im August, der erste CRISTA-Flug fand im November während Woche 46 statt. Bei jeweils 30° S und 30° N ist eine Hilfslinie zur Orientierung eingezeichnet.

Auch im langjährigen Mittel in Abbildung 61 finden sich für Woche 31 besonders hohe Wassertemperaturen in der Region um Mexiko und östlich der chinesischen Küste im Kuro-Schio-Strom. Dabei reichen die Regionen mit mehr als 28° C Wassertemperatur bis zur 30° N -Linie. Eine ähnlich starke Nordwärtsverschiebung wird auch in Abbildung 60 beobachtet, wo sich der nördliche Flügel des tropischen Maximums bis nach 30° N ausdehnt (gepunktete Linie). Während Woche sechs dehnen sich die Bereiche besonders hoher Wassertemperatur nur bis zur Nordküste Australiens bei etwa 20° S aus. Analysen von Fetzer [1990] für den 6. bis 12. Februar 1979 zeigen eine Asymmetrie und Verschiebung des tropischen Maximums zu südlichen Breiten. Diese ist aber weniger ausgeprägt als die Nordverschiebung während CRISTA-2, und das tropische Maximum reicht nur bis etwa 20° S . Es wird häufig diskutiert, daß der relativ große Anteil der Landmasse auf der Nordhemisphäre und die damit verbundenen Gebirge eine Quelle für planetare Wellen und Schwerewellen sind. Die im Vergleich deutlich geringere Landfläche auf der Südhemisphäre bedeutet eine hemisphärische Asymmetrie. Diese Asymmetrie bedingt vermutlich, daß sich bis jetzt

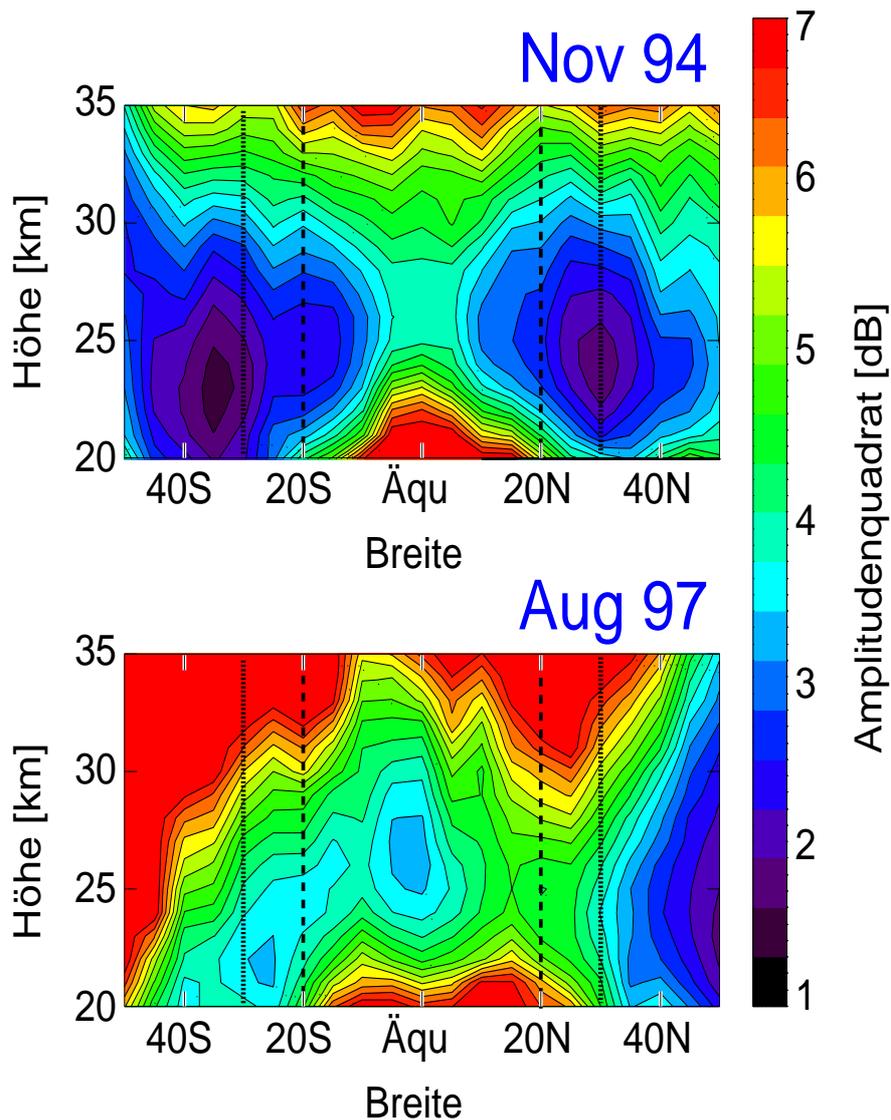


Abbildung 60: Zonale Mittel der Schwerwellenaktivität, gemessen während CRISTA-1 (oben) und CRISTA-2 (unten) für Höhen <35 km.

auf der Nordhemisphäre kein Ozonloch gebildet hat, das in seiner Tiefe dem Ozonloch auf der Südhemisphäre vergleichbar ist. Neben der Verteilung von Land- und Seegebieten kann die unterschiedlich starke Auslenkung der Gebiete hoher Meeresoberflächen-Temperaturen zu den Subtropen eine weitere Ursache für hemisphärische Asymmetrien im Schwerwellenfluß sein.

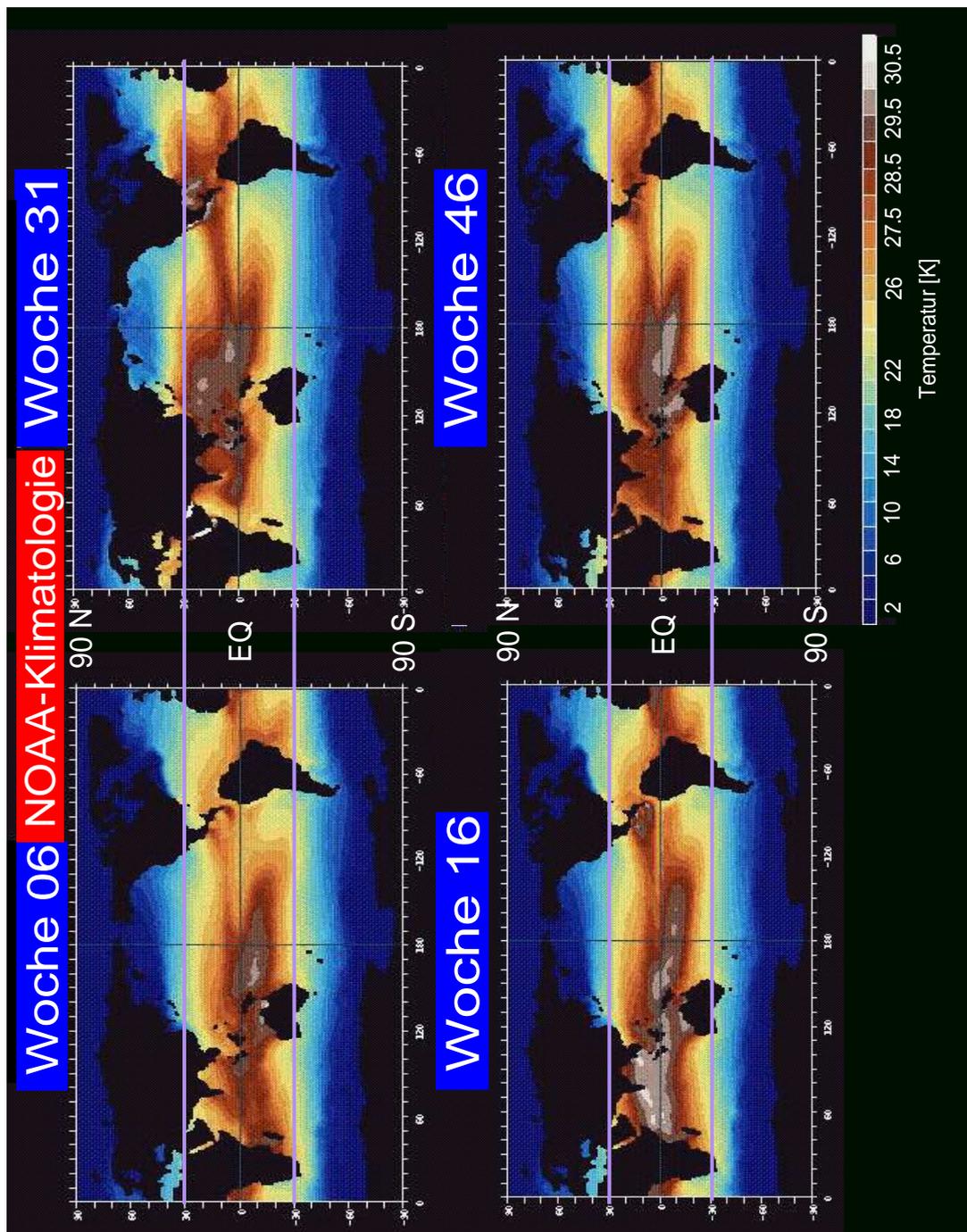


Abbildung 61: Vier Wochen aus der NOAA-Klimatologie der Meeresoberflächentemperaturen. Die Daten stellen ein langjähriges Mittel dar.

7.2 Wechselwirkungen zwischen Schwerewellen und Gezeiten

Abbildung 58 zeigt Schwerewellenverteilungen auch für die obere Mesosphäre. Im folgenden konzentrieren wir uns auf Daten des ersten CRISTA-Fluges. In der Mesosphäre finden sich bei tropischen Breiten in den CRISTA-Temperaturen Signaturen der täglichen wandernden Gezeitenwelle [Preusse et al., 1997, Ward et al., 1999, Oberheide et al., 2000]. Diese hat Amplituden bis zu etwa 10 K. Am Äquator, wo aufsteigende und absteigende Orbit-Äste eine Lokalzeitverschiebung von etwa 12 h haben, führt dies zu Differenzen in den Temperatur-Mittelwerten von aufsteigenden und absteigenden Orbit-Ästen, die nahezu 20 K betragen. Dies sieht man in Abbildung 62, die zonal gemittelte Höhenprofile für den Breitenbereich 10° S bis 10° N zeigt. Die vertikale Wellenlänge der täglichen Gezeitenwelle beträgt etwa 20 km. Kleinskalige Schwerewellen mit vertikalen Wellenlängen $\lambda_z \ll 20$ km und Periodendauern $\ll 24$ h breiten sich daher in einer je nach Lokalzeit modifizierten Hintergrundatmosphäre aus und werden dadurch moduliert. Daher sollten auch die Mittelwerte der Schwerewellen-Amplituden Unterschiede zwischen aufsteigenden und absteigenden Knoten zeigen.

Bevor dies genauer untersucht werden kann, muß man sich jedoch vergewissern, daß die Enttrending der Daten von den Gezeiten durch separates Anwenden des Kalmanfilters auf die aufsteigenden und absteigenden Orbit-Äste erfolgreich ist. Dazu betrachten wir Abb. 63, die die mittleren Schwerewellenamplituden für Vertikalwellenlängen zwischen 17 km und 25 km zeigt. Für diese eine Abbildung wurde die Verfälschung durch den Strahlungstransport

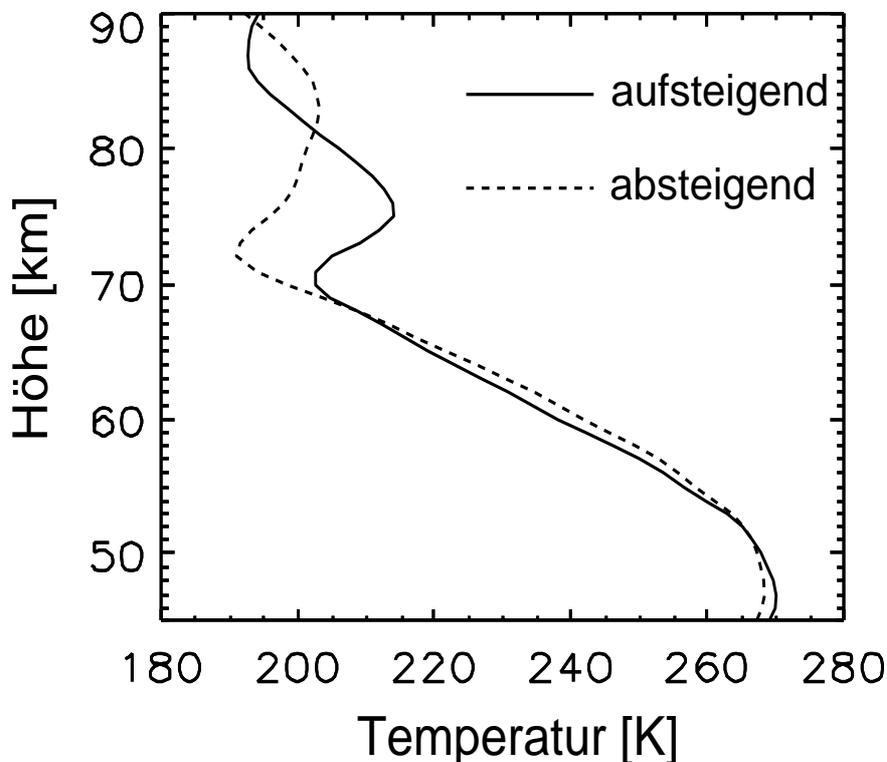


Abbildung 62: Zonal gemittelte Temperatur-Profile am Äquator für aufsteigende und absteigende Orbit-Äste.

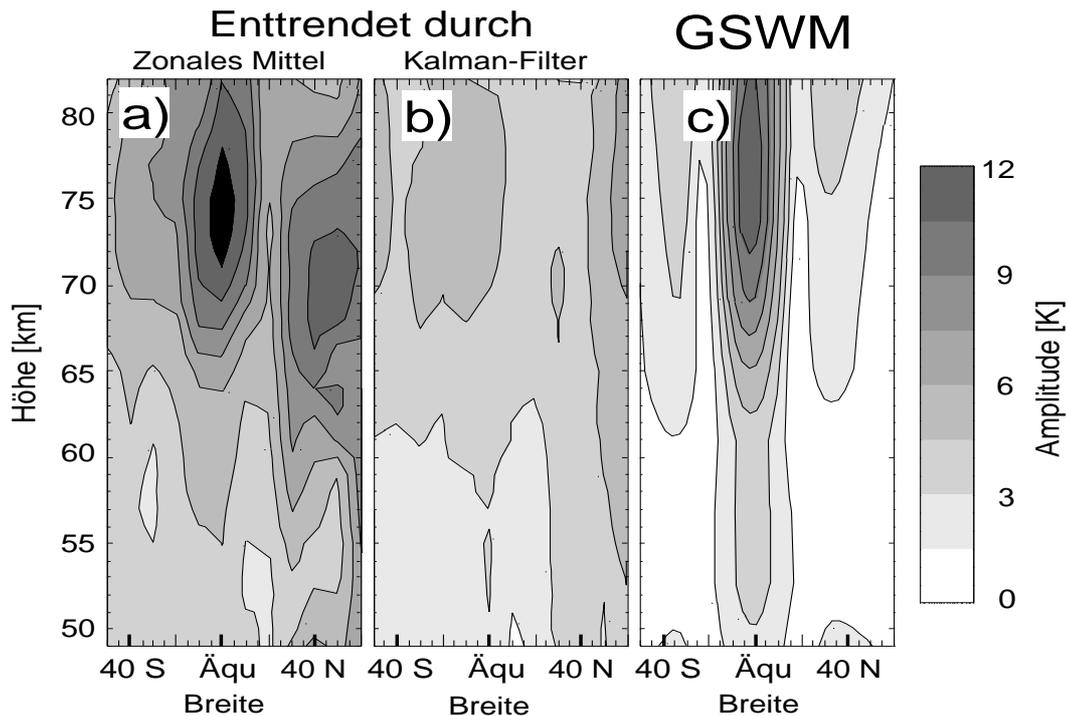


Abbildung 63: Zonale Mittel der Amplitude bei Enttrending mit (a) einem zonalen Mittelwert und (b) mit dem Kalmanfilter für Tag- und Nachtwerte getrennt. Teilbild (c) zeigt die Amplituden der täglichen Gezeitenwelle nach GSWM-Ergebnissen.

nicht korrigiert. Abbildung 63a zeigt das Ergebnis, wenn man nur mit einem gemeinsamen zonalen Mittel für Tag- und Nachtwerte⁷ enttrentet.

Die Gezeitenwellen, die Wellenlängen um 20 km haben, sind also in diesem Mittelwert enthalten. Abbildung 63b ist mit Hilfe des Kalman-Filters für Tag- und Nachtwerte einzeln enttrentet. Diese Werte sollten also keine Gezeiten mehr enthalten. Tatsächlich unterscheiden sich Abb. 63a und 63b sowohl in der Form als auch in der Amplitude erheblich. Abbildung 63c zeigt die wandernde tägliche Gezeitenwelle, wie sie vom Global Scale Wave Models (GSWM) [Hagan et al., 1995] modelliert wurde. Oberheide et al. [2000] haben gezeigt, daß die Modellierung gut mit den CRISTA-Daten übereinstimmt. Insbesondere bezüglich des Äquatormaximums sind Abb. 63a und 63c sehr ähnlich. Abbildung 63a stellt eine Mischung von Schwerwellen und Gezeiten dar. Der Vergleich mit dem GSWM zeigt, daß um den Äquator und bei 75 km Höhe die Gezeiten einen deutlich stärkeren Anteil an der beobachteten Amplitude langer Wellenlängen (>20 km) haben als die Schwerwellen. Die stärksten Veränderungen zwischen Abb. 63a und 63b sind gerade an Stellen zu finden, an denen die Gezeitenwelle hohe Amplituden haben sollte. Dies zeigt, daß die Enttrending tatsächlich die Gezeiteneffekte herauskorrigiert. Da wir im folgenden den Wellenlängenbe-

⁷Da während CRISTA-1 die aufsteigenden Knoten am Äquator um etwa 9 Uhr morgens und die absteigenden Knoten um 9 Uhr abends gemessen wurden, werden diese im weiteren Verlauf als Tag- und Nachtwerte bezeichnet.

reich von $\lambda_z = 6-9$ km betrachten, unterscheiden sich Schwerewellen und Gezeitenwelle auch stark in ihrer vertikalen Wellenlänge. Dies und die oben erwähnte Enttrending mit Hilfe des Kalman-Filters gewährleisten, daß Unterschiede zwischen Tag- und Nachtamplituden der Schwerewellen real sind und nicht ein Artefakt der Analysetechnik.

Abbildung 64 zeigt die zonalen Mittel der Schwerewellen-Amplituden für Wellenlängen $\lambda_z = 6-9$ km für Tag 309, 1994. In der linken Spalte sind die Tagwerte (a), in der mittleren die Nachtwerte (b) und in der rechten der Absolutbetrag der relativen Abweichung der Nacht- von den Tagwerten (c) gezeigt. Es finden sich relative Abweichungen von über 100 % am Äquator. Dort hat die Windamplitude der täglichen Gezeitenwelle ihren Nulldurchgang. Tag-Nacht-Unterschiede der mittleren Schwerewellenamplituden können daher nicht durch Windmodulation verursacht sein, sondern müssen eine andere Ursache haben. Im folgenden wird untersucht, ob die Tag-Nacht-Unterschiede der Schwerewellen-Amplituden durch Unterschiede in der Brunt-Väissälä-Frequenz erklärt werden können. An Gleichung 1 sieht man, daß die Brunt-Väissälä-Frequenz im wesentlichen durch den Temperaturgradienten bestimmt wird. Die stärksten Änderungen erhält man, wenn der Temperaturgradient nahe dem adiabatischen Temperaturgradienten Γ ist. Abbildung 62 zeigt, daß in den Höhenbereichen 70 km bis 73 km und 78 km bis 85 km der Temperaturgradient zwischen Tag und Nacht von deutlich negativ nach konstant oder positiv wechselt. Wir können dort Änderungen der Brunt-Väissälä-Frequenz um nahezu einen Faktor zwei erwarten.

Die maximale Amplitude einer Schwerewelle ist durch Gleichung 16 gegeben. Wenn Schwerewellen diese Amplitude erreichen, wechselwirken sie miteinander und bilden ein Spektrum mit festem Skalengesetz (s.u.). Die Schwerewellen werden dann saturiert genannt. Da die maximale Amplitude von der vertikalen Wellenlänge abhängt (Gleichung 16), gibt es eine kritische Wellenlänge λ_z^* : Wellen mit Wellenlängen kleiner als λ_z^* gehören zum saturierten Teil des Spektrums. Messungen von *Hostetler und Gardner* [1994] lassen in Höhen größer als 70 km eine kritische Wellenlänge λ_z^* von 10 km erwarten. Man kann daher annehmen, daß der betrachtete Wellenlängen-Bereich von $\lambda_z = 6-9$ km saturiert ist.

Für saturierte Schwerewellenspektren haben *Tsuda et al.* [1991] die Änderung der Intensität mit der Brunt-Väissälä-Frequenz angegeben. Demnach folgt die Spektraldichte dem Skalengesetz:

$$F_{T'}(m) = \left(\frac{TN^2}{g} \right)^2 \frac{A}{m^3}, \quad (19)$$

wobei T' die Temperaturfluktuationen bezeichnet. A ist eine Konstante, die mit dem Grad des Wellenbrechens variiert. Für ein festes Wellenlängenintervall kann man zeigen, daß für die Temperaturamplituden T' die Beziehung:

$$\alpha = \frac{T'}{TN^2} \propto \sqrt{A} \quad (20)$$

Hierbei ist α eine Konstante, die proportional zu \sqrt{A} ist. Mit Hilfe der mit dem Kalman-Filter geschätzten Hintergrundatmosphäre läßt sich α berechnen. Diese Werte für α sind

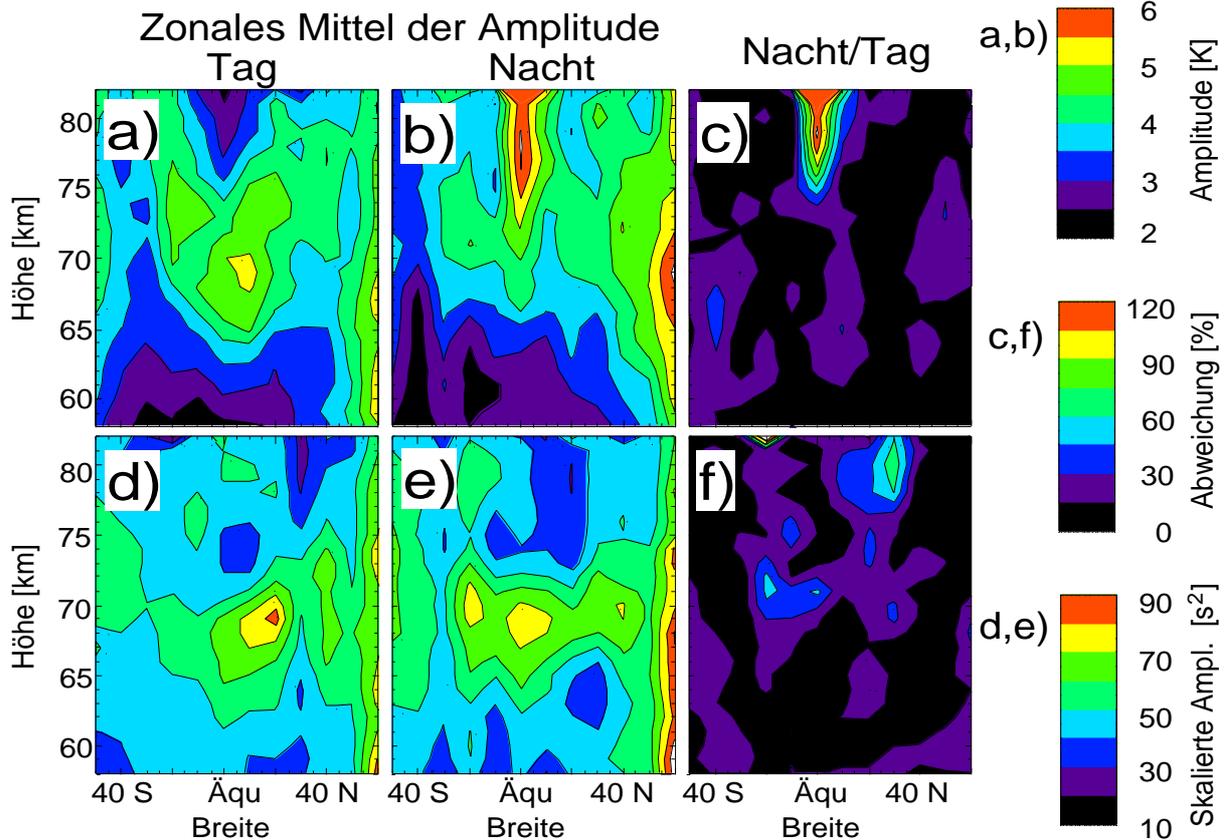


Abbildung 64: Zonale Mittel der Amplitude für (a) Tag und (b) Nacht, sowie die Abweichungen der Nacht- von den Tagwerten (c). In der unteren Zeile ist das gleiche für skalierte Amplituden (α in Gleichung 20) dargestellt.

in der unteren Zeile von Abb. 64 gezeigt; Abb. 64d zeigt die Tag-, 64e die Nachtwerte und 64f die Abweichungen. Am Äquator sind die Abweichungen nun fast völlig verschwunden. Allerdings zeigen sich jetzt Strukturen bei etwa $\pm 20^\circ$ Breite (Abb. 64f). Bei etwa $\pm 20^\circ$ Breite hat die tägliche Gezeitenwelle das Maximum in der Windamplitude, wie in Abb. 65 zu sehen ist: Dargestellt ist die zonale und meridionale Komponente der Windamplitude der täglichen Gezeitenwelle, berechnet vom GSWM. Da die Temperatur-Amplituden des GSWM in guter Übereinstimmung mit den CRISTA-Daten sind [Oberheide *et al.*, 2000], kann man erwarten, daß auch die Windamplituden während der CRISTA-1-Mission gut vom GSWM beschrieben werden. In der unteren Zeile von Abb. 64 sollten Tag- und Nachtwerte übereinstimmen. Unterschiede deuten darauf hin, daß die Schwerewellen anders als durch die Brunt-Väissälä-Frequenz moduliert werden. Die Koinzidenz mit den Maxima der Windamplituden deutet darauf hin, daß in den Subtropen die Schwerewellen sowohl durch die Brunt-Väissälä-Frequenz als auch durch den Wind moduliert sind. In den Tropen sind die Schwerewellen dagegen allein durch die Brunt-Väissälä-Frequenz moduliert.

Interessant ist auch, daß sich in den skalierten Werten α (Abb. 64d,e) ein Maximum bei

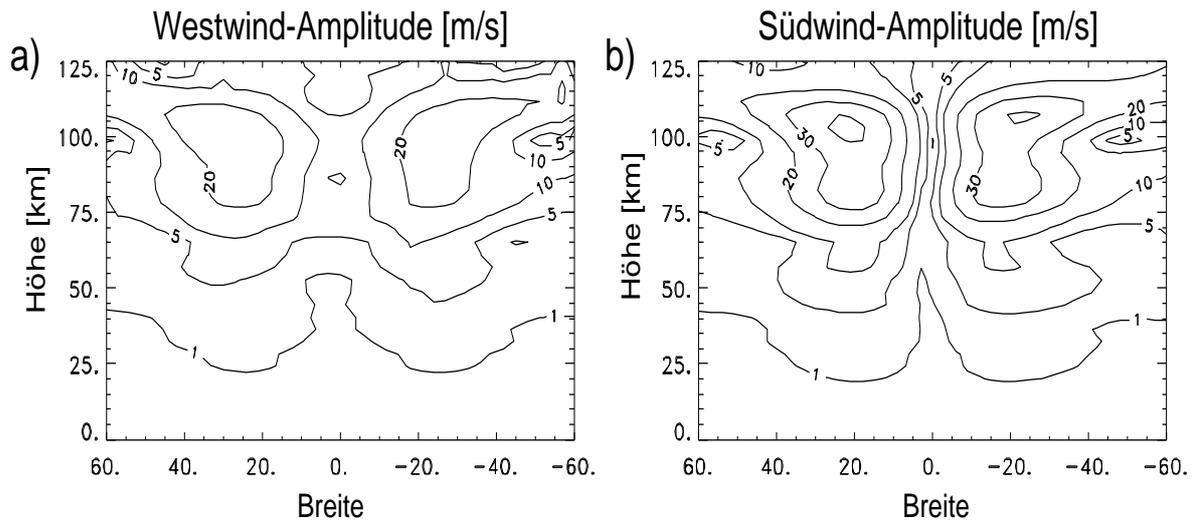


Abbildung 65: Zonale (a) und meridionale (b) Komponente der Wind-Amplituden, modelliert mit dem GSWM [Hagan *et al.*, 1995]. Bei etwa 20° Breite nimmt die Windgeschwindigkeit ihr Maximum an. Man beachte, daß die Abszisse von Nord nach Süd zeigt.

etwa 70 km Höhe zeigt und darüber diese Größe wieder abnimmt. Nach Tsuda *et al.* [1991] weist ein erhöhter Wert von α auf erhöhtes Schwerewellen-Brechen hin. In Abb. 62 ist knapp oberhalb dieser Höhe eine Temperaturinversion zu beobachten: Sowohl für das Tag- als auch für das Nachtprofil nimmt die Temperatur mit der Höhe zu. Solche Temperaturinversionen wurden erstmals von Hauchecorne *et al.* [1987] beobachtet und meist als Folge der Wechselwirkung zwischen Schwerewellen und Gezeiten erklärt [Meriwether *et al.*, 1998]. Auch für die CRISTA-Daten deutet die räumliche Koinzidenz zwischen erhöhtem α und der Temperaturinversion einen solchen Zusammenhang an. Ebenfalls in dieser Höhe zeigt Abb. 59a eine Windumkehr und damit eine starke Windscherung. Es ist eine interessante Frage, ob diese Windscherung Folge des Wellenbrechens ist oder dieses verursacht. Am wahrscheinlichsten ist eine positive Rückkopplung, wie sie auch zur Erklärung der QBO angenommen wird [Lindzen und Holton, 1968, Andrews *et al.*, 1987].

Der Vergleich von CRISTA-Ergebnissen und GSWM in Abb. 63 zeigt, daß die Amplitude der gemessenen Gezeitenwelle oberhalb 75 km wieder abnimmt, während das Maximum der modellierten Gezeitenwelle bei etwa 80 km liegt. Oberheide *et al.* [2000] haben gezeigt, daß ein schlecht parametrisierter Schwerewellenfluß zu diesen Unterschieden zwischen GSWM und CRISTA führt. Wenn die Gezeitenwelle selber den Schwerewellenfluß und den damit verbundenen Impulsfluß moduliert, wird es schwierig sein, eine einheitliche Parametrisierung zu finden. Es ist vielmehr wahrscheinlicher, daß die Modulation der Schwerewellen auf die Gezeiten zurückwirkt, wie z.B. von Liu *et al.* [2000] beschrieben.

8 Zusammenfassung

CRISTA wurde speziell entwickelt, um mesoskalige Strukturen in der Atmosphäre zu untersuchen. Die Verwendung von drei Teleskopen und von schnellen IR-Detektoren erlaubt eine bisher unerreichte Meßdichte in allen drei Raumdimensionen. Diese hohe Meßdichte in Verbindung mit einem sehr guten Signal-zu-Rausch-Verhältnis bis in die obere Mesosphäre macht CRISTA zum bestgeeigneten Satellitengerät für die Fernerkundung mesoskaliger⁸ Schwerewellen.

In dieser Arbeit wird gezeigt, daß das Auflösungsvermögen eines Horizontsondierers auch entlang des Sehstrahls ausreichend ist, mesoskalige Schwerewellen zu messen. Insbesondere sind die kürzesten horizontalen Wellenlängen, die nachweisbar sind, mit $\lambda_x \approx 200$ km mehr als einen Faktor fünf kürzer als die horizontale Gewichtsfunktion erwarten läßt. Die Empfindlichkeit in Abhängigkeit von horizontaler und vertikaler Wellenlänge der Schwerewellen wird bestimmt. Im Bereich von $\lambda_x = 300 - 1000$ km horizontaler Wellenlänge hängt die Empfindlichkeit fast ausschließlich von der vertikalen Wellenlänge ab. Dies ermöglicht die Entwicklung einer universellen Korrekturfunktion. Mit dieser können die Amplituden der von CRISTA gemessenen Wellen auf ihren wahren atmosphärischen Wert korrigiert werden, ohne daß die horizontale Wellenlänge bekannt ist. Die Korrekturfunktion wird anhand von In-Situ-Daten validiert.

Überraschenderweise nimmt für horizontale Wellenlängen kleiner als 1000 km die Empfindlichkeit zu langen vertikalen Wellenlängen hin ab. Dies erklärt zu einem großen Teil die Unterschiede zwischen den Klimatologien, die aus den Daten des LIMS und des MLS Gerätes abgeleitet wurden.

Zur Analyse von Schwerewellen in den CRISTA-Daten werden mit Hilfe eines Kalman-Filters die Hintergrundatmosphäre (zonales Mittel und planetare Wellen) und Schwerewellen-Fluktuationen voneinander getrennt. Vertikalprofile von Schwerewellen-Fluktuationen werden mit Hilfe einer Kombination von Maximum Entropie Methode (MEM) und harmonischer Analyse (HA) untersucht. Für jedes Einzelprofil werden höhenaufgelöst Wellenlänge, Amplitude und Phase der beiden stärksten Wellenkomponenten angegeben. Die Kombination von horizontalem Kalmanfilter und vertikaler Einzelprofil-Analyse erlaubt hochaufgelöste Karten von Schwerewellen-Amplituden, -Wellenlängen und -Phasen. Dabei können prinzipiell alle vertikalen Wellenlängen, die von CRISTA gemessen werden, auch analysiert werden. Darin unterscheiden sich die CRISTA-Analysen sowohl von bisher publizierten MLS- und LIMS-Ergebnissen, die eine geringere horizontale Auflösung haben, als auch von den GPS-Analysen, die nur vertikale Wellenlängen kleiner als 10 km betrachten.

⁸Der Begriff mesoskalig wird normalerweise auf Skalen in der Größenordnung von 100 km angewandt. In der Meteorologie stellen 100 km meist die Obergrenze dieses Bereichs dar [Carlsaw *et al.*, 1999b]. In dieser Arbeit werden auch Schwerewellen mit wenigen hundert Kilometern Wellenlänge als mesoskalig bezeichnet, da man sie so sowohl von den langwelligen Schwerewellen ($\lambda_x \gg 1000$ km) als auch von den kleinskaligen Schwerewellen ($\lambda_x \ll 10$ km) abgrenzen kann.

Hochaufgelöste Karten zeigen räumliche Korrelationen zwischen Schwerewellen und deren Quellen. Insbesondere über Südamerika wird der Zusammenhang zwischen Orographie und Schwerewellen-Aktivität deutlich. Die gemessenen vertikalen Wellenlängen erfüllen die Dispersionsrelation. Dies zeigt, daß es sich bei den gemessenen Temperatur-Fluktuationen wirklich um Leewellen handelt. In Fallstudien lassen sich einzelne Wellen detailliert untersuchen: Über Feuerland wird eine hervorragende Übereinstimmung mit dem dreidimensionalen Mesoskalen-Modell MM5 gefunden und über Patagonien ergibt sich ein konsistentes Bild einer Leewelle mit 130 km horizontaler Wellenlänge, die bei ca. 35 km Höhe bricht. Beide Fallstudien waren nur aufgrund der hohen räumlichen Meßdichte des CRISTA-Gerätes möglich. Die Welle über Patagonien wurde als Testfall für drei verschiedene Schwerewellen-Modelle verwendet. Bisher konnten alle Modelle Teilaspekte der Welle richtig wiedergeben, aber kein Modell die Welle vollständig beschreiben.

Auf der Nordhemisphäre wurde eine gute Übereinstimmung von CRISTA mit dem Leewellen-Vorhersage-Modell des Naval Research Laboratory (NRL/MWFM) gefunden. Die Identifizierung von Leewellen in globalem Maßstab erlaubt abzuschätzen, welchen Anteil die Leewellen am Gesamtfluß von Schwerewellen haben. Die Modellierung der mittleren Erdatmosphäre hängt empfindlich vom Verhältnis der verschiedenen Schwerewellen-Quellen ab. Bisher war der Anteil von Leewellen nur für die Tropopausenhöhe und ausgewählte geographische Regionen bekannt. Die CRISTA-Daten zeigen, daß der Anteil von Leewellen für vertikale Wellenlängen $\lambda_z \leq 15$ km Spitzenwerte von 50-70 % bei mittleren und hohen nördlichen Breiten erreicht.

Eine zweite Schwerewellen-Quelle, die sich mit CRISTA untersuchen läßt, ist hohe Konvektion. Aus Wolkenoberkanten und Wasserprofilen läßt sich ein Proxy für die Tropopausenhöhe entwickeln. Dieser ist gleichzeitig ein Anzeichen für hohe Konvektion. Eine sehr hohe Korrelation ($R=0.7$), die zwischen diesen beiden Größen gefunden wird, hat allerdings primär einen anderen Grund: Am Äquator herrschen wegen des Fehlens der Coriolis-Kraft sehr lange horizontale Wellenlängen vor. Diese führen zu hohen Werten am Äquator, auch ohne daß dort die Konvektion besonders stark sein müßte. Gleichzeitig ist am Äquator die Tropopausenhöhe maximal. Führt man eine zonale Enttrending der Schwerewellen-Amplituden und des Proxys für die Tropopausenhöhe durch, sind die beiden Größen deutlich schwächer, aber immer noch signifikant ($\gg 99.9$ %) miteinander korreliert ($R = 0,36$). Eine gute Korrelation ($R = 0,38$) findet sich auch mit der enttrendeten Meeresoberflächen-Temperatur. Die zugrundeliegende physikalische Vorstellung ist, daß hohe Meeresoberflächen-Temperaturen zu erhöhter Konvektion und dadurch zu einer stärkeren Anregung von Schwerewellen führen. Eindeutig gezeigt wurde der Zusammenhang zwischen Konvektion und Schwerewellen-Aktivität in einer Fallstudie über den Taifun Winnie. Aus Wolkenmessungen des GMS-5 Satelliten läßt sich die Wellenanregung durch den Taifun ableiten. Sowohl die Periodendauer als auch die Phase der von CRISTA beobachteten stratosphärischen Welle stimmen mit der Anregung durch den Taifun überein. Diese Fallstudie baut auf dem "Moving Mountain"-Modell auf, das die Tropopause als bewegliche Membran ansieht. Dieser Denkansatz wird

durch die gute Übereinstimmung zwischen CRISTA- und GMS-5-Daten bestätigt.

Aus gemessener vertikaler Wellenlänge und Windgeschwindigkeit lassen sich Phasengeschwindigkeits-Spektren abschätzen. In den Spektren zeichnen sich die regionalen Unterschiede zwischen Tropen und Subtropen ab. Die langen Wellenlängen in den Tropen sind gleichzeitig mit hohen Phasengeschwindigkeiten verbunden. In den Subtropen liegt das Maximum bei etwa 30 ms^{-1} . Verbunden mit horizontalen Wellenlängen von wenigen hundert Kilometern deutet dies auf typische Zeitskalen von wenigen Stunden hin. Dies paßt zum Durchmesser und zur Lebensdauer großer Gewittertürme.

Auch aus zonalen Mitteln der Schwerewellen-Aktivität ergibt sich ein Hinweis auf die Anregung von Schwerewellen durch Konvektion und erhöhte Meeresoberflächen-Temperatur. CRISTA-2 Daten zeigen ein Maximum in den nördlichen Subtropen bei niedrigen Höhen, daß in den CRISTA-1 Daten nicht zu finden ist. Dies geht im wesentlichen auf die Warmwasser-Gebiete um den Golf von Mexiko und im Kuro-Schio-Strom entlang der japanisch-chinesischen Küste zurück. Während der Sonnenwende verschiebt sich die Region der maximalen Wasser-Temperaturen zur jeweiligen Sommerhemisphäre. In ähnlicher Weise verschiebt sich auch das Maximum der Schwerewellen-Aktivität. Dies sieht man auch in den LIMS-Daten, die für den Februar 1979 eine Südwärts-Verlagerung des tropischen Schwerewellen-Maximums anzeigen. Diese Südwärts-Verlagerung ist aber schwächer ausgeprägt als die Nordwärts-Verschiebung, die CRISTA im August beobachtet hat. Dies könnte damit zusammenhängen, daß auf der Südhemisphäre warme Meeresströmungen bis in mittlere Breiten wie der Golf-Strom und der Kuro-Schio fehlen. Da die Schwerewellen in diesen Gebieten kurze horizontale Wellenlängen haben, sind die beobachteten Wellen auch mit hohem Impulsfluß verbunden. Meist wird allein die Orographie als Quelle hemisphärischer Asymmetrie zwischen Süd- und Nordhalbkugel diskutiert. Die CRISTA-Daten deuten an, daß auch die Anregung von Konvektion über Gebieten hoher Meeresoberflächen-Temperaturen eine zusätzliche Quelle hemisphärischer Asymmetrie sein können.

In der Mesosphäre lassen sich die Wechselwirkungen zwischen Schwerewellen und Gezeiten studieren. Durch die Gezeitenwelle wird in der Mesosphäre der Temperaturgradient lokalzeit-abhängig verändert. Da das Hintergrundprofil teilweise einen ähnlichen Gradienten hat wie der adiabatische Temperaturgradient, werden starke Änderungen der Brunt-Väissälä-Frequenz induziert. Diese modulieren den Schwerewellenfluß. Die Stärke der Modulation läßt sich quantitativ in den CRISTA-Daten überprüfen. Zusätzlich deutet sich verstärktes Schwerewellen-Brechen unmittelbar unterhalb einer Temperaturinversion an. Dies scheint darauf hinzudeuten, daß die Temperaturinversion tatsächlich durch Schwerewellen-Brechen induziert wird, wie öfters vermutet wurde. Die Modulation der Schwerewellen durch die Gezeiten bedeutet auch, daß die Zusammenhänge komplexer sind, als in bisherigen Gezeitenmodellen (GSWM) angenommen.

9 Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. D. Offermann für die Betreuung dieser Arbeit und zahlreiche wertvolle Anregungen.

Dr. Julio T. Bacmeister und Dr. Stephen D. Eckermann danke ich herzlich für Diskussionen, hilfreiche Hinweise und die Überlassung von Programmen und Modellergebnissen.

Für die Strahlungstransport-Bibliothek "Bandpak" danke ich Herrn Larry L. Gordley und Herrn B. Thomas Marshall.

Für den Kalman-Filter und zahlreiche Diskussionen danke ich Dr. Manfred Ern, und Herrn Bernd Schäler für die gute Zusammenarbeit bei Retrieval und Datenauswertung.

Dr. Andreas Dörnbrack danke ich für seine Modell-Rechnungen mit dem MM5, und Dr. Reinhold Spang sowie Mathias Bartelt für die Hilfe bei der Aufarbeitung externer Datensätze.

Für weitere Diskussionen gilt mein Dank Dr. Dave Broutman, Dr. M. Joan Alexander, Prof. Dr. K. U. Grossmann, Dr. Martin Riese, und Dr. Gunnar Eidmann. Außerdem möchte ich mich bei allen Mitarbeitern dieser Arbeitsgruppe bedanken, die zu der hohen Qualität der CRISTA-Daten beigetragen haben.

Das CRISTA-Projekt wird finanziert vom Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF) durch das Deutsche Zentrum für Luft und Raumfahrt (DLR, vormals Deutsche Agentur für Raumfahrt Angelegenheiten DARA).

Das CRISTA-Instrument war Teil der Shuttle-Missionen STS-66 (ATLAS-3) und STS-85 (CRISTA-SPAS) der National Aeronautics and Space Administration (NASA).

Meeres-Oberflächentemperaturen (Reynolds SST) wurden vom NOAA-CIRES Climate Diagnostic Center, Boulder, Colorado, USA durch die WWW Adresse <http://www.cdc.noaa.gov> zur Verfügung gestellt.

A1 Kelvin-Wellen während der beiden CRISTA-Missionen

Im zonal enttrenteten Längen-Querschnitt (Abbildung 16) ist die Struktur einer 12-Tage Kelvin-Welle zu erkennen. Zur Analyse und Enttrentung können keine externen Datensätze herangezogen werden, da weder die Daten des Data Assimilation Office (DAO) noch die des United Kingdom Met Office (UKMO) eine den CRISTA-Daten vergleichbare Struktur aufweisen. Die UKMO-Daten zeigen zwar eine Welle ähnlicher Periodendauer, aber die Vertikalstruktur der Welle ist völlig verschieden von der mit CRISTA beobachteten und entspricht damit auch nicht den Erwartungen für eine Kelvin-Welle.

Die Analyse der Kelvin-Wellen ist detailliert von *Smith et al.* [2001] beschrieben. Bei vorgegebener Frequenz wird eine Anpassung der Amplitude und Phase für Breitenbänder von je 5° durchgeführt. Frequenzen werden durch Optimierung der Anpassung des Breitenbereichs 10° S bis 10° N ermittelt.

Während CRISTA-1 finden sich signifikante Amplituden für die Welle-1 bis etwa 32 km Höhe und für die Welle-2 bis etwa 25 km Höhe [*Smith et al.*, 2001]. Der Höhenverlauf der Amplitude wird weiter unten im Zusammenhang mit der zeitlichen Entwicklung noch näher diskutiert. Höhere Wellenzahlen sind während CRISTA-1 und in diesem Höhenbereich nicht angeregt. Im Bereich erhöhter Amplituden von $\pm 15^\circ$ um den Äquator sind die Phasen nahezu unabhängig von der Breite. Der Phasenverlauf mit der Höhe entspricht einer vertikalen Wellenlänge von 12 km und bestätigt damit das Ergebnis aus Abbildung 16.

Nach *Andrews et al.* [1987] lautet die Dispersions-Relation für Kelvin-Wellen bei Vernachlässigung des Hintergrund-Windes:

$$\omega = -N \frac{k}{m} = -N \frac{\lambda_z}{\lambda_x} \quad (21)$$

Aus dieser Dispersionsrelation erhält man für eine 12-Tage-Welle eine vertikale Wellenlänge von 12 km. Für die Welle-1 stimmen CRISTA-Messung und Theorie also überein. Neben der Dispersionsrelation geben *Andrews et al.* [1987] (Gleichung 4.7.9) auch die meridionale Struktur der Kelvin-Welle an:

$$\hat{\Phi}(y) = \hat{\Phi}_0 * \exp\left(\frac{-\beta k y^2}{2\omega}\right), \quad (22)$$

wobei y die Raumkoordinate entlang eines Längengrades ist und β sich aus der Winkelgeschwindigkeit der Erddrehung zu $\beta = 2\Omega/R_{Erde}$ errechnet. Die Amplitude $\hat{\Phi}$ ist hier die Amplitude für das Geopotential, die Temperatur-Amplitude hat aber die gleiche Breitenabhängigkeit. Gleichung 22 zeigt, daß sich theoretisch die Amplitude in Abhängigkeit von der Breite durch eine Gaußkurve beschreiben läßt. Die Breite σ der Gaußkurve hängt nur von der Frequenz und der Wellenzahl ab. Abbildung 66 zeigt die Temperatur-Amplitude der Welle eins in Abhängigkeit von der Breite für eine Höhe von 25.5 km. An die Meßwerte (durchgezogene Kurve) ist eine um den Äquator zentrierte Gaußkurve angepaßt. Für die

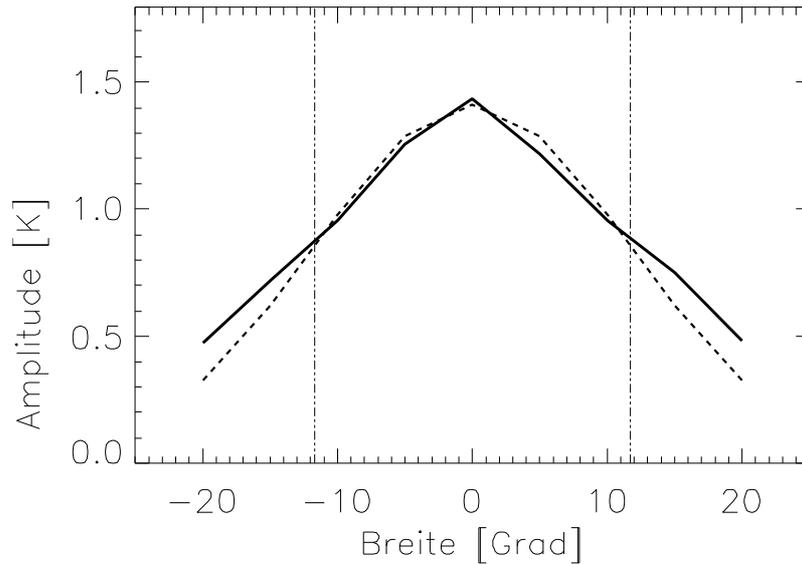


Abbildung 66: Amplitude der Welle-1 in Abhängigkeit von der Breite für eine Höhe von 25.5 km. Die durchgezogene Kurve stellt die Meßwerte dar, die strichlierten eine an die Daten angepaßte Gaußkurve.

Anpassung wurden nur Breiten zwischen 15° S und 15° N verwendet. Es zeigt sich, daß die Meßwerte durch die Gaußkurve gut beschrieben werden. Die Anpassung liefert außerdem die Breite der Gaußkurve σ (vertikale Linien). Die ausgewählte Kurve ist ein gutes Beispiel und für den Bereich 20-30 km Höhe durchaus typisch. Für diesen Höhenbereich streut σ zwischen $9,5^\circ$ und 14° Breite. Diese Werte sind in sehr guter Übereinstimmung mit einer theoretisch erwarteten Breite der Gaußkurve von $11,5^\circ$.

Aufgrund der guten Übereinstimmung der bisherigen Ergebnisse mit der Theorie der Kelvin-Wellen machen wir nun den Ansatz, daß tatsächlich eine Welle mit 12 Tagen Periodendauer am Äquator vorgelegen hat und betrachten die Variation der Amplitude während des Meßzeitraums. Dieser Ansatz bedeutet, daß die Phase aus den bisherigen Analysen übernommen werden kann. Dann ist der einzige freie Parameter, der angepaßt wird, die Amplitude. Diese läßt sich nun für die einzelnen Tage separat anpassen. Die Amplituden-Variation im Missions-Zeitraum ist in Abb. 67 dargestellt. Auf die Abbildung der Welle-3 wurde verzichtet, weil die Amplituden während der gesamten Meßzeit sehr gering bleiben. Die Ergebnisse zeigen eine deutliche Zunahme der Amplitude zu Beginn der Mission und bereits einen Rückgang der Wellenanregung zum Ende der Meßperiode. Diese kurze Lebensdauer der Kelvinwelle ist erstaunlich, wenn man sie mit der Periodendauer von 12 Tagen vergleicht. Frühere Analysen von MLS-Daten [Canziani et al., 1995] zeigen zwar auch deutliche Variationen, scheinen aber längere Lebensdauern anzudeuten. Dies kann aber auch durch die dort verwendete Analysetechnik eines 60-Tage-Analysefensters vorgetäuscht werden. Das wesentliche Problem bei der vorliegenden Analyse besteht darin, daß eine Überlagerung zweier Wellen mit unterschiedlicher Phasengeschwindigkeit eine Schwebung erzeugen und damit

eine Änderung der Amplitude vortäuschen könnte. Dies ist aber eher unwahrscheinlich, da eine solche Welle eine andere vertikale Wellenlänge hätte. Dann wäre eine Verstärkung bzw. Abschwächung der Amplitude zu erwarten, die durch den Höhenbereich hindurchwandert. Die schwächeren Amplituden an den Tagen 308, 309, 314 und 315 scheinen aber im gesamten Höhenbereich vorzuliegen. Dies spricht dafür, daß sich tatsächlich die Amplitude ändert. Die Daten werden nun mit Hilfe der hier diskutierten Phasen, einer Breiten-Abhängigkeit in Form einer Gaußschen Glockenkurve mit $\sigma = 11^\circ$ und den Amplituden aus Abbildung 67 enttrentet. Die Qualität der Enttrentung hängt nicht davon ab, ob die Interpretation einer sich aufbauenden und wieder abschwächenden Welle korrekt ist, sondern würde auch im Falle einer Interferenz mehrerer Wellen gute Ergebnisse liefern.

Smith et al. [2001] haben gezeigt, daß auch während des zweiten CRISTA-Fluges Kelvin-Wellen beobachtet wurden. Entsprechend der geänderten QBO-Phase waren diese bei größeren Höhen ausgeprägt und hatten kürzere Periodendauern. So hatte z.B. Die Welle-1 bei CRISTA-2 eine Periodendauer von ~ 7 Tagen. Zusätzlich wurden auch deutlich schnellere Kelvin-Wellen mit einer Wellenzahl 4 beobachtet. Diese hatte eine geringere Amplitude. Trotzdem kann die Welle-4 einen signifikanten Beitrag zur Impulsbilanz leisten, weil der Impulstransport mit zunehmender Wellenzahl steigt.

Diese Beobachtung ist insbesondere deshalb interessant, weil frühere Arbeiten [*Canziani et al.*, 1994, *Canziani et al.*, 1995, *Canziani und Holton*, 1998] die Aussage machen, daß schon jenseits der Welle-2 Kelvin-Wellen keinen signifikanten Beitrag zum äquatorialen Wellenfeld leisten würden. Abschließend sind in Tabelle 2 die wesentlichen Parameter der Welle-1 für beide Flüge zusammengestellt und mit der Dispersionsrelation verglichen. Auch hier ergibt sich ein konsistentes Bild.

Tabelle 2: Vergleich zwischen den Analysen der CRISTA-Temperaturen und den Ergebnissen der linearen Wellentheorie für Kelvin-Wellen. Die theoretischen Werte der vertikalen Wellenlänge wurden mit Hilfe der angegebenen Periodendauer τ berechnet. Diese stellt die beste Schätzung für den jeweiligen CRISTA-Flug (siehe Spalte zwei) dar.

Flug	τ [Tage]	λ_z -theo. [km]	λ_z -Mess. [km]	σ -theo.	σ -Mess.
1	12.0	12	12 ± 1	11.5°	$11^\circ \pm 2^\circ$
2	7.3	20	20 ± 4	14.8°	$17^\circ \pm 4^\circ$

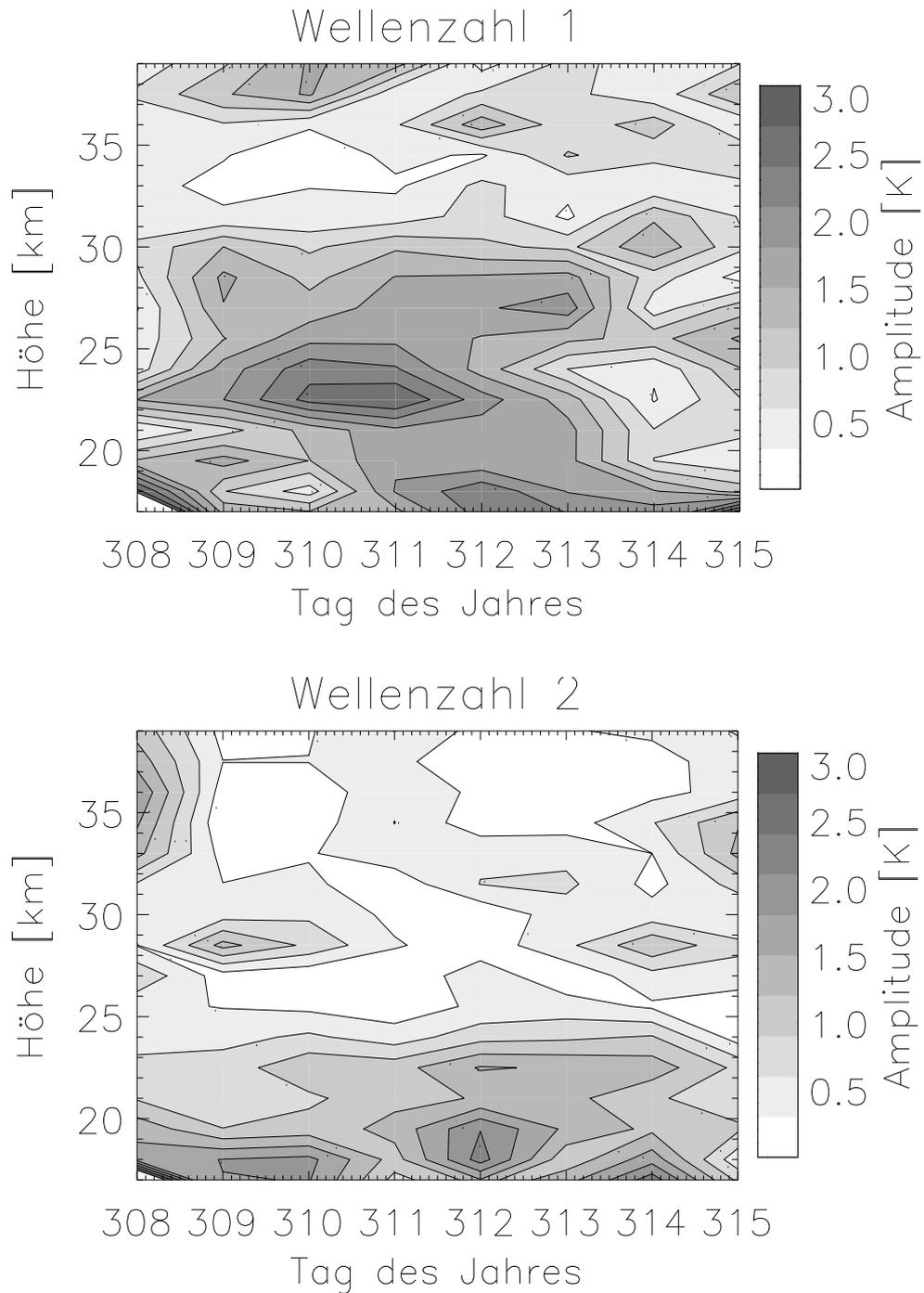


Abbildung 67: Amplitude der Kelvin-Welle in Abhängigkeit von Höhe und Meßtag. Das obere Bild zeigt die Ergebnisse für Welle eins, das untere für Welle zwei. Die Ergebnisse legen nahe, daß sich die Welle im Verlauf der Mission aufbaut und wieder abschwächt.

A2 Vergleich der MEM/HA mit Varianz und Fouriertransformation

Von den in Kapitel 4.3 aufgeführten Fehlerquellen ist der Skalierungsfehler durch die Meßmethode bedingt und läßt sich daher auch bei keiner anderen Analyse­methode vermeiden. Die Unterdrückung kurzer Wellenlängen und der Fehler bei der Mittelwertbildung sind spezifisch für die MEM/HA. Ein Vergleich mit Ergebnissen einer Fourier-Analyse kann helfen, die Methode zu validieren.

Auch die Fourier-Transformation (FT) wird auf einem gleitenden Fenster ausgeführt. Allerdings muß hier die Fensterlänge größer gewählt werden, da die Länge des Intervalls gleich der größten analysierten Wellenlänge ist. Da wir Wellenlängen bis zu 20 km betrachten wollen, muß das Analysefenster bei 1,5 km Punkte-Abstand mindestens 13 Punkte lang sein. Um “Leakage” zu unterdrücken, werden die Daten vor der Fourier-Transformation mit einem Welchfenster gefaltet. Da dieses die resultierenden Amplituden verfälschen kann, werden diese gemäß dem Parseval Theorem nachnormiert. Dies geschieht separat nach jeder durchgeführten Fourier-Transformation, d.h. für jedes einzelne Profil und jedes analysierte Höhenintervall. Auf einen Faktor $\delta z/2\pi$, der die Werte der FT auf spektrale Energiedichte skaliert, wird verzichtet. So ist eine direkte Gegenüberstellung der FT mit Varianzen und mit den Ergebnissen der MEM/HA möglich.

In Abbildung 68a sind Varianzen der Abweichungen vom zonalen Mittelwert nach Enttrennung durch das Kalmanfilter dargestellt. Diese Technik wurde bereits von *Fetzer und Gille* [1994] angewandt. Die Werte sind in dB über 1 K^2 angegeben. Die Varianz ist rein in der Horizontalen berechnet und schränkt daher die Höhenauflösung nicht ein. In Teilbild (b) ist die Summe der Amplitudenquadrate aller Komponenten der Fourier-Transformation abgebildet. Da die Fourier-Transformation mittels Parseval Theorem normiert ist, unterscheiden sich die Bilder nur darin, daß die Fourier-Transformation auf einem 20 km weiten Analysefenster durchgeführt wird. Dies führt zu einer Verschmierung der Strukturen entlang der Höhenachse. Tatsächlich ist Teilbild (a) wesentlich stärker strukturiert. Dies ist in Teilbild (c) herausgearbeitet, welches das Verhältnis zwischen Varianz und Fourier-Transformation zeigt. Oberhalb von 30 km Höhe liegt das Verhältnis im Mittel bei 1, streut aber um etwa 20%. Bei 25 km Höhe ist das Verhältnis jedoch nahezu Null. Hier überschätzt die FT die Werte drastisch, da sie ein Maximum unterhalb 20 km Höhe auf Höhen von 25–30 km projiziert, wo eigentlich ein Minimum vorliegt (siehe Teilbild (a)). Dies zeigt, daß der Datensatz nicht homogen ist. Damit ist eine wesentliche Voraussetzung der FT nicht erfüllt.

Um Fourier-Transformation und MEM/HA miteinander vergleichen zu können, müssen gleiche spektrale Fenster betrachtet werden. Die Spektralfenster der FT sind durch die Wahl der Analysepunkte und das gewählte Analyse-Fenster vorgegeben. Die entsprechenden Leakage-Funktionen für 13 Analysepunkte und einem Abtast-Abstand von $\delta z = 1,5 \text{ km}$ wurden nach *Press et al.* [1992] berechnet und sind in Abbildung 69 in Abhängigkeit von der Wellenlänge

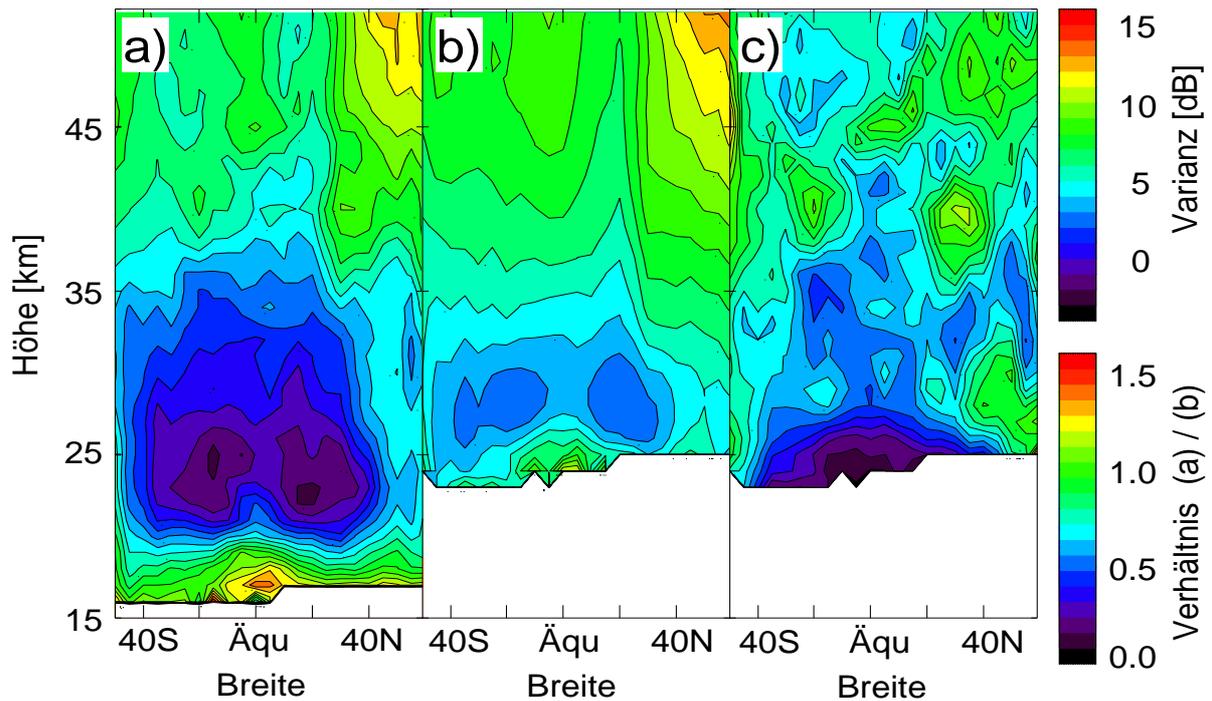


Abbildung 68: Varianzen in Teilbild (a) sind mit Resultaten der Fourier-Transformation (b) verglichen. Das Verhältnis zwischen beiden ist in (c) dargestellt. Die Daten wurden an Tag 313 gemessen.

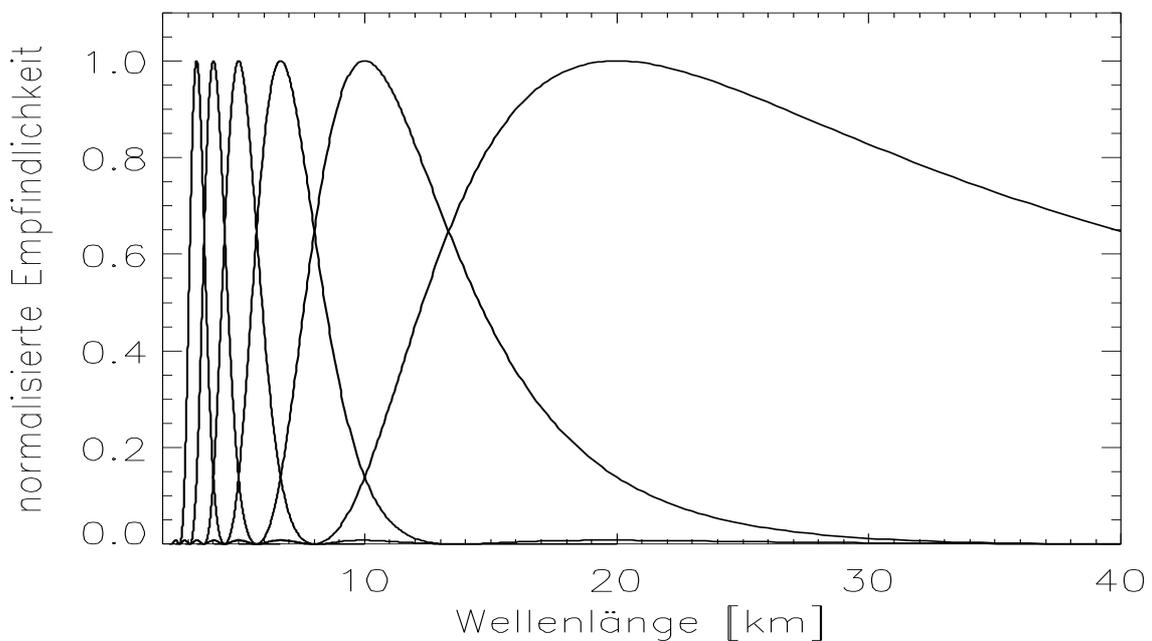


Abbildung 69: Leakage-Funktionen für eine 13 Punkte Fourier-Transformation bei einem Abstand der Meßpunkte von 1,5 km.

dargestellt. Sie sind ein Maß dafür, über welchen Frequenzbereich sich die spektrale Empfindlichkeit einer bestimmten zentralen Wellenlänge erstreckt. Hieraus lassen sich die erforderlichen Grenzen von Spektralintervallen für die MEM/HA ablesen, so daß die MEM/HA und FT vergleichbar sind.

In Abbildung 70 sind für Tag 313 zonale Mittel der Amplitudenquadrate, die mit den beiden Techniken bestimmt wurden, verglichen. Die Ergebnisse der Fourier-Transformation sind in der oberen Reihe (a-c) dargestellt. Für die MEM/HA wurde sowohl ein Analyse-Fenster von 13 km Länge (mittlere Reihe, d-f) als auch ein Fenster von 7,5 km Länge (untere Reihe, g-i) verwendet. Es wurden drei verschiedene Bereiche der Vertikal-Wellenlänge untersucht. Die rechte Spalte (f,i) zeigt Amplitudenquadrate von Schwerewellen mit Wellenlängen zwischen 3 km und 10 km, die mittlere (e,h) Wellenlängen zwischen 3 km und 15 km. Die linke Spalte (d,g) vergleicht die Resultate für die sehr langen Vertikal-Wellenlängen zwischen 15 km und 30 km. Nach Abbildung 69 entspricht das Intervall 3-10 km der Summe aller Fourier-Komponenten mit Zentral-Wellenlängen kleiner als 6,7 km (c), und das Intervall 3,0-15,0 km der Summe aller Fourier-Komponenten mit Zentral-Wellenlängen kleiner als 10 km (b). Zum Vergleich der sehr langen Wellenlängen (linke Spalte) wurde nur das Frequenzbin um 20 km verwendet (a). Sowohl die Ergebnisse der Fourier-Transformation als auch die der MEM/HA wurden mit dem Skalierungsfaktor aus Kapitel 3 nachnormiert. In den oberen Höhen (>30 km) findet sich eine sehr gute quantitative Übereinstimmung zwischen der Fourier-Transformation und der MEM/HA. Die Abweichungen sind in der Regel deutlich kleiner als 2 dB (eine Farbstufe). Dies ist nur geringfügig größer als der Fehler der Mittelwertbildung aus Tabelle 1. Dies bestätigt unsere Erwartung, daß der Beitrag von Wellen mit sehr kurzen Vertikal-Wellenlängen klein ist, wenn die obere Schranke des betrachteten Wellenlängen-Bereichs mindestens 10 km beträgt. Unterhalb von 30 km Höhe sind die Abweichungen zwischen FT und MEM/HA wesentlich größer. Dies ist auf die große Fensterlänge der FT zurückzuführen, die zu einer Verschmierung in der Vertikalrichtung führt. Insbesondere bei der Analyse mit einem 5-Punkte Fenster (7,5 km Fensterlänge) sind das tropische Maximum um 20 km und die subtropischen Minima um 25 km Höhe für die kurzen Wellenlängen deutlich ausgeprägt (h,i). Dies stimmt gut mit den Strukturen überein, die in den Varianzen beobachtet wurden (Abbildung 68a). Die Übereinstimmung zeigt, daß insbesondere die 5-Pt MEM/HA sehr gut für die Analyse nicht homogener Daten geeignet ist. Gleichzeitig liefert die Analyse mit dem kurzen Fenster auch für lange Wellenlängen sehr gute Resultate, wie der Vergleich von Teilbild (g) mit den Ergebnissen der Fourier-Transformation (a) und der MEM/HA auf 9-Punkte Fenster (d) bei Höhen >30 km zeigt, wo die Daten in etwa homogen sind.

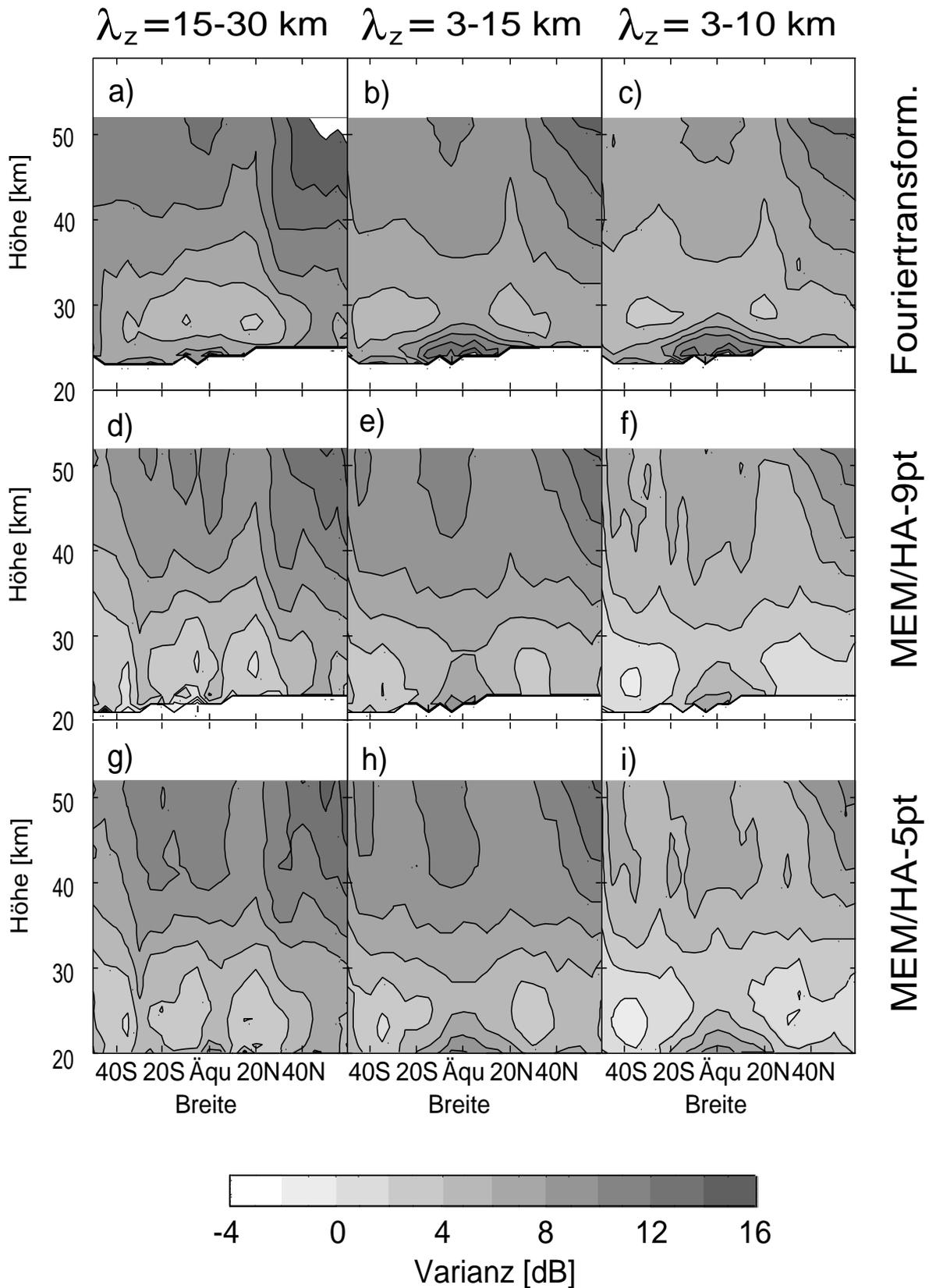


Abbildung 70: Vergleich zwischen der Fourier-Transformation (oberste Reihe) und einer MEM/HA-Analyse auf einem gleitenden Fenster von 13 km Länge (mittlere Reihe) und einer MEM/HA-Analyse auf einem gleitenden Fenster von 7,5 km Länge (untere Reihe). Wellenlängen-Bereiche von 3–10 km, 3–15 km und 15–30 km sind in den drei Spalten verglichen.

10 Literatur

- Alexander, M. J., J. R. Holton und D. R. Durran, The gravity wave response above deep convection in a squall line simulation, *J. Atmos. Sci.*, 52, 2212-2226, 1995.
- Alexander, M. J. und L. Pfister, Gravity wave momentum flux in the lower stratosphere over convection, *Geophys. Res. Lett.*, 22, 2029-2032, 1995.
- Alexander, M. J., Interpretations of observed climatological patterns in stratospheric gravity wave variance, *J. Geophys. Res.*, 103, 8627-8640, 1998.
- Alexander, M. J., J. H. Beres und L. Pfister, Tropical stratospheric gravity wave activity and relationships to clouds, *J. Geophys. Res.*, 105, 22.299-22.309, 2000.
- Alexander, M. J., T. Tsuda und R. A. Vincent, On the latitudinal variations observed in gravity waves with short vertical wavelengths *J. Atmos. Sci.*, eingereicht, 2001.
- Allen, S. J. und R. A. Vincent, Gravity wave activity in the lower atmosphere: Seasonal and latitudinal variations, *J. Geophys. Res.*, 100, 1327-1350, 1995.
- Andrews, D. J., J. R. Holton und C. B. Leovy, Middle atmosphere dynamics, Int. Geophys. Ser., Academic Press, 489 pp., San Diego, 1987.
- Bacmeister, J. T., Mountain-wave drag in the stratosphere and mesosphere inferred from observed winds and a simple mountain-wave parameterization scheme, *J. Atmos. Sci.*, 50, 377-399, 1993.
- Bacmeister, J. T., S. D. Eckermann, P. A. Newman, L. Lait, K. R. Chan, M. Loewenstein, M. H. Proffitt und B. L. Gary, Stratospheric horizontal wavenumber spectra of winds, potential temperature, and atmospheric tracers observed by high-altitude aircraft, *J. Geophys. Res.*, 101, 9.441-9.470, 1996.
- Bacmeister, J. T., V. Kuell, D. Offermann, M. Riese und J. W. Elkins, Intercomparison of satellite and aircraft observations of ozone, CFC-11, and NO_y using trajectory mapping, *J. Geophys. Res.*, 104, 16.379-16.390, 1999b.
- Barthol, P., Das optische System des CRISTA-Experiments, Dissertation WUB-DIS 94-4, Bergische Universität-Gesamthochschule Wuppertal, 1994.
- Barthol, P., K. U. Grossmann und D. Offermann, Telescope design of the CRISTA/SPAS experiment aboard the Space Shuttle, *SPIE*, 1331, 54-63, 1990.
- Baker, R. D., G. Schubert und P. W. Jones, Convectively generated internal gravity waves in the lower atmosphere of Venus. Part 1: No wind shear, *J. Atmos. Sci.*, 57, 184-199, 2000.

- Bergman, J. W. und M. L. Salby, Equatorial wave activity derived from fluctuations in observed convection, *J. Atmos. Sci.*, 51, 3791-3806, 1994.
- Bittner, M., Langperiodische Temperaturoszillationen in der unteren und mittleren Atmosphäre (0-100 km) während der DYANA-Kampagne, Dissertation WUB-DIS 93-3, Bergische Universität-Gesamthochschule Wuppertal, 1993.
- Bittner, M., D. Offermann, P. Preusse, M. Riese, H. Claude und F. J. Schmidlin, CRISTA Ozone measurements/validation, *Adv. Space Res.*, 19, 567-570, 1997a.
- Bittner, M., D. Offermann und H. U. Widdel, Nonlinear resonant interaction of atmospheric gravity waves derived from chaff-wind data: a case study, Proceedings 13th ESA Symposium on European Rocket and Balloon Programmes and Related Research, Öland, Sweden, 26-29 May 1997, ESA SP-397, pp 489-494, 1997b.
- Booker, J. R. und F. P. Bretherton, The critical layer for internal gravity waves in a shear flow, *J. Fluid Mech.*, 27, 513-519, 1967.
- Boville, B. A., Middle atmosphere version of CCM2 (MACCM2): Annual cycle and interannual variability *J. Geophys. Res.*, 100, 9017-9039, 1995.
- Canziani, P. O., J. R. Holton, E. Fishbein, L. Froidevaux und J. W. Waters, Equatorial Kelvin Waves: A UARS MLS View, *J. Atmos. Sci.*, 51, 3053-3076, 1994.
- Canziani, P. O., J. R. Holton, E. Fishbein und L. Froidevaux, Equatorial Kelvin wave variability during 1992 and 1993, *J. Geophys. Res.*, 100, 5193-5202, 1995.
- Canziani, P. O. und J. R. Holton, Kelvin Waves and the quasi-biennial oscillation: An observational analysis, *J. Geophys. Res.*, 103, 31.509-31.521, 1998.
- Carslaw, K. S., T. Peter, J. T. Bacmeister und S. D. Eckermann, Widespread solid particle formation by mountain waves in the Arctic stratosphere, *J. Geophys. Res.*, 104, 1827-1836, 1999a.
- Carslaw, K. S., H. Volkert, P. Haynes, N. R. P. Harris, N. Larsen, G. Amanatidis und T. Peter, The European Workshop on Mesoscale Processes in the Stratosphere – Overview and Outcomes, in *Mesoscale Processes in the Stratosphere*, edited by K. S. Carslaw und G. T. Amanatidis, Air pollution research report 69, EUR 18912 EN, 1999b.
- Chimonas, G. und H. M. Hauser, The transfer of angular momentum from vortices to gravity swirl waves, *J. Atmos. Sci.*, 54, 1701-1711, 1997.
- Chun H. Y., M. D. Song, J. W. Kim, J. J. Baik, Effects of gravity wave drag induced by cumulus convection on the atmospheric general circulation, *J. Atmos. Sci.*, 58, 302-319, 2001.

- Clark, J. H. E., Gravity waves driven by diurnal fluctuations in mesoscale heating, *J. Atmos. Sci.*, *56*, 769-783, 1999.
- Collins, M., S. R. Lewis und P. L. Read, Gravity wave drag in a global circulation model of the Martian atmosphere, *Adv. Space Res.*, *19*, 1245-1254, 1997.
- Dewan, E. M., N. Grossbard, A. F. Quesada und R. E. Good, Spectral analysis of 10m resolution scalar velocity profiles in the stratosphere, *Geophys. Res. Lett.*, *11*, 80-83, 1984.
- Dewan, E. M. und R. E. Good, Saturation and the “universal” spectrum for vertical profiles of horizontal scalar winds in the atmosphere, *J. Geophys. Res.*, *91*, 2742-2748, 1986
- Dewan, E. M., R. H. Picard, R. R. O’Neil, H. A. Gardiner, J. Gibson, J. D. Mill, E. Richards, M. Kendra und W. O. Gallery, MSX satellite observations of thunderstorm-generated gravity waves in mid-wave infrared images of the upper stratosphere, *Geophys. Res. Lett.*, *25*, 939-942, 1998.
- Dörnbrack, A., M. Leutbecher, J. Reichardt, A. Behrendt, K.-P. Müller und G. Baumgarten, Relevance of mountain wave cooling for the formation of polar stratospheric clouds over Scandinavia: Mesoscale dynamics and observations for January 1997, *J. Geophys. Res.*, *106*, 1569-1581, 2001.
- Dudhia, J., A nonhydrostatic version of the Penn State–NCAR mesoscale model: Validation tests and simulation of an atlantic cyclone and cold front, *Mon. Weather Rev.*, **121**, 1493-1513, 1993.
- Dunkerton, T. J., The role of gravity waves in the quasi-biennial oscillation, *J. Geophys. Res.*, *102*, 26.053-26.076, 1997.
- Eckermann, S. D., I. Hirota und W. K. Hocking, Gravity wave and equatorial wave morphology of the stratosphere derived from long-term rocket soundings, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, *121*, 146-186, 1995.
- Eckermann, S. D. und C. J. Marks, An idealized ray model of gravity wave-tidal interactions, *J. Geophys. Res.*, *101*, 21.195-21.212, 1996.
- Eckermann, S. D. und P. Preusse, Global measurements of stratospheric mountain waves from space, *Science*, *286*, 1534-1537, 1999.
- Eckermann, S. D., D. Broutman, K. A. Tan, P. Preusse und J. T. Bacmeister, Mountain waves in the stratosphere, *NRL-Review 2000*, 73-86, 2000.
- Eckermann, S. D., P. Preusse und evtl. weitere Co-Autoren, South Polar Vortex Gravity Waves, *J. Geophys. Res.*, in Vorbereitung, 2001.

- Egger, J., On the energy source for atmospherically induced angular momentum changes of the earth, *Meteorol. Zeit.*, 9, 377-379, 2000.
- Egger, J. und K. P. Hoinka, Mountain torques and the equatorial components of global angular momentum, *J. Atmos. Sci.*, 57, 2319-2331, 2000.
- Ern, M., Interpolation asynoptischer Satellitendaten, Diplomarbeit, WU D 93-35, Bergische Universität-Gesamthochschule Wuppertal, 1993.
- Ern, M., Relaxationseffekte der CRISTA-Infrarotdetektoren und ihre Korrektur, Dissertation, WUB-DIS 2000-4, Bergische Universität-Gesamthochschule Wuppertal, 2000.
- Ern, M., D. Offermann, P. Preusse, K. U. Grossmann und J. Oberheide, Calibration procedures and correction of detector-signal relaxations for the CRISTA infrared satellite instrument, *Applied Optics*, in Vorbereitung, 2001.
- Fetzer, E. J., A global climatology of middle atmosphere inertio-gravity waves, Dissertation, State University of Colorado at Boulder, 270 pp., 1990.
- Fetzer, E. J. und J. C. Gille, Gravity wave variances in LIMS temperatures, I, Variability and comparison with background winds, *J. Atmos. Sci.*, 51, 2461-2483, 1994.
- Fetzer, E. J. und J. C. Gille, Gravity wave variance in LIMS temperatures. Part II: Comparison with the zonal-mean momentum balance, *J. Atmos. Sci.*, 53, 398-410, 1996.
- Fovell, R., D. Durran und J. R. Holton, Numerical simulations of convectively generated stratospheric gravity waves, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 49, 1427-1442, 1992.
- Fritts, D. C. und G. D. Nastrom, Sources of mesoscale variability of gravity waves. Part II: Frontal, convective, and jet stream excitation, *J. Atmos. Sci.*, 49, 111-127, 1992.
- Gordley, L. L., B. T. Marshall und D. A. Chu, Linepak: Algorithms for modeling spectral transmittance and radiance, *JQSRT*, 52, 563-580, 1994.
- Gossard E. E. und W. H. Hooke, Waves in the atmosphere, atmospheric infrasound and gravity waves – their generation and propagation, *Elsevier Scientific Publishing Company*, Amsterdam, Oxford, New York, 1975.
- Gradshteyn, I. S. und I. M. Ryzhik, Table of integrals, series, and products, Fifth Edition, Academic Press, Boston, 1994.
- Guest, F. M., M. J. Reeder, C. J. Marks und D. J. Karoly, Inertia-gravity waves observed in the lower stratosphere over Macquarie Island, *J. Atmos. Sci.*, 57, 737-752, 2000.
- Hagan, M. E., J. M. Forbes und F. Vial, On modeling migrating solar tides, *Geophys. Res. Lett.*, 22, 893-896, 1995.

- Hamilton, K., R. J. Wilson und R. S. Hemler, Middle atmosphere simulated with high vertical and horizontal resolution versions of a GCM: improvements in the cold pole bias and generation of a QBO-like oscillation in the tropics, *J. Atmos. Sci.*, *56*, 3829-3846, 1999.
- Hauchecorne, A., M. L. Chanin und R. Wilson, Mesospheric temperature inversion and gravity wave breaking, *Geophys. Res. Lett.*, *14*, 933-936, 1987.
- Hines, C. O., Doppler-spread parameterization of gravity-wave momentum deposition in the middle atmosphere. Part 1: Basic formulation, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *59*, 371-386, 1997.
- Holton, J. R., The role of gravity wave induced drag and diffusion in the momentum budget of the mesosphere, *J. Atmos. Sci.*, *39*, 791-799, 1982.
- Holton, J. R., P. H. Haynes, M. E. McIntyre, A. R. Douglas, R. B. Rood und L. Pfister, Stratosphere-Troposphere exchange, *Reviews of Geophys.*, *33*, 403-439, 1995.
- Holton, J. R. und M. J. Alexander, Gravity waves in the mesosphere generated by tropospheric convection, *Tellus*, *51 A-B*, 45-58, 1999.
- Holton, J. R. und M. J. Alexander, The role of waves in the transport circulation of the middle atmosphere, in *Atmospheric Science Across the Stratopause*, Geophysical Monograph 123, edited by D. E. Siskind, S. D. Eckermann, M. E. Summers, American Geophysical Union, Washington DC, 2000.
- Hostetler, C. A. und C. S. Gardner, Observations of horizontal and vertical wave number spectra of gravity wave motions in the stratosphere and mesosphere over the mid-Pacific, *J. Geophys. Res.*, *99*, 1283-1302, 1994.
- Jiang, J. H. und D. L. Wu, UARS MLS observations of gravity waves associated with the arctic winter stratospheric vortex, *Geophys. Res. Lett.*, *28*, 527-530, 2001.
- Joshi, M., R. Haberle, J. Hollingsworth und D. Hinson, A comparison of MGS Phase 1 aerobraking radio occultation data and the NASA Ames Mars GCM, *J. Geophys. Res.*, *105*, 17.601-17.615, 2000.
- Koch, S. E. und L. M. Siedlarz, Mesoscale gravity waves and their environment in the central United States during STORM-FEST, *Mon. Weather Rev.*, *127*, 2854-2879, 1999.
- Koshyk, J. N., B. A. Boville, K. Hamilton, E. Manzini und K. Shibata, Kinetic energy spectrum of horizontal motions in middle-atmosphere models, *J. Geophys. Res.*, *104*, 27.177-27.190, 1999.

- Lehmacher, G. A., J. Oberheide, F. J. Schmidlin und D. Offermann, Zero miss time and zero miss distance experiments for validation of CRISTA-2 temperatures, *Adv. Space Res.*, *26*, 965-969, 2000.
- Leroy, S. S. und A. P. Ingersoll, Convective generation of gravity waves in Venus' atmosphere: Gravity wave spectrum and momentum transport, *J. Atmos. Sci.*, *52*, 3717-3737, 1995.
- Leutbecher, M., Die Ausbreitung orographisch angeregter Schwerewellen in die Stratosphäre, DLR-Forschungsbericht 98-17, ISSN 1434-8454, Dissertation Ludwig-Maximilians-Universität München, 1998.
- Lindzen, R. S., Turbulence and stress owing to gravity wave and tidal breakdown, *J. Geophys. Res.*, *86*, 9707-9714, 1981.
- Lindzen, R. S. und J. R. Holton, A theory of the quasi-biennial oscillation *J. Atmos. Sci.*, *25*, 1095-1107, 1968.
- Liu, H.-L., M. E. Hagan und R. G. Roble, Local Mean State Changes due to Gravity Wave Breaking Modulated by the Diurnal Tide, *J. Geophys. Res.*, *105*, 12.381-12.396, 2000.
- Manzini, E. und N. A. McFarlane, The effect of varying the source spectrum of a gravity wave parameterization in a middle atmosphere general circulation model, *J. Geophys. Res.*, *103*, 31.523-31.539, 1998.
- Marks, C. J. und S. D. Eckermann, A three-dimensional nonhydrostatic ray-tracing model for gravity waves: Formulation and preliminary results for the middle atmosphere, *J. Atmos. Sci.*, *52*, 1959-1984, 1995.
- Marshall, B. T., L. L. Gordley und D. A. Chu, Bandpak: Algorithms for modeling broadband transmissions and radiance, *JQSRT*, *52*, 581-599, 1994.
- Mayr, H. G., R. E. Hartle und K. L. Chan, Equatorial oscillations maintained by gravity waves as described with the Doppler spread parameterization: II Heuristic analysis, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, *60*, 201-213, 1998a.
- Mayr, H. G., J. G. Mengel und K. L. Chan, Equatorial oscillations maintained by gravity waves as described with the Doppler spread parameterization: I. Numerical experiments, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, *60*, 181-199, 1998b.
- Mayr, H. G., J. G. Mengel, C. A. Reddy, K. L. Chan und H. S. Porter, Variability of the equatorial oscillations induced by gravity wave filtering, *Geophys. Res. Lett.*, *25*, 2629-2632, 1998c.
- Mayr, H. G., J. G. Mengel, K. L. Chan und H. S. Porter, Seasonal variations of the of the diurnal tide induced by gravity wave filtering, *Geophys. Res. Lett.*, *25*, 943-946, 1998d.

- Mayr, H. G., C. L. Wolff und R. E. Hartle, Wave driven non-linear flow oscillator for the 22-year solar cycle. *Geophys. Res. Lett.*, *28*, 463-466, 2001.
- McFarlane, N. A., The effect of orographically excited gravity wave drag on the general circulation of the lower stratosphere und troposphere, *J. Atmos. Sci.*, *44*, 1775-1800, 1987.
- McIntyre, M. E., Breaking waves und global-scale chemical transport in the Earth's atmosphere, with spinoffs for the Sun's interior, *Prog. of Theor. Phys.*, *130*, 137-166, 1998.
- McIntyre, M. E., Breaking waves and global-scale chemical transport in the Earth's atmosphere, with spinoffs for the Sun's interior, Errata, <http://www.atmosdynamics.dampt.cam.ac.uk/people/mem>, 1999.
- McLandress, C., On the importance of gravity waves in the middle atmosphere and their parameterization in general circulation models, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *60*, 1357-1383, 1998.
- McLandress, C., M. J. Alexander und D. L. Wu, Microwave Limb Sounder observations of gravity waves in the stratosphere: a climatology and interpretation, *J. Geophys. Res.*, *105*, 11.947-11.967, 2000.
- Medvedev A. S. und G. P. Klaassen, Parameterization of gravity wave momentum deposition based on nonlinear wave interactions: basic formulation and sensitivity tests, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *62*, 1015-1033, 2000.
- Medvedev A. S. und G. P. Klaassen, Realistic semiannual oscillation simulated in a middle atmosphere general circulation model, *Geophys. Res. Lett.*, *28*, 733-736, 2001.
- Meisenberg, G., Validierung von CRISTA-Messungen mittels Ballon- und Raketendaten, Diplomarbeit WU D 98-20, Bergische Universität-Gesamthochschule Wuppertal, 1998.
- Meriwether, J. W., X. Gao, V. B. Wickwar, T. Wilkerson, K. Beissner, S. Collins und M. E. Hagan, Observed coupling of the mesosphere inversion layer to the thermal tidal structure, *Geophys. Res. Lett.*, *25*, 1479-1482, 1998.
- Nastrom G. D. und D. C. Fritts, Sources of mesoscale variability of gravity waves. Part I: topographic excitation, *J. Atmos. Sci.*, *49*, 101-110, 1992.
- Nastrom, G. D., A. R. Hansen, T. Tsuda, M. Nishida und R. Ware, A comparison of gravity wave energy observed by VHF radar and GPS/MET over central North America, *J. Geophys. Res.*, *105*, 4685-4687, 2000.

- Nishida, M., T. Tsuda, C. Rocken, R. H. Ware, H. Nakane, N. Sugimoto und P. S. Nambuthiri, Verification of temperature profiles obtained by the GPS occultation technique (GPS/MET) with radiosonde and lidar measurements in tropical and subtropical regions, *J. Geophys. Res.*, *105*, 7257-7273, 2000.
- Oberheide, J., M. E. Hagan, W. E. Ward, M. Riese und D. Offermann, Modeling the diurnal tide for CRISTA 1 time period, *J. Geophys. Res.*, *105*, 24.917-24.929, 2000.
- Oberheide, J., Messung und Modellierung von Gezeitenwellen in der mittleren Erdatmosphäre: Ergebnisse des CRISTA-Experiments, Dissertation WUB-DIS 00-10, Bergische Universität-Gesamthochschule Wuppertal, 2000.
- Oberheide, J., G. A. Lehmacher, D. Offermann, K. U. Grossmann, A. H. Manson, C. E. Meek, F. J. Schmidlin, W. Singer und R. A. Vincent, Geostrophic wind fields in the stratosphere and mesosphere from satellite data, *J. Geophys. Res.*, eingereicht, 2001.
- Offermann, D., CRISTA: A space shuttle experiment for middle atmosphere small scale structures, in: *Thrane, e.v. et al.* (Eds.): Coupling Processes in the Lower and Middle Atmosphere, pp. 389-401, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1993.
- Offermann, D., K. U. Grossmann, P. Barthol, P. Knieling, M. Riese und R. Trant, The Cryogenic Infrared Spectrometers and Telescopes for the Atmosphere (CRISTA) experiment and middle atmosphere variability, *J. Geophys. Res.*, *104*, 16.311-16.325, 1999.
- Offermann, D., M. Jarisch, B. Schaeler, G. Eidmann, M. Langfermann, J. Oberheide, T. Wiemert, M. Riese und C. Schiller, Trace gas densities and dynamics at and above the tropopause as derived from CRISTA data, *SPIE*, *4150*, 10-19, 2001a.
- Offermann, D., B. Schaeler, M. Riese, M. Langfermann, M. Jarisch, G. Eidmann, C. Schiller, H. G. J. Smit und W. G. Read, Water vapor at the tropopause during the CRISTA 2 mission, *J. Geophys. Res.*, eingereicht, 2001b.
- Palmer, T. N., G. J. Shutts und R. Swinbank, Alleviation of a systematic westerly bias in general circulation and numerical weather prediction models through an orographic gravity wave drag parameterization, *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, *112* 1001-1093, 1986.
- Pandya R. E. und M. J. Alexander, Linear stratospheric gravity waves above convective thermal forcing, *J. Atmos. Sci.*, *56*, 2434-2446, 1999.
- Paxton, C. H. und D. A. Sobien, Resonant interaction between an atmospheric gravity wave and shallow water along Florida's west coast *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, *79*, 2727-2732, 1998.

- Pfister, L., S. Scott, M. Loewenstein, S. Bowen und M. Legg, Mesoscale disturbances in the tropical stratosphere excited by convection: observations and effects on the stratospheric momentum budget. *J. Atmos. Sci.*, 50, 1058-1075, 1993.
- Piani, C., D. Durran, M. J. Alexander und J. R. Holton, A numerical study of three-dimensional gravity waves triggered by deep convection and their role in the dynamics of the QBO, *J. Atmos. Sci.*, 57, 3689-3702, 2000.
- Picard, R. H., R. R. O'Neil, H. A. Gardiner, J. Gibson, J. R. Winick, W. O. Gallery, A. T. Stair, P. P. Wintersteiner, E. R. Hegblom und E. Richards, Remote sensing of discrete stratospheric gravity-wave structure at 4.3mm from the MSX satellite, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 2809-2812, 1998.
- Plumb, R. A. und A. D. McEwan, The instability of a forced standing wave in a viscous stratified fluid: A laboratory analogue of the Quasi-Bienial Oscillation *J. Atmos. Sci.*, 35, 1827-1839, 1978.
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T. und B. P. Flannery, Numerical recipes in Fortran 77, The art of scientific computing, Second Edition, Cambridge University Press, pp 933, 1992.
- Preusse, P., Vorbereitung der Eichung der CRISTA-Spektrometer, Diplomarbeit WU D 94-45, Bergische Universität-Gesamthochschule Wuppertal, 1995.
- Preusse, P., M. Riese, J. Oberheide, M. Bittner., K. U. Grossmann und D. Offermann, Evidence for a zonally trapped diurnal tide in CRISTA temperatures, *Adv. Space Res.*, 19, 579-582, 1997.
- Preusse, P., B. Schaeler, J. Bacmeister und D. Offermann, Evidence for Gravity Waves in CRISTA Temperatures, *Adv. Space Res.*, 24, 1601-1604, 1999a.
- Preusse, P., Schaeler, B., Offermann, D. und S.D. Eckermann, Mountain lee waves over South America - a case study on the sensitivity to spatial short scales, in *Mesoscale Processes in the Stratosphere*, edited by K. S. Carslaw und G. T. Amanatidis, Air pollution research report 69, EUR 18912 EN, 1999b.
- Preusse, P., S. D. Eckermann und D. Offermann, Comparison of global distributions of zonal-mean gravity wave variance inferred from different satellite measurements, *Geophys. Res. Lett.*, 27, 3877-3880, 2000.
- Preusse, P., A. Dörnbrack, S. D. Eckermann, M. Riese, B. Schaeler, J. Bacmeister, D. Broutman und K. U. Grossmann, Space based measurements of stratospheric mountain waves by CRISTA, 1. Sensitivity, method and a case study, *J. Geophys. Res.*, eingereicht, 2001a.

- Preusse, P., S. D. Eckermann, J. Oberheide, M. E. Hagan und D. Offermann, Modulation of gravity waves by tides as seen in CRISTA temperatures, *Adv. Space Res.* , eingereicht, 2001b.
- Preusse, P., G. Eidmann, S. D. Eckermann, B. Schaeler, R. Spang und D. Offermann, Indication of convectively generated gravity waves in CRISTA temperatures, *Adv. Space Res.* , im Druck, 2001c.
- Queney, P., The problem of airflow over mountains: A summary of theoretical studies, *Bull. Am. Meteor. Soc.* 29, 16-27, 1948.
- Reed, R. J., W. J. Campbell, L. A. Rasmussen und D. G. Rodgers, Evidence of downward-propagating annual wind reversal in the equatorial stratosphere, *J. Geophys. Res.*, 66, 813-818, 1961.
- Reynolds, R. W. und T. M. Smith, Improved global sea surface temperature analyses using optimum interpolation, *J. Climate*, 7, 929-948, 1994.
- Ricciardulli, L. und R. R. Garcia, The excitation of equatorial waves by deep convection in the NCAR Community Climate Model (CCM3), *J. Atmos. Sci.*, 57, 3461-3487, 2000.
- Riese, M. Das CRISTA-Meßsystem: Struktur und Anwendungen, Dissertation WUB-DIS 94-3, Bergische Universität-Gesamthochschule Wuppertal, 1994.
- Riese, M., R. Spang, P. Preusse, M. Ern, M. Jarisch, D. Offermann, und K. U. Grossmann, CRISTA data processing and atmospheric temperature and trace gas retrieval, *J. Geophys. Res.*, 104, 16.349-16.367, 1999a.
- Riese, M., X. Tie, G. Brasseur und D. Offermann, Three-dimensional simulation of stratospheric trace gas distributions measured by CRISTA, *J. Geophys. Res.*, 104, 16.419-16.435, 1999b.
- Riese, M., G. L. Manney, J. Oberheide, X. Tie und V. Kuell, Stratospheric transport by planetary wave mixing as observed during CRISTA-2, *J. Geophys. Res.*, eingereicht, 2001.
- Schaeler, B. und M. Riese, Retrieval of water vapor in the tropopause region from CRISTA measurements, *Adv. Space Res.*, im Druck, 2001.
- Schoeberl, M. R., The penetration of mountain waves into the middle atmosphere, *J. Atmos. Sci.*, 42, 2856-2864, 1985.
- Smith, A. K., P. Preusse und J. Oberheide, Middle atmosphere Kelvin waves observed in CRISTA 1 and 2 temperature and trace species, *J. Geophys. Res.*, eingereicht, 2001.

- Spang, R., M. Riese, G. Eidmann, D. Offermann und P. H. Wang, A detection method for cirrus clouds using CRISTA 1 and 2 measurements, *Adv. Space Res.*, im Druck, 2001a.
- Spang, R., M. Riese und D. Offermann, CRISTA-2 observations of the south polar vortex in winter 1997: A new dataset for polar process studies *Geophys. Res. Lett.*, im Druck, 2001b.
- Spang, R., G. Eidmann, M. Riese, D. Offermann, P. Preusse, L. Pfister und P. H. Wang, CRISTA observations of cirrus clouds around the tropopause, *J. Geophys. Res.*, eingereicht, 2001c.
- Sutherland, B. R. und W. R. Peltier, Internal gravity-wave emission into the middle atmosphere from a model tropospheric jet, *J. Atmos. Sci.*, *52*, 3214-3235, 1995.
- Tan K.A. und S. D. Eckermann, Numerical simulations of mountain waves in the middle atmosphere over the southern Andes, in *Atmospheric Science Across the Stratopause*, Geophysical Monograph 123, edited by D. E. Siskind, S. D. Eckermann, M. E. Summers, American Geophysical Union, Washington DC, 2000.
- Trant, R., Entwicklung eines raumflugtauglichen Kryostaten für das CRISTA-Experiment, Dissertation WUB-DIS 93-6, Bergische Universität-Gesamthochschule Wuppertal, 1993.
- Trey, F., Ein Beitrag zum Studium der Luftwogen, *Meteorol. Z.*, *36*, 25-28, 1919.
- Tsuda, T., T. E. VanZandt, M. Mizumoto, S. Kato und S. Fukao, Spectral analysis of temperature and Brunt-Vaisala frequency fluctuations observed by radiosondes, *J. Geophys. Res.*, *96*, 17.265-17.278, 1991.
- Tsuda, T., M. Nishida, C. Rocken und R. H. Ware, A global morphology of gravity wave activity in the stratosphere revealed by the GPS Occultation data (GPS/MET), *J. Geophys. Res.*, *105*, 7257-7273, 2000.
- Veryard, R. G. und R. A. Ebdon, Fluctuations in tropical stratospheric winds, *Meteorol. Mag.*, *90*, 125-143, 1961.
- Ward, W. E., J. Oberheide, M. Riese, P. Preusse und D. Offermann, Tidal signatures in temperature data from the CRISTA I mission, *J. Geophys. Res.*, *104*, 16.391-16.403, 1999.
- Warner, C. D. und M. E. McIntyre, Toward an ultra-simple spectral gravity wave parameterization for general circulation models, *Earth Planets Space*, *51*, 475-484, 1999.
- Wu, D. L. und J. W. Waters, Gravity-wave-scale temperature fluctuations seen by the UARS MLS, *Geophys. Res. Lett.*, *23*, 3289-3292, 1996.

- Wu, D. L. und J. W. Waters, Satellite observations of atmospheric variances: A possible indication of gravity waves, *Geophys. Res. Lett.*, *23*, 3631-3634, 1996.
- Wu, D. L. und J. W. Waters, Observations of gravity waves with the UARS Microwave Limb Sounder, in *Gravity Wave Processes and Their Parameterization in Global Climate Models*, edited by K. Hamilton, Springer Verlag, New York, 1997.
- Yelle, R. V., L. A. Young, R. J. Vervack Jr., R. Young, L. Pfister und B. R. Sandel, Structure of Jupiter's upper atmosphere: Predictions for Galileo, *J. Geophys. Res.*, *101*, 2149-2161, 1996.