

INAUGURAL-DISSERTATION

am Leibniz-Institut für Atmosphärenphysik in Kühlungsborn zur Erlangung der Doktorwürde der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Rostock

Temperaturen, Winde und Turbulenz in der polaren Sommermesosphäre

von

Arno Müllemann

Abstract: Rocket borne in situ measurements of temperatures, winds, and turbulence were used to characterize the thermal structure and the dynamical state of the polar summer mesosphere. A total of 77 successful launches of falling spheres, foil clouds, and the CONEsensor were performed during 5 campaigns from 1999 to 2002. The measurements at Andøya $(69^{\circ}N)$ during summer revealed the typical summer state of the polar mesosphere: Very low temperatures at the mesopause (~ 130 K at 88 km altitude), westward directed zonal winds of up to ~ 40 m/s, and intense turbulent activity in the mesopause region (energy dissipation rates of up to 1000 mW/kg in single events at 81-90 km altitude). Concerning the seasonal variation, the measurements show that the transitions from the winter state (upper mesospheric temperatures reach up to ~ 200 K, eastward directed zonal winds, less intense mean turbulent activity which occurs also below 80 km altitude) to the summer state and vice versa simultaneously occur in all measured parameters, i.e. in temperatures, zonal winds and the turbulent structure. It is shown that all experimental results are consistent with the generally accepted theoretical concept of a gravity wave driven global circulation in the mesosphere. Using all available measurements, climatologies of the thermal structure and zonal winds from end of April to the beginning of October are presented. In addition to the measurements from Andøya, results of measurements at very high northern latitudes $(78^{\circ}N)$ and in the Antarctic ($68^{\circ}S$) were analyzed. The first measurements of the thermal structure at $78^{\circ}N$ (Spitsbergen) showed lower mesopause temperatures (up to 9 K) and slightly enhanced temperatures in the lower mesosphere (up to 5 K) during summer compared to $69^{\circ}N$. The zonal winds are found to be significantly weaker at $78^{\circ}N$ than at $69^{\circ}N$ (by a factor of $\sim 0,5$). The analysis of falling sphere measurements in the Antarctic summer mesosphere $(68^{\circ}S)$ revealed no significant hemispheric differences of the temperature and zonal wind field compared to the measurements at 69°N.

Postal address: Schloss-Str. 6 18225 Kühlungsborn Germany IAP Kühlungsborn Mai 2004 IAP Nr. 09/2004 ISSN 1615-8083



Temperaturen, Winde und Turbulenz in der polaren Sommermesosphäre

von Arno Müllemann

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

Gutachter:Prof. Dr. F.-J. Lübken (Universität Rostock)Prof. Dr. J. Jacobi (Universität Leipzig)Prof. Dr. E. Thrane (University of Oslo, NO)

verteidigt am: 16. April 2004

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung			1
	1.1	Der Zu der vor	stand der polaren Sommermesosphäre und die Untersuchungen im Rahmen liegenden Arbeit	2
1.2 Durchführung der Messungen und Aufbau der Arbeit			ührung der Messungen und Aufbau der Arbeit	6
2	Mos	smothor	lon	8
4	2 1	Massu	acan mit mataorologische Pekatan	0
	2.1	2 1 1	Aufbau und Durahführung dar Experimenta: Fallende Kugal und Falienwalka	0
		2.1.1	Temperatur, und Dichtemassungen mit Follenden Kugeln	10
		2.1.2	Windmassungen mit Fallenwellten und Fallenden Kugeln	10
	2.2	2.1.3 Maaaaa		15
	2.2			10
		2.2.1	CONE-Sensor: Aufbau und Messprinzip	17
		2.2.2	Eigenschaften der Messungen mit dem CONE-Sensor	17
		2.2.3	Ableitung turbulenter Parameter aus den gemessenen Dichtefluktuationen	19
3	Die	thermis	che Struktur und die Dynamik der arktischen Sommermesosphäre bei 69°N	25
	3.1	Therm	ische Struktur	25
		3.1.1	Ergebnisse der Messungen	26
		3.1.2	Klimatologie	29
		3.1.3	Mittlere Dichten	33
	3.2	Winde		34
		3.2.1	Der Sommerzustand in der Nähe der Sommersonnenwende	35
		3.2.2	Gezeitensignaturen im Windfeld	36
		3.2.3	Kommentar zur Gezeitenvariation der Temperatur	42
		3.2.4	Wind- und Temperaturvariabilitäten als Schwerewellensignaturen	42
		3.2.5	Saisonale Veränderung des mittleren zonalen Windes	47
	3.3	Turbule	enzmessungen in der polaren Sommermesosphäre	52
		3.3.1	Ergebnisse der Turbulenzmessungen	54
		3.3.2	Ergebnisse der Messungen mit meteorologischen Raketen	54
		3.3.3	Stabilitätsanalyse des Windfelds	57
		3.3.4	Diskussion der Ergebnisse	59
	3.4	Turbule	enzmessung während des Frühjahrsübergangs	61
		3.4.1	Saisonaler Wechsel der Hintergrundatmosphäre	62

		3.4.2	Turbulenzmessungen	65	
		3.4.3	Diskussion: Jahreszeitliche Variation von Turbulenz	67	
	3.5	Zusam wellen	menhang zwischen thermischer Struktur, Windfeld und Turbulenz: Schwere- ausbreitung und -brechung	69	
4	Brei	tenabha	ingigkeit von Temperaturen und Winden in der polaren Sommermesosphäre	e 76	
	4.1	Die th	ermische Struktur und das Windfeld der Sommermesosphäre in sehr hohen		
		Breiter	$(78^{\circ}N)$	76	
		4.1.1	Temperatur- und Dichtemessungen	77	
		4.1.2	Windmessungen	84	
		4.1.3	Diskussion der gemessenen Breitenabhängigkeit	87	
	4.2	Die the $(68^{\circ}S)$	ermische Struktur und das Windfeld der Sommermesosphäre in der Antarktis	90	
		4.2.1	Der Sommerzustand der antarktischen Sommermesosphäre	91	
		4.2.2	Übergang vom Sommer zum Winter	97	
		4.2.3	Übersicht über die Ergebnisse	98	
5	Zusa	amment	assung und Ausblick	100	
	5.1	Messu	ngen bei 69°N	100	
	5.2	Messu	ngen der Breitenabhängigkeit	101	
		5.2.1	Messungen bei 78°N	101	
		5.2.2	Messungen bei $68^{\circ}S$	102	
	5.3	Offene	Fragen und Ausblick	102	
A	Die	Messka	mpagnen	104	
B	Deta	ails zur 1	Messung mit Fallenden Kugeln	105	
	B .1	Das A	uswerteprogramm HIROBIN	105	
	B.2	Verarb	eitung der Trajektoriendaten	105	
	B.3	3 Fehlerbetrachtung der Temperatur- und Dichtemessung		106	
		B.3.1	Systematischer Fehler: Unsicherheit in den Startwerten von Temperatur und		
			Dichte	106	
		B.3.2	Systematischer Fehler: Mach-1 Übergang	107	
		B.3.3	Statistischer Fehler: Unsicherheiten in der Trajektorie und im Reibungsbeiwert	108	
		B.3.4	Systematischer Fehler durch die Vernachlässigung von vertikalen Winden	109	
	B.4	Höhen	auflösung der Temperatur- und Dichteprofile	110	
	B.5	Fehler	petrachtung der Windmessung	111	
	B.6	Höhen	auflösung der Windprofile	111	
	B.7	Referenzatmosphären in HIROBIN			
	B.8	Simulationen der Messung mit Fallenden Kugeln in einer wellenmodulierten Atmo-			
		sphäre		112	
	B.9	Histori	sche Anmerkung: Vergleich mit dem Original-HIROBIN	114	

	C.1	Eigenschaften der Rohdaten und Rohdatenanalyse	117			
	C.2	Approximation der Trajektorie	118			
	C.3	Fehler der Windmessung	118			
	C.4	Höhenauflösung der Windmessung	119			
	C.5	Vertikalwindbestimmung aus Folienwolkenmessungen 1				
D	Deta	Details zu den Messungen mit dem CONE-Sensor				
	D.1	Details zu den Turbulenz-Auswertungen	120			
		D.1.1 MIDAS/SPRING 2000	120			
		D.1.2 MIDAS/SOLSTICE 2001	121			
	D.2	Störungen im Ionenstrom und im Emissionsstrom	122			
		D.2.1 Störungen des Ionenstroms	122			
		D.2.2 Störungen des Emissionsstroms	123			
	D.3	Absolutdichte- und Temperaturbestimmung	124			
E	Tem	Temperatur- und Windklimatologie 69°N: Starts von meteorologischen Raketen 1				
	E.1	Starts von meteorologischen Raketen während der				
		TRAMP/TRANSITION-Kampagne 1999	127			
		E.1.1 Bemerkung zum Kampagnenverlauf	128			
	E.2	Starts von meteorologischen Raketen während der ROMA/AUTUMN-Kampagne 2002	128			
	E.3	Starts von Höhenforschungsraketen und meteorologischen Raketen während der MI- DAS/SOLSTICE-Kampagne 2001	128			
F	Ergi	inzende Darstellungen zu Kapitel 3.1 und zu Kapitel 3.2	130			
	F.1	Temperaturmessungen 69°N: Übergangszeit und				
		Na-Temperaturmessungen	130			
	F.2					
		Temperaturmessungen 69°N: Gezeitenvariation	131			
	F.3	Temperaturmessungen 69°N: Gezeitenvariation	131 132			
	F.3 F.4	Temperaturmessungen 69°N: Gezeitenvariation	131132133			
	F.3 F.4 F.5	Temperaturmessungen 69°N: Gezeitenvariation	131132133135			
	F.3 F.4 F.5 F.6	Temperaturmessungen 69°N: Gezeitenvariation	 131 132 133 135 135 			
	F.3 F.4 F.5 F.6	Temperaturmessungen 69°N: Gezeitenvariation	 131 132 133 135 135 135 			
	F.3 F.4 F.5 F.6	Temperaturmessungen 69°N: Gezeitenvariation	 131 132 133 135 135 135 137 			
	F.3 F.4 F.5 F.6	Temperaturmessungen 69°N: Gezeitenvariation	 131 132 133 135 135 135 137 137 			
	F.3 F.4 F.5 F.6 F.7 F.8	Temperaturmessungen 69°N: Gezeitenvariation	 131 132 133 135 135 135 137 137 140 			
	 F.3 F.4 F.5 F.6 F.7 F.8 F.9 	Temperaturmessungen 69°N: Gezeitenvariation	 131 132 133 135 135 135 137 137 140 140 			
	 F.3 F.4 F.5 F.6 F.7 F.8 F.9 	Temperaturmessungen 69°N: Gezeitenvariation	 131 132 133 135 135 135 137 137 140 140 			
G	 F.3 F.4 F.5 F.6 F.7 F.8 F.9 	Temperaturmessungen 69°N: Gezeitenvariation	 131 132 133 135 135 135 137 137 140 140 140 			
G	F.3 F.4 F.5 F.6 F.7 F.8 F.9 Deta ROM	Temperaturmessungen 69°N: Gezeitenvariation	 131 132 133 135 135 137 137 140 140 140 142 			
G	 F.3 F.4 F.5 F.6 F.7 F.8 F.9 Deta ROM G.1 	Temperaturmessungen 69°N: Gezeitenvariation	 131 132 133 135 135 135 137 137 140 140 142 142 			

0.2	Qualität der Trajektoriendaten	143
G.3	Anmerkungen zur Auswertung	144
G.4	Tabellenwerte der mittleren saisonalen Veränderungen	145
	G.4.1 Anmerkung zu den Tabellenwerten	147
G.5	Messungen bei 78°N im Vergleich mit MSIS-1990	147
H Deta TRA	alls zu den Messungen mit Fallenden Kugeln während der AMP/PORTA-Kampagne	149
H Deta TRA Literatu	alls zu den Messungen mit Fallenden Kugeln während der AMP/PORTA-Kampagne urverzeichnis	149 151
H Deta TRA Literatu Danksa;	ails zu den Messungen mit Fallenden Kugeln während der AMP/PORTA-Kampagne urverzeichnis gung	149 151 158

Kapitel 1

Einleitung

In der breiten Öffentlichkeit wird meist nicht wahrgenommen, dass sich die Erdatmosphäre vom Erdboden aus über mehr als 100 km in die Höhe erstreckt. Auch von der Mesosphäre, der Schicht der Erdatmosphäre in etwa 50 bis 100 km Höhe, wird in der Öffentlichkeit in der Regel kaum Notiz genommen. Andererseits gibt es Leuchterscheinungen in der oberen Mesosphäre, die vom Boden aus beobachtet werden und seit langem bekannt sind. Zum Beispiel sind Sternschnuppen Leuchtspuren, die durch einfallende Meteoroide im Bereich von ca. 100 bis 80 km Höhe erzeugt werden. Außerdem können im Sommer nach Sonnenuntergang im Bereich von 50-65° geographischer Breite leuchtende Nachtwolken (=NLC von Noctilucent Cloud) beobachtet werden, die knapp oberhalb von 80 km Höhe auftreten. In den Medien und in einer breiten Öffentlichkeit wurde die Mesosphäre kürzlich im Zusammenhang mit dem Absturz der amerikanischen Raumfähre *Columbia* am 1.2.2003 erwähnt. Die Raumfähre brach beim so genannten "Wiedereintritt in die Erdatmosphäre" im Bereich von 70 bis 60 km Höhe auseinander. Da der "physikalische Zustand der Atmosphäre zwischen 50 und 100 km Höhe noch weitgehend unbekannt" sei [*Rademacher*, 2003], wurde in den ersten Tagen nach dem Unglück u.a. auch darüber spekuliert, ob natürliche und nur wenig erforschte Phänomene in der Mesosphäre, wie Turbulenzen oder Blitze, Auslöser für den Absturz sein könnten.

Historisch gesehen wurde erst sehr spät damit begonnen, den Bereich der Atmosphäre von 40 bis 80 km Höhe zu erforschen (siehe z.B. *Siskind et al.*, 2000, für einen historischen Überblick der Erforschung dieses Höhenbereichs der Atmosphäre). Daher wurde dieser Teil der Atmosphäre auch ironisch "Ignorosphäre" genannt. Dies liegt zu einem großen Teil daran, dass es sehr schwierig ist, Messungen in der Mesosphäre durchzuführen. Flugzeuge und Ballons erreichen diese großen Höhen wegen der geringen Dichte nicht. Satelliten dagegen fliegen auf höheren Flugbahnen, da sonst die Luftreibung für sie zu groß wäre. Messungen mit Instrumenten direkt in der Mesosphäre, so genannte *in situ* Messungen, sind nur mit Höhenforschungsraketen möglich. Darüber hinaus werden Messungen mit Fernerkundungsmethoden vom Boden und von Satelliten aus durchgeführt.

In der zweiten Hälfte des vergangenen Jahrhunderts wurde der Zustand der mittleren Atmosphäre (der Stratosphäre im Höhenbereich von etwa 12 bis 50 km Höhe und der Mesosphäre) experimentell immer besser bestimmt. Damit gelang es, die wichtigsten physikalischen Prozesse, die den Zustand bestimmen, zu identifizieren. Insgesamt hat sich daraus ein globales Bild für die Physik der mittleren Atmosphäre entwickelt. Andererseits sind viele Fragestellungen zur Zeit noch nicht gelöst. Es ist z.B. erkannt worden, dass für ein Verständnis der natürlichen und anthropogen herbeigeführten Klimaänderungen die gesamte globale Atmosphäre berücksichtigt werden muss [*Summers*, 1999]. Die mittlere Atmosphäre ist dabei über verschiedene Prozesse an die unteren Atmosphärenschichten gekoppelt. Zur Zeit wird daran gearbeitet, diese Prozesse zu identifizieren, zu verstehen und zu quantifizieren.

An der polaren Sommermesopause (die Mesopause ist das Temperaturminimum an der Obergrenze

der Mesosphäre) treten Temperaturen von weniger als 130 K auf. Damit ist die polare Sommermesopause die kälteste Stelle in der gesamten Erdatmosphäre. Heutzutage geht man allgemein davon aus, dass dieser Zustand dynamisch durch Wellen erzeugt wird, die sich von der Troposphäre und unteren Stratosphäre bis in die Mesopausenregion ausbreiten. Die Wellenausbreitung und die Wechselwirkungen der Wellen mit der Hintergrundatmosphäre sind Beispiele für die Kopplungsprozesse zwischen der unteren Atmosphäre und mittleren Atmosphäre, die noch weitgehend unbekannt sind. Darüber hinaus sind Messungen des thermischen und dynamischen Zustands der polaren Sommermesosphäre interessant, weil nur unter diesen Bedingungen mit den besonders niedrigen Temperaturen die Phänomene NLC und PMSE (Polar Mesosphere Summer Echoes, besonders starke Rückstreuechos von Radarstrahlen in der Mesopausenregion) auftreten [*Lübken*, 2003].

Die vorliegende Arbeit behandelt in situ Messungen der thermischen Struktur, des Windfelds und von Turbulenz in der polaren Sommermesosphäre insbesondere im Hinblick auf die saisonale Variation um den Sommerzustand herum und im Hinblick auf breitenabhängige Variationen. Dabei erstrecken sich die Messungen gerade über den Höhenbereich von der oberen Stratosphäre bis zur oberen Mesosphäre, der früher als "Ignorosphäre" bezeichnet wurde. Nach einem Überblick über den Zustand der Mesosphäre und die Vorstellungen über die wichtigsten Prozesse, die diesen Zustand bestimmen, wird im Folgenden besprochen, wie die Messungen im Umfeld der bisherigen experimentellen Ergebnisse einzuordnen sind. Abschließend wird in diesem Kapitel ein Überblick über die Durchführung der Messungen gegeben, und es wird der Aufbau der Arbeit vorgestellt.

1.1 Der Zustand der polaren Sommermesosphäre und die Untersuchungen im Rahmen der vorliegenden Arbeit

Um einen Überblick über die thermische Struktur und über das Windfeld in der mittleren Atmosphäre für Sommerbedingungen auf der Nordhemisphäre zu geben, sind in Abb. 1.1 die entsprechenden Parameter der Referenzatmosphäre CIRA-86 [Fleming et al., 1990] für den Monat Juli dargestellt. In der Temperaturstruktur erkennt man die Stratosphäre, die sich vom unteren Bildrand bis zur Stratopause, dem Temperaturmaximum in ca. 50 km Höhe, erstreckt. Oberhalb schließt sich die Mesosphäre an. Die Mesopause, das Temperaturminimum an der Obergrenze der Mesosphäre, liegt in 90-95 km Höhe (siehe unten für eine genaue Angabe der Mesopausenhöhe nach neueren Messungen). Die Struktur des Windfelds kann in weiten Teilen der Atmosphäre in Abhängigkeit vom Temperaturfeld näherungsweise durch geostrophisches Gleichgewicht beschrieben werden, bei dem die Druckgradientenkraft von der Corioliskraft, die sich aus den horizontalen Winden ergibt, kompensiert wird. (Siehe z.B. Andrews, 2000. Tatsächlich ist das Windfeld von CIRA-86 in der mittleren Atmosphäre unter der Annahme von geostrophischem Gleichgewicht aus den Temperaturen abgeleitet, Fleming et al., 1990. Der Prozess der Schwerewellenbrechung, der weiter unten beschrieben wird, verursacht z.B. Abweichungen vom geostrophischen Gleichgewicht. Siehe auch Lieberman, 1999, für neuere Untersuchungen zu Abweichungen vom geostrophischen Gleichgewicht nach Satellitenmessungen.) Im geostrophischen Gleichgewicht haben z.B. auf der Nordhemisphäre mit zunehmender geographischer Breite ansteigende Temperaturen nach Westen gerichtete, mit der Höhe zunehmende Winde zur Folge (wie es in der Sommerstratosphäre in Abb. 1.1 der Fall ist). Daher bilden sich die typischen Strahlströme in der mittleren Atmosphäre aus, die im Sommer westwärts gerichtet (negative Zonalwinde auf der Nordhemisphäre in Abb. 1.1) und im Winter südwärts gerichtet sind (positive Zonalwinde auf der Südhemisphäre in Abb. 1.1).

Die hohen Temperaturen in der Stratosphäre sind vor allem auf die Absorption solarer Einstrahlung durch Ozon im Hartley-Band (200-300 nm) zurückzuführen. Es wird dabei fast die gesamte absorbierte Energie in Wärme umgewandelt. Die vermehrte Einstrahlung im Sommer in polaren Breiten führt zu einer Temperaturzunahme zum Sommerpol hin. Die Sommerstratosphäre in polaren Brei-



Abbildung 1.1: Temperaturen (links) und zonales Windfeld (rechts) als Funktion der geographischen Breite und der Höhe in der mittleren Atmosphäre nach CIRA-86 [Fleming et al., 1990] für den Monat Juli (d.h. Sommer auf der Nordhemisphäre). Die Temperaturen sind in Kelvin angegeben (Abstand der Niveaulinien 10 K) und die Winde in m/s (Abstand der Niveaulinien 10 m/s; der Wert 0 m/s ist durch eine dicke Linie hervorgehoben; negative Windwerte = westwärts gerichtete Winde sind gestrichelt dargestellt).

ten ist dabei näherungsweise im Strahlungsgleichgewicht. D.h., der Energieeintrag durch die solare Einstrahlung wird durch die Emission von Wärmestrahlung durch CO_2 bei 15 μ m kompensiert. (Das Strahlungsgleichgewicht ist tatsächlich nicht ganz erfüllt, siehe Mlynczak et al., 1999.) Ganz anders ist die Situation in der oberen Mesosphäre. Dort wird solare Einstrahlung durch Ozon und molekularen Sauerstoff absorbiert. Aber obwohl die polare Sommermesosphäre ununterbrochen der solaren Einstrahlung ausgesetzt ist und die polare Wintermesosphäre in der Polarnacht überhaupt nicht von solarer Einstrahlung erreicht wird, sind die Temperaturen in in der oberen Mesosphäre in polaren Breiten im Sommer geringer als im Winter. Heutzutage geht man allgemein davon aus, dass dynamische Prozesse in der oberen Mesosphäre die thermische Struktur maßgeblich bestimmen. Dabei übernehmen Schwerewellen die entscheidende Rolle. Schwerewellen werden in der Troposphäre z.B. durch die mittlere Strömung im Bereich orographischer Hindernisse und durch konvektive Prozesse an Wetterfronten angeregt und breiten sich nach oben durch die Strato- und Mesosphäre aus. Das Spektrum der Wellen, die die Mesosphäre erreichen, wird durch die Filtercharakteristik des Windfelds in der Stratosphäre und unteren Mesosphäre maßgeblich beeinflusst. Wellen mit einer Phasengeschwindigkeit, die gleich dem Hintergrundwind ist, können sich z.B. nicht weiter ausbreiten. Bei konservativer, nicht dissipativer Ausbreitung wachsen die Wellenamplituden mit der Höhe. Damit bleibt die Energie der Welle bei der mit der Höhe abnehmenden Dichte konstant. In der Mesosphäre können die Amplituden dann so große Werte annehmen, dass die Wellen instabil werden und brechen. Beim Brechen entsteht Turbulenz und es wird Impuls im Hintergrundstrom deponiert. Die Impulsdeposition hängt von der Relation zwischen der Phasengeschwindigkeit der Welle und der Hintergrundwindgeschwindigkeit ab. Berücksichtigt man, dass das Spektrum der Wellen, die die Mesosphäre erreichen, jeweils durch den Hintergrundwind der tiefer liegenden Atmosphärenschichten gefiltert ist, werden schließlich sowohl die westwärts gerichteten Winde in der oberen Sommermesosphäre als auch die ostwärts gerichteten Winde in der oberen Wintermesosphäre durch das Brechen der Wellen abgebremst. Diese Bremsung ist an den abnehmenden Windgeschwindigkeiten oberhalb der Maxima der Strahlströme in Abb. 1.1 zu erkennen. Die Bremsung erzeugt eine ageostrophische Windkomponente, die zu einer globalen meridionalen Zirkulation vom Sommer- zum Winterpol führt. (Siehe z.B. Fritts, 2003, für einen Überblick über die Rolle von Schwerewellen und Schwerewellenbrechung in der globalen Zirkulation in der Mesosphäre.) Aus Kontinuitätsgründen sind mit der meridionalen Zirkulation über dem Sommerpol aufsteigende und über dem Winterpol absteigende Luftmassen verbunden. Dabei werden die Luftmassen über dem Sommerpol adiabatisch gekühlt und über dem Winterpol adiabatisch aufgeheizt, was zu der beobachteten Temperaturstruktur führt. In Abb. 1.2 ist die meridionale Zirkulation anhand eines Ergebnisses von Modellrechnungen gezeigt. Man beachte, dass die Zirkulation mit einem signifikanten mittleren Meridionalwind in polaren Breiten im Sommer nur in der oberen Mesosphäre (oberhalb von \sim 80 km Höhe) auftritt und nicht darunter.

Wie oben schon erwähnt, hat sich dieses allgemeine Bild der thermischen Struktur und der Dynamik der mittleren Atmosphäre durch Arbeiten in der zweiten Hälfte des letzten Jahrhunderts herausgebildet. Die Unterschiede in der Temperaturstruktur der oberen Mesosphäre zwischen Sommer und Winter wurden von *Stroud et al.* [1959] festgestellt. *Murgatroyd und Goody* [1958] schlugen die globale meridionale Zirkulation zur Erklärung dieser Struktur vor und *Lindzen* [1981] führte das Brechen von Schwerewellen als Antrieb der Zirkulation ein (um nur einige wenige Arbeiten als Beispiele aufzuführen).

Experimentelle und theoretische Arbeiten haben danach weitere für die Energiebilanz der Mesosphäre wichtige Prozesse untersucht. Z.B. wurde der Beitrag von Turbulenz in polaren Breiten aus in situ Messungen bestimmt [*Lübken et al.*, 1993; *Lübken*, 1997], und es wurde der Beitrag von exothermischen chemischen Reaktionen (so genannter chemischer Heizung), die vor allem in der Mesopausenregion eine wichtige Rolle spielen, untersucht [*Mlynczak und Solomon*, 1993]. Insgesamt sind Modellberechnungen heutzutage damit in der Lage, ein realistisches Bild der mittleren Atmosphäre zu beschreiben [*Akmaev*, 2001; *Berger und von Zahn*, 2002; *Becker*, 2003].

Andererseits sind viele Aspekte des Zustands der mittleren Atmosphäre im Detail noch nicht verstanden. Z.B. ist die Energiebilanz der Mesosphäre quantitativ noch immer nicht genau bestimmt



Abbildung 1.2: Residuelle Massenstromfunktion (schwarze Niveaulinien, Werte in 10⁹ kg/s) und residuelle Meridionalwinde (weiße Niveaulinien; Werte von 5 und 10 m/s) nach einer Modellrechnung von Becker und Schmitz [2002] für Sommerbedingungen auf der Südhemisphäre (=Januarbedingungen. Die mittlere residuelle meridionale Zirkulation gibt die mittlere Bewegung von Luftpaketen wieder. Die Höhenskala auf der rechten Seite wurde nach den Drucken von CIRA-86, Fleming et al., 1990, ergänzt.). In der unteren polaren Sommermesosphäre sind die Niveaulinenen der Stromfunktion nach oben gerichtet. Erst in der oberen Mesosphäre sind sie in Richtung Winterpol geneigt. Dies bedeutet, dass die mittlere globale meridionale Zirkulation in polaren Breiten im Sommer erst in der oberen Mesosphäre einsetzt, wie auch an den Werten des Meridionalwinds zu erkennen ist.

[*Mlynczak*, 2000]. Messungen der thermischen Struktur der Mesosphäre können dabei helfen, die Energiebilanz aufzuklären. Auch der für die Dynamik in der Mesosphäre so wichtige Prozess der Ausbreitung und Brechung von Schwerewellen mit der damit verbundenen Erzeugung von Turbulenz, der Impulsdeposition und der Dissipation von kinetischer in Wärmeenergie ist nach wie vor nur unzureichend bekannt. Die saisonale Entwicklung zwischen Winter- und Sommerzustand ist ebenfalls nur unzureichend untersucht. Es gibt auch kaum Messungen, die die polare Sommermesosphäre auf breitenabhängige Unterschiede hin untersuchen.

Die vorliegende Arbeit beschreibt Messungen, die verschiedene Aspekte der thermischen Struktur und Dynamik der polaren Sommermesosphäre untersucht:

- Die Mesopause hat weltweit eine Doppelstruktur [von Zahn et al., 1996; She und von Zahn, 1998]. Die Sommermesopause liegt in mittleren bis hohen Breiten (von $\sim 40^{\circ}$ bis zum Pol) nahe bei 88 km. Bei allen übrigen Breiten und im Winter liegt sie bei 100 km Höhe. Dabei existiert global eine Temperaturstruktur mit zwei übereinander liegenden Temperaturminima (die so genannte Doppelmesopause), wobei die tiefste Temperatur, die Mesopause, in einem der beiden Minima liegt. Das lokale Temperaturmaximum zwischen den Minima wird durch chemische Heizung erzeugt [Berger und von Zahn, 1999]. Entscheidend für die Ausbildung der bei 88 km Höhe liegenden kalten polaren Sommermesopause ist dabei der dynamische Auftrieb mit der damit verbunden adiabatischen Kühlung, der durch das Brechen von Schwerewellen erzeugt wird. In der polaren Sommermesopause werden im Mittel Temperaturen von bis zu 130 K erreicht [Theon und Smith, 1971; von Zahn und Meyer, 1989]. Der Wechsel vom Winter- zum Sommerzustand und umgekehrt zeigt sich mit einem stufenartigen zeitlichen Verlauf der Mesopausenhöhe und mit sehr schnellen Temperaturänderungen in der oberen Mesosphäre [Lübken und von Zahn, 1991; Lübken, 1999]. Allerdings war bisher der Übergang vom Sommer zum Winter in polaren Breiten nur schlecht durch Messungen abgedeckt. In der vorliegenden Arbeit werden neue Messdaten vorgestellt, die gerade den Verlauf der Temperaturen während des Herbstübergangs genauer bestimmen.
- Das zur thermischen Struktur gehörende Windfeld von der oberen Stratosphäre bis zur oberen Mesosphäre ist für polare Breiten im Sommer bisher noch nicht systematisch untersucht worden. Obwohl mit den ersten Messungen in den 60er Jahren des letzten Jahrunderts [*Theon und Smith*, 1971] und mit den Ergebnissen von Satellitenmessungen (wie z.B. die indirekt bestimmten Winde von CIRA-86, *Fleming et al.*, 1990, siehe Abb. 1.1) das Windfeld prinzipiell bekannt ist, ist gerade eine detaillierte Bestimmung wichtig, da die Filtercharakteristik des Windfelds bei der Ausbreitung der Schwerewellen den dynamischen Antrieb in der Mesopausenregion und damit die thermische Struktur maßgeblich beeinflusst. Alle Messungen, die von *Lübken* [1999] zur Bestimmung einer Klimatologie der thermischen Struktur bei 69°N verwendet wurden, liefern auch Windmessungen. In der vorliegenden Arbeit werden erstmalig die Windmessungen in polaren Breiten im Sommer mit den Übergangszeiten im Frühjahr und im Herbst systematisch untersucht.
- Bei den Messungen treten natürliche Variabilitäten auf, die u.a. auf Schwerewellen und auf thermische Gezeiten zurückzuführen sind. (Thermische Gezeiten sind globale, periodische Zustandsänderungen des Winds, Drucks und der Temperatur, die durch periodische Absorption solarer Einstrahlung angeregt werden. Mondgezeiten spielen demgegenüber in der Atmosphäre nur eine untergeordnete Rolle.) Anhand der vorliegenden Daten werden diese beiden Beiträge zur Variabilität insbesondere bei den Windmessungen untersucht. Die Schwerewellenaktivität ist dabei von besonderem Interesse, da sie, wie oben geschildert, für die Dynamik der polaren Mesosphäre von entscheidender Bedeutung ist.
- In der oberen polaren Mesosphäre tritt Turbulenz mit einem typischen jahreszeitlichen Verlauf auf [Lübken, 1997]: Im Winter tritt Turbulenz im gesamten Bereich von 60 bis 100 km Höhe

mit mittleren Energiedissipationsraten von 10-25 mW/kg auf (dies entspricht turbulenten Heizraten von 1-2 K/d). Demgegenüber tritt Turbulenz im Sommer im relativ kleinen Bereich von ~80-95 km Höhe mit sehr viel höheren Dissipationsraten von bis zu 2300mW/kg in einzelnen Ereignissen auf (entsprechend Heizraten von 200 K/d, *Lübken et al.*, 2002). Im Allgemeinen wird angenommen, dass Turbulenz durch das Brechen von Schwerewellen erzeugt wird. In der vorliegenden Arbeit wurden Turbulenzmessungen im polaren Sommer zusammen mit Windund Temperaturmessungen durchgeführt, um die Quellen der Turbulenz zu bestimmen und um möglicherweise Hinweise auf Schwerewellenaktivität zu erhalten.

- Beim Wechsel vom Winter- zum Sommerzustand der polaren Mesosphäre verändern sich sowohl die thermische Struktur als auch das Windfeld in der Strato- und Mesosphäre. Gleichzeitig erwartet man, dass sich das Brechen der Schwerewellen und damit die turbulente Struktur verändert. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde zum ersten Mal überhaupt diese Veränderung in allen Parametern durch Messungen im Frühjahr 2000 bestimmt.
- Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden die ersten Messungen der thermischen Struktur und des Windfelds der Sommermesosphäre in sehr hohen Breiten (nahe bei 80°N) vorgenommen. Damit können zum ersten Mal breitenabhängige Unterschiede in der polaren Sommermesosphäre untersucht werden.
- Die ersten in situ Messungen der thermischen Struktur der antarktischen Sommermesosphäre haben Lübken et al. [1999] durchgeführt. Die Messungen ergeben aber nicht nur Temperatur-, sondern auch Wind- und Dichtedaten. Neben den Temperaturmessungen werden in der vorliegenden Arbeit auch die Wind- und Dichtemessungen auf Unterschiede zwischen dem Zustand der polaren Sommermesosphäre in der Arktis und Antarktis untersucht. Auch Unterschiede in der saisonalen Entwicklung werden untersucht.

1.2 Durchführung der Messungen und Aufbau der Arbeit

Die verschiedenen verwendeten Messtechniken der in situ Messungen von Temperaturen, Winden und Turbulenz, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführt wurden, werden mit ihren physikalischen Messprinzipien in Kapitel 2 besprochen. Die Messungen wurden im Rahmen von verschiedenen Projekten durchgeführt. Im TRAMP-Projekt (<u>T</u>emperature and <u>R</u>emote sensing <u>About</u> the <u>Mesopause at Polar latitudes</u>) und im ROMA-Projekt (<u>Rocket-borne Observations in the <u>Middle</u> <u>Atmosphere</u>) wurden Messungen zur Bestimmung der thermischen Struktur und des Windfelds vorgenommen. Im MIDAS-Projekt (<u>MIddle atmosphere Dynamics And Structure</u>) wurden Turbulenzmessungen durchgeführt. Eine Zusammenstellung aller Messkampagnen mit ihren Bezeichnungen, die sie im Rahmen der Projekte erhalten haben, befindet sich in Anhang A. Neben den in situ Messungen wurden im Rahmen der Kampagnen auch bodengebundene Messungen mit Radars und Lidars durchgeführt. Diese Messungen dienten vor allem dazu, die in der polaren Sommermesosphäre auftretenden Phänomene NLC und PMSE zu untersuchen. Da diese Phänomene nicht im Blickpunkt der vorliegenden Arbeit stehen, werden die Daten der bodengebundenen Messungen nur verwendet, wenn sie für die Interpretation und Auswertung wichtige Informationen über den atmosphärischen Hintergrundzustand (in Winden und Temperaturen) liefern.</u>

Die meisten Messungen fanden von der Andøya Rocket Range aus statt, die in Nordnorwegen (69°N) liegt. Die Ergebnisse der Messungen der thermischen Struktur, des Windfelds und von Turbulenz werden in Kapitel 3 dargestellt. Dabei steht vor allem die saisonale Entwicklung um den Sommerzustand herum im Vordergrund. Es werden aber auch die Variabilitäten des Windfelds und der Temperaturen und das Auftreten von Turbulenz während des Sommers untersucht. Messungen der thermischen Struktur und des Windfelds wurden auch bei anderen geographischen Breiten durchgeführt. Die Ergebnisse der Messungen bei sehr hohen arktischen Breiten (78° N) und in der Antarktis (68° S) werden in Kapitel 4 besprochen. Abschließend wird in Kapitel 5 eine Zusammenfassung mit einem Ausblick gegeben.

Kapitel 2

Messmethoden

Messungen sind in der Mesosphäre durch raketengetragene in situ Messungen oder durch Fernerkundungsmethoden, die vom Boden oder von Satelliten aus durchgeführt werden, möglich. Die in situ Messungen zeichnen sich in der Regel durch eine hohe Messgenauigkeit aus. Dabei werden einzelne Höhenprofile der Messgrößen gewonnen, die den momentanen Zustand der Atmosphäre wiedergeben. Im Gegensatz zu den sporadischen Messungen mit Höhenforschungsraketen erlauben Fernerkundungsmethoden die kontinuierliche Beobachtung der Mesosphäre. Um möglichst viele der Parameter zu erfassen, die den Zustand der Mesosphäre bestimmen, werden daher in situ Methoden und Fernerkundungsmethoden auch zusammen eingesetzt, wie z.B. in Kapitel 3.4 beschrieben wird.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden in situ Messungen mit Fallenden Kugeln und Folienwolken und mit dem CONE-Sensor durchgeführt. Fallende Kugeln und Folienwolken sind spezielle Körper, die von Raketen in die Mesosphäre transportiert und dort ausgestoßen werden. Aus Messungen mit Fallende Kugeln werden Temperaturen, Dichten und Winde in der Mesosphäre und oberen Stratosphäre bestimmt. Folienwolken werden zu hochauflösenden Windmessungen in der Mesopausenregion eingesetzt. Die Fallbewegung von Fallenden Kugeln und Folienwolken wird durch ein Bahnverfolgungsradar vom Boden aus aufgezeichnet. Aus der Abbremsung im Dichtefeld der Atmosphäre und aus der Bewegung mit dem Wind werden Dichten, Temperaturen und Winde bestimmt. Während Fallende Kugeln und Folienwolken damit so genannte "passive" Instrumente sind, misst der CONE-Sensor aktiv während des Raketenflugs die Dichte mit einem Ionisationsmanometer. Dabei werden die Dichten in der oberen Mesosphäre mit einer solch hohen Auflösung bestimmt, dass kleinskalige Dichtefluktuationen, die durch Turbulenz erzeugt werden, erfasst werden.

Die passiven Instrumente Fallende Kugel und Folienwolke werden als vollständige Systeme von der Herstellerfirma bzw. von der DLR-MORABA (Mobile Raketenbasis des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt) zur Verfügung gestellt. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde die Auswertung der Rohdaten durchgeführt. Beide Systeme mit ihren wichtigsten Eigenschaften werden in Kapitel 2.1 beschrieben. Die Messungen mit dem CONE-Sensor werden durch Kontroll- und Kalibriermessungen im Labor vorbereitet. Dabei wurde eine neu entwickelte Instrumentenelektronik verwendet, die bei den Messungen während der Raketenflüge zum ersten Mal erfolgreich zum Einsatz gebracht wurde. Das Messprinzip des CONE-Sensors und die Bestimmung von turbulenten Parametern aus den Messungen werden in Kapitel 2.2 beschrieben.

2.1 Messungen mit meteorologische Raketen

Zur Messung von Temperaturen, Dichten und Winden werden so genannte meteorologische Raketen eingesetzt. In Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden Temperatur-, Dichte- und Windmessungen im Höhenbereich von \sim 30 bis \sim 95 km mit Fallenden Kugeln und hochauflösende Windmessungen in

~80 bis ~92 km Höhe mit Folienwolken durchgeführt. Der Einsatz dieser kleinen, standardisierten Messsysteme ist deutlich weniger aufwändig als der Einsatz von instrumentierten Nutzlasten (wie z.B. die Messung mit dem CONE-Sensor). Daher ist eine vergleichsweise große Anzahl von Messungen möglich. Andererseits hat z.B. die Dichte- und Temperaturmessung mit Fallenden Kugeln eine deutlich geringere Höhenauflösung als die Messung mit dem CONE-Sensor (vgl. Kapitel 2.2). Fallende Kugeln bestimmen daher in erster Linie den Hintergrundzustand der Atmosphäre. Die Messungen mit meteorologischen Raketen werden daher zur Bestimmung des mittleren Zustands der Atmosphäre und in Ergänzung zu den Messungen mit den instrumentierten Nutzlasten eingesetzt.

Fallende Kugeln werden seit den 50er Jahren des letzten Jahrhunderts eingesetzt. (Siehe z.B. Jones und Peterson, 1968. Siehe auch Schmidlin [1991], Lübken et al. [1994b], Meyer [1988] und Meyer [1985] zur Temperatur-, Dichte- und Windmessung mit Fallenden Kugeln und zu Vergleichen mit anderen Messtechniken.) Einen Überblick über die Messtechnik mit Folienwolken gibt Widdel [1990a].

2.1.1 Aufbau und Durchführung der Experimente: Fallende Kugel und Folienwolke

Fallende Kugeln und Folienwolken sind als Nutzlasten von meteorologischen Raketen weitgehend standardisierte Messsysteme. Die Systeme werden einsatzbereit vom Hersteller^a geliefert bzw. werden von der DLR-MORABA für den Einsatz vorbereitet.

Sowohl Fallende Kugeln als auch Folienwolken werden vom Motor^b in ~ 105 bis ~ 115 km Höhe transportiert. Die Nutzlast wird jeweils kurz vor Erreichen des Scheitelpunkts der Flugbahn ausgestoßen und fällt im freien Fall durch die Atmosphäre. Fallende Kugeln und Folienwolken bestehen aus aluminiumbedampfter Mylarfolie. Dadurch kann ein Bahnverfolgungradar ihre Fallkurve vermessen. Aus der Trajektorie werden die Abbremsung der Fallbewegung im Dichtefeld der Atmosphäre und die horizontale Bewegung im Windfeld der Atmosphäre bestimmt. Im Folgenden werden die Nutzlasten und die Trajektorienmessung näher beschrieben.

Fallende Kugeln

Fallende Kugeln sind kugelförmige Ballons mit einer Masse von ca. 150 g und einem Durchmesser von knapp einem Meter, die kurz nach dem Ausstoß aufgeblasen werden. Aus der Abbremsung der Kugel in der Atmosphäre werden Dichten und Temperaturen bestimmt. Die Bestimmung beginnt bei einer signifikanten Abbremsung von 1,5 ms⁻² ab ca. 95 km Höhe. In ca. 30 km Höhe endet die Messung mit dem Kollaps der Kugel (dort ist: äußerer Luftdruck \geq Kugelinnendruck). Unterhalb von 80 km Höhe ist die Bestimmung von horizontalen Winden möglich, da ab dieser Höhe die Kugel mit ihrer horizontalen Bewegung signifikant auf das Windfeld in der Atmosphäre zu reagieren beginnt.

Folienwolken

Folienwolken oder Chaff (aus dem Engl., übersetzt "Spreu"), bestehen aus rechteckförmigen Folienschnipseln. Durch das geringe Verhältnis von Masse zu Fläche der Folie fallen die Schnipsel verglichen mit einer Fallenden Kugel sehr langsam und bewegen sich fast vollständig mit dem Hintergrundwind. Daher werden aus Chafftrajektorien horizontale Winde mit hoher Auflösung bestimmt. Bei den Flügen der vorliegenden Arbeit wurden Folienschnipsel mit einer Dicke von 2,5 μm , mit 3,4 g/m² "light Chaff" genannt, eingesetzt, aus denen man Winddaten von ca. 92 km bis 80 km Höhe erhält. Die Schnipsel bilden mit einer Länge von 2,5 cm $\lambda/2$ -Dipole für die Wellenlänge des Bahnverfolgungsradars. Jede "Wolke" bestand aus ca. 5000 Schnipseln, um eine genügend hohe Reflektivität

^aOrbital Sciences Corporation, Launch Systems Group, Chandler, Arizona, USA. Der Hersteller hat allerdings diese Produktionslinie im Jahr 2002 eingestellt.

^bMotor vom Typ VIPER IIIA.

für das Bahnverfolgungsradar zu erreichen. Die untere Grenzhöhe der Messung ist durch die starke Ausbreitung und Auflösung der Wolke bei sehr niedrigen Fallgeschwindigkeiten bestimmt.

Das Bahnverfolgungsradar und die Trajektorienbestimmung

Die Bahnverfolgung der Fallenden Kugeln und von Chaff wurde mit dem Bahnverfolgungsradar RIR-774C durch die DLR-MORABA durchgeführt [Kalteis, 1993]. Das Radar arbeitet im C-Band (5400-5900 MHz) mit der sogenannten Monopuls-Technik, bei der aus jedem vom Ziel zurückreflektierten Signal Steuersignale für die Nachführung der Zielverfolgung gewonnen werden. Die Positionsbestimmung hat eine Genauigkeit von ± 5 m in der Schrägentfernung und $\pm 0,015^{\circ}$ in den Winkelkoordinaten^c. In einer Höhe von 80 km und einer typischen horizontalen Entfernung von 50 km entspricht dies Fehlern von nur ± 17 m in der Höhe und von ± 16 m in der horizontalen Entfernung. Zum Teil treten jedoch größere Schwankungen in der Trajektorie auf. Bei Fallenden Kugeln befinden sich in der ersten Flugphase (bis unter 80 km Höhe) noch Reste des Nutzlastbehälters im Bereich des Volumens der Zielauffassung. Dadurch können temporär Missweisungen von mehr als 50 m entstehen (vergleiche Becker, 1995, S.16). Folienwolken bilden kein fest umgrenztes Ziel. Die Zielverfolgung wandert innerhalb der Wolke, die eine Ausdehnung von bis zu mehr als 500 m am Ende der Trajektorie annehmen kann, umher (siehe Müllemann, 1999, für eine detaillierte Darstellung der technischen Einflüsse auf die Schwankungen der Bahnverfolgung innerhalb des Volumens der Folienwolke). Bei der Trajektorienmessung sind aufgrund der Trägheit der Zielnachführung nicht alle aufgezeichneten Datenpunkte voneinander unabhängig. (Vergleiche z.B. Becker, 1995. Das Radar arbeitet mit einer Pulswiederholungsfrequenz von 640 Hz. Die Zielnachführung reagiert jedoch mit einer Zeitkonstanten zwischen 0,1 und 0,3 s^d.) Bei Fallenden Kugeln werden zur Zeit Daten mit 0,3 s Abstand und bei Folienwolken Daten mit 0,1 s Abstand zur Datenanalyse verwendet. In der weiteren Datenverarbeitung werden in einer Approximation der Trajektorie die Geschwindigkeiten und Beschleunigungen von Fallenden Kugeln bzw. Folienwolken bestimmt. Bei der Approximation wird eine Glättung der Daten durchgeführt, die die technisch bedingten Schwankungen der Trajektorie herausfiltert. Damit wird z.B. die mittlere Bewegung einer Folienwolke bestimmt. Entscheidend für die Höhenauflösung der Messung ist insbesondere bei Fallenden Kugeln jedoch das physikalische Reaktionsvermögen der Kugeln auf Dichte-, Temperatur- und Windänderungen in der Atmosphäre. Dabei muss die Glättung der Trajektorie durch die Approximation auf das physikalische Reaktionsvermögen angepasst sein. (Siehe auch die folgenden Kapitel 2.1.2 und 2.1.3 sowie Anhang B und Anhang C zur Approximation der Trajektorien von Fallenden Kugeln und Folienwolken.)

2.1.2 Temperatur- und Dichtemessungen mit Fallenden Kugeln

Aus der Trajektorie der Fallenden Kugel werden mit gleitenden Anpassungen von Legendre-Polynomen die Geschwindigkeiten und Beschleunigungen der Kugel bestimmt (siehe Kapitel 2.1.1 und Anhang B). Aus einer Bilanz aller auf die Kugel einwirkenden Kräfte ergibt sich die Dichte ρ zu (siehe z.B. *Schmidlin*, 1991; *Meyer*, 1988)

$$\rho = \frac{\ddot{z} + g}{-\frac{A_B}{2m}C_D |\vec{r} - \vec{w}| \dot{z}}.$$
(2.1)

(Dabei wurde der vertikale Wind vernachlässigt. Dies ist bei bei Fallgeschwindigkeiten von 100 bis über 600 ms⁻¹ eine gute Näherung.)

^cDie Fehlerangaben sind auf ein Signal von 10 dB S/N bezogen. Solche Signalstärken werden typischerweise bei Chaff und Fallenden Kugeln erreicht.

^dDie Reaktionszeiten der Zielnachführungen werden durch die so genannten Bandbreiten begrenzt, die minimal für die Winkelkoordinaten 3 Hz und für die Schrägentfernung 6 Hz betragen.

Mit

zeitliche Ableitungen der vertikalen Bewegung bzw. des Ortsvektors
der Kugel
Reibungskoeffizient
Windvektor der Atmosphäre $\vec{w} = (u, v, w = 0)$
Betrag der Schwerebeschleunigung
Querschnittsfläche und Masse der Kugel.

In dieser Gleichung wurden zur Übersichtlichkeit die Corioliskraft und die Auftriebskraft der Kugel vernachlässigt, da sie jeweils um mehr als eine Größenordnung kleiner sind als die anderen auftretenden Kräfte. (Sie werden jedoch beide bei der Datenanalyse berücksichtigt. Siehe *Becker*, 1995, für eine vollständige Darstellung aller Terme mit Berücksichtigung des im Auswerteprogramms verwendeten Koordinatensystems.) Die horizontalen Winde (*u* und *v*) werden getrennt berechnet und liegen an dieser Stelle der Auswertung schon vor (siehe Kapitel 2.1.3). Mit den tabellierten Reibungsbeiwerten *C*_D ergibt sich dann aus Gl. 2.1 die Dichte ρ .

Mit Hilfe des idealen Gasgesetzes

$$p(z) = \rho(z) \frac{R}{M} T(z)$$

(wobei p den Druck, R die universelle Gaskonstante und M die mittlere molare Masse M der Atmosphäre angeben) und der hydrostatischen Grundgleichung^e

$$dp = -\rho(z)g(z)dz$$

ergeben sich die Temperaturen T durch Zusammenfassung und Integration zu

$$T(z) = T_0 \frac{\rho_0}{\rho(z)} - \frac{1}{\rho(z)} \frac{M}{R} \int_{z_0}^{z} \rho(z') g(z') dz'.$$
(2.2)

Zur Bestimmung der Temperatur werden sogenannte "Startwerte" T_0 und ρ_0 benötigt. Sie werden entweder einer Referenzatmosphäre oder einer anderen Messung entnommen. Da die Dichte exponentiell mit abnehmender Höhe zunimmt, verschwindet der Einfluss der Startwerte auf die Temperaturprofile sehr schnell^f. Schon 8 km unterhalb der Anfangshöhe der Profile reduziert sich z.B. eine Unsicherheit in T_0 von ± 30 K auf weniger als ± 3 K. Wenn T_0 aus einer Referenz und nicht durch eine andere Messung bestimmt wurde, entsteht daher am oberen Ende des Temperaturprofils eine systematische Unsicherheit. Für eine detallierte Diskussion siehe Anhang B.3.1 und *Schmidlin* [1991].

Abb. 2.1 zeigt als Beispiel das Temperaturprofil, das mit der Fallenden Kugel SOFS13 vom 24.6. 2003 von der Andøya Rocket Range (69°N) aus gemessen wurde. Die für den arktischen Sommermesopausenbereich typischen niedrigen Temperaturen von weniger als 140 K oberhalb von 85 km Höhe und der Anstieg der Temperaturen zur Stratopause in ~50 km Höhe sind deutlich erkennbar. Die statistischen Fehler der Temperaturmessungen ergeben sich aus den Unsicherheiten der Trajektorie und den Unsicherheiten im Reibungsbeiwert und betragen weniger als 4 K im Bereich von 90 bis 60 km. Da bei diesem Profil T_0 der Klimatologie von *Lübken* [1999] (und keiner unabhängigen Messung) entnommen wurde, besteht am oberen Profilende eine zusätzliche systematische Unsicherheit (siehe oben). Für eine detaillierte Fehlerbetrachtung mit einer Diskussion der Beiträge von systematischen und statistischen Fehlern siehe Anhang B.3. Die Höhenauflösung der Messung mit Fallenden Kugeln ist physikalisch durch die höhen- bzw. dichteabhängige Reaktionszeit der Kugel

^eDie Atmosphäre ist in guter Näherung im hydrostatischem Gleichgewicht [Holton, 1979].

^fWegen der Stabilität des Integrals bei Integration von großen zu kleinen Höhen wird immer in dieser Richtung integriert.



Abbildung 2.1: Temperaturmessung mit dem Flug SOFS13. Die Temperatur ist als Funktion der Höhe gezeigt (links). Gestrichelt und im mittleren Bild sind die statistischen Fehler der Messung dargestellt. Der rechte Graph zeigt die Höhenauflösung der Messung (siehe Text für Details).

auf Dichteänderungen bestimmt. Technisch wird dies durch eine höhenabhängige Anpassung der Höhenintervalle berücksichtigt, in denen durch die Legendre-Polynome Geschwindigkeiten und Beschleunigungen der Kugel bestimmt werden. Diese Filterung wird quantitativ durch eine Grenzwellenlänge oder Durchlasswellenlänge angegeben. Strukturen mit Wellenlängen, die größer sind als die Grenzwellenlänge, passieren die Filterung weitgehend ungedämpft (siehe auch Anhang B für weitere Details zur Anpassung der Legendre-Polynome und zur Durchlasswellenlänge)^g. Anschaulicher als die Angabe von Wellenlängen als Maß der Höhenauflösung ist die Angabe der halben Durchlasswellenlänge als Größenordnung der kleinsten Strukturen, die von der Messung noch aufgelöst werden. Abb. 2.1 zeigt, dass oberhalb von 80 km Höhe Strukturen in der Größenordnung von ~5 km aufgelöst werden (entsprechend Wellenlängen von ~10 km). Damit wird z.B. die Mesopausenstruktur gut wiedergegeben, wie im linken Teil der Abb. 2.1 zu erkennen ist. Zwischen 80 und 70 km sinkt die Höhenauflösung auf weniger als 3 km ab (entsprechend Wellenlängen <6 km).

Insgesamt zeigen die Dichte- und Temperaturmessungen mit einer vollständig anderen Messmethode, mit dem CONE-Sensor (vgl. Anhang D.3), eine gute Übereinstimmung mit den Messungen von Fallenden Kugeln unter der Berücksichtigung der verschiedenen Höhenauflösungen beider Messmethoden (Höhenauflösung der Absolutdichtemesssung von CONE: ~ 0.2 km). Insbesondere ergibt sich aus den Temperaturmessungen bei beiden Messtechniken die gleiche Struktur der Sommermesopause [*Rapp et al.*, 2001; *Rapp et al.*, 2002]. Auch in Vergleichen von Messungen mit Fallenden Kugeln und mit Lidars wurde eine gute Übereinstimmung beider Messmethoden gefunden [*Lübken et al.*, 1994b].

^gDie Messung mit Fallenden Kugeln ist eine kontinuierliche Messung über die Höhe. Daher ergibt sich die Auflösung in Wellenlängen und nicht in einem Abstand von unabhängigen Datenpunkten, wie z.B bei Radar- oder Lidarmessungen.

2.1.3 Windmessungen mit Folienwolken und Fallenden Kugeln

Eine Analyse der Bewegungsgleichungen eines Körpers, der sich im freien Fall in der Atmosphäre bewegt, ergibt für die Bewegung in zonaler Richtung:

$$u = \dot{x} - \frac{\dot{z}}{\ddot{z} + g} \ddot{x}.$$
(2.3)

Mit

u: zonaler Wind (u > 0 = Wind in Richtung Osten) \dot{x} und \ddot{x} : zeitliche Ableitungen der Bewegung der Kugel in zonaler Richtung ($\dot{x} > 0$ Bewegung in Richtung Osten)

ż und ż: zeitliche Ableitungen der Bewegung der Kugel in vertikaler Richtung
 g: Gravitationsbeschleunigung

In dieser Gleichung wurde zur Übersichtlichkeit die Corioliskraft vernachlässigt, die um mehr als eine Größenordnung kleiner ist als die anderen auftretenden Kräfte. (Sie wird jedoch bei der Datenanalyse berücksichtigt. Für eine vollständige Darstellung aller Terme mit Berücksichtigung der in den Auswerteprogrammen verwendeten Koordinatensysteme siehe *Becker*, 1995, für Fallende Kugeln und *Müllemann*, 1999, für Chaff.) Für die Bewegung in meriodionaler Richtung gilt eine entsprechende Gleichung, bei der die horizontalen Koordinaten ($x \leftrightarrow y$) und zonale und meridionale Winde ($u \leftrightarrow v$ mit v > 0 = Wind in Richtung Norden) entsprechend getauscht sind. Im Folgenden wird ohne Beschränkung der Allgemeinheit nur die zonale Komponente der horizontalen Bewegung diskutiert.

Der zweite Term auf der rechten Seite von Gl. 2.3 gibt eine ballistische Korrektur für eine unvollständige Einstellung des fallenden Körpers auf das Hintergrundwindfeld an, die auf *Hyson* [1968] zurückgeht. Bewegt sich der Körper nicht vollständig mit dem Wind, so wird er in Richtung des Windes beschleunigt^h. Mit den Geschwindigkeiten und den Beschleunigungen aus einer Approximation der Trajektorie des fallenden Körpers werden mit Gl. 2.3 die horizontalen Winde direkt bestimmt (siehe dazu auch Kapitel 2.1.1, Anhang B und Anhang C).

Mit

$$\tau = \left| \frac{\dot{z}}{\ddot{z} + g} \right| \tag{2.4}$$

erhält man durch Integration von Gl. 2.3 (mit $t_0 = 0$ und $\dot{x}_0 = \dot{x}(t_0)$ und unter der Annahme u = constund $\tau = const$)

$$\frac{\dot{x}(t) - u}{\dot{x}_0 - u} = e^{-t/\tau}.$$
(2.5)

Danach ist τ die Einstellzeit, die vergeht, bis das Verhältnis der Geschwindigkeitsdifferenzen vom fallenden Körper zum Wind auf 1/e abgefallen ist. Zur Einstellzeit gehört die entsprechende Einstellstrecke

$$s_{\tau} = |\dot{z}|\tau. \tag{2.6}$$

Tabelle 2.1 stellt typische Werte von τ und s_{τ} für Fallende Kugeln und dem in dieser Arbeit verwendeten Chaff-Typ zusammen. Deutlich erkennt man, dass Fallende Kugeln oberhalb von 80 km Höhe durch die hohen Fallgeschwindigkeiten fast nicht auf den Hintergrundwind eingestellt sind. Erst unterhalb von 80 km beginnen Fallende Kugeln auf den Hintergrundwind zu reagieren. Chaff dagegen ist gerade für den Höhenbereich oberhalb von 80 km, in dem die Fallenden Kugeln nicht auf den Wind sensitiv sind, optimiert. Chaff bewegt sich dort fast vollständig mit dem Wind.

Als Beispiel sind in Abb. 2.2 die Bestimmung der Winde des Chaff-Flugs SOCH08 vom 17.6.2001 um 1:19 UT gezeigt. Die Winde zeigen Amplituden von bis zu 50 ms⁻¹. Solche Amplituden werden

^hDer Bruch des zweiten Terms auf der rechten Seite von Gl. 2.3 ist immer negativ, da $\dot{z} < 0$ und $\ddot{z} + g > 0$. Damit ist der gesamte Vorfaktor vor \ddot{x} immer positiv.

Höhe [km]	90	80	70	50
<i>ż</i> Fallende Kugel [ms ⁻¹]	600	550	270	90
\dot{z} Chaff [ms ⁻¹]	40	10	-	_
τ Fallende Kugel [s]	150	24	20	9
τ Chaff [s]	≈ 4	$\leq 1,5$	-	-
s_{τ} Fallende Kugel [km]	90	13	5,5	< 1
s_{τ} Chaff [km]	\leq	0,2	_	_

Tabelle 2.1: Typische Werte der Fallbewegung und der Einstellgrößen der Windemessungen von Fallende Kugeln und Chaff. (Mit Chaff können unterhalb von 80 km Höhe keine Messungen durchgeführt werden, da sich Chaff in diesen Höhen aufgrund der niedrigen Fallgeschwindigkeit stark ausbreitet und schließlich auflöst.)



Abbildung 2.2: Windbestimmung des Chaff-Flugs SOCH08. Zonal- und Meridionalwinde sind als Funktion der Höhe gezeigt. Zusätzlich sind dort die horizontalen Geschwindigkeiten \dot{x} und \dot{y} von Chaff gezeigt (gestrichelt). Im zweiten Graph von rechts sind die zu den Winden gehörigen Fehler dargestellt. Der rechte Graph zeigt die Höhenauflösung der Chaff-Messung zusammen mit der Einstellstrecke s_{τ} (siehe Text für Details).

häufig beobachtet. Es können sogar Winde von bis zu 100 ms⁻¹ auftreten (siehe z.B. *Widdel und von Zahn*, 1990b). Der Vergleich der Windgeschwindigkeiten mit den Geschwindigkeiten der Bewegung der Chaff-Wolke (\dot{x} und \dot{y}) veranschaulicht die Größen τ und s_{τ} . Am oberen Ende der Profile ist die Fallgeschwindigkeit der Wolke groß (180-100 ms⁻¹) und die Wolke reagiert nur mit einer Verzögerung auf die Hintergrundwinde. Unterhalb von 92 km Höhe wird der Fall deutlich langsamer (100 bis 40 ms⁻¹ in 90 km Höhe) und die Wolke bewegt sich fast vollständig mit dem Wind. Die Einstellstrecke s_{τ} zeigt den entsprechenden Verlauf im rechten Graph von Abb. 2.2. Die träge Reaktion von Chaff auf den Hintergrund in großen Höhen bestimmt die obere Grenze der Windauswertung von Chaff. Bei allen Auswertungen, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, übersteigen die Differenzen zwischen den horizontalen Geschwindigkeiten und der Windgeschwindigkeit nicht 20-30 ms⁻¹ bzw. ist $s_{\tau} < 2$ km. Die Fehler der Winde ergeben sich aus den Unsicherheiten der Trajektorie und sind meist kleiner als 1 ms⁻¹. Am oberen Ende der Profile steigen die Fehlerwerte auf knapp

2 ms⁻¹ an. Diese kleinen Fehlerwerte sind typisch für Chaff-Messungen (vgl. Meyer, 1988; Siebenmorgen, 1989; Wu und Widdel, 1991) und charakterisieren die hohe Zuverlässigkeit der Messung. Die zur Bestimmung der Geschwindigkeiten und Beschleunigungen der Folienwolke durchgeführte Approximation der Trajektorie filtert die technisch bedingten Störungen der Trajektorienmessung heraus und bestimmt eine mittlere Bewegung der gesamten Folienwolke (vgl. Kapitel 2.1.1). Die Filtereigenschaften der Approximation werden wie bei Fallenden Kugeln quantitativ durch eine Grenzwellenlänge oder Durchlasswellenlänge angegeben. Strukturen mit Wellenlängen, die größer sind als die Grenzwellenlänge, passieren die Filterung weitgehend ungedämpft. Anschaulicher als die Angabe von Wellenlängen als Maß der Höhenauflösung ist auch hier die Angabe der halben Durchlasswellenlänge als Größenordnung der kleinsten Strukturen, die von der Messung noch aufgelöst werden. Im rechten Graph von Abb. 2.2 erkennt man, dass die Filterung der Trajekorie zu einer Höhenauflösung führen, die immer deutlich größer ist als die Einstellstrecke (Unterhalb von \sim 90 km Höhe wird die Approximation auf eine konstante Höhenauflösung von 1 km gesetzt, um das Wandern der Zielverfolgung innerhalb des Volumens der Folienwolke herauszufiltern.). Die Höhenauflösung von Chaff ist daher vor allem durch die Bestimmung der mittleren Bewegung der gesamten Folienwolke in der Approximation der Trajektorie und nicht durch das physikalische Reaktionsvermögen von Chaff auf Windänderungen bestimmt (siehe auch Anhang C zur Approximation der Trajektorie bei Chaff, zur Fehleranalyse und zur Durchlasswellenlänge).

In Abb. 2.3 ist die Windbestimmung mit einer Fallenden Kugel am Beispiel des Flugs SOFS13 gezeigt. Der Zonalwind zeigt den typischen Strahlstrom in der Sommermesosphäre mit Windgeschwin-



Abbildung 2.3: Windbestimmung des Fallende Kugel-Flugs SOFS13. Zonal- und Meridionalwinde sind als Funktion der Höhe zusammen mit ihren Fehlern (gestrichelt) gezeigt. Im zweiten Graph von rechts sind die zu den Winden gehörigen Fehler einzeln dargestellt. Der rechte Graph zeigt die Höhenauflösung der Windmessung (siehe Text für Details) zusammen mit der Einstellstrecke s_{τ} . Der Bereich oberhalb von 80 km Höhe ist grau hinterlegt um anzuzeigen, dass die Winddaten in dieser Höhe aufgrund von zu großen Unsicherheiten in der weiteren geophysikalischen Interpretation nicht verwendet werden (siehe Text).

digkeiten von -40 bis -50 ms⁻¹ in 70 bis 80 km Höhe. (Die Windgeschwindigkeiten sind typisch für polare Breiten.) Der Meridionalwind ist fast im ganzen Höhenbereich nach Süden gerichtet. Deutlich erkennt man wellenartige Modulationen der Winde in beiden Profilen. Die Windfehler (zweiter

Graph von rechts in Abb. 2.3) nehmen unterhalb von 80 km Höhe Werte von bis zu knapp 3 ms⁻¹ an (siehe auch Anhang B zur Fehlerrechnung). Oberhalb von 80 km Höhe steigen die Fehler deutlich an. Der rechte Graph von Abb. 2.3 zeigt die Einstellstrecke s_{τ} und die vertikale Auflösung der Messung. (Es sind sowohl die Durchlasswellenlänge durch die Filterung der Anpassung der Trajektorie mit Legendre-Polynomen als auch die Größenordnung der auflösbaren Strukturen dargestellt, vgl. auch die Höhenauflösung der Temperaturmessung mit Fallenden Kugeln in Kapitel 2.1.2. Siehe Anhang B für Details der Approximation der Trajektorie.) Die Durchlasswellenlänge liegt in etwa in der Größenordnung der Einstellstrecke. Dass diese Wahl der Filterung die physikalischen Reaktionsmöglichkeiten der Windmessung mit Fallenden Kugeln gut wiedergibt, wurde von Meyer [1985] und Meyer [1988] durch den Vergleich der Messungen von Fallenden Kugeln mit anderen unabhängigen Messungen gezeigt (Messungen mit Folienwolken, die den Bereich von ~84-70 km Höhe abdecken, und Messungen mit Raketensonden unterhalb von \sim 70 km Höhe). Wie schon in Tabelle 2.1 aufgeführt, erkennt man deutlich, dass die Einstellstrecke oberhalb von 80 km Höhe sehr große Werte annimmt. Aufgrund der mangelnden Sensitivität auf den Horizontalwind und aufgrund der sich daraus ergebenden großen Unsicherheiten werden die Winddaten der Fallenden Kugeln nur unterhalb von 80 km Höhe zur geophysikalischen Interpretation verwendet.

Ergebnisse von Messungen mit Fallenden Kugeln werden in den Kapiteln 3 und 4 vorgestellt und geophysikalisch interpretiert. Ergebnisse von Messungen mit Folienwolken werden in Kapitel 3.3 dargestellt und analysiert.

2.2 Messungen mit dem CONE-Sensor

Der CONE-Sensor (<u>CO</u>mbined measurement of <u>N</u>eutrals and <u>E</u>lectrons, *Giebeler et al.*, 1993) misst die Neutralgasdichte und die Elektronendichte in der oberen Mesosphäre und unteren Thermosphäre. Der Sensor wird vom IAP-Kühlungsbornⁱ in Zusammenarbeit mit dem FFI (<u>F</u>orsvarets <u>F</u>orskningsinstitutt) in Kjeller, Norwegen, betrieben. In der vorliegenden Arbeit wird die Messung der kleinskaligen Neutralgasdichtefluktuationen zur Ableitung von turbulenten Parametern verwendet. Das Prinzip der Dichtemessung, die wichtigsten Eigenschaften der Messung und die Ableitung von turbulenten Parametern werden im Folgenden dargestellt.

Bei den Messungen mit dem CONE-Sensor kam zum ersten Mal eine Intrumentenelektronik zum Einsatz, die im Rahmen des MIDAS-Projektes neu entwickelt wurde. Die Elektronik wurde von der Firma von Hoerner & Sulger GmbH konzipiert und gefertigt. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde die Elektronik im Labor überprüft und zusammen mit dem CONE-Sensor für ihre ersten erfolgreichen Einsätze bei Raketenflügen vorbereitet. Die neue Elektronik hat im Vergleich zu der früheren Betriebselektronik, die für das Vorgängermodell des CONE-Sensors, den TOTAL-Sensor [*Hillert et al.*, 1994], entwickelt worden war, einige neue Eigenschaften. Der wichtigste Vorteil der neuen Elektronik ist die Emissionsstrommessung, die es erlaubt nachzuweisen, dass die Turbulenzmessungen nicht durch technisch bedingte Störungen beeinflusst sind. Eine ausführliche Darstellung der Messungen mit der neuen Betriebselektronik, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführt wurden, ist in einem technischen Bericht dokumentiert [*Müllemann*, 2003]. Der Bericht beschreibt auch im Detail die Eigenschaften der neuen Elektronik und die Einzelheiten der Messungen während der Raketenflüge.

Die Bestimmung von Absolutdichten und Temperaturen aus den CONE-Messungen ist im Rahmen der vorliegenden Arbeit nur von untergeordneter Bedeutung, da aus technischen Gründen dies nur in einer von vier Messungen erfolgreich gelang. Das Verfahren dazu wurde von *Rapp* [2000] und *Rapp et al.* [2001] entwickelt und wird in Anhang D.3 kurz beschrieben und diskutiert.

¹Der CONE-Sensor wurde bis Mitte 1999 vom Physikalischen Institut der Universität Bonn aus betrieben.

2.2.1 CONE-Sensor: Aufbau und Messprinzip

Der Aufbau des CONE-Sensors ist in Abb. 2.4 schematisch dargestellt. Der Sensor besteht aus 5 konzentrisch angeordneten, kugelförmigen, gitterartigen Elektroden. Der innere Teil des Sensors bildet ein Ionisationsmanometer mit dem die Dichtemessungen im Neutralgas durchgeführt werden. Im Zentrum befindet sich ein Glühfaden als Kathode (Potential von +10 V gegen die Struktur). Darauf folgen nach außen der Ionenauffänger (0 V = Struktur) und die Anode (Potential +85 V). Das äußerste Gitter (+6 V) wird vom FFI zur Messung von Elektronendichten im Plasma der D-Schicht verwendet. Das positive Potential der Elektronenprobe und das negative Potential des Abschirmgitters (-15 V) zwischen Elektronenprobe und Ionisationsmanometer schirmen das Ionisationsmanometer gegen die Ionen und Elektronen des Plasmas der D-Schicht ab.



Abbildung 2.4: Der Aufbau des CONE-Sensors, schematisch skizziert.

Im Ionisationsmanometer werden Elektronen von der Kathode durch Glühemission emittiert. Dieser Emissionsstrom wird von der Betriebselektronik bei 14 μ A konstant gehalten. Die Elektronen werden durch das Potentialgefälle zur Anode beschleunigt. Auf ihrem Weg ionisieren sie einen Teil der Luftmoleküle. Die entstandenen Ionen werden am Ionenauffänger gesammelt und als Strom von einem Elektrometer registriert. Im Druckbereich zwischen 10⁻⁴ und 1 mbar (entsprechend einem Bereich zwischen 60 und 110 km Höhe während der Messung beim Raketenflug) ist der Ionenstrom I_{ion} proportional zur Luftdichte ρ und proportional zum Emissionsstrom I_{emi} :

$$I_{ion} \propto \rho \cdot I_{emi}.$$
 (2.7)

Zu weiteren Details der Dichtemessung mit dem Ionisationsmanometer und zu den entsprechenden Labormessungen siehe auch *Nägele* [1993] und *Müllemann* [2003].

Der CONE-Sensor wurde mit der offenen Geometrie der Elektroden, die das Ionisationsmanometer so direkt wie möglich der Atmosphäre während des Raketenflugs aussetzt, für eine besonders kurze Zeitkonstante von besser als 1 ms optimiert [*Giebeler et al.*, 1993]. Das entspricht einer Höhenauflösung von besser als einem Meter beim Raketenflug mit Geschwindigkeiten von 600 bis 1000 m/s.

2.2.2 Eigenschaften der Messungen mit dem CONE-Sensor

Auflösungen der Messungen

Der Ionenstrom am Ionenauffänger wird mit einem logarithmischen Elektrometer nachgewiesen. Das Elektrometer führt die Messungen von 1 nA bis 16 μ A in 5 Messbereichen durch. Die Daten werden mit einer Rate von 3255 Hz und einer Auflösung von 16 Bit aufgezeichnet. Das Rauschniveau der Ionenstrommessung liegt bei Werten von 0,02% bis 0,1% vom aktuellen Messwert. Damit (und mit der Zeitkonstanten von weniger als 1 ms) ist die instrumentelle Sensitivität ausreichend zur Bestimmung der kleinskaligen Dichtefluktuationen, die durch Turbulenz erzeugt werden [*Hillert et al.*, 1994].

Um sicherzustellen, dass die gemessenen Ionenstromfluktationen Dichtefluktuationen in der Atmosphäre entsprechen und nicht durch Fluktuationen im Emissionsstrom erzeugt wurden (siehe Kapitel 2.2.1 und Gl. 2.7), wird der Emissionsstrom von der Betriebselektronik konstant gehalten (bei 14 μ A). Die wichtigste neue Eigenschaft der neuen Betriebselektronik besteht in einer deutlich verbesserten Messung des Emissionsstroms. Damit kann jetzt zum ersten Mal direkt nachgewiesen werden, dass keine Fluktuationen im Emissionsstrom die Dichtemessungen stören. (Dies wird in Kapitel 2.2.3 an einem Beispiel explizit gezeigt.) Die neue Emissionsstrommessung wird im Bereich von 0–33 μ A mit 12 Bit Auflösung vorgenommen. Die Datenrate beträgt wie beim Ionenstrom 3255 Hz. Das Rauschen der Emissionsstrommessung liegt bei 0,1% (bei I_{emi}=14 μ A). Diese Auflösung der Messung wurde von der alten Betriebselektronik bei weitem nicht erreicht (Bitauflösung von ~0,7%; Messrate um einen Faktor ~20 geringer als bei der neuen Elektronik).

Eine ausführliche Darstellung mit weiteren Details der Eigenschaften der Messungen befindet sich in *Müllemann* [2003].

Der CONE-Sensor als Teil der MIDAS-Nutzlast während des Raketenflugs

Der CONE-Sensor ist Teil der MIDAS-Nutzlast. Neben dem CONE-Sensor enthält die Nutzlast weitere Instrumente zu Messung des Plasmas in der D-Schicht, die vom FFI betrieben werden. Das FFI stellt auch die Versorgungseinheit zur Verfügung, die die Nutzlast mit Strom versorgt und die alle Messdaten während des Flugs über Funk zum Raketenschießplatz sendet. Eine Bergungseinheit, die von der DLR-MORABA gefertigt wird, ermöglicht das Auffinden der Nutzlast nach dem Auftreffen in der See nach dem Raketenflug. Dadurch können die Instrumente der Nutzlast auf weiteren Flügen eingesetzt werden. Bei allen im Rahmen des MIDAS-Projektes durchgeführten Raketenflüge wurde die Nutzlast erfolgreich geborgen.

Aus aerodynamischen Gründen werden für die geophysikalische Auswertung nur die Daten der Dichtemessung auf dem absteigenden Bereich der Flugbahn verwendet. Da sich der CONE-Sensor in diesem Teil der Flugbahn im Staubereich der Strömung befindet, ist die Dichtemessung dort nicht durch die starken Fluktuationen gestört, die in der Nachlaufströmung im aufsteigenden Teil der Flugbahn auftreten. (Beim Start und im aufsteigenden Teil der Flugbahn befindet sich der CONE-Sensor im hinteren Teil der Nutzlast. Da die Lage der Nutzlast während des Flugs durch eine Drehung um die Längsachse mit ca. 5 Hz stabilisiert ist, ist der CONE-Sensor dann auf dem absteigenden Teil der Flugbahn in Anströmrichtung am vorderen Ende der Nutzlast.)

Die Nutzlast, der Raketenflug und der Verlauf der Messung während des Raketenflugs sind ausführlich in *Müllemann* [2003] beschrieben.

Bestimmung der relativen Dichtefluktuationen

Für die Turbulenzanalyse der Dichtemessungen werden relative Dichtefluktuationen verwendet. Die relativen Fluktuationen

$$r = \frac{\Delta \rho}{\langle \rho \rangle}$$

werden auch als "Residuen" bezeichnet. Zur Bestimmung der Residuen werden die Messdaten in Höhenabschnitte von typischerweise 1 km unterteilt. In diesen Höhenintervallen wird ein mittlerer Verlauf der Dichte $\langle \rho \rangle$ durch die Anpassung eines Polynoms vom Grad 3 bestimmt. Die Residuen ergeben sich dann aus den Differenzen $\Delta \rho$ zwischen dem aktuellen Messwert und den mittleren Dichten $\langle \rho \rangle$ an dieser Stelle. (Die Eigenschaften des Messsignals der Dichtemessung und die Bestimmung der Residuen sind im Detail in *Hillert*, 1992, dargestellt.)

Um zu untersuchen, ob die Dichteresiduen durch Störungen im Emisssionstrom beeinflusst sind, werden Emissionsstromresiduen bestimmt, die sich nach dem gleichen Verfahren aus der Emissionsstrommessung ergeben, wie sich die Dichteresiduen aus der Dichtemessung ergibt. Durch einen Vergleich der Dichte- und Emissionsstromresiduen kann direkt der Einfluss der Emissionsstrommessung auf die Dichtemessung nach Gl. 2.7 untersucht werden. (Siehe *Müllemann*, 2003, für eine Diskussion der Eigenschaften der Emissionstrommessungen und der Auswirkungen von Emissionsstromfluktuationen auf die Dichtemessung.)

Die zur Lagestabilisierung verwendete Drehung der Nutzlast um die Längsachse bewirkt eine so genannte Spinmodulation der Residuen. Bei der Bestimmung der Residuen wird die Spinmodulation erfolgreich vom Messsignal entfernt, so dass die Turbulenzauswertung davon nicht betroffen ist (siehe dazu Hillert, 1992, Anhang D.1 und Müllemann, 2003). Die Spinmodulation ist bei Messungen mit Ionisationsmanometern auf Raketenflügen schon lange bekannt [Hillert, 1992]. Mit der neuen Emissionsstrommessung konnte zum ersten Mal nachgewiesen werden, dass eine Spinmodulation auch im Emissionsstrom auftritt. Bei der Suche nach den Ursachen der Spinmodulation wurden Laborversuche unternommen, um den Beitrag des während des Flugs sich um den Sensor drehenden Erdmagnetfelds zu bestimmen. Hier wurde mit Hilfe der neuen Emissionstrommessung nachgewiesen, dass auch im Emissionsstrom durch das sich drehende Erdmagnetfeld Modulationen verursacht werden. Es konnte jedoch nicht festgestellt werden, ob die Modulationen in der Elektronik oder im Sensor verursacht werden. Für zukünftige Flüge sollte untersucht werden, ob eine weitgehende magnetische Abschirmung der Elektronik eine Reduzierung der Spinmodulation bewirken könnte. Die Untersuchung der Spinmodulation, wie sie sich bei den im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten Raketenflüge zeigte, und die Beschreibung der Laborversuche sind im Detail in Müllemann [2003] beschrieben.

Bei den Flügen traten zusätzlich einzelne technisch bedingte Störungen auf. U.a. führten Störungen dazu, dass alle im Rahmen der vorliegenden Arbeit duchgeführten Messungen mit dem CONE-Sensor nach unten bis 75 km Höhe beschränkt sind. Alle anderen Störungen hatten keinen Einfluss auf die Turbulenzauswertung. Siehe auch Anhang D.2 und *Müllemann* [2003] für eine detaillierte Darstellung der aufgetretenen Störungen.

2.2.3 Ableitung turbulenter Parameter aus den gemessenen Dichtefluktuationen

Relative Dichtefluktuationen und Turbulenz

Wird ein Luftpaket in der Atmosphäre z.B. durch Turbulenz um eine Höhe Δz adiabatisch ausgelenkt, so ergibt sich eine relative Änderung der Dichte des Luftpakets gegenüber der Dichte der Hintergrundatmosphäre von [*Lübken*, 1992]

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} \approx \frac{\omega_B^2}{g} \Delta z \tag{2.8}$$

mit der Schwerebeschleunigung g und mit der Brunt-Väisälä-Frequenz

$$\omega_B = \sqrt{\frac{g}{T} \left(\frac{\partial T}{\partial z} + \frac{g}{c_p}\right)}$$
(2.9)

(ω_B beschreibt mit der Temperatur *T* und mit dem vertikalen Temperaturgradienten $\partial T/\partial z$ den Einfluss der Hintergrundatmosphäre auf die Dichteänderung. c_p gibt dabei die Wärmekapazität von Luft bei konstantem Druck an.).

Tatsächlich sind relative Dichteänderungen skalare, konservative und passive Tracer für Turbulenz [*Lübken*, 1993]^j. Bei voll entwickelter, stationärer, homogener und isotroper Turbulenz zeigen die spektralen Leistungsdichten eines solchen Tracers ein universelles Verhalten, das durch theoretische hergeleitete Spektren beschrieben werden kann. (Siehe *Lübken*, 1993, für eine Diskussion des

^jEigentlich bilden die relativen Änderungen der potentiellen Dichte den konservativen Tracer. Die Änderungen der relativen potentiellen Dichte sind aber gleich den Änderungen der relativen Dichte[*Lübken*, 1993].

Energiespektrums und des Spektrums eines skalaren Tracers bei Turbulenz. *Heisenberg*, 1948, z.B. gibt ein theoretisches Spektrum an. Vergleiche auch *Lübken*, 1992, und *Lübken et al.*, 1993, für eine Diskussion unterschiedlicher theoretischer Spektren.) Innerhalb der turbulenten Kaskade wird Bewegungsenergie durch die Entstehung von immer kleineren turbulenten Wirbeln von großen zu kleinen Skalen transferiert. In diesem sogenannten inertialen Unterbereich ist das zugehörige Leistungsdichtespektrum proportional zu $k^{-5/3}$, wobei *k* die Wellenzahl ist (die spektrale Abhängigkeit gilt sowohl für das Energiepsektrum als auch für das Spektrum eines skalaren Tracers, *Lübken*, 1993). Bei sehr kleinen Skalen wird die Bewegungsenergie schließlich durch Reibung in Wärme dissipiert. Dieser Bereich ist der viskose Unterbereich, da dieser Prozess stark von der Viskosität abhängt. Die Fluktuationen des Tracers verschwinden dabei durch molekulare Diffusion. *Heisenberg* [1948] gibt für diesen Unterbereich ein Leistungsdichtespektrum als auch für das Spektrum als auch für das Spektrum eines skalaren Tracers, *Lübken*, 1993). Der Übergang vom intertialen zum viskosen Unterbereich liegt bei der so genannten inneren Skala l_0 . l_0 ist proportional zur so genannten Kolmogoroff Mikroskala η , der kleinsten Skala innerhalb der turbulenten Kaskade. Es ist

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon}\right)^{1/4},\tag{2.10}$$

wobei ε die turbulente Energiedissipationsrate angibt und v die kinematische Viskosität ist.

Bei den Messungen mit dem CONE-Sensor werden aus den relativen Dichtefluktuationen die zugehörigen spektralen Leistungsdichten bestimmt. Zeigt das Spektrum einen für Turbulenz typischen Verlauf mit intertialem und viskosem Unterbereich, so kann aus der inneren Skala l_0 die turbulente Energiedissipationsrate ε bestimmt werden. Dazu wird im Folgenden ein theoretisches Spektrum nach *Heisenberg* [1948] verwendet. Aus einer Anpassung des theoretischen Spektrums an das gemessene Spektrum wird die innere Skala des Heisenberg-Spektrums [*Lübken et al.*, 1993; *Lübken*, 1993]

$$l_0^H = 9,90\eta = 9,90 \left(\frac{\nu^3}{\epsilon}\right)^{1/4}$$
(2.11)

bestimmt. Damit ergibt sich direkt die turbulente Energiedissipationsrate ε . Die Paramter der Hintergrundatmosphäre, insbesondere die kinematische Viskosität v, werden dazu jeweils aus zeitlich nahe an den CONE-Messungen liegenden Messungen mit meteorologischen Raketen bestimmt (siehe Kapitel 2.1^k). Die turbulente Energiedissipationsrate ε kann in eine turbulente Heizrate

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\varepsilon}{c_p} = 0,0864 \cdot \varepsilon \left[K/d \right]$$
(2.12)

umgerechnet werden. E muss dabei in Milliwatt pro Kilogramm angegeben werden.

Das Verfahren zur Bestimmung der Spektren und zur Bestimmung von ε wird im Folgenden anhand eines Beispiels näher erläutert.

Gemessene Dichtefluktuationen

Abb. 2.5 zeigt die Dichteresiduen, die während des Fluges MSMI03 mit dem CONE-Sensor in $84,1\pm0,3$ km und in $86,0\pm0,5$ km Höhe gemessen wurden. Die Residuen in beiden Höhenbereichen unterscheiden sich deutlich. In $84,1\pm0,3$ km Höhe treten Fluktuationen der Dichte von bis zu mehr als 1% auf, die stochastisch über den Höhenbreich verteilt sind. Dagegen sind in $86,0\pm0,5$ km Höhe die Residuen über den gesamten Bereich kleiner als $\sim0,1\%$. Bei den Messungen mit der neuen Betriebselektronik ist es jetzt möglich nachzuweisen, dass die gemessenen unterschiedlichen Dichtefluktuationen ein geophysikalisches Signal repräsentieren und dass sie nicht durch Störungen des

^kv ergibt sich aus der dynamischen Viskosität μ und aus der Luftdichte ρ zu $\nu = \mu/\rho$. μ wird mit der Temperatur *T* zu $\mu = \frac{\beta \cdot T^{3/2}}{T+S}$ bestimmt, wobei S = 100, 4 K die Sutherland-Konstante ist und $\beta = 1,458 \cdot 10^{-6}$ kg/(s·m·K^{1/2}) ist.



Abbildung 2.5: Relative Dichtefkluktuationen (=Residuen) in $84,1\pm0,3$ km (a) und in $86,0\pm0,5$ km Höhe (b) aus Messungen des CONE-Sensors während des Flugs MSMI03 am 6.5.2000. Die untere Achse gibt die Flugzeit relativ zur Zeit in der Höhe 84,0 km bzw. 86,0 km an. Die obere Achse gibt jeweils die Höhen zu den Zeiten an. Der plötzliche Anstieg des Rauschniveaus ab ~0.2 s in a) ist durch das Umschalten des Ionisationsmanometers in den nächsten Empfindlichkeitsbereich verursacht (vgl. Kapitel 2.2.2 und siehe Müllemann, 2003). Abbildung nach Müllemann et al. [2001].

Emissionsstroms verursacht oder beeinflusst worden sind (siehe dazu auch Gl. 2.7 und Kapitel 2.2.2). In Abb. 2.6 sind die Residuen des Emissionsstroms zu den Dichteresiduen in Abb. 2.5 dargestellt. In $84,1\pm0,3$ km Höhe sind die Emissionsstromresiduen kleiner als 0,3%. Offensichtlich sind die Dichtefluktuationen von bis zu mehr als 1% in diesem Höhenbereich (siehe Abb. 2.5) nicht durch Fluktuationen im Emissionsstrom verursacht. Die kleine sinusförmige Schwingung im Emissionsstrom mit etwas weniger als 0,3% Amplitude geht auf die Eigenfrequenz der Kathodenheizung zurück. Diese Restschwingungen sind bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen in einigen Höhenbereichen gefunden worden. Mittlerweile treten die Restschwingungen durch eine verbesserte Abstimmung der Emissionsstromregelung nicht mehr auf (*Strelnikov*, 2003, siehe auch Anhang D.2). Dass solche Schwingungen allerdings nicht immer aufgetreten sind, ist an den Emissionsstromresiduen in $86,0\pm0,5$ km Höhe in Abb. 2.6 erkennbar. Die Emissionsstromresiduen zeigen dort nur ein konstantes Rauschen.

Die gezeigten Beispiele legen nahe, dass während des Flugs MSMI03 in $84,1\pm0,3$ km Höhe Turbulenz die beobachteten kleinskaligen Dichtefluktuationen verursacht hat, während in $86,0\pm0,5$ km Höhe keine Turbulenz aufgetreten ist. Im Folgenden wird dies quantitativ begründet.



Abbildung 2.6: Wie in Abb. 2.5, jedoch für die relativen Fluktuationen des Emissionsstroms. Abbildung nach Müllemann et al. [2001].

Spektren der Dichtefluktuationen

Aus den relativen Dichtefluktuationen werden die spektralen Leistungsdichten als Funktion der Frequenz f berechnet¹. In Abb. 2.7 sind die spektralen Leistungsdichten zu den relativen Dichtefluktuationen in Abb. 2.5 gezeigt. Die Leistungsdichten der Daten in 84,1±0,3 km Höhe zeigen deutlich erhöhte Werte bis zu Frequenzen von knapp 100 Hz. Diese erhöhten Werte bis hinunter zu Skalen von ca. 10 m entsprechen den kleinskaligen Dichtefluktuationen, die in Abb. 2.5 zu erkennen waren. Die Leistungsdichten der Daten in 86,0±0,5 km dagegen zeigen keine ausgeprägten erhöhten Werte. Dies war auch nicht zu erwarten, da schon die Dichtefluktuationen aus Abb. 2.5 keine Strukturen zeigten.



Abbildung 2.7: Spektrale Leistungsdichten der Residuen aus Abb. 2.5. Zusätzlich ist in a) die beste Anpassung des Heisenberg-Spektrums mit ε =22,2 mW/kg gezeigt. In b) sind drei Heisenberg-Spektren für ε =1, 10 und 100 mW/kg eingezeichnet. Die Dreiecke markieren in b) die Spinfrequenz der Nutzlast (~4,5 Hz) und deren Harmonische. Die obere Achse gibt die Skalen in Wellenlängen an. Sie ergeben sich aus den Wellenzahlen oder aus der Frequenz und der Geschwindigkeit v_R der Rakete $\lambda = 2\pi/k = v_R/f$. Abbildung nach Müllemann et al. [2001].

Bestimmung von ε mit Hilfe des Heisenberg-Spektrums

Um aus dem Spektrum der Dichteresiduen in 84,1±0,3 km Höhe die innere Skala l_0^H zu bestimmen, wurde das theoretische Spektrum nach *Heisenberg* [1948] an das gemessene Spektrum angepasst^m. Das Ergebnis der Anpassung ist in Abb. 2.7 gezeigt. Der Übergang vom inertialen zum viskosen Unterbereich liegt bei l_0^H =33,8±1,7 mⁿ. Die turbulente Energiedissipationsrate ergibt sich daraus zu ϵ =22,2±4,5 mW/kg. Dies entspricht einer turbulenten Heizrate von ~1,9 K/d. Eine solche Heizrate liegt in der Größenordnung von Heizraten anderer Prozesse, die auch die Energiebilanz der oberen Mesosphäre bestimmen (wie z.B. chemische Heizung und Energieeintrag durch solare Einstrahlung, siehe *Mlynczak*, 2000).

Die Ergebnisse von ε sind nicht durch die spezielle Wahl des Heisenberg-Spektrums als theoretisches Spektrum bestimmt. Vergleiche mit Anpassungen unterschiedlicher theoretischer Spektren an gemessene Spektren haben gezeigt, dass die Wahl des Spektrums keinen Einfluss auf ε hat (Siehe *Lübken*, 1992, und *Lübken et al.*, 1993, für die Diskussion verschiedener theoretischer Spektren.).

¹Es wird die Routine RFFT der CERN Computer Bibliothek verwendet. Dabei wird ein Hanning-Fenster eingesetzt. Zur Normierung und weiteren Details der Berechnung der Spektren siehe *Lübken et al.* [1993].

^mDazu wurde das MINUIT-Paket der CERN Computer Bibliothek verwendet. Für Details der Anpassung des Spektrums siehe auch *Lübken* [1992], *Lübken* [1993] und *Lübken et al.* [1993].

ⁿDer Fehler von l_0^H wurde aus der Unsicherheit der Anpassung des Heisenberg-Spektrums bestimmt.

Nicht-turbulente Höhenabschnitte

Um nachzuweisen, dass während des Flugs MSMI03 in $86,0\pm0,5$ km Höhe keine Turbulenz vorgelegen hat, sind zusätzlich zu den spektralen Leistungsdichten der Dichtefluktuationen in Abb. 2.7 drei theoretische Heisenberg-Spektren für starke (ϵ =100 mW/kg), mittlere (ϵ =10 mW/kg) und schwache (ϵ =1 mW/kg) Turbulenz eingezeichnet. Deutlich sieht man, dass keines der theoretischen Spektren mit dem gemessenen Spektrum übereinstimmt. Die kleineren Spitzen, die noch im gemessenen Spektrum vorhanden sind, gehen zu einem großen Teil auf nicht vollständig beseitigte Reste der Spinmodulation des Messsignals zurück (siehe Kapitel 2.2.2 und *Müllemann*, 2003), da diese Spitzen mit der Frequenz des Spins und mit der Harmonischen der Spinfrequenz zusammenfallen.

Der Wert von ϵ =1 mW/kg liegt schon nahe bei dem theoretisch erwarteten unteren Grenzwert für ϵ von

$$\varepsilon_{min} \approx \mathbf{v} \cdot \boldsymbol{\omega}_B^2.$$
 (2.13)

 ε_{min} ergibt sich z.B. dadurch, dass die turbulenten Bewegungen in der Atmosphäre bei Werten von ε in der Größenordnung von ε_{min} durch molekulare Diffusion zerstört werden (siehe z.B. *Lübken*, 1997).

Zusammengefasst lässt sich eindeutig feststellen, dass das gemessene Spektrum kein turbulentes Spektrum darstellt. In diesem Höhenbereich liegt daher keine Turbulenz vor, wie die Abwesenheit von Dichtefluktuationen auf allen Skalen in Abb. 2.7 nahe gelegt hat.

Leistungsdichtespektren der Emissionsstromresiduen

Zur Vollständigkeit sind in Abb. 2.8 die spektralen Leistungsdichten der Emissionsstromresiduen aus Abb. 2.6 für $84,1\pm0,3$ km Höhe gezeigt. Ab Frequenzen oberhalb von ~9 Hz entspricht das



Abbildung 2.8: Spektrale Leistungsdichten der relativen Emissionsstromfluktuationen aus Abb. 2.6 a). Abbildung nach Müllemann et al. [2001].

Spektrum dem Spektrum von weißem (frequenzunabhängigen) Rauschen. Auch hier wird wiederum deutlich, dass die turbulenten Dichtefluktuationen, die in Abb. 2.7 zu erhöhten Werten der spektralen Leistungsdichten gerade im Bereich von 10 bis knapp 100 Hz führten, nicht durch Fluktuationen des Emissionsstroms hervorgerufen worden sind. Das Maximum in den Emissionsstromresiduen bei \sim 7 Hz ist auf die kleine Eigenschwingung des Kathodenheizkreises zurückzuführen (vgl. Abb. 2.5). Um sicherzustellen, dass diese Schwingung keinen Einfluss auf die Bestimmung von ε hat, wurde bei der Anpassung des theoretischen Spektrums an das Spektrum der Dichtefluktuationen sorgfältig darauf geachtet, dass der Frequenzbereich um 7 Hz das Ergebnis von ε nicht signifikant beeinflusst (z.B. durch Verschieben der Frequenzgrenzen bei der Anpassung des theoretischen Spektrums).

Sensitivitätsgrenze der Messmethode

Wenn in einem Höhenbereich $\omega_B=0$ ist bzw. wenn nach Gl. 2.9 der Temperaturgradient gleich dem adiabatischen Temperaturgradienten ist $(\frac{\partial T}{\partial z} = -\frac{g}{c_p})$, so sind selbst bei turbulenten Bewegungen in der Atmosphäre keine relativen Dichteänderungen nach Gl. 2.8 beobachtbar. In diesem Fall ist die Messmethode blind für Turbulenz.

Die Messung des CONE-Sensors liefert in der Regel auch eine Temperaturmessung, mit deren Hilfe untersucht werden kann, ob es Höhenbereiche mit adiabatischen Temperaturgradienten gibt (vergleiche auch Anhang D.3). Allerdings waren aus technischen Gründen nur bei einem der vier im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten CONE-Messungen die Temperaturmessung erfolgreich (siehe auch Anhang D.3). In diesem einen Fall konnte nachgewiesen werden, dass im gesamten Höhenbereich kein adiabatischer Temperaturgradient vorlag. Für die übrigen Flüge ist es allerdings auch sehr unwahrscheinlich, dass die Sensitivität signifikant reduziert sein könnte, da bei den früheren Messungen $\omega_B^2 \approx 0$ nur in sehr kleinen Höhenbereichen ($\ll 500$ m) gefunden wurde. (Siehe z.B. *Rapp*, 2000. Zur Diskussion der Sensitivität siehe auch *Lübken et al.* [1993] und *Lübken* [1997]. Bei superadiabatischen Temperaturgradienten, $\omega_B^2 < 0$, ist dabei die Messmethode nicht blind, siehe auch *Lehmacher und Lübken*, 1995.)

Die Ergebnisse aller Turbulenzmessungen, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführt wurden, werden in den Kapiteln 3.3 und 3.4 vorgestellt und geophysikalisch interpretiert. Die Ergebnisse der Turbulenzauswertungen sind darüber hinaus in in Anhang D.1 zusammengefasst aufgeführt.

Kapitel 3

Die thermische Struktur und die Dynamik der arktischen Sommermesosphäre bei 69°N

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden innerhalb von mehreren koordinierten geophysikalischen Feldmessungen (Kampagnen) Messungen vom nordnorwegischen Raketenschießplatz Andøya Rocket Range (69°N, 16°E) aus durchgeführt, um Temperaturen, Winde und Turbulenz in der polaren Sommermesosphäre zu bestimmen. Darüber hinaus wurden bereits existierende Daten, die dort in früheren Messungen gewonnen worden waren, neu ausgewertet. Die Ziele der Arbeiten waren

- eine bessere Bestimmung der saisonalen Veränderung der thermischen Struktur, insbesondere in der Übergangszeit vom Sommer zum Winter, im Herbst (siehe Kapitel 3.1)
- die erste Bestimmung des Windfelds im Verlauf der Saison (siehe Kapitel 3.2)
- Turbulenzmessungen und die Bestimmung der Quellen der Turbulenz während des Sommers (siehe Kapitel 3.3)
- die erste Messung des saisonalen Übergangs vom Winter zum Sommer im Frühjahr in der turbulenten Struktur (siehe Kapitel 3.4).

Bei der Bestimmung des Windfelds werden auch die Variabilitäten des Winds untersucht und mit den Variabilitäten in den Temperaturen verglichen.

Im Allgemeinen wird angenommen, dass es eine direkte Kopplung der thermischen Struktur und dem Auftreten von Turbulenz in der Mesopausenregion mit dem Windfeld in der Stratosphäre und Mesosphäre über die Ausbreitung und die Brechung von Schwerewellen gibt. Anhand der in diesem Kapitel vorgestellten Daten wird diese Kopplung in Kapitel 3.5 näher untersucht.

3.1 Thermische Struktur

Nach den ersten Messungen der thermischen Struktur der polaren Sommermesosphäre in den 50er und 60er Jahren des letzten Jahrhunderts [*Stroud et al.*, 1959; *Theon und Smith*, 1971] sind in den letzten 15 Jahren mehrere Kampagnen mit Messungen mit Fallenden Kugeln bei 69°N durchgeführt worden^a.Eine Zusammenfassung aller Messungen der Jahre 1987 bis 1997 in den Monaten von April

^aEine Kampagne mit allerdings nur 7 Messungen wurde von Kiruna aus (in Nordschweden bei 68°N) Anfang August 1991 durchgeführt. Wegen der nur geringfügig anderen Lage (Entfernung ~270 km) und zur Vereinfachung werden im Folgenden auch diese Messungen unter der Breite 69°N mit aufgeführt.

bis Oktober hat *Lübken* [1999] gegeben. Daraus resultiert eine mittlere Klimatologie von Ende April bis Ende September im Höhenbereich von 35 bis 93 km aus insgesamt 89 Starts von Fallenden Kugeln. Die wichtigsten Eigenschaften dieser Klimatologie sind:

- Die Sommermesopause liegt in ~88 km Höhe. Dort werden im Mittel sehr niedrige Temperaturen von bis zu 129 K erreicht.
- Im Sommer zeigen die Temperaturprofile in der oberen Mesosphäre eine sehr geringe Variabilität. In 82 km Höhe liegt die Temperatur bei ~150 K. Auch über die letzten vier Jahrzehnte ist die Temperatur in dieser Höhe bei diesem Wert geblieben. *Lübken et al.* [1996] haben diesen Temperaturfixpunkt in der Sommermesosphäre als "equithermal submesopause" bezeichnet.
- Im April und Mai und ab der zweiten Hälfte des August finden sehr schnelle Übergänge vom Winter- zum Sommerzustand bzw. vom Sommer- zum Winterzustand statt.
- Sowohl der Sommerzustand als auch die Übergangszeiten werden von Referenzatmosphären wie CIRA-86 [*Fleming et al.*, 1990] nicht hinreichend genau wiedergegeben. Insbesondere ist die Sommermesopause bei CIRA-86 um etwa 10 K zu warm und der Übergang zum Winter setzt ca. einen Monat zu früh ein.

Die Abdeckung des Zeitbereichs von Ende April bis Ende September mit den für die Klimatologie verwendeten 89 Messungen ist allerdings nicht homogen. Besonders die Übergangszeit vom Sommer- zum Winterzustand ab der zweiten Augusthälfte ist nur durch sehr wenige Messungen (10 Messungen) repräsentiert. Darüber hinaus gehen alle Daten im Juni auf Messungen allein im Jahr 1987 zurück. Es war das Ziel der TRAMP/TRANSITION-Kampagne von 1999, die von Mitte August bis in die zweite Septemberhälfte hinein durchgeführt wurde, und der ROMA/AUTUMN-Kampagne von 2002, die von Mitte August bis Anfang Oktober durchgeführt wurde, den Übergang zum Winter genauer zu vermessen. Messungen während der MIDAS/SOLSTICE-Kampagne im Juni 2001 ergänzen die Datenbasis für die Sommermonate. Zur Bestimmung der thermischen Struktur der Mesosphäre und Stratosphäre im Höhenbereich von ~30-95 km wurden Messungen mit Fallenden Kugeln durchgeführt (siehe Kapitel 2.1 für eine Beschreibung des Messverfahrens).

3.1.1 Ergebnisse der Messungen

Die Ergebnisse der Temperaturmessungen der MIDAS/SOLSTICE-Kampagne sind in Abb. 3.1 dargestellt. Die genauen Zeitpunkte aller Starts und Details zur Auswertung der Messungen sind in Anhang E aufgeführt. Deutlich erkennt man, dass die Messungen insgesamt gut mit dem klimatologischen Profil für Ende Juni aus *Lübken* [1999] übereinstimmen. Wie nach den früheren Messungen erwartet worden war, zeigen alle Temperaturprofile

- einen Mesopausenbereich mit Temperaturen von \sim 130 K,
- eine Temperatur nahe bei 150 K in 82 km,
- eine geringe Variabilität in der oberen Mesosphäre (die Variabilität der Temperaturen im Sommer wird im Zusammenhang mit den Windvariabilitäten in Kapitel 3.2.4 näher untersucht.)
- und eine Zunahme der Variabilität im Mesopausenbereich zwischen 85 und 90 km Höhe.

Zusammengefasst ergibt sich, dass im Juni 2001 ein typischer Sommerzustand der polaren Mesosphäre vorlag.

Abb. 3.2 zeigt die Ergebnisse der Temperaturmessungen der TRAMP/TRANSITION- und RO-MA/AUTUMN-Kampagnen. Die genauen Zeitpunkte aller Starts und Details zu den Messungen sind



Abbildung 3.1: Temperaturmessungen mit Fallenden Kugeln während der MIDAS/SOLSTICE-Kampagne im Juni 2001 (Messungen vom 8.6. bis 15.6. durchgezogene Linien; Messungen vom 16.6. bis 24.6. gestrichelt). Die dick gestrichelte Linie gibt das klimatologische Mittel für die letzte Woche im Juni an [Lübken, 1999]. Ein Kreuz markiert die Temperatur von 150 K in 82 km Höhe.

in Anhang E aufgeführt. Deutlich erkennt man, dass bei beiden Kampagnen ab Anfang September die Temperaturen in der oberen Mesosphäre systematisch um insgesamt mehr als 50 K ansteigen. Gleichzeitig nimmt die Variabilität in der oberen Mesosphäre zu. Insgesamt zeigen die Ergebnisse von beiden Kampagnen deutlich den Übergang von den Sommer- zu den Winterbedingungen. (Die gezeigten saisonalen Änderungen der Temperaturmessungen sind signifikant größer als die Fehler der Einzelmessungen, siehe Kapitel 2.1.2.)

Um den Übergang vom Sommer zum Winter in der oberen Mesosphäre detaillierter zu betrachten, ist in Abb. 3.3 der saisonale Verlauf der Temperaturen in 82 km Höhe für die Zeit von Juli bis Mitte Oktober dargestellt. Neben den Messungen, die in die Klimatologie von Lübken [1999] eingegangen sind (rote gestrichelt-gepunktete Linie bzw. rote Kreise), sind die neuen Messwerte der TRAMP/TRANSITION-Kampagne (Quadrate) und der ROMA/AUTUMN-Kampagne (Rauten) eingetragen. Darüber hinaus sind die Messwerte des Flugs LS20 vom 3.10.1991 (aus der METAL-Kampagne, siehe Lübken, 1999) und des Flugs EF01 vom 15.10.1987 (aus der MAC/EPSILON-Kampagne, siehe Lübken et al., 1990) hinzugefügt, die beide nicht in die Klimatologie von Lübken [1999] eingegangen sind, weil sie verglichen mit den anderen Messungen aus Lübken [1999] schon zu weit im Oktober lagen. Deutlich erkennt man, dass die Statistik der Messungen von Mitte August bis Mitte Oktober besser geworden ist (insgesamt 29 weitere Messungen). Die Temperaturen steigen von Mitte August bis Oktober von \sim 150 K auf Werte um 200 K steil an. Die Klimatologie von Lübken [1999], die in der Übergangszeit nur durch wenige Messungen bestimmt wurde, gibt auch den Verlauf der neuen Messungen gut wieder (im Rahmen der Variabilität und im Rahmen des Fehlers der Messungen, die beide ~ 4 K betragen). Ab Ende September bleiben die Temperaturen in etwa konstant bei Werten um 200 K. Ab Anfang Oktober scheint daher schon der Winterzustand erreicht zu sein. Der Zeitbereich ab Ende September wird dabei von der Klimatologie von Lübken [1999] nicht wiedergegeben.



Abbildung Temperaturmessungen 3.2: a) mit Fallenden Kugeln während der TRAMP/TRANSITION-Kampagne im August und September 1999 (Messungen vom 16.8. bis 30.8. durchgezogene Linie; Messungen vom 6.9. bis 22.9. gestrichelt). b) Temperaturmessungen mit Fallenden Kugeln während der ROMA/AUTUMN-Kampagne vom August bis Oktober 2002 (Messungen vom 21.8. bis 4.9. durchgezogene Linie; Messungen vom 6.9. bis 17.9. gestrichelt; Messungen vom 22.9. bis 10.10. punktiert). Die dick gestrichelte Linie gibt jeweils das klimatologische Mittel für die letzte Woche im August an [Lübken, 1999].



Abbildung 3.3: Temperaturmessungen mit Fallenden Kugeln in der Höhe von 82 km von Juli bis Mitte Oktober. Alle Messwerte, die in der Klimatologie von Lübken [1999] enthalten sind, sind rot dargestellt. In schwarzen Symbolen sind die neuen Messwerte eingezeichnet. Zusätzlich sind die Temperaturverläufe nach den Klimatologien von CIRA-86, von MSIS-1990 und von Lübken [1999] dargestellt.

Der Temperaturverlauf von August bis Oktober wird von den Klimatologien CIRA-86 [Fleming et al., 1990] und MSIS-1990 [Hedin, 1991] nicht gut beschrieben. CIRA-86 zeigt bis Anfang September systematisch zu hohe Temperaturen. MSIS-1990 zeigt bis Mitte Juli eine gute Übereinstimmung mit

den Messungen. Allerdings setzt bei MSIS-1990 dann Mitte Juli der Übergang zum Winter im Vergleich zu den Messungen etwa einen Monat zu früh ein. Bei beiden Referenzatmosphären steigen die Temperaturen auch Ende September und Anfang Oktober weiter an. Dies steht im Widerspruch zu den Messungen, die ab Ende September konstant um einen Wert von ~200 K bleiben. (Die diskutierten Unterschiede sind alle signifikant größer als die Fehler und Variabilitäten der Messungen.)

In der Übergangszeit im August wurden in den Jahren 1986, 1987 und 1989 auch Temperaturmessungen in der Mesopausenregion mit Na-Resonanzlidar der Universität Bonn durchgeführt [Kurzawa und von Zahn, 1990]. Lübken [1999] hat festgestellt, dass der Übergang in den Lidarmessungen insbesondere im Jahr 1986 früher einsetzt als in den Messungen mit Fallenden Kugeln. Allerdings hatte Lübken [1999] nur Messungen mit Fallenden Kugeln des Jahres 1997 zum Vergleich zur Verfügung. Wie oben dargestellt, wird der Verlauf der Temperaturen, der von Lübken [1999] bestimmt wurde, auch mit den neuen Messungen in den Jahren 1999 und 2002 sehr gut reproduziert. Der frühe Übergang, der in den Lidarmessungen des Jahres 1986 bestimmt wurde, wird daher von Messungen mit Fallenden Kugeln in drei verschiedenen Jahren nicht wiedergegeben. Wie schon von Lübken [1999] festgestellt wird, muss offen bleiben, ob im Jahr 1986 die saisonale Variation anders verlief oder ob instrumentelle Unsicherheiten in den Lidardaten enthalten sind, die aufgrund der besonders schweren Messbedingungen (geringe Na-Dichte im August, große Resthelligkeit nachts in polaren Breiten im August) im ersten Jahr des Betriebs des Na-Lidars, 1986, nicht richtig erkannt worden sind. Lidarmessungen und Messungen mit Fallenden Kugeln stimmen dagegen im Oktober gut überein. Auch die Lidardaten zeigen in etwa konstante Temperaturen zu Beginn des Winterzustands. Eine detailliertere Darstellung des Vergleichs von Messungen mit Fallenden Kugeln und mit Na-Lidar befindet sich in Anhang F.1.

3.1.2 Klimatologie

Durch die neuen Messungen ist es möglich, die Klimatologie der thermischen Struktur der polaren Sommermesosphäre bei 69°N auf einen Zeitbereich von Ende April bis Anfang Oktober zu erweitern. Die Klimatologie wird damit um einen halben Monat zum Winter hin verlängert. Dabei werden 36 weitere Messungen mit Fallenden Kugeln berücksichtigt^b, so dass in die neue Klimatologie insgesamt 125 Temperaturprofile eingehen.

Die Klimatologie wurde mit einem ähnlichen Verfahren wie die Klimatologie von Lübken [1999] bestimmt. Zunächst wird der Temperaturverlauf in allen Höhen von 35 km bis 93 km in Schritten von 1 km bestimmt. Da die Messwerte ungleichmäßig über die Zeit von April bis Oktober verteilt sind, und um eine unterschiedliche Gewichtung der Bereiche mit vielen bzw. wenigen Daten zu verhindern, werden die Daten in jeder Höhe zuerst in Abständen von etwa einem Drittel Monat (≈ 10 Tage) gemittelt^c. Anschließend wird ein Spline mit 4 Knoten an die gemittelten Temperaturen in jeder Höhe angepasst. Als Beispiel für dieses Vorgehen sind in Abb. 3.4 für 82 km Höhe alle Temperaturmesswerte (Kreuze) und die Mittelungspunkte (große Kreise) eingezeichnet. Die durchgezogene Linie gibt die Anpassung durch den Spline an. Von Anfang Juni bis zur Mitte des August liegen die Temperaturen im Mittel nahe bei 150 K. Der Übergang zum Winterzustand Anfang Oktober wird vom Spline gut wiedergegeben. Bei der Mittelung werden auch die mittleren quadratischen Abweichungen zur Abschätzung der Variablilität der Messungen bestimmt. Typischerweise beträgt die Variabilität 3-5 K in der Stratosphäre und unteren Mesosphäre. Oberhalb von 80 km steigt die Variabilität auf mehr als 11 K in 93 km Höhe an. (Damit liegen die Variabilitäten in der gleichen Größenordnung wie die statistischen Fehler der einzelnen Messungen, vgl. Kapitel 2.1.2 zu den Fehlern der Messungen. Die Variabilitäten sind in Anhang F in Abb. F.3 dargestellt.).

^b7 Flüge von der MIDAS/SOLSTICE-Kampagne; 13 Flüge von der TRAMP/TRANSITION-Kampagne; 14 Flüge von der ROMA/AUTUMN-Kampagne; die Flüge LS20 und EF01; siehe dazu auch Kapitel 3.1.1.

^cDer Mittelungsabstand ist kürzer als bei Lübken [1999] (dort Mittelung über einem halben Monat), um die Stufenbil-



Abbildung 3.4: Temperaturmessungen mit Fallenden Kugeln in der Höhe von 82 km von Ende April bis Anfang Oktober. Die Daten wurden im Abstand von ca. 10 Tagen gemittelt (Kreise). An die mittleren Temperaturen wurde ein Spline mit 4 Knoten angepasst (durchgezogene Linie).

Aus den Werten des Splines werden in Abständen von je einem Viertel Monat (bzw. von etwa einer Woche oder 0,25 Monaten) in der Zeit von der letzten Aprilwoche bis zur ersten Oktoberwoche (Monate 4,25 bis 10,25) die mittleren Temperaturen in jeder Höhe bestimmt. Um letzte kleinere Unebenheiten zu beseitigen wird noch ein Spline mit 6 Knoten an jedes Höhenprofil angepasst. Die schließlich resultierende Klimatologie ist in Abb. 3.5 dargestellt. Die zugehörigen Temperaturwerte sind in Anhang F.4 in Tabelle F.1 aufgeführt.



Abbildung 3.5: Mittlere Temperaturen von 35 bis 93 km Höhe in der Zeit von Ende April bis Anfang Oktober aus 125 Messungen mit Fallenden Kugeln. Das Temperaturniveau von 131 K wurde eingefügt, um den Bereich der niedrigsten Temperaturen von \sim 130 K zu markieren.

Bei der Bestimmung der Klimatologie wurden keine Effekte thermischer Gezeiten berücksichtigt. Schon *Lübken* [1999] hat begründet, dass solche Effekte aufgrund der tageszeitlichen Verteilung der Messungen (Messungen mittags und um Mitternacht in der gleichen Phase der halbtägigen Gezeit)

dung zu Beginn des Winterzustands Anfang Oktober besser auflösen zu können.
und aufgrund von theoretisch erwarteten Gezeitenamplituden von nur 2-3 K im Rahmen der Variabilitäten und im Rahmen der Messungenauigkeiten keinen Einfluss auf die Klimatologie haben sollten. Im Zusammenhang mit den Windmessungen werden Gezeiteneffekte in Kapitel 3.2.2 genauer diskutiert. Dort und in Kapitel 3.2.3 werden auch die Temperaturgezeiten noch einmal genauer betrachtet.

Die Klimatologie geht aus Messungen hervor, die von 1987 bis 2001 über 14 Jahre verteilt sind. Systematische Variationen der Temperatur, die in dieser Zeit z.B. durch Klimaänderungen hervorgerufen sein könnten, wurden dabei nicht berücksichtigt. *Lübken* [2000] und *Lübken* [2001] haben allerdings u.a. anhand auch hier verwendeter Messdaten gezeigt, dass im Rahmen der natürlichen Variabilität in der polaren Sommermesosphäre keine langzeitlichen Veränderungen der thermischen Struktur aufgetreten sind.

Nach der Klimatologie erreichen in der Sommermesopause Ende Juni und Anfang Juli die Temperaturen mit 130 K die niedrigsten Werte in 88 km Höhe (siehe Abb. 3.5). Dies stimmt gut mit den Werten von Lübken [1999] überein^d. Der Bereich der niedrigsten Temperaturen ist gegenüber der Sommersonnenwende (21.6. = Monat 6,7) um etwa eine Woche (0,25 Monate) auf Ende Juni/Anfang Juli verschoben. Der Übergang vom Winter- zum Sommerzustand oberhalb von ~80 km Höhe vollzieht sich etwas langsamer (geneigte Konturlinien) als der Übergang vom Sommer zum Winter (senkrecht verlaufende enger aneinander liegende Konturlinien). In 88 km Höhe z.B. ändert sich die Temperatur im Frühjahr innerhalb eines Monats um ca. 30 K (von Monat 4,75 bis Monat 5,75 von \sim 170 K auf \sim 140 K). Im Herbst dagegen ändert sie sich um den gleichen Betrag in nur drei Viertel eines Monats (von Monat 8,50 bis Monat 9,25 von ca. 140 K auf 170 K). Ende April und Anfang Mai und ab Mitte September wird die Mesopause von der Klimatologie nicht mehr wiedergegeben. In diesen Zeiten liegt sie nach Lübken und von Zahn [1991] und Berger und von Zahn [1999] in etwa 100 km Höhe, wie es typisch ist für den Winterzustand, deutlich oberhalb der oberen Grenze der Klimatologie. Die Stratopause nimmt Temperaturen von bis zu 283 K in 50-51 km Höhe von Mitte Juni bis Anfang Juli an. Der Bereich mit den höchsten Temperaturen in der Stratopause liegt damit in etwa zentriert um die Sommersonnenwende.

Diskussion und Vergleiche mit anderen Messungen

Ein Vergleich der neuen Klimatologie in der Zeit von Ende April bis Ende September (Monate 4,75 bis 9,75) mit der Klimatologie nach *Lübken* [1999] ergibt, dass keine signifikanten Abweichungen auftreten. Die Differenzen betragen maximal 3 K und sind daher immer kleiner als die Variabilitäten und Fehler der Einzelmessungen. (In Anhang F.5 in Abb. F.4 sind die Differenzen dargestellt.) Nach den Ergebnissen der Messungen, die jetzt die neue Klimatologie erweitern, war dies auch nicht anders erwartet worden, da die neuen Messungen nach Kapitel 3.1.1 gut mit der alten Klimatologie übereinstimmen.

In der neuen Klimatologie werden zum Teil kleinere Strukturen wiedergegeben, die in der alten Klimatologie aufgrund der Mittelung der Messungen über einen längeren Zeitraum nicht auftreten konnten. Wenn man z.B. den Verlauf der Temperatur mit der Saison in 70 km Höhe betrachtet, sind Anfang Mai und in der ersten Septemberhälfte Minima zu erkennen ("Täler" der Konturlinien in Abb. 3.5). Während das Minimum Anfang Mai gegenüber der Variabilität kaum signifikant ist, so ist das Minimum Anfang September deutlich ausgeprägt. Diese Minima traten in der alten Klimatologie nicht auf. Unterhalb von ca. 70 km Höhe ist der saisonale Verlauf der Temperaturen durch ein Maximum zur Sommersonnenwende geprägt, das in erster Linie durch Absorption solarer Einstrahlung im Hartley-Band von Ozon entsteht (vgl. Kapitel 1). Die Temperaturstruktur der oberen Stratosphäre und unteren Mesosphäre ist daher vor allem durch Strahlung bestimmt. Die erwähnten Temperaturminima

^dDie neue Klimatologie ist dort nur um 1 K wärmer. Dies ist gegenüber der Variabilität (siehe Text) und gegenüber dem Fehler der Messungen (siehe Kapitel 2.1.2) verschwindend gering. Im Konturplot ist der Bereich der niedrigsten Temperaturen mit der Niveaulinie von 131 K markiert.

in 70 km Höhe bilden sich an den Rändern dieses Maximums in den Übergangszeiten aus.

Gegenüber dem Temperaturmaximum in der Stratosphäre und unteren Mesosphäre liegt das Minimum der Temperaturen in der Mesopausenregion Ende Juni/Anfang Juli und ist damit gegenüber der Sommersonnenwende um ca. eine Woche verschoben. Insgesamt liegt der Bereich mit Temperaturen von weniger als 140 K nicht symmetrisch um die Sommersonnenwende. Dies ist ein eindeutiges Indiz dafür, dass der thermische Zustand der polaren Sommermesopausenregion nicht allein durch Strahlungseffekte bestimmt wird. Wie schon in Kapitel 1 diskutiert, wird allgemein angenommen, dass der thermische Zustand durch das Brechen von Schwerewellen dynamisch erzeugt wird. Dieser Prozess wird im Zusammenhang mit dem Windfeld und dem Auftreten von Turbulenz in Kap. 3.5 ausführlicher untersucht.

Als Vergleich mit einer anderen Messtechnik bieten sich die kürzlich veröffentlichen Temperaturmessungen mit dem HRDI-Instrument (<u>High Resolution Doppler Imager</u>) an, das vom UARS-Satelliten (<u>Upper Atmospheric Research Satellite</u>) aus arbeitet. *Thulasiraman und Nee* [2002] geben eine Darstellung des Temperaturverlaufs bei 69°N für das Jahr 1994 (siehe deren Abb. 9) an. Zum Vergleich im Einzelnen:

- In guter Übereinstimmung liegt die Mesopausenhöhe im Sommer bei beiden Messtechniken in \sim 88 km Höhe.
- Die niedrigsten Temperaturen in der Sommermesopausenregion treten bei HRDI wie bei den Messungen mit Fallenden Kugeln von der letzten Maiwoche bis Mitte August auf. Allerdings liegen die Werte der HRDI-Messungen im Bereich von 140-150 K, während die Messungen der Fallenden Kugeln Werte im Bereich von 130-140 K zeigen.
- Auch unterhalb der Mesopause, in 82 km Höhe sind die HRDI-Temperaturen systematisch höher als unsere Messungen. Während HRDI von Ende Mai bis Mitte August Temperaturen von 170-150 K angibt, ergeben unsere Messungen im gleichen Zeitraum 158-149 K.

Insgesamt ergibt sich, dass zwar der jahreszeitliche Temperaturverlauf in guter Übereinstimmungen mit unseren Messungen ist, dass jedoch die Absolutwerte der HRDI-Temperaturen deutlich um etwa 10 K zu hoch sind. In die Klimatologie der Fallenden Kugeln gehen auch Messungen von Ende Juli bis Mitte August 1994 ein. Diese Messungen zeigen keine systematischen Abweichungen von ~10 K gegenüber der Klimatologie. (Bei *Lübken et al.*, 1996, ist z.B. dargestellt, dass auch Ende Juli/Anfang August im Jahr 1994 die Temperaturen in 82 km Höhe nahe bei 150 K liegen.) Die zu hohen Temperaturwerte der HRDI-Messungen stellen daher eine systematische Abweichung dar und keine interannuale Variation dar. Solche systematischen Abweichungen können auch im Rahmen der statistischen Fehler der Messungen (7 K bei HRDI nach *Thulasiraman und Nee*, 2002, und 3-4 K bei Fallenden Kugeln in 82 km Höhe) nicht erklärt werden.

Auch die Messungen des Satellitenexperiments CRISTA (<u>Cryogenic Infrared Spectrometers and Telescopes for the Atmosphere</u>) im August 1997 in polaren Breiten zeigen zum Teil systematische Abweichungen von den mittleren Temperaturen der Fallenden Kugeln (siehe Abb. 10 in *Grossmann et al.*, 2002). Im Bereich von 77 bis 83 km Höhe sind die CRISTA-Temperaturen um bis zu 10 K niedriger als die mittleren Temperaturen der Fallenden Kugeln. Abweichungen von 10 K sind signifikant größer als die Fehler der Messungen (4 K bei Fallenden Kugeln in diesen Höhen; Fehler der CRISTA Messungen ≤ 2 K in diesen Höhen, siehe *Grossmann et al.*, 2002). Die Mesopausenhöhe liegt bei CRI-STA um ~3 km niedriger (bei 85 km Höhe) als bei den Messungen mit Fallenden Kugeln (88 km). Oberhalb von 87 km sind die CRISTA-Temperaturen um bis 15 K höher als bei den Fallenden Kugeln. In Höhen oberhalb von 85 km sind allerdings die Fehler der CRISTA-Messungen [*Grossmann et al.*, 2002] und die Fehler der Messungen mit Fallenden Kugeln (sowohl der statistische Fehler als auch der systematische Fehler, der durch die Wahl des Temperaturstartwerts aus einer Referenzatmosphäre verursacht wird, vgl. Kapitel 2.1.2) in einer ähnlichen Größenordnung wie die Abweichungen

zischen den Messungen, so dass diese Abweichungen nicht signifikant sind. Insgesamt sind gerade die niedrigen Temperaturen in der oberen polaren Sommermesosphäre für CRISTA und andere Satellitenmessungen schwierig zu bestimmen, da dort in der Datenauswertung Korrekturen von bis zu 30 K vorgenommen werden müssen (aufgrund von Abweichungen vom lokalen thermischen Gleichgewicht in den Besetzungsniveaus von CO₂, dessen Emissionsstrahlung zur Temperaturbestimmung bei CRISTA verwendet wird, siehe *Grossmann et al.*, 2002). Es sind noch weitere Vergleiche von Satellitenmessungen und Messungen mit Fallenden Kugeln notwendig, um die auftretenden Abweichungen der Satellitenmessungen zu verstehen. Am besten sind dazu gleichzeitige Messungen im gleichen Volumen geeignet, um Effekte der natürlichen Variabilität der Temperaturen so klein wie möglich zu halten. (Auswirkungen der natürlichen Variabilität lassen sich nicht vollständig vermeiden, da Fallende Kugeln eine punktförmige Messung durchführen, während Satellitenmessungen über ein relativ großes Volumen mitteln.) Solche Vergleiche werden für neuere Satellitenexperimente z.B. zur Zeit ausgewertet (für Messungen mit dem SABER-Experiment auf dem TIMED-Satelliten; koordinierte Messungen wurden im Juli 2002 durchgeführt, siehe *Goldberg et al.*, 2003).

Wie in Abb. 3.5 zu erkennen ist, verläuft die die thermische Struktur um Mitte September oberhalb von 80 km Höhe fast isotherm. Ende September und Anfang Oktober (Monate 9,75 und 10,00) tritt sogar eine geringe Temperaturinversion mit dem Maximum in 88-89 km Höhe auf. Diese Inversion ist bei den Variabilitäten von mehr als 7 K in diesen Höhen allerdings nicht signifikant. Es ist zwar interessant, dass auch die Satellitenmessungen von *Thulasiraman und Nee* [2002] zur Tagundnacht-gleiche im Herbst (=21. September) eine ähnliche Temperaturinversion mit dem Maximum in etwa 88 km Höhe sehen. Die Absolutwerte der Satellitenmessungen weisen jedoch einen systematischen Fehler auf (zumindest in polaren Breiten, siehe oben). Daher müssen weitere Messungen vorgenommen werden, um zu entscheiden, ob eine solche Inversion tatsächlich auftritt.

Im Übrigen hat schon *Lübken* [1999] die wichtigsten Unterschiede zwischen den mittleren Ergebnissen der Messungen mit Fallenden Kugeln und den Referenzatmosphären CIRA-86 [*Fleming et al.*, 1990] und MSIS-1990 [*Hedin*, 1991] für die Monate 4,75 bis 9,75 diskutiert (siehe auch Kap. 3.1.1). Da sich die wesentlichen Eigenschaften der Klimatologie in diesem Zeitbereich nicht geändert haben (siehe oben und Kap. F.5), werden diese Vergleiche hier nicht wiederholt.

In Kapitel 1 wurde schon erwähnt, dass neuere Modellrechnungen den Zustand der polaren Sommermesosphäre schon recht gut beschreiben. Für die Sommersonnenwende (ca. Monat 6,75) ist dies für zwei Modellrechungen in Abb. 3.6 gezeigt. Sowohl das SMLTM-Modell (<u>Spectral Mesosphere/</u><u>Lower Thermosphere Model</u>) von *Akmaev* [2001] als auch das COMMA/IAP-Modell (<u>Cologne Model</u> of the <u>Middel Atmosphere in der Version des IAP</u>) von *Berger und von Zahn* [2002] zeigen in der oberen Mesosphäre eine gute Übereinstimmung mit den Messungen (bei den Modellrechnungen wurden jeweils die Ergebnisse an den Modellgitterpunkten verwendet, die am nächsten zu 69°N liegen). Dabei zeigt das COMMA/IAP-Modell Abweichungen von den Messungen in der unteren Mesosphäre. U.a. die Messungen mit Fallenden Kugeln werden im Rahmen des MEDEC-Projektes (<u>Me</u>sosphärische <u>Dynamik</u>, <u>E</u>nergetik und <u>C</u>hemie^e) dazu verwendet, um die Ergebnissse von Modellrechnungen systematisch mit dem gemessenen Zustand der Atmosphäre zu vergleichen und damit eine Verbesserung der Modelle zu ermöglichen.

Wie oben schon erwähnt, wird der saisonale Verlauf der Temperaturen im Zusammenhang mit dem Windfeld und dem Auftreten von Turbulenz in den Kapiteln 3.4 und 3.5 noch eingehender diskutiert.

3.1.3 Mittlere Dichten

Alle Messungen mit Fallenden Kugeln ergeben neben Temperaturen auch Dichten (siehe Kapitel 2.1.2). Analog zur Bestimmung der Klimatologie der thermischen Struktur wurde aus den Messungen mit

^eProjekt im Rahmen des Förderschwerpunkts "Atmosphärenforschung 2000" des Bundesministeriums für Bildung und Forschung



Abbildung 3.6: Mittlere Temperaturen zur Zeit der Sommersonnenwende nach den Messungen von Fallenden Kugeln (dicke Linie, die dünnen Linien geben die Variabilitäten an). Zum Vergleich sind die Temperaturen nach Modellrechnungen von Akmaev [2001] (gepunktet) und von Berger und von Zahn [2002] (gestrichelt) gezeigt.

Fallenden Kugeln der mittlere saisonale Verlauf der Dichte bestimmt. Im Vergleich zur Bestimmung der mittleren Dichten von *Lübken* [1999] ergaben sich jedoch im Wesentlichen keine neuen Ergebnisse. Die mittleren Dichten sind daher in Anhang F.6 aufgeführt und werden hier nicht weiter diskutiert. In Anhang F.6 wird auch ein Vergleich mit den Dichten nach *Lübken* [1999] gezeigt. (Siehe auch *Lübken*, 1999, für eine Diskussion der Dichten. Das wichtigste Ergebnis von *Lübken*, 1999, war, dass die gemessenen Dichten in der oberen polaren Sommermesosphäre um bis zu 45% kleiner sind als die Dichten der Referenzatmosphäre CIRA-86, *Fleming et al.*, 1990.)

3.2 Winde

Es wird allgemeinen angenommen, dass der thermische Zustand der polaren Sommermesopausenregion dynamisch durch das Brechen von Schwerewellen erzeugt wird (siehe Kap. 1.1). Dabei breiten sich die Schwerewellen von der oberen Troposphäre und unteren Stratosphäre nach oben bis in die Mesopausenregion aus. Bei der Ausbreitung wird das Spektrum der Schwerewellen durch das Hintergrundwindfeld gefiltert. Je nach Phasengeschwindigkeit der Welle und je nach Betrag und Richtung des Hintergrundwindfelds können Wellen kritische Niveaus erreichen und sich von dort nicht weiter ausbreiten oder es werden auch Wellen reflektiert. Damit ist das Spektrum der Wellen, die bis in die Meospausenregion gelangen und dort beim Brechen Impuls deponieren, stark durch das Windfeld in der oberen Stratosphäre und in der Mesosphäre beeinflusst. Wenn man die dynamische Erzeugung der thermischen Struktur in der Mesopausenregion untersuchen will, muss man daher das Windfeld in der darunter liegenden Atmosphäre bestimmen.

Jede Messung mit einer Fallenden Kugeln ergibt neben den Temperaturen, die im vorangehenden Kapitel ausgewertet wurden, auch die horizontalen Winde (siehe Kap. 2.1 zum Messverfahren). Damit ergibt sich die Gelegenheit, den Zusammenhang zwischen thermischer Struktur und Windfeld im saisonalen Verlauf aus einer Serie von gleichzeitigen Messungen direkt zu bestimmen. Die Windmessungen der Fallenden Kugeln sind im saisonalen Verlauf um den Sommerzustand herum bisher noch nicht untersucht worden. Bisher sind nur die Ergebnisse von einzelnen Kampagnen verwendet worden, um getrennt den Sommerzustand (MAC/SINE-Kampagne im Juni/Juli 1987, siehe Lübken et al., 1990) und den Winterzustand des Windfelds (MAP/WINE-Kampagne 1983/84, siehe Meyer et al., 1987; MAC/EPSILON-Kampagne Mitte Oktober bis Mitte November 1987, siehe Lübken et al., 1990; DYANA-Kampagne Januar bis März 1990, siehe Bugaeva et al., 1994) zu bestimmen.

Im Folgenden werden daher die Ergebnisse der Windmessungen mit Fallenden Kugeln, die bei 69°N von Ende April bis Anfang Oktober durchgeführt wurden, näher betrachtet. Dies sind die gleichen 125 Messungen, die auch zur Bestimmung der Temperaturklimatologie in Kap. 3.1 verwendet wurden.

3.2.1 Der Sommerzustand in der Nähe der Sommersonnenwende

Um einige wesentliche Eigenschaften des Windfelds der polaren Sommermesosphäre zu beschreiben, wird zuerst der Zustand des Windfelds um etwa ± 2 Wochen um die Sommersonnenwende (in der Zeit von Monat 6,2 bis Monat 7,2) betrachtet. Abb. 3.7 zeigt die Ergebnisse der Messungen aller Fallenden Kugeln (22 Fallende Kugeln der MAC/SINE- und MIDAS/SOLSTICE-Kampagnen) in dieser Zeit. Die zonalen Winde zeigen über den gesamten Höhenbereich in westliche Richtungen. Am oberen Rand nehmen die zonalen Winde ein Maximum von etwa 40m/s (im Betrag) an. Dies ist der typische zonale Strahlstrom in der polaren Sommermesosphäre. Die meridionalen Winde nehmen dagegen im Mittel Werte um 0 m/s an. Nach Kap. 1.1 stimmt dies mit den erwarteten Meridionalwinden gut überein. Die südwärts gerichtete meridionale Zirkulation, die mit den niedrigen Temperaturen in der Sommermesosphäre zusammenhängt, setzt erst im Mesopausenbereich in Höhen oberhalb von 80 km ein und liegt damit oberhalb der oberen Grenze des Messbereichs der Fallenden Kugeln (vgl. Abb. 1.2).



Abbildung 3.7: Temperatur-, Zonalwind- und Meridionalwindmessungen von insgesamt 22 Fallenden Kugeln in der Zeit um ± 2 Wochen um die Sommersonnenwende.

Die Winde zeigen in Abb. 3.7 eine hohe Variabilität. Die Variabilität steigt dabei mit wachsender Höhe (Die Windvariabilitäten sind über den gesamten Höhenbereich deutlich größer als die Fehler des Windmessungen, vgl. Kapitel 2.1.3 und auch Kapitel 3.2.5 weiter unten.). Im Vergleich zu den Winden weisen die zugehörigen Temperaturprofile dagegen eine geringe Variabilität über den gesamten Höhenbereich der oberen Stratosphäre und der gesamten Mesosphäre auf (Vgl. dazu auch *Lübken* *und von Zahn*, 1991, und *Lübken*, 1999. Die Variabilitäten liegen dabei in etwa in der Größenordnung der Fehler der Temperaturmessungen, siehe auch Kapitel 3.1.2.). Die Variationen um den mittleren Zustand in den Winden und in der Temperatur werden durch Wellen und Gezeiten verursacht. Von Windmessungen mit Radars (in der Regel oberhalb von 70 km Höhe, häufig nur oberhalb von 80 km Höhe) ist z.B. bekannt, dass in der oberen Mesosphäre Wellen- und Gezeitenvariationen auftreten (für kürzlich veröffentlichte Messungen in polaren Breiten siehe z.B. *Manson et al.*, 2003). Dagegen wurden bisher in den Temperaturmessungen mit Fallenden Kugeln keine Gezeitensignaturen gefunden [*Lübken*, 1999]. In der hier vorliegenden ersten systematischen Analyse der Windmessungen mit Fallenden Kugeln bei 69°N im Sommer werden zuerst die auftretenden Variabilitäten analysiert. Im folgenden Kapitel 3.2.2 werden dazu die Messungen zuerst auf Gezeitenvariationen untersucht. Die restlichen Variabilitäten, die offenbar nicht durch Gezeiten verursacht werden, werden in Kapitel 3.2.4 mit den Amplituden verglichen, die man für die Ausbreitung von Schwerewellen erwartet. Bei den Messungen mit Fallenden Kugeln besteht die Möglichkeit, auch die Relation zwischen Wind- und Temperaturvariabilitäten zu untersuchen.

3.2.2 Gezeitensignaturen im Windfeld

In Abb. 3.8 sind die meridionalen und zonalen Winde aus Abb. 3.7 farblich unterschiedlich für Starts um den lokalen Mittag (Starts von 14 Fallenden Kugeln 12-16 LT^f \approx 11-15 UT; im Folgenden Tagmessungen genannt) und um die lokale Mitternacht (Starts von 8 Fallenden Kugeln 22-3 LT \approx 21-2 UT; im Folgenden Nachtmessungen genannt) markiert. Es fällt sofort auf, dass die zonalen Winde unabhängig davon, ob sie in Tag- oder Nachtmessungen bestimmt wurden, den gleichen Bereich der Werte annehmen. Dagegen ist bei den meridionalen Winden deutlich ein Unterschied zwischen Nachtmessungen mit überwiegend negativen meridionalen Winden und Tagmessungen mit überwiegend positiven meridionalen Winden zu erkennen. Die tageszeitliche Variation der Meridionalwinde stellt eine Gezeitensignatur dar.



Abbildung 3.8: Windmessungen aus Abb. 3.7 in Blau für Messungen um den lokalen Mittag (Starts 12-16 LT \approx 11-15 UT) und in Rot für Messungen um die lokale Mitternacht (Starts 22-3 LT \approx 21-2 UT)

^fLT=<u>L</u>ocal solar <u>T</u>ime

Gezeitenvariation des meridionalen Windes

Offenbar äußert sich die Gezeitenvariation des meridionalen Windes mit sehr großer Regelmäßigkeit mit positiven meridionalen Winden in der Mittagszeit und negativen meridionalen Winden um. Selbst in unserer kleinen Zahl von nur 22 Messungen tritt diese Variation deutlich hervor^g.

Da wir keine Messungen in den Morgen- und Nachmittagsstunden haben, können wir keine direkten Aussagen über die Art der Gezeitenperiode und der Gezeitenphase machen. Im Folgenden werden die Messungen mit Analysedaten (ECMWF, *Persson*, 2001), mit einem empirischen Modell (HWM93, *Hedin et al.*, 1996) und mit Modellberechnungen (COMMA/IAP, *Berger und von Zahn*, 2002) verglichen. Es soll untersucht werden, ob die Modelle die Messergebnisse beschreiben und ob über die Modellergebnisse weitere Hinweise auf die Gezeitenstruktur gefunden werden können.

Abb. 3.9 zeigt die mittleren Tag- und Nachtmessungen des meridionalen Windes mit Fallenden Kugeln zusammen mit den Modellwinden. Die Daten des ECMWF sind täglich zu je 4 Tageszeiten vorhanden. Es wurden jeweils die Mittag- und Nachtwerte für die geographische Lage der Andøya Rocket Range verwendet. Dabei wurde über die Daten um ± 2 Wochen um die Sommersonnenwende der Jahre 1999 bis 2002 gemittelt^h. Das COMMA/IAP-Modell gibt die Winde für die Sommersonnenwende an. Für die Vergleiche mit den Messungen wurden die Daten des zu Andøya am nächsten liegenden Modellgitterpunkts bei 67,5°N um je 4,5 Stunden zentriert um Mittag und um Mitternacht gemittelt. Die Daten des empirischen Horizontal Wind Models (=HWM93) wurden zur Sommersonnenwende für die geographische Lage von Andøya zum lokalen Mittag und zur lokalen Mitternacht bestimmt. Insgesamt ergibt sich eine gute Übereinstimmung zwischen den Messungen und den Modelldaten. Nur das HWM93 zeigt zu den Nachtmessungen deutliche Abweichungen oberhalb von 60 km Höhe (siehe dazu die Diskussion weiter unten). Im unteren Höhenbereich ist die gute Übereinstimmung mit den ECMWF-Daten auffallend. Auch die Daten des COMMA/IAP-Modells geben unsere Messdaten sehr gut wieder. Durch diese gute Übereinstimmung motiviert wird in Abb. 3.10 versucht, anhand der Modellergebnisse einen besseren Einblick in die Gezeitenstruktur zu erhalten. Die meridionalen Winde zeigen bis einschließlich 70 km Höhe im Verlauf der Tageszeit eine ganztägige Variation mit dem Minimum um Mitternacht und dem Maximum am Mittag. Nach diesen Modellergebnissen haben wir mit unseren Messungen gerade die maximale und minimale Phase der ganztägigen Gezeit getroffen.

Das COMMA/IAP-Modell zeigt oberhalb von 70 km Höhe stark anwachsende Amplituden der halbtägigen Gezeit. (*Berger und von Zahn*, 2002, führen die beobachtete tageszeitliche Variation von leuchtenden Nachtwolken vor allem auf die vorwiegend halbtägige Gezeitenvariation im Windfeld in der Mesopausenregion zurück, wie sie vom COMMA/IAP-Modell angegeben wird.) Unsere Messungen können mögliche halbtägige Gezeitenanteile aufgrund der eingeschränkten tageszeitlichen Verteilung der Messungen nicht wiedergeben. Andererseits wächst mit einer starken halbtägige Gezeit die natürliche Variabilität in diesen Höhe, sodass mit der geringen Zahl unserer Messungen die Bestimmung des mittleren Winds Mittags und um Mitternacht unsicherer wird. Dies könnte die Abweichungen der mittleren Messungen zu den Modellwinden oberhalb von 70 km Höhe erklären (siehe Abb. 3.9 a).

^gDass diese Gezeitenvariation mit großer Regelmäßigkeit auftreten muss, damit wir sie mit der kleinen Zahl von Messungen feststellen können, wird noch deutlicher, wenn man beachtet, dass sich die Messungen in den Jahren 1987 und 2001 ungleich auf Mittag- und Nachtmessung verteilen (1987: 13 Messungen mittags und 2 Messungen nachts; 2001: 1 Messung mittags und 6 Messungen nachts). Bei einer größeren Variabilität der Gezeiten wäre es sehr unwahrscheinlich, dass wir sie mit diesen 22 Messungen überhaupt feststellen könnten. Die überwiegende Zahl der Mittagmessungen im Jahr 1987 führte dazu, dass das mittlere Windfeld, das *Lübken et al.*, 1990, aus den Messungen im Jahr 1987 abgeleitet haben, unterhalb von ~70 km Höhe eine Nordkomponente in Übereinstimmung mit den positiven meridionalen Mittagswinden aufweisen.

^hErst seit 1999 reichen die Daten des ECMWF über 30 km Höhe hinaus. Es wurde jedoch festgestellt, dass Ende Juni 2000 die Datenauswertung beim ECMWF für die Temperaturdaten oberhalb von 45 km Höhe deutlich verändert wurde (zumindest bei 69°N). Zur Bildung eines näherungsweisen klimatologischen Mittels wurden daher nur Höhen bis 45 km Höhe verwendet.



Abbildung 3.9: a) Mittlere meridionale Winde der Tagmessungen mit Fallenden Kugeln(dunkelblau) mit den entsprechenden Tagdaten von ECMWF (hellblau), vom COMMA/IAP-Modell (rot) und vom HWM93 (grün). Dünne Linien geben jeweils die mittleren quadratischen Abweichungen der Daten wieder. b) Wie in a), jedoch für Nachtmessungen mit Fallenden Kugeln und den entsprechenden Nachtdaten von ECMWF, COMMA/IAP-Modell und vom HWM93. Siehe Text für Details.



Abbildung 3.10: Meridionale Winde des COMMA/IAP-Modells im Verlauf der Tageszeit für 50 bis 80 km Höhe bei 67,5° N. Die Zeitbereiche für die Tagmessungen (rot) und für die Nachtmessungen (blau) mit Fallenden Kugeln sind mit schraffierten Flächen gekennzeichnet.

In der Literatur wird bei Gezeitenanalysen häufig mit dem Gezeitenmodell GSWM (<u>G</u>lobal <u>S</u>cale <u>W</u>ave <u>M</u>odel) verglichen [*Hagan und Forbes*, 2002]. Ein Vergleich der neuesten Modellversion (GS-WM02, zugänglich über *http://www.hao.ucar.edu/public/research/tiso/gswm/gswm.html*; der Vergleich ist hier nicht gezeigtⁱ) hat ebenfalls eine gute Übereinstimmung mit den Messungen mit Fallenden Ku-

ⁱDas GSWM bestimmt nur die Gezeitenamplituden vor einer vorgegebenen Hintergrundatmosphäre. Die hier im Vergleich gezeigten Modelle geben alle auch mittlere Zonalwinde an, die in der Analyse der Zonalwindmessungen mit Fallen-

geln ergeben. Die Gezeitenstruktur wird vom GSWM02 mit einer vorwiegenden ganztägigen Gezeit mit dem Maximum am Mittag angegeben. Das GSWM02 zeigt nur im Gegensatz zum COMMA/IAP-Modell auch oberhalb von 70 km Höhe vorwiegend eine ganztägige Gezeit. Die halbtägige Gezeit wächst beim GSWM02 mit der Höhe nicht so stark an wie bei COMMA/IAP.

Zum Vergleich mit den Messungen mit Fallenden Kugeln können auch die Windmessungen oberhalb von 70 km Höhe mit dem ALOMR-MF-Radar [Singer et al., 1997], das benachbart zur Andøya Rocket Range liegt, hinzugezogen werden. Die Tag- und Nachtmessungen des Radars (gemittelt um ± 2 Wochen um die Sommersonnenwende in den Jahren 1999-2002) zeigen überwiegend positive bzw. negative Meridionalwinde, die im Rahmen der Variabilitäten gut mit den Messungen mit Fallenden Kugeln übereinstimmen. (Die Daten des ALOMAR-MF Radars sind ausführlich in Kap. F.7 beschrieben.) Aus den MF-Messungen werden auch die Gezeitenamplituden und Gezeitenphasen des horizontalen Windes bestimmt [Singer et al., 1992]. In den MF-Messungen ist die ganztägige Gezeit dabei zwischen 70 und 80 km Höhe größer als die halbtägige Gezeit. Die Phase der ganztägigen Meridionalwindgezeit (die Gezeitenphase ist der Zeitpunkt des Maximums der Gezeitenvariation) liegt genau um die Mittagszeit. Auch das COMMA/IAP-Modell gibt die Mittagszeit als ganztägige Gezeitenphase des Meridionalwinds an (siehe oben). Unsere Messungen sind dabei mit dieser Phasenstruktur verträglich. Wie im COMMA/IAP-Modell steigen auch bei den MF-Messungen die Amplituden der halbtägigen Gezeit oberhalb von 70 km mit der Höhe rasch an. Die halbtägige Gezeitenamplitude bei den MF-Messungen wird jedoch erst oberhalb von ~ 80 km Höhe größer als die Amplituden der ganztägigen Gezeit. Beim COMMA/IAP-Modell steigt die Amplitude der halbtägigen Gezeit stärker mit der Höhe an und schon um 75 km Höhe überwiegt die halbtägige Gezeit gegenüber der ganztägigen Gezeit. Insgesamt finden wir auch aus den Messungen des MF-Radars eine gute Übereinstimmung mit unseren Messungen.

Schon in den 60er und 70er Jahren des 20. Jahrhunderts wurden durch Messungen mit Raketensonden Windgezeiten in der Stratosphäre und unteren Mesosphäre bestimmt (siehe *Reed et al.*, 1966, und *Groves*, 1980). Diese Messungen reichen allerdings nur bis maximal 60 km Höhe. Außerdem existieren für Sommerbedingungen in polaren Breiten keine Gezeitenbestimmungen. Interessant ist jedoch, dass *Reed et al.* [1966] und *Reed und Oard* [1969] eine ganztägige Gezeitenamplitude im Sommer bei 60°N gefunden haben, die sehr ähnlich zu den Ergebnissen unserer Messungen ist. Sowohl die Amplitude als auch die Phasenlage stimmen mit den hier gezeigten Ergebnissen gut überein. Die historischen Messungen sind in das empirische globale Windmodell HWM93 eingegangen. In dem Modell wurden die an einzelnen Orten gemessenen Charakteristika der Gezeiten auf alle geographischen Längen und Breiten projiziert. Die Datenbasis des Modells wird dabei in der oberen Mesosphäre und unteren Thermosphäre mit Messungen von Atmosphärenradars und Satelliten ergänzt. Der Vergleich mit unseren Messungen zeigt (siehe Abb. 3.9), dass das Modell für Andøya bei den Tagmessungen ein gutes Ergebnis liefert. Allerdings weichen die Nachtwerte des Modells oberhalb von 60-65 km signifikant von unseren Messwerten ab.

Da die Messungen mit Fallenden Kugeln in der Zeit von Ende April bis Mitte Oktober tageszeitlich ungleich verteilt sind (Ende Juli/Anfang August wurde z.B. nur nachts gemessen), ist die Bestimmung eines mittleren meridionalen Windes im Verlauf der Saison nicht möglich, ohne einen systematischen Fehler aufgrund der Gezeitenvariation zu erzeugen.

Keine Gezeitensignatur im zonalen Wind

In Abb. 3.8 hatten wir gesehen, dass im zonalen Wind keine Gezeitensignaturen zu erkennen waren. In Abb. 3.11 werden die gemessenen zonalen Winde mit den *mittleren* zonalen Winden der ECMWF-Daten, den *mittleren* zonalen Winden von HWM93 und mit den *mittleren* zonalen Winden des COMMA/IAP-Modells dargestellt (Es werden wieder jeweils die Daten für die geographische



Abbildung 3.11: Mittlere zonale Winde der Messungen mit Fallenden Kugeln (dunkelblau), mittlere Winde von ECMWF (hellblau), vom COMMA/IAP-Modell (rot) und vom HWM93 (grün). Dünne Linien geben jeweils die mittleren quadratischen Abweichungen der Daten wieder. Siehe Text für Details.

Lage von Andøya verwendet). Für die Daten vom ECMWF und von HWM93 ergibt sich eine sehr gute Übereinstimmung mit unseren Messungen. Für das COMMA/IAP-Modell ist die Übereinstimmung erst oberhalb von ca. 55 km Höhe gut^j. Hier wurden die Modelldaten für den zu Andøya am nächsten liegenden Gitterpunkt bei 67,5°N verwendet. An diesem Punkt geben die Modellwinde ein 5 bis 10 m/s größeres Maximum des Zonalwindes an als die Messungen. Mit zunehmender geographischer Breite nimmt der Zonalwind im Modell jedoch deutlich ab. Schon beim nächsten Gitterpunkt bei 72,5°N ist das Maximum um gut 10 m/s reduziert. D.h., wenn man zwischen diesen beiden Gitterpunkten auf die Breite von Andøya bei 69°N interpolieren würde, ergäbe sich eine noch bessere Übereinstimmung des Modells mit den Messdaten oberhalb von 60 km Höhe.

Analog zur Untersuchung der Gezeitenstruktur des meridionalen Windes soll auch hier die Gezeitenstruktur des zonalen Windes anhand der Ergebnisse des COMMA/IAP-Modells untersucht werden. In Abb. 3.12 erkennt man, dass das Modell bis einschließlich 70 km Höhe eine überwiegend ganztägige Variation des zonalen Windes aufweist. Unsere Messungen am Mittag und um Mitternacht haben hier gerade die Nulldurchgänge der Gezeitenvariation erfasst. Daher zeigen unsere Messungen keine Gezeitensignatur und daher stimmen die Ergebnisse mit den *mittleren* Winden der Modellund Analysedaten überein. Wie bei den meridionalen Winden zeigt das COMMA/IAP-Modell oberhalb von 70 km Höhe stark anwachsende Amplituden der halbtägigen Gezeit. Unsere Messungen können mögliche halbtägige Gezeitenanteile aufgrund der eingeschränkten tageszeitlichen Verteilung der Messungen nicht wiedergeben.

Auch hier bei den Zonalwinden ist anzumerken, dass das Gezeitenmodell GSWM02 (siehe oben) unterhalb von 70 km Höhe im Wesentlichen die gleiche Gezeitenstruktur wie das COMMA/IAP-Modell wiedergibt. (Hier wird nur die Gezeitenstruktur und nicht der mittlere Zonalwind diskutiert, da das GSWM02 nur die Gezeiten vor einer vorgegebenen Hintergrundatmosphäre bestimmt.) Wie bei den Meridionalwinden bleiben beim GSWM02 auch die ganztägigen Zonalwindgezeiten oberhalb von 70 km Höhe immer größer als die halbtägige Gezeit im Gegensatz zu den Ergebnissen des COMMA/IAP-Modells.

Die Zonalwinde des ALOMAR-MF-Radars zeigen auch keine Unterschiede zwischen Tag- und

^jDas Modell ist für den Zustand der Mesosphäre und Mesopausenregion optimiert. In der Beschreibung des Zustands der Stratosphäre sind Verbesserung notwendig (*Berger, persönliche Mitteilung*, vgl. auch Abb. 3.6).



Abbildung 3.12: Zonale Winde des COMMA/IAP-Modells im Verlauf der Tageszeit für 50 bis 80 km Höhe. Die Zeitbereiche für die Tagmessungen (rot) und für die Nachtmessungen (blau) mit Fallenden Kugeln sind mit schraffierten Flächen gekennzeichnet.

Nachtmessungen wie die Messungen der Fallenden Kugeln. (Die Daten des ALOMAR-MF Radars sind ausführlich in Kap. F.7 beschrieben.) In den MF-Messungen ist dabei zwischen 70 und 80 km Höhe die ganztägige Gezeit größer als die halbtägige Gezeit. Die Phase der ganztägigen Zonalwind-gezeit liegt um 19 UT am frühen Abend. Diese Phasenlage stimmt gut mit den Voraussagen des COMMA/IAP-Modells überein (siehe oben). Unsere Messungen sind mit dieser Phasenlage verträglich. Wie im COMMA/IAP-Modell steigen auch bei den MF-Messungen die Amplituden der halbtägigen Gezeit mit der Höhe rasch an. Jedoch erst oberhalb von ~80 km Höhe wird die halbtägige Gezeit gegenüber der ganztägigen Gezeit überwiegt. Insgesamt finden wir auch aus den Messungen des MF-Radars eine gute Übereinstimmung mit unseren Messungen.

Zusammengefasst ergibt sich damit, dass unsere Messungen den mittleren Zustand des zonalen Windfelds in Übereinstimmung mit den Modell- und Analysedaten und in Übereinstimmung mit den MF-Windmessungen wiedergibt. Mit einer stabilen Phasenlage der ganztägigen Gezeit im saisonalen Verlauf kann aus unseren Messungen mit Fallenden Kugeln, die alle zur Mittags- und Nachtzeit durchgeführt wurden, auch der saisonale Verlauf des mittleren zonalen Windes von Ende April bis Anfang Oktober bestimmt werden. Dass sich die Phasenlage um die Sommermonate herum kaum verändert, zeigen die Messungen des ALOMAR-MF-Radars (im Messbereich des Radars oberhalb von 70 km Höhe, *Peter Hoffmann, persönliche Mitteilung*^k). Der saisonale Verlauf der mittleren Zonalwinde ergibt sich dann analog zum Verlauf der mittleren thermischen Struktur, der in Kap. 3.1 dargestellt wurde.

Bemerkung zur Gezeitenanregung und zur Gezeitenstruktur

Thermische Gezeiten werden durch die periodische Absorption solarer Einstrahlung in der Atmosphäre angeregt (siehe z.B. *Forbes* [1995] für eine Einführung in die Gezeitentheorie). Im Folgenden werden klassische (westwärts migrierende, zonal symmetrische) Gezeiten diskutiert. (Es tragen allerdings auch nichtklassische Gezeiten zur Gezeitenvariation bei, die längenabhängige Komponenten

^k*Manson et al.*, 2003, zeigt dies nur für Höhen oberhalb von 80 km Höhe. Das GSWM02 gibt im Gegensatz zu den Radarmessungen signifikante Änderungen der Phase im saisonalen Verlauf an.

besitzen.) Als Anregung wird in der Troposphäre infrarote Strahlung durch H_2O , in der Stratosphäre und unteren Mesosphäre UV-Strahlung durch Ozon und in der oberen Mesosphäre und unteren Thermosphäre EUV-Strahlung durch O_2 absorbiert. Es bilden sich unterschiedliche Gezeitenmoden aus, die durch die Hough-Moden beschrieben werden. Die Hough-Moden sind ein vollständiges orthogonales System von Eigenfunktionen zu den Bewegungsgleichungen. Dabei treten sowohl propagierende als auch nicht propagierende Gezeitenmoden auf. Die propagierenden Moden transportieren Wellenenergie und Wellenimpuls aufwärts. Dabei ändert sich die Gezeitenphase mit der Höhe. Die nicht propagierenden Moden dagegen transportieren keine Wellenenergie und keinen Wellenimpuls und zeigen keine Phasenvariation mit der Höhe. Die ganztägige Gezeit in niedrigen Breiten z.B. ist eine propagierenden Gezeit, die vor allem durch Absorption solarer Strahlung im Wasserdampf angeregt wird. In hohen Breiten dominieren bei der ganztägigen Gezeit dagegen die nicht propagierenden Moden, da nur diese Moden in hohen Breiten Beiträge liefern. Sie werden vor allem durch Absorption solarer Strahlung im Ozon angeregt.

Wir hatten bei der Analyse der Struktur der ganztägigen Gezeit im COMMA/IAP-Modell gefunden, dass sich die Phase mit der Höhe nicht ändert. Dies ist gerade das typische Kennzeichen für die nicht propagierenden Moden. Diese Phasenstruktur erklärt, warum in den Messungen die Meridionalwinde über die gesamte Höhe von positiven Mittagswerten zu negativen Nachtwerten wechseln.

Die halbtägige Gezeit besteht auch in hohen Breiten nur aus propagierenden Moden. Nach den Modellergebnissen und nach den Messungen des MF-Radars überwiegt die halbtägige Gezeit dann in der oberen Mesosphäre.

3.2.3 Kommentar zur Gezeitenvariation der Temperatur

Wie schon in Kapitel 3.2.1 kurz erwähnt und von *Lübken* [1999] festgestellt, wurden bisher keine Gezeitenvariationen in den Temperaturmessungen mit Fallenden Kugeln gefunden. Dies wird in Anhang F.2 anhand der hier vorgestellten Messungen noch einmal explizit gezeigt. Dies steht auch nicht im Widerspruch dazu, dass in den Winden der gleichen Messungen Gezeitensignaturen gefunden wurden. Modellrechnungen (COMMA/IAP, GSWM02), die eine gute Übereinstimmung der Windgezeiten mit den Windmessungen zeigten, geben Amplituden für die Temperaturgezeiten an (\leq 1,5 K unterhalb 85 km Höhe), die zu klein sind, um sie mit den Temperaturmessungen auflösen zu können (siehe auch Anhang F.2).

3.2.4 Wind- und Temperaturvariabilitäten als Schwerewellensignaturen

Wie in den vorangehenden Kapiteln dargestellt wurde, zeigen unsere Messungen eine deutlich Gezeitenvariation im meridionalen Wind. Aufgrund der Gezeitenstruktur und aufgrund der tageszeitlichen Verteilung der Messungen beobachten wir in unseren Messdaten keine Gezeitensignaturen in den zonalen Winden und in den Temperaturen. Die verbleibenden Variabilitäten in den Winden und Temperaturen werden vermutlich durch Schwerewellen verursacht¹. Dies wird im Folgenden quantitativ untersucht.

Um die Schwerewellenamplituden als Abweichungen vom mittleren Zustand abzuschätzen, wurden für die Wind- und Temperaturmessungen um ± 2 Wochen um die Sommersonnenwende, die schon in Abb. 3.7 gezeigt wurden, die mittleren quadratischen Abweichungen der zonalen Winde

¹Die Verteilung unserer Messungen ermöglicht es uns nicht, die Aktivität von planetaren Wellen (Wellen mit Perioden ≥ 2 Tage) zu untersuchen. Im Sommer sollten aufgrund der vorherrschenden Westwinde allerdings keine planetaren Wellen aus der unteren Atmosphäre in die Mesosphäre propagieren. In der polaren Sommermesopausenregion wurden jedoch schon planetare Wellen in Winden (siehe z.B. *Manson et al.*, 2003, für Messungen mit dem ALOMAR-MF-Radar) und Temperaturen [*Espy und Witt*, 1996] gefunden. Wie im Folgenden gezeigt wird, ist im Rahmen der vorliegenden Untersuchung die gezeitenbereinigte Variabilität in unseren Messungen jedoch durch Schwerewellenaktivität vollständig erklärbar.

 (u'_{RMS}) , der meridionalen Winde^m (v'_{RMS}) und der Temperaturen $(=T'_{RMS})$ bestimmt. Die mittleren quadratischen Windvariabilitäten ergeben sich daraus zu $(u'^2_{RMS} + v'^2_{RMS})^{1/2}$. Aus den Temperaturvariabilitäten T'_{RMS} und den mittleren Temperaturen \overline{T} , die ebenfalls aus den Messungen bestimmt wurden, ergeben sich die mittleren quadratischen relativen Temperaturvariabilitäten T'_{RMS}/\overline{T} . (Im Folgenden werden die quadrierten Variabilitäten $u'^2_{RMS} + v'^2_{RMS}$ und $(T'_{RMS}/\overline{T})^2$ verwendet.)

Da die Temperatur- und Windmessungen eine sich über die Höhe ändernde Höhenauflösung haben (vgl. Kapitel 2.1.2 und Kapitel 2.1.3), werden mit $u'_{RMS}^2 + v'_{RMS}^2$ und $(T'_{RMS}/\overline{T})^2$ Variabilitäten von Schwerewellen aus einem vertikalen Wellenlängenbereich erfasst, der sich über den Höhenbereich ändert. Die kleinste auflösbare vertikale Wellenlänge λ_{min} ändert sich von $\lambda_{min} \approx 1$ km in 40 km Höhe über $\lambda_{min} \approx 5-6$ km in 70 km Höhe auf $\lambda_{min} \approx 10-11$ km in 80 km Höhe (siehe Abb. 2.1 und Abb. 2.3). Aufgrund dieser sich mit der Höhe ändernden Sensitivität ist die hier vorgenommen Bestimmung der Variabilitäten eine Abschätzung von Schwerewellenaktivitäten. Mit den vorliegenden Daten erscheint auch eine detailliertere Analyse der Schwerewellenaktivität, wie sie z.B. mit aufwändigeren Methoden von *Eckermann und Vincent* [1989] vorgeschlagen werden, nicht sinnvoll, da die Interpretation der Ergebnisse wegen der sich ändernden Höhenauflösung deutlich erschwert wäre. Daher wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit keine solche weiterführende Analyse angestrebt.

In Abb. 3.13 sind $u'_{RMS}^2 + v'_{RMS}^2$ und $(T'_{RMS}/\overline{T})^2$ in Abhängigkeit von der Höhe dargestellt. Es fällt sofort auf, dass $u'_{RMS}^2 + v'_{RMS}^2$ von 35 bis 70 km Höhe deutlich anwächst, während $(T'_{RMS}/\overline{T})^2$ sich im gleichen Höhenbreich kaum ändert. (Dabei sind die Windvariabilitäten deutlich größer als die Fehler der Einzelmesungen, während die Temperaturvariabilitäten in der Größenordnung der Fehler der Einzelmesungen liegen, vgl. Kapitel 3.1.2 und Kapitel 3.2.1. Auch dadurch ist die Bestimmung von $(T'_{RMS}/\overline{T})^2$ nur eine Abschätzung der Schwerewellenvariabilität.)



Abbildung 3.13: Relative Temperaturvariabilitäten $(T'_{RMS}/\overline{T})^2$ (links) und mittlere Windvariabilitäten $u'^2_{RMS} + v'^2_{RMS}$ (rechts) aus den Messungen mit Fallenden Kugeln in der Zeit von ± 2 Wochen um die Sommersonnenwende. Siehe Text für Details.

Für die nicht dissipative Ausbreitung von Schwerewellen erwartet man eine Zunahme der Wellenamplituden mit der Höhe, damit die Energie mit abnehmender Dichte erhalten bleibt. Qualitativ stimmt die Zunahme der Wellenamplituden mit der Höhe mit der Zunahme von $u'_{RMS}^2 + v'_{RMS}^2$ über-

^mBei den meridionalen Winden wurden je für die Nacht- und Tagmessungen die Abweichungen vom Nacht- bzw. Tagmittel verwendet.

ein. Um zu untersuchen, wie sich damit verglichen $(T'_{RMS}/\overline{T})^2$ verhält, muss man die Relation zwischen Wind- und Temperaturamplituden für Schwerewellen verwenden. Die Relation geht aus den so genannten Polarisationsrelationen hervor [*Hines*, 1960]. Für Schwerewellen im mittleren Frequenzbereich ($\omega_B \gg \omega \gg f$; ω_B =Brunt-Vaisälä-Frequenz siehe Gl. 2.9; *f*=Coriolis-Parameter) gilt für das Verhältnis der Dichteamplituden *R* und Windamplituden *X* [*Hines*, 1960]

$$|R/X| = \omega_B/g. \tag{3.1}$$

Mit $T'/T = -\rho'/\rho$ folgt

$$(T'/T)^2 = (\omega_B/g)^2 \cdot (u'^2 + v'^2).$$
(3.2)

Um die Temperatur- und Windvariabilitäten in Abb. 3.13 zu vergleichen, wurde an die gemessenen Variabilitäten $u'_{RMS}^2 + v'_{RMS}^2$ ein glatter Verlauf angepasst (gestrichelte Linie). Diese mittleren Variabilitäten wurden mit $(\omega_B/g)^2$ skaliert und im Graphen den gemessenen Variabilitäten $(T'_{RMS}/\overline{T})^2$ überlagert (gestrichelte Linie; ω_B wurde aus den mittleren Temperaturen \overline{T} bestimmt). Im Gegensatz zu $u'_{RMS}^2 + v'_{RMS}^2$ ist in $(\omega_B/g)^2 \cdot (u'_{RMS}^2 + v'_{RMS}^2)$ kaum ein Anstieg bis ca. 70 km Höhe zu beobachten. Da sich ω_B von großen Werten (~0,02 Hz) im Bereich großer statischer Stabilität unterhalb der Stratopause zu kleinen Werten (bis ~0.01 Hz in 70 km Höhe) mit dem abnehmenden Temperaturgradienten in der Mesosphäre ändert, wachsen die Amplituden in den relativen Temperaturen durch den Faktor $(\omega_B/g)^2$ mit zunehmender Höhe nicht so stark an wie in den Winden. Damit stehen die gemessenen Wind- und Temperaturvariabilitäten in einem Größenverhältnis zueinander, das man für die Ausbreitung von Schwerewellen erwartet. Die Messungen sind daher konsistent mit der Annahme, dass die gemessenen Variabilitäten durch Schwerewellen verursacht sind.

Oberhalb von 70 km Höhe wachsen die Windvariabilitäten, die aus den Temperaturvariabilitäten abgeleitet sind $((\omega_B/g)^2 \cdot (u'_{RMS}^2 + v'_{RMS}^2))$ stärker mit der Höhe an als die relativen Temperaturvariabilitäten (siehe Abb. 3.13). Dies ist allerdings auch der Höhenbereich, in dem bei der Gezeitenanalyse eine Zunahme der Amplituden der halbtägigen Gezeit im COMMA/IAP-Modell und in den ALOMAR-MF-Radar-Winden gefunden wurde. Effekte der halbtägigen Gezeit können wir mit der tageszeitlichen Verteilung unserer Messungen nicht auflösen. Möglicherweise sind jedoch in den Windvariabilitäten Anteile der halbtägigen Gezeit enthalten. Dies könnte die im Vergleich zu den Temperaturvariabilitäten stärkere Zunahme der Windvariabilitäten erklären. Nicht berücksichtigte Sättigungseffekte bei der Wellenausbreitung tragen dagegen vermutlich nicht zu den Abweichungen zwischen $(\omega_B/g)^2 \cdot (u'_{RMS}^2 + v'_{RMS}^2)$ und den relativen Temperaturvariabilitäten oberhalb von 70 km Höhe bei, da sich Sättigungseffekte sowohl in den Winden als auch in den Temperaturen zeigen müssten. Auch die oberhalb von 70 km Höhe abnehmende Höhenauflösung der Messungen (siehe oben) kann nicht zu diesen Differenzen beitragen, da sich die Höhenauflösungen für Winde und Temperaturen kaum unterscheiden.

Die Temperaturvariabilitäten steigen oberhalb von 80 km deutlich an. Dieser Anstieg der Variabilitäten wurde schon von *Lübken und von Zahn* [1991] und *Lübken* [1999] beschrieben. Oberhalb von 90 km Höhe nehmen die Variabilitäten wieder ab, da die Temperaturprofile am oberen Ende alle durch eine Referenzatmosphäre initialisiert wurden (siehe Kapitel 2.1.2).

Erwartete Amplituden für Schwerewellenausbreitung

Eckermann [1995] hat angegeben, wie sich die Windvariabilitäten bei der nichtdissipativen Ausbreitung von Schwerewellen mit der Höhe ändern:

$$(\overline{u'^2} + \overline{v'^2})_{theot}(z') \propto \frac{\omega_B(z')}{\omega_B(z_0)} exp\left(\int_{z_0}^{z'} \frac{dz}{H_{\rho}(z)}\right).$$
(3.3)

Dabei ist H_{ρ} die Dichteskalenhöhe mit

$$\frac{1}{H_{\rho}} = \frac{Mg}{RT} + \frac{1}{T}\frac{dT}{dz}.$$

Die theoretische Amplitude $(\overline{u'^2} + \overline{v'^2})_{theot}(z')$ beschreibt die Variabilitäten in der Höhe z' aufgrund der Ausbreitung eines isotropen Schwerewellenspektrums ohne die Berücksichtigung von Hintergrundwinden bei konservativer Wellenausbreitung (Im Rahmen dieser Näherungen ist die Amplitudenänderung mit der Höhe unabhängig von der vertikalen Wellenlänge der Wellen). Die gemessenen Variabilitäten werden in Abb. 3.14 mit $(\overline{u'^2} + \overline{v'^2})_{theot}$ verglichen. (Aus einer Anpassung an die Daten wurde dabei eine Proportionalitätskonstante von 10 m/s verwendet. H_{ρ} wurde aus den mittleren Temperaturen der Fallenden Kugeln bestimmt.) Man erkennt, dass der Höhenverlauf der gemessenen Variabilitäten in etwa mit dem theoretischen Verlauf übereinstimmt.



Abbildung 3.14: Mittlere Windvariabilitäten $(u'_{RMS}^2 + v'_{RMS}^2)$ aus Abb. 3.13 mit den theoretisch erwarteten Variabilitäten durch propagierende Schwerewellen nach Eckermann [1995] (gestrichelt). Siehe Text für Details.

Da die Berücksichtigung der Hintergrundwinde die Ausbreitungscharakteristik der Schwerewellen modifizieren kann [*Alexander*, 1998], könnte ein Teil der Abweichungen zwischen Theorie und Messungen durch die fehlende Berücksichtigung der Hintergrundwinde erklärt werden. Andererseits erwartet man, dass in den größeren Höhen die Wellenamplituden so groß werden, dass die Wellen instabil werden, brechen und dass die Amplituden mit der Höhe nicht weiter anwachsen. Die Annahme von nichtdissipativer Schwerewellenausbreitung ist daher gerade in den größeren Höhen fraglich.

Vergleiche mit anderen Messungen

Insgesamt ergibt sich, dass sich die Variabilitäten unserer Wind- und Temperaturmessungen in sich konsistent durch die Ausbreitung von Schwerewellen erklären lassen. Wie schon oben diskutiert, ist wegen der sich mit der Höhe ändernden Höhenauflösung der Messungen und wegen der im Vergleich zu den Messfehlern nur geringen Temperaturvariabilitäten die hier durchgeführte Bestimmung der Variabilitäten nur eine Abschätzung für die Amplituden von Schwerewellen. Im Folgenden werden unsere Ergebnisse mit den Ergebnissen von anderen Messungen und Modellrechnungen verglichen. Dabei werden nur Ergebnisse für polare Breiten berücksichtigt.

• Vergleich mit Messungen mit Fallenden Kugeln:

Nach unserem Wissen gibt es bisher keine Bestimmung von Schwerewellenaktivitäten aus Messungen mit Fallenden Kugeln in polaren Breiten im Sommer. *Hass und Meyer* [1987] finden für polare Breiten im Winter Werte von 100-400 m²/s² in 30 bis 70 km Höhe. Im unteren Höhenbereich sind diese Werte größer als die von uns gemessenen Amplituden. Oberhalb von ~65 km Höhe sind diese Werte dagegen vergleichbar mit unseren Amplituden. Die unterschiedlichen angewendeten Analyseverfahren müssten allerdings besser aufeinander abgestimmt werden, um daraus auf eine saisonale Änderung der Schwerewellenaktivität schließen zu können. Um solche möglichen saisonale Unterschiede besser zu erfassen, müssten auch die saisonale Änderung der Temperaturvariabilitäten, die schon von von Zahn und Meyer [1989] und von Lübken und von Zahn [1991] bemerkt wurden, in Verbindung mit den Windvariabilitäten diskutiert werden. Dies geht allerdings über die Ziele der vorliegenden Arbeit hinaus.

• Vergleich mit anderen raketengetragenen Messungen:

Eckermann et al. [1994] haben Messungen mit Raketensonden im Höhenbereich von 20 bis 60 km Höhe auf Schwerewellen untersucht. In Übereinstimmung mit unseren Messungen finden sie für Messungen im polaren Sommer, dass die relativen Temperaturamplituden mit zunehmender Höhe kaum wachsen, während im gleichen Höhenbereich die Windamplituden deutlich zunehmen. Dabei sind sowohl die Amplituden der relativen Temperaturfluktuationen (~0,002%) als auch die Windamplituden (20 m²/s² in 40-60 km Höhe) kleiner als die von uns gemessenen Amplituden. Bei der Bestimmung der Amplituden wird von *Eckermann et al.* [1994] ein vertikaler Wellenlängenbereich von 2-10 km erfasst, der in etwa in dem von uns erfassten Wellenlängenbereich in diesen Höhen enthalten ist. In unserer Bestimmung der Variabilitäten gehen allerdings auch Wellenlängen, die größer sind als 10 km ein. Ob diese großskaligen Variationen die Unterschiede verursachen, ob es noch weitere Unterschiede zwischen den Messtechniken gibt oder ob die unterschiedlichen Analyseverfahren die Unterschiede in den Amplituden verursachen, kann hier nicht entschieden werden. *Eckermann* [1995] zeigt, dass die von *Eckermann et al.* [1994] gemessene Zunahme der Windamplituden mit der Höhe durch Schwerewellenausbreitung nach Gl. 3.3 fast vollständig beschrieben werden kann.

• Vergleich mit Lidarmessungen:

Die Temperaturmessungen des ALOMAR-RMR-Lidars (69°N) [von Zahn et al., 2000] des Sommers 2002 wurden von Loßow [2003] im Höhenbereich von 30 bis 55 km auf Schwerewellen untersucht. Die Lidarmessungen wurden dazu über 1 Stunde gemittelt. Es werden dabei vertikale Wellenlängen ab \sim 3 km Länge erfasst. Die Lidarmessungen ergeben mit der Höhe zunehmende relative Temperaturamplituden $((T'/T)^2 \approx 0.005\%$ in 30 km Höhe und $(T'/T)^2 \approx$ 0,02% in 50 km Höhe). Diese Werte stimmen zwischen 50-55 km Höhe mit den Werten unserer Messungen gut überein. Unterhalb von 50 km könnten in den Temperaturvariabilitäten der Messungen mit Fallenden Kugeln allerdings nicht bekannte Beiträge des vertikalen Windes enthalten sein (siehe Kapitel 2.1.2 und Anhang B.3). Daher sind die Abweichungen zwischen den Messtechniken unterhalb von 50 km Höhe unter Umständen auf die eingeschränkte Genauigkeit der Messungen mit Fallenden Kugeln zurückzuführen. Andererseits werden bei den Lidarmessungen durch die zeitliche Mittelung die Variabilitäten von kurzperiodischen Wellen (Periode <1 h) unterdrückt. Auch dies kann zu Abweichungen zwischen der instantanen Messung von Fallenden Kugeln und Lidarmessungen führen. Darüber hinaus sind die kleinsten auflösbaren Wellenlängen bei den Lidarmessungen ungefähr doppelt so groß wie bei den Messungen mit Fallenden Kugeln (unterhalb 50 km Höhe).

• Vergleich mit Radarmessungen:

In den vergangenen Jahren sind vor allem die Windmessungen von MF-Radars zur Untersuchung der Schwerewellenaktivität in der oberen Mesosphäre verwendet worden. Aus Messungen mit dem zur Andøya Rocket Range benachbart liegende ALOMAR-MF-Radar geben *Manson et al.* [2003] für den Monat Juni für $u'^2 + v'^2$ Werte von ~100 m²/s² in 61-73 km Höhe und ~400 m²/s² in 76-88 km Höhe an. Die Werte sind etwas kleiner als die aus den Messungen mit Fallenden Kugeln bestimmten Werte. Aber der relative Anstieg von $u'^2 + v'^2$ mit der Höhe wird von beiden Messmethoden ähnlich wiedergegeben. Abweichungen in den Amplituden bei beiden Messtechniken können durch die unterschiedliche Höhenauflösungen (auflösbare Wellenlängen beim MF-Radar ab 4 km; bei Fallenden Kugeln von 5 km auf 11 km in 65-80 km Höhe ansteigend) und durch die unterschiedlichen zeitlichen Auflösungen der Messungen verursacht werden. (Das MF-Radar bestimmt die Variabilitäten innerhalb von Perioden von 2-6 h. Fallende Kugeln sind dagegen instantane Messungen.)

• Satellitenmessungen:

Nach unserem Wissen wurden nur aus Messungen des MLS-Instruments (<u>Microwave Limb</u> <u>Sounder</u>) auf dem UARS-Satelliten Schwerewellenvariabilitäten in polaren Breiten im Sommer bestimmt [*Wu und Waters*, 1996]. Allerdings werden vom MLS-Instrument nur vertikale Wellenlängen, die größer sind als ~12 km, aufgelöst. Die Variabilitäten sind daher verglichen mit raketengetragenen Messungen, die eine besserer Höhenauflösung haben, deutlich kleiner [*Wu und Waters*, 1996]. Deswegen wird hier kein Vergleich mit unseren Messungen durchgeführt.

• Vergleich mit Modellrechnungen:

Alexander [1998] berechnet in einem Modell die Schwerewellenamplituden, die für ein isotropes Schwerewellenspektrum, das weder von der geographischen Lage noch von der Jahreszeit abhängt, nur durch die Veränderungen der Hintergrundatmosphäre variiert werden. Mit einer Analyse, die die Höhenauflösung der Messungen mit Raketensonden von *Eckermann et al.* [1994] berücksichtigt, findet sie in Übereinstimmung mit *Eckermann et al.* [1994] und unseren Messungen mit Fallenden Kugeln, dass die Windamplituden gerade auch in polaren Breiten stärker mit der Höhe zunehmen als die Temperaturamplituden. Für die relativen Temperaturamplituden erhält sie deutlich höhere Werte $((T'/T)^2 \approx 0,01\%$ in 40-56 km Höhe in polaren Breiten im Sommer) als *Eckermann et al.* [1994] (0,002% in 40-60 km Höhe). In der Größenordnung stimmen die relativen Temperaturamplituden von *Alexander* [1998] mit den von uns gemessenen Amplituden überein (sie sind etwas kleiner als die von uns gemessenen Amplituden).

Insgesamt ergibt sich, dass sich die unterschiedliche Zunahme der Wind- und Temperaturamplituden mit der Höhe bei der Ausbreitung von Schwerewellen in verschiedenen Beobachtungen und Modellberechnungen unabhängig voneinander gezeigt hat. Die Absolutwerte der Amplituden stimmen bei den verschiedenen Messtechniken und Analyseverfahren nicht immer überein. Für eine genaue Bestimmung der Schwerewellenaktivität sind daher noch weitere Arbeiten mit standardisierten Methoden erforderlich, die auch die unterschiedlichen Parameterbereiche (zeitliche Auflösung/Wellenlängenbreich), die von den Messungen abgedeckt werden, berücksichtigen. (Siehe auch *Alexander*, 1998 für eine Diskussion des Auflösungsvermögens im Zusammenhang mit der Bestimmung von Schwerewellenaktivitäten.)

3.2.5 Saisonale Veränderung des mittleren zonalen Windes

In Kapitel 3.2.2 wurde gezeigt, dass trotz der tageszeitlich ungleichmäßigen Verteilung unserer Messungen klimatologisch mittlere Zonalwinde bestimmt werden können. Im Folgenden wird die saisonale Veränderung des mittleren zonalen Windes untersucht. Dabei gehen die Daten der 125 Messungen mit Fallenden Kugeln, die auch für die Bestimmung der Temperaturklimatologie in Kapitel 3.1 verwendet wurden, in eine neue Windklimatologie ein.

Messergebnisse

In Kapitel 3.2.2 wurde der Zustand des zonalen Windfeldes unter Sommerbedingungen beschrieben. Starke Veränderungen des Zonalwindes erwartet man in den Übergangszeiten zwischen dem Winterund Sommerzustand im Frühjahr und im Herbst. In Abb. 3.15 ist an drei Beispielen dargestellt, wie sich die Übergänge in den Zonalwinden bei den Messungen in verschiedenen Kampagnen gezeigt haben. Während des Übergangs im Frühjahr wehen die Winde ab Mitte Mai immer stärker in westliche Richtungen (siehe Abb. 3.15 a). Im Herbst dagegen werden die westwärts gerichteten Zonalwinde (siehe Abb. 3.15 b und c) ab Mitte August zunächst schwächer. Ab September sind die Zonalwinde schließlich ostwärts gerichtet und werden immer größer. Ab Anfang Oktober zeigen die zonalen Winde schon den Beginn des östlich gerichteten mesosphärischen Winterstrahlstroms. (Die saisonalen Änderungen sind trotz der großen Variabilitäten der Winde eindeutig erkennbar. Dabei sind die Variabilitäten signifikant größer als die Fehler der Einzelmessungen, die maximal 3 m/s betragen.)



Abbildung 3.15: a) Messungen von zonalen Winden mit Fallenden Kugeln während der AEROSOL-I-Kampagne von Ende April bis Anfang Juni 1992. Messungen vom 23.4. bis 22.5 sind grün und Messungen vom 24.5. bis zum 3.6. sind blau dargestellt. b) Messungen von zonalen Winden mit Fallenden Kugeln während der TRAMP/TEMPERATURE-Kampagne von Mitte Juli bis Anfang September 1997. Messungen vom 15.7. bis 14.8. sind blau und Messungen vom 19.8. bis zum 8.9. sind grün dargestellt. c) Messungen von zonalen Winden mit Fallenden Kugeln während der ROMA/AUTUMN-Kampagne von Mitte August bis Anfang Oktober 2002. Messungen vom 21.8. bis 4.9. sind blau, Messungen vom 6.9. bis 17.9 sind hellblau und Messungen vom 2.9. bis zum 10.10. sind grün dargestellt.

In Abb. 3.15 wurden die Zeitbereiche zur Darstellung der saisonalen Entwicklung des Zonalwindes wie zur Darstellung der saisonalen Entwicklung der thermischen Struktur in Kap. 3.1 (Abb. 3.2 b) und in *Lübken* [1999] (dort Abb. 3 und Abb. 5) gewählt. Im Vergleich erkennt man, dass die saisonale Änderung des zonalen Windes sehr eng der Änderung der thermischen Struktur in den Übergangszeiten folgt.

Interessant wäre es zu untersuchen, ob sich mit der saisonalen Veränderung des mittleren Windfelds auch die Variabilitäten des Windfelds verändern, die für die Sommermessungen in Kap. 3.2.4 als Signaturen von Schwerewellen interpretiert wurden. Die Bestimmung von Variabilitäten gegenüber dem Hintergrundwindfeld ist aber gerade in den Übergangszeiten schwierig, da sich der Hintergrund selbst schon stark verändert. Eine detaillierte Wellenanalyse, die dies berücksichtigt, geht jedoch über die Ziele der vorliegenden Arbeit hinaus.

Windklimatologie

Die Bestimmung des mittleren zonalen Windes im Verlauf der Saison erfolgte analog zur Bestimmung des Verlaufs der thermischen Struktur in Kap. 3.1. Zunächst wurde in allen Höhen von 35 km bis 80 km Höhe in 1 km-Schritten der saisonale Verlauf bestimmt. Dazu wurden mittlere Windwerte für je etwa ein Drittel eines jeden Monats bestimmt, um unabhängig von den ungleichmäßig verteilten Messzeitpunkten zu werden. In jeder Höhe wurde an diese mittleren Datenpunkte ein Spline mit 4 Knoten angepasst. In Abb. 3.16 ist das Verfahren für 70 km Höhe gezeigt. Die Streuung der einzelnen Datenpunkte ist relativ groß. Am Verlauf der einzelnen Messpunkte ist jedoch eine klare saisonale Veränderung zu erkennen, die dann durch die Anpassung des Spline an die mittleren Datenpunkte bestimmt wird. Bis Anfang Juni werden die nach Westen gerichteten Winde stärker. Von Juni bis Mitte August bleiben die mittleren Winde dann in etwa konstant bei Werten von ca. -35 bis -40 m/s. Ab Mitte August ändern sich die Winde dann sehr rasch bis auf positive Werte von fast +40 m/s Anfang Oktober. Am Wechsel von den negativen zu den positiven Werten erkennt man den Wechsel vom Sommer- zum Winterstrahlstrom in der Mesosphäre.



Abbildung 3.16: Alle Messungen von zonalen Winden mit Fallenden Kugeln von Ende April bis Anfang Oktober in der Höhe von 70 km. Die Daten wurden über je einen Drittelmonat gemittelt (offene Kreise). Anschließend wurde eine Spline mit 4 Knoten an die mittleren Werte angepasst (durchgezogene Linie).

Wie schon in Kapitel 3.2.4 besprochen, sind die Variabilitäten der Winde fast über den gesamten Höhenbereich der Messungen größer als die Variabilitäten der Temperaturen. Bei der Mittelung der einzelnen Messdaten im im Abstand von einem Drittel Monat werden auch die Variabilitäten bestimmt. Unterhalb von ~45 km Höhe erhält man Werte von etwa 6 m/s. Die Variabilitäten nehmen dann mit der Höhe bis auf Werte von über 12 m/s oberhalb von 70 km Höhe zu (siehe auch Abb. F.9 in Anhang F.8). Die Variabilitäten sind damit immer größer als die Fehler der Einzelmessungen (bis maximal 3 m/s, siehe Kapitel 2.1.3).

Die mittleren zonalen Winde wurden für jeden Viertelmonat (oder im Abstand von etwa einer Woche $\approx 0,25$ Monate) von der letzten Aprilwoche bis zur ersten Oktoberwoche (Monate 4,75 bis 10,25) aus den Spline-Koeffizienten bestimmt. Um letzte kleinere Unstetigkeiten im Höhenverlauf zu beseitigen, wurde an jedes Höhenprofil des zonalen Windes noch ein Spline mit 3 Knoten angepasst. Die schließlich resultierende Klimatologie des Zonalwinds ist in Abb. 3.17 dargestellt. Die zugehörigen Windwerte sind in Anhang F.9 in Tabelle F.3 aufgeführt.

Fast im gesamten Höhenbereich nehmen die nach Westen gerichteten zonalen Winde bis Ende Juni in niedrigeren Höhen (bis etwa 50 km Höhe), bis Mitte Juli in größeren Höhen (oberhalb 60 km



Abbildung 3.17: Mittlere zonale Winde in der Zeit von Ende April bis Anfang Oktober und von 35 bis 80 km Höhe aus den Messungen mit Fallenden Kugeln.

Höhe) und bis Anfang August am oberen Rand der Klimatologie kontinuierlich zu. Danach nehmen die Winde bis Anfang September wieder ab. Anfang Oktober bildet sich der Winterstrahlstrom mit nach Osten gerichteten Winden aus. Der Sommerstrahlstrom hat bis Anfang Juli bei etwa 75 km Höhe sein Maximum. Ab Juli liegt das Maximum oberhalb von 80 km Höhe und wird von unseren Messungen nicht mehr erfasst. (Aufgrund der großen Windvariabilitäten in 80 km Höhe von bis zu 15 m/s sind die Windunterschiede, die zur Höhenänderung der Lage des Maximums des Sommerstrahlstroms führen, allerdings nicht signifikant.) Das Maximum des Winterstrahlstroms liegt bei etwa 50 km Höhe deutlich niedriger als das Maximum des Sommerstrahlstroms. Messungen von Dezember 1983 bis Februar 1984 während der MAP/WINE-Kampagne haben für den Winterstrahlstrom in etwa die gleiche Höhe und die gleichen Werte des zonalen Windes (von knapp 50 m/s) ergeben [*Meyer et al.*, 1987]. Dies macht deutlich, dass Anfang Oktober der Winterzustand des mesosphärischen Windfelds schon erreicht ist.

Auffällig ist, dass der Übergang zum Sommer langsamer verläuft als der Übergang zum Winter. In 60 km Höhe z.B. dauert die Veränderung des zonalen Windes im Frühjahr von -5 bis -25 m/s länger als einen Monat (von Ende April bis zur ersten Juniwoche = Monate \sim 5,0 bis 6,25). Beim Wechsel zum Winter dagegen ändert sich der zonale Wind in der gleichen Höhe in umgekehrter Richtung von -25 auf -5 m/s in drei Viertel eines Monats (von der ersten Augustwoche bis Anfang September = Monate 8,25 bis 9,0). Eine vergleichbare Asymmetrie zwischen dem Wechsel vom Winter zum Sommer und vom Sommer zum Winter trat im saisonalen Verlauf der thermischen Struktur im Höhenbereich oberhalb von \sim 80 km Höhe auf (siehe Abb. 3.5). Wie schon in Kap. 1 diskutiert, wird allgemein angenommen, dass der thermische Zustand durch das Brechen von Schwerewellen dynamisch erzeugt wird. Das Spektrum der Schwerewellen, die sich bis in die obere Mesosphäre ausbreiten, wird aber durch die Filterwirkung des Windfelds in der Stratosphäre und Mesosphäre stark beeinflusst. Der Zusammenhang zwischen Windfeld und thermischer Struktur in Verbindung mit der Ausbreitung und dem Brechen von Schwerewellen wird in Kapitel 3.5 ausführlicher untersucht.

Vergleiche mit Modellatmosphären und mit anderen Messungen

Abb. 3.18 zeigt die mittleren zonalen Winde nach der Referenzatmosphäre CIRA-86 für 70°N [*Fleming et al.*, 1990]. Insgesamt zeigen die Winde von CIRA-86 einen zu unseren Messungen sehr ähnlichen Verlauf. Dies ist mit den Differenzen u(FallendeKugeln, 69°N) - u(CIRA - 86, 70°N) in Abb. 3.19 genauer dargestellt. Fast im gesamten Höhen- und Zeitbereich (bis auf die erste Septemberhälfte oberhalb von 75 km Höhe) sind die Unterschiede zwischen CIRA-86 und unseren Messun-



Abbildung 3.18: Mittlere zonale Winde für 70°N nach CIRA-86 [Fleming et al., 1990].



Abbildung 3.19: Differenzen $u(FallendeKugeln, 69^{\circ}N) - u(CIRA - 86, 70^{\circ}N)$ (siehe Abb. 3.17 und Abb. 3.18).

gen kleiner als die Variabilitäten der Messungen. Insbesondere die Übergangszeiten bis zur zweiten Mailhälfte und von Mitte August bis zur zweiten Septemberhälfte werden in guter Übereinstimmung von CIRA-86 mit unseren Messungen wiedergegeben. Die Lage des Maximums des Sommerstrahlstroms wird von CIRA-86 systematisch tiefer angegeben als in unseren Messungen. (Das Maximum liegt bei CIRA-86 in 70 km Höhe, während es in unseren Messungen von ca. 75 km Höhe Anfang Juni bis auf über 80 km Höhe Anfang August steigt.) Unterhalb des Maximums liegen die Zonalwinde von CIRA-86 während der Sommermonate bei um ca. -5 m/s erhöhten Werten gegenüber unseren Messungen. Der Winterstrahlstrom Anfang Oktober wird von CIRA-86 dagegen um bis zu 9 m/s schwächer als bei unseren Messungen angegebenⁿ.

Für den Vergleich mit dem empirischen Modell HWM93 [*Hedin et al.*, 1996] sind in Abb. 3.20 direkt die Differenzen $u(FallendeKugeln, 69^{\circ}N) - u(HWM93, 69^{\circ}N)$ gezeigt. Das HWM93 beschreibt den Sommerzustand des Windfelds unterhalb von ~70 km Höhe von Mitte Juni bis Mitte August sehr genau (vergleiche auch Abb. 3.11). In den Übergangszeiten bis Anfang Juni und ab Ende September weichen die Winde von HWM93 jedoch deutlich von unseren Messungen ab (um mehr als die Variabilität der Messungen und damit auch um deutlich mehr als die Fehler der Einzelmessungen). Das Maximum des Sommerstrahlstroms liegt bei HWM-93 wie bei CIRA-86 bei 70 km Höhe (hier nicht gezeigt). Dies ist verglichen mit unseren Messungen zu tief (siehe Diskussion bei CIRA-86). Ober-

ⁿDie Winde von CIRA-86 gehen in der mittleren Atmosphäre aus den Temperaturen von CIRA-86 unter der Annahme von geostrophischem Gleichgewicht hervor (siehe Kapitel 1). Wie in Kapitel 3.1.2 erwähnt wurde, stimmen die Temperaturen von CIRA-86 allerdings nicht gut mit unseren Temperaturmessungen überein. Das steht jedoch nicht im Widerspruch dazu, dass die Winde von CIRA-86 gut mit unseren Windmessungen übereinstimmen, da in die Bestimmung der geostrophischen Winde nur die meridionalen Temperaturgradienten eingehen und nicht die absoluten Temperaturen.



Abbildung 3.20: Differenzen $u(FallendeKugeln, 69^{\circ}N) - u(HWM93, 69^{\circ}N)$.

halb von 70 km Höhe sind die Abweichungen von den Messungen größer als bei CIRA-86. Insgesamt leistet CIRA-86 daher (zumindest bei \sim 70°N in den Monaten 4,75-10,25) eine bessere Beschreibung des zonalen Windfeldes als HWM93.

Historisch gesehen handelt es sich nicht um die erste Zusammenstellung von Windmessungen in diesem Höhenbereich in polaren Breiten. Schon Theon und Smith [1971] zeigen anhand von Messungen mit Raketengranaten von Alaska aus (Point Barrow, $71^{\circ}N$) mittlere zonale Winde im Verlauf des Jahres. Ein Vergleich zeigt, dass einige Aspekte des zonalen Windfelds von Theon und Smith [1971] in guter Übereinstimmung mit unseren Messungen wiedergegeben werden. Z.B. stimmen die Lage der Niveaus von -20 m/s und -40 m/s während des Sommers im Juni und Juli mit unseren Messungen gut überein und auch die Messungen von Point Barrow zeigen einen sehr schnellen Übergang vom Sommer zum Winter Ende August und Anfang September. Allerdings tritt der Übergang vom Winter zum Sommer im Frühjahr bei Theon und Smith [1971] um etwa einen halben Monat früher auf als bei unseren Messungen (Nulldurchgang des zonalen Windes). Der Grund für diese Abweichungen liegt vermutlich in der geringen Zahl der Messungen, die die Datenbasis von Theon und Smith [1971] bilden. Insgesamt haben Theon und Smith [1971] nur 25 Messungen vom April bis Oktober durchgeführt. Dabei fanden nur 2 Messungen im Juni, keine Messung im Juli und nur 1 Messung im September statt^o. Durch die um einen Faktor 5 größere Zahl der Messungen mit Fallenden Kugeln und durch die bessere Höhenauflösung der Messung mit Fallenden Kugeln^p ergibt sich eine deutlich verlässlichere Bestimmung des saisonalen Verlaufs der thermischen Struktur und des Windfelds in polaren Breiten im Sommer mit den Übergangszeiten im Frühjahr und im Herbst. Darüber hinaus konnte mit der größeren Zahl der Messungen eine Bestimmung der Temperatur- und Windvariabilitäten durchgeführt werden.

Wie oben schon erwähnt wurde, wird der saisonale Verlauf des Zonalwinds im Zusammenhang mit dem saisonalen Verlauf der thermischen Struktur in Kapitel 3.5 detailliert untersucht.

3.3 Turbulenzmessungen in der polaren Sommermesosphäre

Es wird allgemein angenommen, dass die thermische Struktur der polaren Sommermesosphärenregion mit ihren sehr niedrigen Temperaturen, wie sie in Kapitel 3.1 besprochen wurde, dynamisch durch das

^oAnzumerken ist noch, dass auch die Temperaturmessungen mit den Raketengranaten einen ähnlichen Verlauf der thermischen Struktur zeigen wie unsere Messungen, die in Kap. 3.1 gezeigt wurden. Allerdings treten auch hier im Detail Abweichungen von unseren Messungen auf (kürzere Perdiode der tiefen Temperaturen in der Sommermesopause), die vermutlich auf die geringe Zahl der Messungen zurückzuführen sind.

^pBei Fallenden Kugeln sind vertikale Strukturen, die eine kleinere Ausdehnung als 5 km haben, unterhalb von 80 km Höhe auflösbar. Dabei nimmt die Auflösung zu kleineren Höhen schnell ab, vgl. Kap. 2.1. Raketengranaten haben dagegen eine Höhenauflösung von \sim 5-7 km.

Brechen von Schwerewellen erzeugt wird. Schwerewellen breiten sich von der oberen Troposphäre und unteren Stratosphäre bis in die Mesosphäre aus und brechen, wenn sie aufgrund des Amplitudenwachstums instabil werden. Beim Brechen wird sowohl Impuls deponiert als auch Turbulenz erzeugt. Mit der Impulsdeposition wird die globale meridionale Zirkulation in der oberen Mesosphäre vom Sommer- zum Winterpol angetrieben, die mit den über dem Sommerpol aufsteigenden Luftmassen durch adiabatische Kühlung die niedrigen Temperaturen in der polaren Sommermesopause bewirkt.

Die mittleren Temperaturen und mittleren zonalen Winde, die in Kapitel 3.1 und Kapitel 3.2 bestimmt wurden, sind die klimatologischen Auswirkungen dieses Mechanismus bzw. stellen den klimatologischen Hintergrundzustand für die Prozesse dar. Das Auftreten von Turbulenz und die mittlere Stärke der turbulenten Energiedissipationsrate in der Sommermesopausenregion wurde in den vergangenen 10 Jahren durch mehrere in situ Turbulenzmessungen untersucht [Lübken, 1997; Lübken et al., 2002]. Danach tritt Turbulenz im Sommer im Bereich zwischen 82 und 94 km Höhe mit mittleren Dissipationsraten von $\sim 100 \text{ mW/kg}$ auf. Dies entspricht mittleren turbulenten Heizraten von ~ 10 K/d. Der Nachweis des gesamten oben beschriebenen Prozesses einer sich von den unteren Atmosphärenschichten in die Mesosphäre ausbreitenden Schwerewelle, die in der Mesosphäre bricht und dort Turbulenz erzeugt, ist bisher allerdings noch nicht gelungen. Es wurden in der oberen polaren Sommermesosphäre schon einzelne dominante Schwerewellen nachgewiesen [Rapp et al., 2002]. Auch wurden schon Quellen für Turbulenz aus in situ Messungen in der polaren Sommermesosphäre bestimmt [Lehmacher, 1993]. Beobachtungen von PMSE mit Atmosphärenradars haben schon das Auftreten von Turbulenz in Verbindung mit Wellensignaturen gezeigt (siehe z.B. Cho und Röttger, 1997). Es wurde auch aus dem Vergleich von Modellberechnungen instabiler Schwerewellen mit ihren Auswirkungen auf die Strukturen in leuchtenden Nachtwolken indirekt auf das Brechen von Schwerewellen in der polaren Sommermesopausenregion geschlossen [Fritts et al., 1993].

Die folgende Fallstudie untersucht das Auftreten von Turbulenz und ihre Erzeugung während des polaren Sommers mit in situ Messungen. Dabei soll auch nach gleichzeitig auftretenden Schwerewellen gesucht werden.

Die MIDAS/SOLSTICE-Kampagne

Im Juni 2001 wurden von der Andøya Rocket Range aus im Rahmen der MIDAS/SOLSTICE-Kampagne zwei raketengetragene Messungen der turbulenten Energiedissipationsraten durchgeführt. Ziele der Messungen waren:

- Durchführung der ersten Turbulenzmessungen während des Sommers im Juni zur Sommersonnenwende (=*summer solstice*). Alle früheren Messungen wurden im Juli und im August durchgeführt. (Bis auf eine Messung wurden alle Messungen Ende Juli und Anfang August durchgeführt, siehe *Lübken et al.*, 2002.)
- Bestimmung der Quellen der Turbulenz und Suche nach Signaturen, die das Brechen von Schwerewellen anzeigen.

Zur Turbulenzmessung wurde je eine MIDAS-Höhenforschungsrakete mit dem CONE-Sensor am 17.6. und am 24.6.2001 gestartet. In Verbindung mit dem Start der instrumentierten Raketen wurde jeweils eine Serie von meteorologischen Raketen gestartet. Je zwei Fallende Kugeln und je zwei Folienwolken wurden eingesetzt, um die Variation der atmosphärischen Hintergrundparameter (Temperaturen und Winde) zu bestimmen. Tabelle 3.1 fasst die genauen Starttermine während der beiden Startsequenzen zusammen und gibt die genaue Bezeichnung für jeden Start an. Für die Beschreibung der Messtechnik vom CONE-Sensor und der meteorologischen Raketen siehe Kapitel 2.2 und Kapitel 2.1. Im Folgenden werden die Ergebnisse der Messungen vorgestellt. Für die Suche nach den Quellen der Turbulenz wird eine Stabilitätsanalyse des Windfelds durchgeführt. Anschließend

Bezeichnung	Nutzlast	Datum	Zeit (UT)
SOFS04	FK	16/06/01	23:51:00
SOMI05	MIDAS	17/06/01	00:05:00
SOCH06	Chaff	17/06/01	00:36:00
SOFS07	FK	17/06/01	00:59:00
SOCH08	Chaff	17/06/01	01:19:00
SOFS10	FK	24/06/01	21:04:00
SOMI11	MIDAS	24/06/01	21:21:15
SOCH12	Chaff	24/06/01	21:51:00
SOFS13	FK	24/06/01	22:20:10
SOCH14	Chaff	24/06/01	22:45:15

Tabelle 3.1: Daten der Raketenstarts für die beiden Startsequenzen, die während der MIDAS/SOLSTICE-Kampagne 2001 durchgeführt wurden. Turbulenzmessungen wurden mit dem CONE-Sensor vorgenommen, der Teil der MIDAS-Nutzlast ist. "FK" steht für Fallende Kugel, "Chaff" steht für Folienwolke.

werden die Ergebnisse mit den Ergebnissen von anderen Messungen und mit den Ergebnissen von theoretischen Untersuchungen verglichen.

3.3.1 Ergebnisse der Turbulenzmessungen

Abb. 3.21 zeigt die Ergebnisse der Turbulenzmessungen durch die Raketenstarts SOMI05 und SO-MI11 (Details zu den Auswertungen befinden sich in Anhang D.1). Zum Vergleich mit den Ergebnissen von früheren Messungen ist ein Mittel aller bisheriger Messungen in der Sommermesopausenregion eingezeichnet [*Lübken et al.*, 2002]. Bei beiden Messungen treten typische turbulente Intensitäten auf: Die turbulente Energiedissipationsrate ε ist unterhalb von 83 km Höhe klein (<1 mW/kg) und nimmt oberhalb von 83 km Höhe Werte von bis zu ~1000 mW/kg an. Es treten also auch im Juni die für Sommer typischen Intensitäten auf, die vorher nur durch Messungen im Juli und August bestimmt worden waren.

Auffällig ist jedoch, dass die Morphologie der turbulenten Schichten bei beiden Messungen sehr unterschiedlich ist. Während beim Flug SOMI05 fast im gesamten Bereich von 81 bis 90 km Höhe Turbulenz auftritt (und das mittlerer Profil dabei durch eine einzelne Messung sehr gut wiedergegeben wird), treten während des Flugs SOMI11 nur 2 einzelne Schichten auf. Bei den früheren Messungen traten turbulente Schichten von 1 bis 6 km Dicke auf. Die mittlere Schichtdicke betrug dabei $2,7\pm1,5$ km [*Lübken et al.*, 2002]. Daher repräsentieren die Messungen während der MIDAS/SOLSTICE-Kampagne zwei extreme Beispiele der Morphologie von Turbulenz in der Sommermesopausenregion auch im Vergleich zu den früheren Messungen. Im Folgenden soll untersucht werden, ob die Messungen mit den meteorolgischen Raketen Hinweise auf unterschiedliche Hintergrundbedingungen während der Turbulenzmessungen und auf die Quellen der Turbulenz geben.

3.3.2 Ergebnisse der Messungen mit meteorologischen Raketen

Messungen mit Fallenden Kugeln

Die Messungen mit Fallenden Kugeln fanden jeweils etwa 15 Minuten vor und 1 Stunde nach den Turbulenzmessungen statt. Die Ergebnisse der Temperaturmessungen sind schon in Abb. 3.1 gezeigt worden und sind in Kapitel 3.1.1 diskutiert worden. Während aller Messungen der MIDAS/SOLSTICE-



Abbildung 3.21: Ergebnisse der Turbulenzmessungen mit dem CONE-Sensor während der Flüge SOMI05 (links) und SOMI11 (rechts). Turbulente Energiedissipationsraten ε sind als Funktion der Höhe dargestellt. ε -Werte nahe an der Ordinate sind gewählt worden, um anzuzeigen, dass in diesen Höhenbereichen keine Turbulenz aufgetreten ist. Die vertikalen Balken an den von Null verschiedenen Werten kennzeichnen die Höhenbreiche der jeweiligen turbulenten Schicht. Horizontale Balken geben den Fehler von ε an. Die oberen Achsen konvertieren turbulente Dissipationsraten in turbulente Heizraten. Zusätzlich ist jeweils das mittlere Sommerprofil von 8 früheren in situ Turbulenzmessungen eingezeichnet (gestrichelte Linie, Lübken et al., 2002). Abbildung nach Müllemann et al. [2003].

Kampagne lag die für Sommerverhältnisse typische thermische Struktur vor. Es konnten auch zwischen den einzelnen Messungen keine signifikanten Unterschiede festgestellt werden.

Die Ergebnisse der Messungen des zonalen Windes, die in Abb. 3.22 dargestellt sind, zeigen alle den typischen mesosphärischen Sommerstrahlstrom (siehe Kapitel 3.2). Dabei treten bei beiden Messungen vom 16./17.6. aus der ersten Startsequenz im Vergleich zu den Messungen während der zweiten Startsequenz am 24.6. und im Vergleich zu früheren Messungen um die Sommersonnenwende oberhalb von 70 km Höhe sehr hohe Windgeschwindigkeiten auf (vergleiche Kapitel 3.2.1).

Auffällig ist, dass man bei beiden Startsequenzen Strukturen im zonalen Wind findet, die sich mit der Zeit abwärts bewegen. (Bei SOFS04 und SOFS07: 80-70 km; bei SOFS10 und SOFS13: 80-50 km; Die Unterschiede zwischen den beiden Windprofilen der Startsequenzen sind dabei jeweils fast immer größer als die statistischen Fehler der Messungen von maximal 3 m/s.) Aufwärts propagierende Schwerewellen zeigen ein abwärtsgerichtete Phasenbewegung. Daher liegt hier die Vermutung nahe, dass die Windstrukturen durch propagierende Schwerewellen verursacht werden. Einzelne dominante Schwerewellen im Windfeld können mit einer Hodographenanalyse bestimmt werden (siehe z.B. *Rapp et al.*, 2002, für eine Beschreibung dieser Methode für Messungen mit Fallenden Kugeln). Hodographenanalysen der Windmessungen haben jedoch keine eindeutigen Ergebnisse erbracht. (Daher sind die Analysen hier auch nicht gezeigt.) Demnach lag während beider Startsequenzen im Bereich bis 80 km Höhe jeweils keine einzelne Welle vor, die die Windfluktuationen dominierte.

Die Messergebnisse des meridionalen Windes (hier nicht gezeigt) entsprechen den typischen Werten für Nachtmessungen, wie sie in Kapitel 3.2.2 besprochen wurden. Dabei zeigen auch die Meridionalwinde zum Teil abwärtsgerichtete Strukturen wie die Zonalwinde.

Insgesamt wurde bei allen Messungen mit Fallenden Kugeln der beiden Startsequenzen ein typi-



Abbildung 3.22: Ergebnisse der Messungen des Zonalwinds mit den Fallenden Kugeln der beiden Startsequenzen der MIDAS/SOLSTICE-Kampagne. Jeweils die erste Messsung in der Startsequenz ist durchgezogen gezeichnet und jeweils die zweite Messsung in der Startsequenz ist gestrichelt gezeichnet.

scher Sommerzustand der thermischen Struktur und des Windfelds der Sommermesosphäre vorgefunden. Obwohl die Abwärtsbewegung von Windstrukturen mit der Zeit vermuten lässt, dass Schwerewellenaktivität vorhanden war, konnten bei beiden Sequenzen keine dominanten Schwerewellen mit einer Hodographenanalyse identifiziert werden.

Messungen mit Folienwolken

Die Messungen mit Folienwolken fanden jeweils etwa 30 und 80 Minuten nach den Turbulenzmessungen statt. Die Ergebnisse sind in Abb. 3.23 dargestellt. Die Profile der Windgeschwindigkeiten der ersten Startsequenz zeigen zwischen 86 und 88 km Höhe ein Maximum. Über den Maxima liegt je in 90 km Höhe (SOCH06) bzw. in 89 km (SOCH08) Höhe ein Minimum der Windgeschwindigkeiten. Genau in den Höhen der Geschwindigkeitsminima zeigen die Windrichtungen eine Drehung von Winden aus nordwestlichen Richtungen (oberhalb der Geschwindigkeitsminima) auf Winde aus nordöstlichen Richtungen (unterhalb der Geschwindigkeitsminima) bei beiden Messungen. Diese Struktur der Winde wandert zwischen den Messungen mit einer Sinkrate von ~1,3 km/h abwärts. (Alle diskutierten Unterschiede in den Windprofilen sind deutlich größer als die Fehler der Windmessungen, vgl. Kapitel 2.1.3.) Die Abwärtsbewegung legt nahe, dass die Windstruktur auf eine langperiodische Schwerewelle zurückzuführen ist. Untersuchungen der Winde auf Schwerewellenparameter mit einer Hodographenanalyse (wie z.B. bei *Rapp et al.* [2002]) haben jedoch keine eindeutigen Ergebnisse erbracht. Damit konnten keine Wellenparameter aus den Windmessungen abgeleitet werden.

Während der zweiten Startsequenz vom 24.6.2001 änderte sich das Windfeld vollständig zwischen den beiden Messungen mit Folienwolken. Bei beiden Messungen tritt keine gemeinsame Struktur auf. Das Windfeld ist deutlich variabler als bei der ersten Startsequenz.



Abbildung 3.23: Ergebnisse der Windmessungen mit den Folienwolken der beiden Startsequenzen der MIDAS/SOLSTICE-Kampagne. Windgeschwindigkeiten und Windrichtungen (Winde aus Norden = 0° , Winde aus Osten = 90°) sind in Abhängigkeit von der Höhe dargestellt. Jeweils die erste Messsung in der Startsequenz ist durchgezogen gezeichnet und jeweils die zweite Messung in der Startsequenz ist gestrichelt gezeichnet. Abbildung nach Müllemann et al. [2003].

3.3.3 Stabilitätsanalyse des Windfelds

Die Windmessungen zeigen zum Teil starke Windscherungen, wie z.B. beim Flug SOCH06 zwischen dem Minimum und Maximum in der Windgeschwindigkeit in ~89 km Höhe (siehe Abb. 3.23). Um zu untersuchen, ob die Windscherungen stabile oder instabile Strömungsbedingungen darstellen, wurde für alle Windmessungen mit Folienwolken Profile der Richardson Zahl

$$Ri = \frac{\omega_B^2}{\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2}$$
(3.4)

berechnet. Dabei wurden die Windscherungen $(\frac{\partial u}{\partial z}$ und $\frac{\partial v}{\partial z}$ für die zonalen und meridionalen Winde) aus den Messungen mit Folienwolken verwendet. Die Brunt-Väisälä-Frequenz ω_B (siehe Gl. 2.9) wurde jeweils aus den Temperaturmessungen der vor den Folienwolken gestarteten Fallenden Kugeln bestimmt. Bei Richardson Zahlen, die kleiner sind als der kritische Wert von 0,25, ist die Strömung instabil und es wird Turbulenz erzeugt. Darüber hinaus gibt es Hinweise, dass für Ri < 1 Turbulenz aufrechterhalten bleibt, wenn sie erst einmal eingesetzt hat (siehe z.B. *Woods*, 1969). Diese so genannte "Hysterese der Richardson Zahl" wird allerdings in der Literatur auch kontrovers diskutiert [*Werne und Fritts*, 1999].

Bei unserer Bestimmung von *Ri* werden nur dynamische Instabilitäten, d.h. Instabilitäten, die durch starke Windscherungen verursacht werden, bestimmt (vergleiche z.B. *Wu und Widdel*, 1991). Die Höhenauflösung der Temperaturmessungen mit Fallenden Kugeln lässt nicht zu, dass kleinskalige Strukturen im Temperaturprofil aufgelöst werden (vergleiche Kapitel 2.1). Die den Temperaturen ent-sprechenden Werte der Brunt-Väisälä-Frequenz zeigen typischerweise einen monotonen Anstieg von $\sim 0.02 \text{ s}^{-1}$ bis $\sim 0.03 \text{ s}^{-1}$ zwischen 82 und 90 km Höhe. In den Temperaturmessungen mit Fallenden Kugeln beobachten wir keine konvektiven Instabilitäten (entsprechend superadiabatischen Temperaturgradienten oder $\omega_B^2 < 0$). Mit anderen Messtechniken, die eine besserer Höhenauflösung als Fallende Kugeln besitzen, sind schon superadiabatische Temperaturgradienten in der Mesopausenregion beobachtet worden (z.B. mit dem CONE-Sensor, siehe *Lübken et al.*, 2002, und *Rapp*, 2000, oder bei Messungen mit einem Na-Lidar in mittleren Breiten, siehe *Williams et al.*, 2002). Leider weisen die Messungen mit dem CONE-Sensor während der Flüge SOMI05 und SOMI11 Störungen aufgrund

großer Anströmwinkel auf (siehe Anhang D.3). Daher können die CONE-Daten nicht zur Temperaturauswertung herangezogen und für die Stabilitätsanalyse verwendet werden. Im Gegensatz zum statischen Stabilitätsparameter ω_B weisen die Windscherungen der Folienwolkenmessungen große Änderungen im Höhenverlauf und innerhalb der Startsequenzen zwischen den beiden Starts auf. Es werden beispielsweise Höhenbereiche mit nahezu verschwindender Windscherung und Höhenbereiche mit Windscherungen von ~40 bis ~80 ms⁻¹/km beobachtet (hier nicht gezeigt). Dies liegt an der im Vergleich zu Fallenden Kugeln deutlich besseren Höhenauflösung der Windmessung: Folienwolken lösen Skalen von ~1 km in der Mesopausenregion auf (zur Höhenauflösung der Messung mit Folienwolken siehe Kapitel 2.1.3).

Abb. 3.24 zeigt die Profile der Richardson Zahl für alle Messungen mit Folienwolken. (Die Fehler von *Ri*, die sich aus den Fehlern der Windmessungen und Temperaturmessungen ergeben, liegen bei 30-50%. Alle im Folgenden identifizierten instabilen Höhenbereiche und die Unterschiede zwischen den Profilen sind damit signifikant.) In der ersten Startsequenz treten instabile Strömungsverhältnisse (*Ri* <0,25) in ~83 km und ~88-90 km Höhe auf. In diesen beiden Höhenbereichen tritt auch Turbulenz auf, wie die Messungen während des Flugs SOMI05 zeigen (siehe Abb. 3.21). Darüber hinaus sind die Richardson Zahlen im Bereich zwischen 86,5 bis 87 km Höhe sehr viel größer als 1. Und gerade in diesem Höhenbereich tritt keine Turbulenz auf. Im restlichen Höhenbereich, in dem Turbulenz auftritt (~83-86 km Höhe), sind die Richardson Zahlen kleiner als 1. Diese Ereignisse können daher mit der erwähnten "Hysterese der Richardson Zahl" erklärt werden.



Abbildung 3.24: Richardson Zahlen aus den Windmessungen mit den Folienwolken der beiden Startsequenzen der MIDAS/SOLSTICE-Kampagne. Jeweils die erste Messsung in der Startsequenz ist durchgezogen gezeichnet und jeweils die zweite Messsung ist gestrichelt gezeichnet. Der kritische Wert von Ri=0,25 und der "Hysterese"-Wert von Ri=1 sind mit gestrichelten Linien markiert. Abbildung nach Müllemann et al. [2003].

Während der ersten Startsequenz blieb die Windstruktur mit einem Maximum in der Windgeschwindigkeit zwischen 86 und 88 km Höhe und mit größeren Windscherungen oberhalb und unterhalb des Maximums erhalten. Wie die Ergebnisse der Messung während des Flugs SOCH08 jedoch zeigen (siehe Abb. 3.24), werden die Richardson Zahlen mit der Zeit größer: Die Richardson Zahlen zeigen keine instabilen Strömungsverhältnisse mehr an (Ri > 0,25). Der Änderung von Ri entspricht einer Abnahme der Windscherung mit der Zeit. Daher liegt die Annahme nahe, dass durch die Produktion von Turbulenz der Scherströmung Energie entzogen worden ist.

Zusammengefasst ergeben sich deutliche Hinweise, dass dynamische Instabilitäten die turbulen-

ten Ereignissen, die während des Flugs SOMI05 gemessen wurden, erzeugt haben. Die Instabilitäten hängen mit einer sich langsam abwärts bewegenden Windstruktur zusammen. Diese Windstruktur ist möglicherweise durch eine langperiodische Schwerewelle verursacht worden (siehe Abb. 3.23 und die zugehörige Diskussion in Kapitel 3.3.2). Diese Annahme ist in guter Übereinstimmung mit theoretischen Ergebnissen, dass langperiodische Schwerewellen (mit Perioden nahe der Trägheitsperiode) dazu neigen, dynamische Instabilitäten zu erzeugen (siehe z.B. *Fritts und Rastogi*, 1985). Die großskalige Struktur solcher Wellen könnte auch erklären, warum wir die gute Korrelation zwischen den instabilen Windströmungen und dem Auftreten von Turbulenz trotz des horizontalen Abstands von \sim 20 km der beiden verschiedenen Messungen finden konnten.

Während der zweiten Startsequenz zeigt die erste Folienwolkenmessung in ~91 km Höhe eine dynamische Instabilität. Diese Instabilität liegt in der Nähe der oberen turbulenten Schicht, die während des Flugs SOMI11 gemessen wurde (siehe Abb. 3.21). Aufgrund der Messungen können wir nicht eindeutig entscheiden, ob die Instabilität direkt mit der turbulenten Schicht zusammenhängt. Es sei daran erinnert, dass das Windfeld während der zweiten Startsequenz deutlich stärker variabel war als bei der ersten Startsequenz (siehe Kapitel 3.3.2). In der Höhe von 89-91 km, in der die obere turbulente Schicht und die Instabilität lagen, änderten sich die Windgeschwindigkeiten zwischen den Messungen der Folienwolken um mehr als 30 m/s. Nimmt man eine ähnliche Änderung des Windfelds zwischen der Turbulenzmessung und der ersten Folienwolkenmessung an, wird ein Vergleich zwischen Richardson Zahlen und turbulenter Aktivität schwierig. Zusätzlich sind die Turbulenz- und Windmessungen in einer horizontalen Entfernung von ~ 20 km voneinander durchgeführt worden, und wir können anhand unserer Messungen eventuell existierende horizontale Inhomogenitäten nicht berücksichtigen. Andererseits wird die Instabilität mit der Zeit geringer, wie die Messung während des Fluges SOCH14 zeigt (siehe Abb. 3.24). Dies entspricht einer reduzierten Windscherung. Wie bei der ersten Startsequenz liegt daher die Annahme nahe, dass die Turbulenz durch eine dynamische Instabilität erzeugt wurde. Möglicherweise haben wir während der zweiten Startsequenz ein kurzzeitiges turbulentes Ereignis oder das Abklingen von aktiver Turbulenz beobachtet. Kurzzeitige turbulente Ereignisse könnten durch brechende hochfrequente Schwerewellen (mit Perioden < 1 Stunde) erzeugt werden. Wenn solche Wellen das Windfeld dominiert haben, können wir sie mit unseren Messungen nicht auflösen, da die Windmessungen mit Folienwolken in einem zeitlichen Abstand von knapp einer Stunde durchgeführt worden sind.

Im Hinblick auf die untere turbulente Schicht, die während des Flugs SOMI11 gemessen wurde, ist anzumerken, dass die Folienwolkenmessungen nur eine geringe Höhenabdeckung haben. Daher können keine Richardson Zahlen für die untere turbulente Schicht bestimmt werden.

3.3.4 Diskussion der Ergebnisse

Bei den Messungen während der MIDAS/SOLSTICE-Kampagne im Juni 2001 wurde insgesamt ein typischer Sommerzustand der oberen Mesosphäre in den Temperaturen, Winden und in der Turbulenz gemessen. Wie bei den früheren Messungen traten die größten turbulenten Energiedissipationsraten von bis zu 1000 mW/kg (entsprechend turbulenten Heizraten von bis zu ~100 K/d) gerade im Mesopausenbereich auf, wo die niedrigsten Temperaturen vorliegen (bis zu ~130 K). Turbulenz trat dabei mit einer großen Variabilität auf. Während bei der ersten Messung am 17.6.2001 Turbulenz einen verglichen mit früheren Messungen ungewöhnlich großen Höhenbereich abdeckte, traten bei der zweiten Messung am 24.6.2001 nur zwei einzelne turbulente Schichten auf. Für die erste Turbulenzmessung wurden dynamische Instabilitäten als Ursachen der turbulenten Aktivität identifiziert. Die Instabilitäten traten in Zusammenhang mit einer sich langsam abwärtsbewegenden Windstruktur auf. Daher wurden sie vermutlich durch eine langperiodische Schwerewelle verursacht. Bei den zweiten Messungen am 24.6.2001 wurde eine dynamische Instabilität in der Nähe der oberen turbulenten Schicht gefunden. Während dieser Messungen war allerdings das Windfeld sehr variabel.

Daher ist es hier schwieriger die Instabilität und das turbulente Ereignis in Verbindung zu setzen. Unsere Messungen können durch kurzzeitige turbulente Ereignisse oder durch das Abklingen von aktiver Turbulenz erklärt werden. Obwohl wir im Windfeld unterhalb von 80 km Höhe (Messungen der Fallenden Kugeln) und im Windfeld der Mesopausenregion (Messungen der Folienwolken) bei beiden Startsequenzen Hinweise auf Schwerewellenaktivität gefunden haben, ist es nicht gelungen, dominante Schwerewellen zu identifizieren und die Erzeugung von Turbulenz in der oberen Mesosphäre mit Schwerewellen eindeutig in Beziehung zu setzen.

Im Allgemeinen erwartet man, dass in der oberen Mesosphäre konvektive Instabilitäten die dominante Quelle für Turbulenz sind (siehe z.B. *Fritts und Werne*, 2000, und *Fritts et al.*, 2003). Danach haben wir mit unseren Bestimmungen von dynamischen Instabilitäten gerade den unwahrscheinlicheren Fall erfasst. (Wir können aber nicht ausschließen, dass auch konvektive Instabilitäten aufgetreten sind, da wir bei unseren Messungen konvektive Instabilitäten nicht bestimmen konnten.) Wie vergleichen sich unsere Ergebnisse mit den Ergebnissen von anderen Messungen?

- Die einzigen Messungen mit vergleichbarer Messtechnik zur Bestimmung der Instabilitäten im Sommer in polaren Breiten sind von Lehmacher [1993] während der NLC-91 Kampagne durchgeführt worden. Lehmacher [1993] stellte fest, dass in den Höhenbereichen, in denen dynamische Instabilitäten auftreten, auch turbulente Aktivität gefunden wurde. Da jeweils nur eine Folienwolkenmessung zu den Turbulenzmessungen durchgeführt wurde, konnte allerdings die zeitliche Entwicklung der Instabilität nicht verfolgt werden. Auffällig ist allerdings, dass beim Flug NBT05 vom 1.8.1991 eine sehr ausgedehnte turbulente Schicht aufgetreten ist, die mit ihrer Ausdehnung von 6 km vergleichbar ist mit der unteren turbulenten Schicht, die beim Flug SOMI05 gemessen wurde. Sowohl bei NBT05 als auch bei SOMI05 liegt damit eine stark ausgeprägte dynamische Instabilität im Zentrum der turbulenten Schicht! Also werden in beiden Messungen sehr ausgedehnte turbulente Schichten Instabilitäten verursacht.
- Fritts et al. [1988] leiten aus der Kombination von raketengetragenen und bodengebundenen Messungen in der polaren Sommermesopausenregion in einer Fallstudie eine dominante langperiodische Schwerewelle (Periode von ~7 h) ab. Diese Welle hat an der Mesopause eine Amplitude, die nahe am Grenzwert für eine dynamische Instabilität liegt. D.h., auch in diesem Fall folgt aus den Messungen eine dynamische Instabilität in der polaren Sommermesopausenregion^q.

In den Messungen während der MIDAS/SOLSTICE-Kampagne und in allen oben aufgeführten Messungen wurden in der polaren Sommermesopausenregion dynamische Instabilitäten vorgefunden. Aus Temperaturmessungen [*Rapp*, 2000; *Lübken et al.*, 2002] ist bekannt, dass auch konvektive Instabilitäten in der Sommermesopausenregion auftreten. Auch aus der Modellierung von bestimmten Strukturen in nachtleuchtenden Wolken ergeben sich Hinweise auf konvektive Instabilitäten [*Fritts et al.*, 1993]. Nach theoretischen Überlegungen sollten in der Mesopausenregion konvektive Instabilitäten überwiegen [*Fritts und Werne*, 2000]. Für die polare Sommermesopausenregion haben die bisherigen Messungen noch nicht genügend Ergebnisse erbracht, um diese Voraussage zu überprüfen.

^qBei den Messungen von *Fritts et al.* [1988] und unseren Messungen ergibt sich noch eine weitere große Ähnlichkeit. In beiden Fällen existiert eine langsame Abwärtsbewegung in der Windstruktur. Gleichzeitig zeigen die Messungen von MST-Radars (Poker Flat Radar bei *Fritts et al.* [1988] und ALWIN-Radar bei der Andøya Rocket Range [*Latteck, persönliche Mitteilung*], hier nicht gezeigt), dass sich eine sehr ausgeprägte PMSE-Struktur in beiden Fällen mit dieser Windstruktur abwärts bewegt. *Fritts et al.* [1988] gehen noch davon aus, dass die durch die Instabilität verursachte Turbulenz einen direkten Zusammenhang zur PMSE hat. Der Zusammenhang zwischen Turbulenz und den Strukturen im Plasma der D-Schicht, die die PMSE-Signale verursachen, verläuft jedoch über die Wechselwirkung mit geladenen Eisteilchen in der Mesopausenregion [*Rapp und Lübken*, 2003]. PMSE können daher auch in Bereichen ohne aktive Turbulenz auftreten [*Lübken et al.*, 2002]. Es ist daher wahrscheinlicher, dass sich in diesen beiden Fällen die PMSE passiv mit der Strömung abwärts bewegt.

In mittleren Breiten (35°N) haben dagegen Temperatur- und Windmessungen mit Lidar gezeigt, dass in der Mesopausenregion konvektive und dynamische Instabilitäten mit vergleichbarer Häufigkeit auftreten (7% für konvektive und 5% für dynamische Instabilitäten im Sommer, *Zhao et al.*, 2003).

3.4 Turbulenzmessung während des Frühjahrsübergangs

In der thermischen Struktur und in den zonalen Winden der polaren Mesosphäre sind die Ubergangszeiten vom Winter- zum Sommerzustand und vom Sommer- zum Winterzustand durch den Wechsel zwischen hohen Temperaturen in der Mesopausenregion im Winter und niedrigen Temperaturen im Sommer und vom Wechsel zwischen ostwärts gerichteten zonalen Winden im Winter und westwärts gerichteten Winden im Sommer gekennzeichnet. In Kapitel 3.1 und Kapitel 3.2 sind unsere Ergebnisse der Untersuchungen der thermischen Struktur und der zonalen Winde im Verlauf der Jahreszeit von Ende April bis Anfang Oktober gezeigt worden. In den dort bestimmten Klimatologien gehören in etwa die Zeiten bis zur letzten Maiwoche (Monat 5,75) und ab Mitte August zu den Übergangszeiten (wobei ab Anfang Oktober schon der Winterzustand erreicht worden ist).

Lübken [1997] hat gezeigt, dass auch Turbulenz in der polaren Mesosphäre durch einen typischen Winter- und Sommerzustand geprägt ist. Im Winter tritt Turbulenz im Bereich von 60 bis 100 km Höhe mit relativ geringen turbulenten Energiedissipationsraten von 10-25 mW/kg auf. (Dies entspricht turbulenten Heizraten von 1-2 K/d.) Dagegen ist Turbulenz im Sommer auf den Bereich zwischen ~80-95 km begrenzt und zeigt deutlich höherer Dissipationsraten von mehr als 2000 mW/kg in einzelnen turbulenten Ereignissen [*Lübken et al.*, 2002]. Im Mittel treten im Sommer Energiedissipationsraten von bis zu ~100 mW/kg auf. (Dies entspricht einer turbulenten Heizrate von ~10 K/d.) Dabei wird allgemein angenommen, dass das Brechen von Schwerewellen die Turbulenz erzeugt und dass die damit verbundene Impulsdeposition eine meridionale Zirkulation vom Sommer- zum Winterpol antreibt. Mit dieser Zirkulation sind über dem Sommerpol aufsteigende und über dem Winterpol absteigende Luftmassen verbunden, die durch adiabatische Heizung bzw. Kühlung den thermischen Zustand in der Sommer- und Winterpolarregion erzeugen.

Während der Übergangszeiten stellt sich die globale Zirkulation um. Mit der Veränderung des zonalen Windfelds in den Übergangszeiten ändern sich auch die Ausbreitungsbedingungen für Schwerewellen. Damit ändert sich aber auch das Spektrum von Schwerewellen, die sich bis in die obere Mesosphäre ausbreiten, und es ändert sich auch die Impulsdeposition durch Schwerewellen und die Erzeugung von Turbulenz. Damit ist die großskalige Dynamik, die zonalen Winde und die meridionale globale Zirkulation vom Sommer- zum Winterpol, mit der Dynamik auf der kleinsten Skala, der Turbulenz, eng vernüpft. Messungen der Winde, Temperaturen und von Turbulenz im Sommer und Winter stellen daher Messungen der saisonalen Unterschiede auf der größten und kleinsten Skala dieser Beziehung dar. Wie schon in Kapitel 3.3 anhand von Messungen im Sommer gezeigt wurde, sind die Details der Beziehung zwischen Schwerewellenausbreitung und Turbulenz noch nicht vollständig bekannt. Darüber hinaus sind die Wechselwirkungen zwischen der großskaligen Zirkulation und der turbulenten Aktivität während der saisonalen Übergangszeiten und die Zeitskala dieser Wechselwirkungen noch nicht bekannt.

Es war das Ziel der MIDAS/SPRING-Kampagne, die im Mai 2000 von der Andøya Rocket Range aus durchgeführt wurde, zum ersten Mal überhaupt den Frühjahrsübergang der Turbulenz in der polaren Mesosphäre zu bestimmen. Zur Turbulenzmessung wurde der CONE-Sensor bei zwei Starts von MIDAS-Höhenforschungsraketen im Abstand von 9 Tagen eingesetzt (siehe Kapitel 2.2 für die Beschreibung der Turbulenzmessung mit dem CONE-Sensor). Zwei Messungen mit Fallenden Kugeln, die je kurz vor den MIDAS-Raketen gestartet wurden, wurden zur Bestimmung der saisonale Veränderung der thermischen Struktur und der zonalen Winde eingesetzt (siehe Kapitel 2.1 für die Beschreibung der Messtechnik von Fallenden Kugeln). Während der gesamten Kampagne arbeitet das ALOMAR-MF-Radar, um die saisonale Veränderung des Windfelds in der Mesopausenregion zu

Experiment	Raketenflug/Operation		
Fallende Kugel	MSFS02	MSFS04	
	6. Mai, 16:41 UT	15. Mai, 00:32 UT	
CONE	MSMI03	MSMI05	
	6. Mai, 17:08 UT	15. Mai, 00:46 UT	
MF-Radar	durchgehende Messungen		

 Tabelle 3.2: Die Experimente, die während der MIDAS/SPRING-Kampagne im Mai 2000 eingesetzt wurden.

messen (siehe *Singer et al.*, 1997, für eine Beschreibung des ALOMAR-MF-Radars). Tabelle 3.2 stellt alle eingesetzten Experimente zusammen. Im Folgenden werden zuerst die Messungen der Veränderung der Hintergrundatmosphäre beschrieben, bevor die Ergebnisse der Turbulenzmessungen vorgestellt werden. Abschließend werden die Ergebnisse mit anderen Messungen verglichen und anhand von Ergebnissen theoretischer Untersuchungen interpretiert.

3.4.1 Saisonaler Wechsel der Hintergrundatmosphäre

Temperaturmessungen

Die Ergebnisse aller Temperaturmessungen, die während der MIDAS/SPRING-Kampagne durchgeführt worden sind, sind in Abb. 3.25 dargestellt. Neben den Messungen mit den Fallenden Kugeln ergab auch die Messung des CONE-Sensors während des Flugs MSMI03 Temperaturen. Daher konnten wir die Starttemperatur bei der Bestimmung der Temperaturen mit MSFS02 aus der CONE-Messung nehmen (zur Diskussion des Startwerts bei der Messung mit Fallenden Kugeln siehe Anhang B.3.1). Damit existiert beim Temperaturprofil von MSFS02 keine Unsicherheit am oberen Profilende durch einen unbekannten Startwert! Beide Temperaturmessungen stimmen im Ergebnis sehr gut überein. Während die CONE-Messung die Feinstruktur der Temperaturen auflöst, gibt die Messung der Fallenden Kugel ein mittleres Profil über der Höhe an (siehe Kapitel 2.1.2 zur Höhenauflösung von Fallenden Kugeln). Aus den Differenzen zwischen den Ergebnissen der Messungen während MSFS02 und MSMI03 schätzen wir die natürliche Variabilität zu ± 5 K unterhalb von 85 km Höhe ab. Während des Fluges MSMI05 waren aufgrund einer schlechten Lage der Nutzlast die Anströmwinkel des CONE-Sensors zu groß, um Temperaturen ableiten zu können (zur Temperaturmessung mit dem CONE-Sensor siehe auch Anhang D.3). Daher mussten wir bei der Auswertung der Temperaturen der Fallenden Kugel von Flug MSFS04 die Starttemperatur der Klimatologie von Lübken [1999] entnehmen. Um in diesem Fall den Einfluss der Unsicherheit der Starttemperatur auf das Ergebnis zu demonstrieren, wurden Profile berechnet, deren Startwerte um ±40 K gegenüber der Referenz von Lübken [1999] verändert wurden. Deutlich erkennt man, dass in 82 km Höhe ca. 10 km unterhalb der Starthöhe die Unsicherheit im Temperaturprofil auf ± 5 K abgeklungen ist. Wenn man die natürliche Variabilität der Messungen am 6. Mai und die Fehler aufgrund der Unsicherheit im Temperaturstartwert für die Messung vom 15. Mai berücksichtigt, zeigt der Vergleich der Messungen, dass sich die Temperaturen oberhalb von 70 km Höhe innerhalb von 9 Tagen (= Zeit zwischen den Raketenstarts) deutlich verringert haben. In 82 km Höhe beträgt der Temperaturunterschied ~20 K. Die Messung während des Flugs MSFS04 ergibt eine Temperatur von ~159 K in 82 km Höhe. Dieser Wert liegt schon sehr nahe an dem Wert von 150 K, wie er für den Sommerzustand erwartet wird (siehe Kapitel 3.1.) Um diese Abkühlung der Mesosphäre mit der Klimatologie aus Kapitel 3.1 zu vergleichen, sind in Abb. 3.26 die Temperaturmessungen der Fallenden Kugeln MSFS02 und MSFS04 zusammen mit den klimatologischen Profilen für die entsprechende Jahreszeit (Monat 5.25 für den 6. Mai und Monat 5.5 für den 15. Mai, siehe Kapitel 3.1) dargestellt. In 82 km Höhe sind jeweils die oben



Abbildung 3.25: Ergebnisse der Temperaturmessungen mit den Fallende Kugeln MSFS02 und MSFS04 (dicke Linien) und mit dem CONE-Sensor während des Flugs MSMI03 (dünne gestrichelte Linie). Der Einfluss der Starttemperatur auf die Ergebnisse der Messungen mit MSFS04 ist mit dünnen durchgezogenen Linien gezeigt. Die Temperaturänderung zwischen MSFS02 und MSFS04 in 82 km Höhe ist durch einen Pfeil gekennzeichnet. Abbildung nach Müllemann et al. [2002].

beschriebenen Unsicherheiten durch die Variabilität und durch die Unsicherheit im Temperaturstartwert angegeben. Die Messung vom 15. Mai stimmt mit dem klimatologischen Profil im Rahmen der Unsicherheit gut überein. Die Messung vom 6. Mai zeigt jedoch deutlich höhere Temperaturen als im klimatologischen Mittel. Aus diesem Vergleich geht daher hervor, dass der Übergang vom Winter zum Sommer im Jahr 2000 etwas später als im klimatologischen Mittel einsetzte und sich dann schneller zum Sommer hin entwickelte. (Wegen des ungewöhnlichen saisonalen Temperaturverlaufs wurden diese beiden Messungen der MIDAS/SPRING-Kampagne auch nicht bei der Bestimmung der Klimatologie in Kapitel 3.1 verwendet).

Windmessungen

In Abb. 3.27 sind die Messungen des zonalen Windes der Fallenden Kugeln gezeigt^r. Zum Vergleich sind die klimatologischen mittleren zonalen Winde für die Monate 5.25 und 5.5. mit ihren Variabilitäten eingezeichnet (siehe dazu Kapitel 3.2). Die Messungen während des Flugs MSFS02 zeigen überwiegend schwache ostwärts gerichtete Winde und die Messungen von MSFS04 in der Mesosphäre starke westwärts gerichtete Winde. Man erkennt also in den Messungen trotz der großen Variabilitäten in den beiden Windprofilen deutlich eine saisonale Veränderung zu westwärts gerichteten Winden innerhalb von nur 9 Tagen. (Diese Änderungen sind signifikant größer als die Variabilitäten und Fehler in den Windmessungen.) Auffällig ist hier, dass beide Windprofile über die Bereiche der Variabilitäten der klimatologischen Winde hinausreichen. Die Messung vom 6. Mai zeigt deutlich schwächere westwärts gerichtete Winde als die Klimatologie bzw. sogar überwiegend ostwärts gerichtete Winde^s. Die Messung vom 15. Mai zeigt dagegen zwischen 55 und 65 km Höhe leicht

^rHier wurde auf eine Darstellung der Messung der Meridionalwinde verzichtet, da diese Messungen keine weiteren geophysikalischen Schlussfolgerungen ermöglichen.

^sDie Messung mit MSFS02 ist die einzige Messung mit einer Fallenden Kugel, die in den Nachmittagsstunden durchgeführt wurde. Nach dem Vergleich mit den Modellergebnissen in Kapitel 3.2.2 wäre ein Einfluss der ganztägigen Gezeit auf diese Messung zu erwarten: Die Nachmittagswinde sollten positiver sein als die Tag- und Nachtwinde (siehe Abb. 3.12). A-



Abbildung 3.26: Temperaturmessungen mit den Fallenden Kugeln MSFS02 (rot) und MSFS04 (blau) im Vergleich mit den mittlerem Temperaturprofilen in der ersten Maihälfte nach der Klimatologie aus Kapitel 3.1. In 82 km Höhe sind für die Messergebnisse Unsicherheiten von 5 K angegeben, die durch die Variabilität und durch die Unsicherheit im Temperaturstartwert entstehen (siehe Text für Details).

stärker westwärts gerichtete Winde als im Rahmen der Klimatologie vorgegeben. Auch in den zonalen Winden unterhalb von 80 km Höhe zeigt sich daher, dass sich der Übergang im Jahr 2000 schneller entwickelte als im klimatologischen Mittel. (Wegen des ungewöhnlichen saisonalen Verlaufs der Zonalwinde wurden diese beiden Messungen der MIDAS/SPRING-Kampagne auch nicht bei der Bestimmung der Klimatologie in Kapitel 3.2 verwendet.)



Abbildung 3.27: Messungen des Zonalwindes mit den Fallenden Kugeln MSFS02 (rot) und MSFS04 (blau) im Vergleich mit den mittleren zonalen Winden in der ersten Maihälfte nach der Klimatologie aus Kapitel 3.2. Die mittleren quadratischen Variabilitäten der mittleren Winde sind durch schraffierte Bereiche gekennzeichent.

Bei den Messungen des ALOMAR-MF-Radars wurden die Gezeiten- und Schwerewellenmodulationen des Windfelds entfernt, um die Entwicklung des mittleren Hintergrundwindfelds zu bestimmen [*Singer et al.*, 1992]. Die Ergebnisse für den mittleren Zonalwind für die Zeit von April bis Juli 2000

ber selbst wenn man die Gezeitenmodulation des Modells berücksichtigt (d.h. wenn man Werte von ca. 5 m/s in 50 km Höhe bis zu maximal 10 m/s in 70 km Höhe vom gemessenen Wind abzieht, um die Maxima der Gezeitenvariation in den späten Nachmittagsstunden zu eliminieren), bleiben die Winde von MSFS02 zu einem Teil ostwärts gerichtet.



Abbildung 3.28: Mittlere Zonalwinde durch Messungen des ALOMAR-MF-Radars im Bereich von 70 bis 98 km Höhe im April, Mai und Juni 2000. Die Konturfarben für den Zonalwind ändern sich von blau = ostwärts gerichtete Winde (positive Werte) zu rot = westwärts gerichtete Winde (negative Werte). Der Wert von 0 m/s ist durch eine dicke Linie hervorgehoben. Die Startzeitpunkte der MIDAS-Höhenforschungsraketen sind mit weißen vertikalen Linien gekennzeichnet. Abbildung nach Müllemann et al. [2002].

sind in Abb. 3.28 dargestellt. Im unteren rechten Teil der Abbildung ist der mesosphärische Sommerstrahlstrom mit westwärts gerichteten Winden unterhalb von ~90 km Höhe zu erkennen. Der Übergang vom Winter zum Sommer tritt beim Wechsel von ostwärts gerichteten zu westwärts gerichteten Winden auf. Der Nulldurchgang tritt Anfang Mai bei ~80 km Höhe und Mitte Mai bei ~90 km Höhe auf. Damit liegt der Frühjahrsübergang in diesem Höhenbereich in der ersten Maihälfte. Wie Abb. 3.28 zeigt, fand die erste Turbulenzmessung am 6. Mai vor und die zweite Turbulenzmessung am 15. Mai nach dem Frühjahrsübergang in der Mesopausenregion statt.

Bei den Windmessungen des MF-Radars ist anzumerken, dass der Frühjahrsübergang in der Mesopausenregion im Jahr 2000 fast einen Monat später als im klimatologischen Mittel auftrat [*Manson et al.*, 2002]. Damit tritt auch wie in den Temperatur- und Windmessungen mit den Fallenden Kugeln in den Windemessungen des MF-Radars der Übergang später auf als erwartet.

Zusammengefasst zeigen die Temperatur- und Windmessungen, dass sich zwischen den beiden Turbulenzmessungen am 6. Mai und am 15. Mai 2000 die Hintergrundatmosphäre deutlich vom Winter zum Sommerzustand hin entwickelt hat. Der Frühjahrsübergang tritt dabei etwas später und schneller auf als von den klimatologischen Mitteln her erwartet.

3.4.2 Turbulenzmessungen

Die Ergebnisse der Turbulenzmessungen während der Flüge MSMI03 und MSMI05 sind in Abb. 3.29 dargestellt. (Die einzelnen Messergebnisse und weitere Details zu den Messungen sind in Anhang D.1 zusammengefasst.) Bei beiden Messungen trat Turbulenz je nur in zwei einzelnen Schichten auf. Zum Vergleich sind zusätzlich mittlere Profile eingezeichnet, die aus früheren Messungen im Winter und Sommer hervorgegangen sind [*Lübken*, 1997; *Lübken et al.*, 2002]. Offensichtlich stimmt die Messung während des Flugs MSMI03 gut mit den mittleren Winterwerten und die Messung während des Flugs MSMI05 gut mit den mittleren Sommerwerten überein. Um die Übereinstimmungen zwischen Winter- und Sommerwerten und den Messergebnissen von MSMI03 und MSMI05 zu bekräftigen, betrachten wir zwei einzelne Datenpunkte der Messungen im Vergleich zu früheren Messungen etwas

näher:

- Während des Flugs MSMI03 trat in 76±0,7 km Höhe schwache Turbulenz auf (Energiedissipationsrate von ~1 mW/kg). Dies ist typisch für Winterbedingungen [Lübken, 1997]. Andererseits wurde während des Sommers noch nie Turbulenz unterhalb von 80 km Höhe beobachtet [Lübken et al., 2002]. Daher ist die Messung eine typische Wintermessung und keine Sommermessung.
- Während des Flugs MSMI05 wurde in 86,2±0,3 km Höhe eine turbulente Energiedissipationsrate von ~150 mW/kg gemessen. Werte in dieser Größe und sogar noch größere Werte sind typisch für Sommerbedingungen in dieser Höhe [*Lübken et al.*, 2002]. Dagegen wurde noch nie eine solch große Energiedissipationsrate unter Winterbedingungen gemessen. (*Lübken*, 1997. Auch nicht unter Berücksichtigung des Fehlers in ε.) Daher repräsentiert die Messung während des Flugs MSMI05 typische Sommerbedingungen und nicht typische Winterbedingungen.

Insgesamt ergibt sich, dass die Ergebnisse trotz der geringen Zahl von nur zwei Messungen konsistent mit einem schnellen Übergang der turbulenten Struktur in der oberen Mesosphäre von Winter- zu Sommerbedingungen innerhalb von wenigen Tagen sind.



Abbildung 3.29: Ergebnisse der Turbulenzmessungen mit dem CONE-Sensor während der Flüge MSMI03 (a) und MSMI05 (b). Turbulente Energiedissipationsraten ε sind als Funktion der Höhe dargestellt. ε -Werte nahe an der Ordinate sind gewählt worden, um anzuzeigen, dass in diesen Höhenbereichen keine Turbulenz aufgetreten ist. Die vertikalen Balken an den von Null verschiedenen Werten kennzeichnen die Höhenbereiche der jeweiligen turbulenten Schichten. Horizontale Balken geben den Fehler von ε an. Die oberen Achsen konvertieren turbulente Dissipationsraten in turbulente Heizraten. Zusätzlich ist das mittlere Winterprofil (Lübken, 1997, in a) und das mittlere Sommerprofil (Lübken et al., 2002, in b) von früheren in situ Turbulenzmessungen eingezeichnet. Abbildung nach Müllemann et al. [2002].
3.4.3 Diskussion: Jahreszeitliche Variation von Turbulenz

Zusammengefasst zeigen die Ergebnisse von vier unabhängigen Messungen im Mai 2000 während der MIDAS/SPRING-Kampagne den schnellen Übergang der polaren Mesosphäre von Winter- zu Sommerbedingungen: Innerhalb von nur 9 Tagen kühlte die Mesopausenregion um 20 K ab, änderten sich die zonalen Winde in der Mesopausenregion von ostwärts zu westwärts gerichteten Winden (MF-Radar-Messungen), nahm die zonale Windgeschwindigkeit westwärts gerichtet in der oberen Stratosphäre und Mesosphäre signifikant zu (Fallende Kugel-Messungen) und änderten sich die turbulenten Energiedissipationsraten von typischen Winterwerten zu typischen Sommerwerten. Dies ist die erste gleichzeitige Messung des Frühjahrsübergangs in den Parametern Temperatur, Wind und Turbulenz, die sowohl die großskalige als auch die kleinskalige Dynamik repräsentieren.

Der Frühjahrsübergang vollzog sich im Jahr 2000 in den Winden und in der thermischen Struktur etwas später und schneller als in den jeweiligen klimatologischen Mitteln. Daher kann es sein, dass auch der Übergang in der turbulenten Struktur im Frühjahr 2000 schneller stattfand, als man es im klimatologischen Mittel erwarten würde. Vermutlich haben wir gerade deshalb den Übergang in den turbulenten Energiedissipationsraten bei nur zwei Messungen im Abstand von 9 Tagen finden.

Der Unterschied zwischen Sommer- und Winterzustand der polaren Mesosphäre tritt in den zonalen Winden, in der thermischen Struktur und in der Turbulenz auf. Das Brechen von Schwerewellen stellt dabei die Verbindung zwischen der großskaligen (zonale Winde, thermische Struktur) und kleinskaligen Dynamik (Turbulenz) dar [*Lindzen*, 1981]. Während der Übergangszeiten zwischen Winter und Sommer ändern sich sowohl zonale Winde und thermische Struktur als auch die turbulente Struktur. Da sich mit den Windänderungen in der Stratosphäre und Mesosphäre gleichzeitig die Ausbreitungsbedingungen für Schwerewellen ändern, ändert sich während der Übergangszeiten auch der dynamische Antrieb für den Winter- bzw. Sommerzustand. Aus unseren Messungen schließen wir, dass die Zeitskala für die sich gegenseitig beeinflussenden Prozesse auf den verschiedenen Skalen, die die saisonale Veränderung steuern, sehr klein ist, d.h. nicht größer ist als ~10 Tage.

Im Folgenden wird untersucht, inwieweit sich unsere experimentellen Ergebnisse mit anderen Messungen und mit den Ergebnissen von Modellberechnungen vergleichen lassen.

Vergleiche mit anderen Messungen

Turbulenz in der oberen Mesosphäre wird auch mit den Messungen von Atmosphärenradars bestimmt. *Lübken* [1997] hat einige Vergleiche zwischen den raketengetragenen in situ Messungen und Radarmessungen vorgenommen. Dabei ergaben sich zum Teil größere Diskrepanzen zwischen den in situ Messungen und Radarmessungen.

Auch die neueren Ergebnisse von Radarmessungen in polaren Breiten weichen signifikant in den Werten von ε im Sommer und im Winter von den Ergebnissen der raketengetragenen in situ Messungen ab. (Siehe die Messungen mit dem MF-Radar in Tromsø bei 69°N von *Hall et al.*, 1998, und die Ergebnisse der Messungen des EISCAT-Radars in Tromsø von *Hall und Hoppe*, 1998. Dabei sind die Unterschiede zwischen Sommer- und Winterzustand in den Messungen des Tromsø-MF-Radars deutlich kleiner als in den in situ Messungen. Bei den EISCAT-Messungen tritt im Sommer im Gegensatz zu den in situ Messungen auch unterhalb von 80 km Höhe Turbulenz auf.) Bei der Bestimmung von ε aus Radarmessungen existieren allerdings große Unsicherheiten bzw. es werden weit reichende Annahmen gemacht. (Nach den Untersuchungen von *Holdsworth et al.* [2002] sind z.B. die Turbulenzmessungen mit einem weiten Sende- und Empfangsstrahl wie beim MF-Radar in Tromsø mit einem großen Fehler behaftet. *Hall und Hoppe*, 1998, bestimmen mit dem EISCAT-Radar nur indirekt aus der Messung von Schwerewellenaktivitäten turbulente Energiedissipationsraten.) Daher wird hier kein detaillierter Vergleich zwischen den Ergebnissen der verschiedenen Messtechniken durchgeführt. Es sind aber weitere Untersuchungen nötig, um die Unterschiede zwischen den Mess-

techniken besser zu verstehen. Insbesondere sind neue Ergebnisse durch Messungen mit dem neuen Saura MF-Radar, das in der Nähe von der Andøya Rocket Range liegt, zu erwarten, da es speziell für die Bestimmung von turbulenten Energiedissipationsraten konzipiert worden ist [*Singer et al.*, 2003].

Die indirekten Hinweise auf die vermutete Erzeugung von Turbulenz durch das Brechen von Schwerewellen, die die Radarmessungen mit der Bestimmung von Schwerewellenaktivitäten zeigen, werden in Kapitel 3.5 in der Diskussion noch einmal aufgegriffen.

Vergleiche mit Modellergebnissen

Die meisten der veröffentlichten Modellstudien, die u.a. die thermische Struktur, das Windfeld und die Turbulenz der polaren Mesosphäre untersuchen, geben keinen Jahresgang an und geben auch nicht den Frühjahrsübergang zeitlich aufgelöst an. In den meisten Studien sind nur die Situationen zur Tagundnachtgleiche im März und zur Sommersonnenwende im Juni angegeben. Wir beschränken uns daher auf die Vergleiche mit drei Modellstudien:

- Das Modell von Akmaev [2001] gibt die thermische Struktur der arktischen Mesosphäre für die Sonnenwenden im Winter und Sommer und für die Tagundnachtgleiche im Frühjahr und Herbst an. Die Ergebnisse stimmen sehr gut mit den experimentellen Ergebnissen in Lübken und von Zahn [1991] und Lübken [1999] überein (siehe auch Abb. 3.6). Darüber hinaus gibt Akmaev [2001] die Energiedeposition durch Schwerewellen an. Bei der Tagundnachtgleiche im Frühjahr erreichen dabei seine Ergebnisse Werte bis 20 mW/kg unterhalb von 90 km Höhe. Bei der Sommersonnenwende werden Werte von bis zu 200 mW/kg zwischen 80 und 90 km Höhe erreicht. Damit stehen die Modellergebnisse in gutem Einklang mit unseren Messungen. Allerdings gibt das Modell nicht den zeitlichen Verlauf zwischen der Tagundnachtgleiche und der Sommersonnenwende wieder.
- 2. Die Modellrechung von Garcia und Solomon [1985] bestimmt (als einzige nach unserem Wissen) einen vollständigen Jahresgang von Turbulenz in der Mesosphäre. Garcia und Solomon [1985] geben dabei sowohl den saisonalen Verlauf der Eddy-Diffusionskonstante als auch des zonalen Windes bei 61°N an (siehe Abb. 8 und 10c in Garcia und Solomon, 1985; die Eddy-Diffusionskonstante K hängt direkt von der turbulenten Energiedissipationsrate ε mit K = $0,81\varepsilon/\omega_B^2$ ab, siehe auch Lübken, 1997, für die Diskussion der Abhängigkeit von K und ε). Der Anstieg der Eddy-Diffusionskonstante oberhalb von 80 km Höhe von Ende April bis Ende Mai gibt unsere Messergebnisse gut wieder. Die zonalen Winde verändern sich während dieser Zeit kontinuierlich. Die absoluten Windgeschwindigkeiten entsprechen dabei allerdings nicht unseren Messungen. Oberhalb von 80 km Höhe findet der Wechsel von ostwärts zu westwärts gerichteten Winden schon Mitte März statt. Und unterhalb von 80 km Höhe sind im Mai die Modellwinde systematisch bei größeren Werten als die gemessenen Winde (d.h., die Modellwinde sind ostwärts gerichtet, wenn die gemessenen Winde westwärts gerichtet sind oder sind schwächer bei westwärts gerichtetem Wind). Da die Modellergebnisse für 61°N angegeben sind, sind Abweichungen beim Vergleich mit Messdaten von 69°N gerade in den Beträgen der Windgeschwindigkeiten erklärbar. Interessant ist jedoch, dass sich im Modell gerade in der Übergangszeit im Mai die Brechniveaus der Schwerewellen sprungartig verändern. Das zeigt, dass die Schwerewellendynamik mit der Kopplung von großskaliger und kleinskaliger Dynamik den saisonalen Übergang auf einer Zeitskala von bis zu einem Monat antreiben kann. (Dass das Modell den saisonalen Übergang nicht innerhalb von nur ~ 10 Tagen zeigt, wie wir es im Mai 2000 gemessen haben, liegt vermutlich daran, dass dieser Übergang zumindest in den Winden und Temperaturen auch nach unseren Messungen im Vergleich zu den mittleren saisonalen Übergängen besonders schnell auftrat, siehe oben.)
- 3. Die Studie von Luo et al. [1995] ist speziell auf die thermische Struktur und die Dynamik der

arktischen Sommermesopausenregion mit den Übergangszeiten im Frühjahr und Herbst abgestimmt. *Luo et al.* [1995] geben in ihrer Abb. 7 Profile der turbulenten Energiedissipationsrate von der Früjahrstagundnachtgleiche bis zur ersten Julihälfte mit einem zeitlichen Abstand von etwa einem Monat an. Die Modellergebnisse zeigen in dieser Zeit unterhalb von 80 km Höhe keine Änderung der tubulenten Energiedissipationsrate. Darüber hinaus zeigen die Modellergebnisse der Disspationsraten auch bis 86 km Höhe keine Änderung von April bis Juni. Nur zwischen der Frühjahrstagundnachtgleiche und April ergibt das Modell einen signifikanten Anstieg der Dissipationsraten zwischen 80 und 86 km Höhe. Insgesamt stimmen die Modellergebnisse der turbulenten Energiedissipationsraten daher nicht mit unseren Messungen überein. (Auch wenn man berücksichtigt, dass der Übergang im Mai 2000 besonders schnell auftrat, siehe oben.) Im Gegensatz dazu ergibt das Modell für die thermische Struktur von April bis Mai eine Abkühlung in 80 bis 90 km Höhe (siehe deren Abb. 5), die sehr gut mit unseren Temperaturmessungen übereinstimmt.

Insgesamt finden wir daher Unterstützung für unsere Messergebnisse in den theoretischen Arbeiten. In den Details und besonders bei der zeitlichen Entwicklung gibt es jedoch Unterschiede zwischen den Messergebnissen und den Modellen und zwischen den Modellen untereinander. In allen Modellen spielt der dynamische Antrieb durch die Impulsdeposition von brechenden Schwerewellen eine wichtige Rolle. Im Folgenden soll untersucht werden, inwieweit sich der dynamische Antrieb und das Auftreten von Turbulenz, die sich aus einer Simulation der Ausbreitung und des Brechens von Schwerewellen in einem realistischen Windfeld ergeben, mit den Temperatur- und Turbulenzmessungen vergleichen lassen.

3.5 Zusammenhang zwischen thermischer Struktur, Windfeld und Turbulenz: Schwerewellenausbreitung und -brechung

Schwerewellenausbreitung und -brechung im CIRA-86-Windfeld

Die Diskussion im vorigen Kapitel 3.4.3 hat die Frage, ob die beobachteten saisonalen Veränderungen in der thermischen Struktur, in den Winden und in der turbulenten Struktur durch die Änderungen der Schwerewellendynamik erklärt werden können, nur unzureichend beantwortet. Der wichtigste Parameter, der die Ausbreitung von Schwerewellen von der Troposphäre und unteren Stratosphäre in die Mesosphäre beeinflusst, ist das Windfeld. Schwerewellen mit Phasengeschwindigkeiten, die gleich der Windgeschwindigkeit des Hintergrundwindfelds sind, können sich nicht weiter ausbreiten. Das Hintergrundwindfeld filtert dadurch das Spektrum der Wellen, die die obere Mesosphäre erreichen und dort brechen. In Abb. 3.30 ist diese Filterung für Sommerbedingungen schematisch skizziert.

Um den Zusammenhang zwischen der saisonalen Entwicklung der thermischen Struktur und der turbulenten Struktur in der Mesopausenregion mit dem allgemein angenommenen Mechanismus des Brechens von Schwerewellen zu überprüfen, stellt sich die Frage, ob in einer Simulation der Ausbreitung von Schwerewellen in einem realistischen Windfeld das Brechen der Wellen, der damit verbundene dynamische Antrieb und die damit verbundene Erzeugung von Turbulenz im saisonalen Verlauf realistisch wiedergegeben werden.

Dazu wurde eine Simulation der Schwerewellenausbreitung und -brechung durchgeführt, die durch die Parametrisierung nach *Lindzen* [1981] beschrieben wird. *Becker und Schmitz* [2002] und *Becker* [2003] haben diese Parametrisierung erweitert, um einen direkten Vergleich der in der Parametrisierung beschriebenen Turbulenz mit den gemessenen turbulenten Energiedissipationsraten zu ermöglichen. Die Simulation wurde mit folgenden Parametern durchgeführt (Die Simulation wurde von Herrn Dr. Erich Becker durchgeführt und die Ergebnisse wurden freundlicherweise von ihm zur Verfügung gestellt.):



Abbildung 3.30: Skizze der Filterung eines Spektrums von Schwerewellen im Windfeld der Atmosphäre unter Sommerbedingungen (Zonalwinde von CIRA-86, Fleming et al., 1990, für den Monat Juli bei 70°N, durchgezogene Linie). Am Erdboden wird ein Spektrum von Schwerewellen mit Phasengeschwindigkeiten von ca. -25 bis +25 m/s angenommen (dicke gestrichelte Linie). In den Höhen von 10, 20, ..., 60 km wird jeweils der Teil des Spektrums herausgefiltert, bei dem die Phasengeschwindigkeiten gleich den Zonalwinden sind.

- Es wird eine Gruppe von 16 Schwerewellen eingesetzt, die auch in den aktuellen Berechnungen mit dem globalen Zirkulationsmodell von *Becker* [2003] verwendet wird, um eine realistische Beschreibung des atmosphärischen Zustands zu erreichen. (Das Spektrum der Wellen ist horizontal isotrop. In 8 Richtungen werden je zwei Wellen mit Phasengeschwindigkeiten c, horizontalen Wellenzahlen k und Amplituden \tilde{u} eingesetzt: $(c,k,\tilde{u})=(6.4 m/s, 2.86 \cdot 10^{-5} 1/m, 1.02 m/s)$ bzw. $(c,k,\tilde{u})=(25.6 m/s, 3.2 \cdot 10^{-5} 1/m, 0.79 m/s)$. Nach Messungen, z.B. in Kapitel 3.2.4, ist zwar bekannt, dass Schwerewellenaktivität in der Mesosphäre auftritt. Das Spektrum der Wellen mit den Verteilungen der Phasengeschwindigkeiten, Wellenlängen und Amplituden, das in der Troposphäre angeregt wird, ist aus Messungen noch nicht hinreichend bekannt, um in einer solchen Simulation eingesetzt werden zu können. Nach Alexander [1998] sind die bisher beobachteten Veränderungen der Schwerewellenvariabilitäten mit der geographischen Lage mit einem global isotropen Schwerewellenspektrum verträglich.)
- Die Referenzatmosphäre CIRA-86 [*Fleming et al.*, 1990] wurde als Hintergrundatmosphäre benutzt. In Kapitel 3.2 hatten wir gesehen, dass das Windfeld von CIRA-86 unsere Messungen des mittleren zonalen Windes sehr gut beschreibt. Insbesondere werden die Übergangszeiten, an denen wir speziell interessiert sind, durch das Windfeld von CIRA-86 gut wiedergegeben. (Die Temperaturstruktur, die von CIRA-86 nicht realistisch wiedergegeben wird [*Lübken*, 1999], geht wie bei allen Modellrechnungen, die diese Parametrisierung verwenden, nicht ein. In der Parametrisierung wird eine konstante Temperatur von 225 K verwendet. Dies entspricht einer konstanten Skalenhöhe von 6,6 km. Siehe auch die Diskussion der Simulationsergebnisse weiter unten.)

In der Simulation breiten sich die Wellen von der oberen Troposhäre in die Stratosphäre und Mesosphäre aus. Das Spektrum der Wellen wird dabei, wie oben beschrieben, gefiltert. Wenn durch die Wellen eine konvektive Instabilität auftritt, brechen die Wellen. Es wird Turbulenz mit einer Energiedissipationsrate von

$$\varepsilon = \varepsilon_{GW} + \varepsilon_M \tag{3.5}$$

erzeugt, wobei ε_{GW} die Dissipation durch die Schwerewelle und ε_M die Dissipation durch die Scherung des Hintergrundwindfelds angibt. (Der Beitrag von ε_M zur gesamten Dissipationsrate ist deutlich kleiner als der Beitrag von ε_{GW} . Siehe auch *Becker und Schmitz*, 2002, und *Becker*, 2003, zur Bestimmung und Diskussion von ε_{GW} und ε_M .) ε_{GW} wird in der Parametrisierung zu

$$\varepsilon_{GW} = \frac{1}{2} \mathcal{D} \omega_B^2 \tag{3.6}$$

bestimmt, wobei \mathcal{D} der turbulente Diffusionskoeffizient ist, der sich beim Brechen der Welle zu

$$\mathcal{D} = \frac{k(c-u)^3}{2\omega_B^3} \left(\frac{c-u}{H} + 3\frac{\partial}{\partial z}u\right)$$
(3.7)

ergibt. (*Lindzen*, 1981. *c* und *k* sind die Phasengeschwindigkeit und die horizontale Wellenzahl der Welle. *u* ist der Hintergrundwind. ω_B und *H* sind die Brunt-Väisälä-Frequenz und die Skalenhöhe.)

Abb. 3.31 zeigt die Höhenprofile der turbulenten Energiedissipationsraten für die Monate April bis August aus der Simulation im Vergleich zum mittleren Profil der in situ Sommermessungen [*Lübken et al.*, 2002]. Der Höhenbereich, in dem die Dissipationsraten der Simulation im Sommer ihr Maxi-



Abbildung 3.31: Ergebnisse der Simulation von brechenden Schwerewellen in der CIRA-86-Klimatologie bei 70°N [Fleming et al., 1990]. Es sind die Profile der turbulenten Energiedissipationsrate ε als Funktion der Höhe für die Monate April bis August dargestellt. Zum Vergleich ist das mittlere Profil von 8 in situ Turbulenzmessungen unter Sommerbedingungen (rote Linie, Lübken et al., 2002) gezeigt.

mum annehmen, stimmt gut mit dem Höhenbereich der in situ Messungen überein. Dabei sind die Werte der Simulation um gut einen Faktor 2 kleiner als die experimentellen Ergebnissen. (Unterschiede um bis zu einen Faktor 2 treten auch zwischen dem modellierten und experimentellen ε bei *Becker*, 2003, auf.) Auffällig ist, dass die Dissipationsraten der Simulation von April bis Juni im Bereich von 80 bis 90 km Höhe deutlich von kleinen Werten zu größeren Werten ansteigen. Ein Anstieg der Dissipationsraten beim saisonalen Übergang zum Sommer wird nach den Messungen auch erwartet. Die Zeitskala, auf denen sich ε nach der Simulation mit dem klimatologisch mittleren Verlauf der Winde ändert, und wie sich damit verglichen die Messergebnisse vom Mai 2000 interpretieren lassen (vgl. Kapitel 3.4), wird weiter unten diskutiert. Die Simulation zeigt keine Änderung der unteren Grenzhöhe für das Auftreten von Turbulenz. Nach den Messungen würden wir einen Anstieg dieser Grenzhöhe zum Sommer auf \sim 80 km Höhe erwarten. Dieser Punkt wird in der Diskussion noch einmal aufgegriffen.

In Abb. 3.32 werden die mit der Simulation bestimmten Dissipationsraten im saisonalen Verlauf mit der mittleren thermischen Struktur verglichen, wie sie sich nach Kapitel 3.1 ergeben hat. Es fällt auf, dass sich das Maximum der Dissipationsraten gerade auf den Bereich der tiefsten Temperaturen in der Sommermesopause erstreckt. Die Dissipationsraten zeigen insbesondere ebenfalls eine Asymmetrie zwischen dem etwas langsameren Übergang vom Sommer zum Winter und dem schnelleren Übergang im Herbst, wie er auch in den Temperaturen auftrat (vgl. Kapitel 3.1). In Kapitel 3.2 hatten wir eine entsprechende Asymmetrie auch in den zonalen Winden festgestellt.



Abbildung 3.32: Die Ergebnisse der Simulation von Schwerewellenausbreitung- und brechung in der CIRA-86-Klimatolgie bei 70°N im Vergleich mit der saisonalen Änderung der thermischen Struktur nach Kapitel 3.1. Die turbulenten Energiedissipationsraten der Simulation sind als rote Konturlinien dem Temperaturfeld überlagert.

In der Simulation wird die Asymmetrie im Verlauf von ε allein durch das Hintergrundwindfeld bestimmt. (In der Parametrisierung sind die Temperatur und das Schwerewellenspektrum konstant gehalten, siehe oben.) Die gute Übereinstimmung des saisonalen Verlaufs von ε aus der Simulation und der mittleren thermischen Struktur zeigt daher, dass im Rahmen der Simulation und unserer klimatologischen Messergebnisse der erwartete Zusammenhang zwischen der großskaligen Dynamik (mittlere zonale Winde/thermische Struktur) und der kleinskaligen Dynamik (Turbulenz) im saisonalen Verlauf durch das Brechen von Schwerewellen wiedergegeben wird. Die Zeitskala des saisonalen Wechsels ergibt sich in der Simulation allein durch die Zeitskala der Änderung des Hintergrundwindfelds und liegt im klimatologischen Mittel bei 1 bis 2 Monaten (dabei ist der Übergang im Herbst schneller als im Frühjahr).

Zur Interpretation der Ergebnisse der MIDAS/SPRING-Kampagne vom Mai 2000 (siehe Kapitel 3.4) muss man berücksichtigen, dass sich bei diesen Messungen der Übergang vom Winter zum Sommer im Hintergrundwindfeld deutlich schneller als im klimatologischen Mittel vollzog. Aus dieser besonders schnellen Änderung der Ausbreitungsbedingungen für Schwerewellen ergibt sich im Einklang mit den Ergebnissen der Simulation direkt die entsprechend schnelle Änderung der turbulenten Struktur, wie sie im Mai 2000 beobachtet wurde. Mit der Änderung des dynamischen Antriebs durch das Brechen der Wellen ändert sich dann auch sehr schnell die thermische Struktur.

Diskussion der Ergebnisse der Simulation

Eine etwas einfachere Abschätzung des Antriebs in der Sommermesopausenregion durch das Brechen von Schwerewellen wurde von *Kirkwood et al.* [1998] für den Sommer 1997 vorgenommen. Dort wurden die Windfelder einer Datenassimilation bis etwa 60 km Höhe zur Simulation der Schwerewellenausbreitung verwendet. Der deutliche Unterschied der Ergebnisse von *Kirkwood et al.* [1998] zu unseren Messungen und zu unserer Simulation liegt darin, dass *Kirkwood et al.* [1998] einen schnellen Beginn und ein langsameres Ende der Sommersaison finden. Die Asymmetrie in den Geschwindigkeiten der Übergänge liegt also genau umgekehrt zu unseren Ergebnissen. Wenn man das zonale Windfeld von CIRA-86, das wir in der Simulation benutzt haben, und das mittlere zonale Windfeld der Fallenden Kugeln, das wir in Kapitel 3.2 bestimmt haben, näher betrachtet, fällt auf, dass die Asymmetrie in den Winden erst oberhalb von 40 km Höhe einsetzt. Für die Ausbreitung der Schwerewellen und die daraus resultierende Asymmetrie des Antriebs spielen daher gerade die Winde in der Mesosphäre eine große Rolle. Die Unterschiede zwischen unseren Ergebnissen und den Ergebnissen von *Kirkwood et al.* [1998] kommen daher wahrscheinlich zu einem großen Teil dadurch zustande, dass *Kirkwood et al.* [1998] die mesosphärischen Winde nicht genügend berücksichtigt haben.

Um die Abhängigkeit des Brechens von Schwerewellen und das Auftreten von Turbulenz vom Windfeld näher zu untersuchen, sind in Abb. 3.33 die Zonalwinde der Fallenden Kugeln aus Sommerund Wintermessungen gezeigt, die jeweils um $\pm 1,5$ Stunden um die Turbulenzmessungen stattfanden, die die mittleren turbulenten Energiedissipationsraten für Sommer und Winter in Lübken [1997] und Lübken et al. [2002] bestimmen. Wie erwartet, sind die Sommerwinde westwärts gerichtet (negati-



Abbildung 3.33: Mittlere Zonalwinde aus 19 Sommermessungen (durchgezogene Linie) und 15 Wintermessungen (gestrichelt) mit Fallenden Kugeln, die um $\pm 1,5$ Stunden um die Turbulenzmessungen stattfanden, die die mittleren turbulenten Energiedissipationsraten für Sommer und Winter in Lübken [1997] und Lübken et al. [2002] bestimmen (dünne Linien geben die mittleren quadratischen Abweichungen an).

ve Werte) und im Winter ostwärts gerichtet (positive Werte). Es fällt jedoch auf, dass die Windgeschwindigkeiten im Winter oberhalb von 45 km Höhe abnehmen, im Sommer jedoch bis 80 km Höhe zunehmen. (Die obere Grenze der Messung bei 80 km Höhe ist durch die Messtechnik mit Fallenden Kugeln bestimmt, vgl. Kapitel 2.1.3.) Dies stimmt mit den Ergebnissen aus Kapitel 3.2.5 gut überein, dass der mesosphärische Strahlstrom im Winter deutlich tiefer liegt als im Sommer. Das Brechen der Schwerewellen erzeugt durch Impulsdeposition eine Abbremsung der zonalen Winde im Sommer und im Winter. Dabei setzt das Brechen und die Abbremsung des Zonalwindes oberhalb des Maximums des Strahlstroms ein. Mit dem Brechen der Wellen wird dabei Turbulenz erzeugt. Das Einsetzen des Brechens oberhalb des Maximums des Strahlstroms kann man direkt aus der Abhängigkeit der vertikalen Wellenlänge vom Hintergrundwindfeld bei der Ausbreitung der Schwerewellen verstehen. Für Schwerewellen im mittleren Frequenzbereich ($\omega_B \gg \omega \gg f$; ω_B =Brunt-Väisälä-Frequenz, siehe Gl. 2.9; *f*=Coriolis-Parameter) mit einer Phasengeschwindigkeit *c* gilt für die vertikale Wellenzahl *m* und die vertikale Wellenlänge λ bei einem Hintergrundwind *u*

$$m = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega_B}{|u-c|}.$$
(3.8)

Oberhalb des Maximums des Strahlstroms wird |u| und damit |u - c| kleiner. (Im Sommer ist in der Mesosphäre u < 0 und c ist konstant mit c > 0 aufgrund der Filterung des Schwerewellenspektrums in der Stratosphäre.) Damit wird die vertikale Wellenlänge kleiner. Es treten in der Welle stärkere Gradienten von Temperatur und Winden auf, die dann zu Instabilitäten führen. (Im Bereich der Sommermesopause und oberhalb der Mesopause tritt eine zusätzliche Wellenlängenverkürzung durch das stark ansteigende ω_B auf. In der oben beschriebenen Simulation ist dies allerdings nicht berücksichtigt, da die Parametrisierung eine isotherme Atmosphäre verwendet.) Die Lage des Maximums des Strahlstroms in den Sommermessungen bei mindesten 80 km Höhe stimmt daher gut damit überein, dass im Sommer Turbulenz nur oberhalb von 80 km Höhe auftritt. Auch die tiefere Lage des Maximums im Winter stimmt gut damit überein, dass im Winter Turbulenz bis 60 km Höhe hinab beobachtet wurde. (Hier ist das gleiche Argument wie für den Sommerzustand anwendbar. Dabei ist im Winter in der Mesosphäre u > 0 und c ist konstant mit c < 0 aufgrund der Filterung des Schwerewellenspektrums in der Stratosphäre. Aufgrund der Messtechnik kann unterhalb von 60 km Höhe keine Turbulenz mehr bestimmt werden, vgl. Kapitel 2.2. Das Auftreten der Turbulenz kann daher nicht hinab bis zur Lage des Maximums des Winterstrahlstroms verfolgt werden.)

Auch die Bestimmung von Schwerewellenaktivitäten aus Messungen mit dem Alomar MF-Radar [*Manson et al.*, 2003] unterstützt dieses Bild des saisonal unterschiedlichen Brechniveaus von Schwerewellen. Die Messungen zeigen im Sommer in guter Übereinstimmung mit den Messungen mit Fallenden Kugeln (vgl. Kapitel 3.2.4) ein starkes Anwachsen der Windvariabilitäten zwischen \sim 70 km und 80 km Höhe [*Manson et al.*, 2003]. Das Anwachsen der Aktivität mit der Höhe kann dadurch interpretiert werden, dass die Schwerewellenamplituden in diesem Höhenbreich noch anwachsen und nicht durch Brechereignisse in der Amplitude begrenzt sind. Im Winter dagegen wachsen die Windvariabilitäten in diesem Höhenbreich dagegen nur kaum bzw. deutlich schwächer an. Im Winter sind die Wellenamplituden daher wahrscheinlich schon durch Brechereignisse begrenzt. Daraus folgt indirekt, dass im Sommer vermutlich keine Turbulenz unterhalb von \sim 80 km Höhe durch Schwerewellenbrechung erzeugt wird. (Die Lage des Maximums des Sommerstrahlstroms kann nach den Angaben von *Manson et al.*, 2003, damit nicht gut verglichen werden, da die mittleren Zonalwinde erst oberhalb von 82 km Höhe angegeben werden.) Es folgt auch indirekt, dass dagegen im Winter Turbulenz durch Schwerewellenbrechung in 70 bis 80 km Höhe auftritt.

In der Simulation der Ausbreitung und Brechung von Schwerewellen haben wir das Windfeld von CIRA-86 verwendet. Obwohl CIRA-86 die saisonale Entwicklung des Windfelds gut beschreibt, stimmt die Höhe des Maximums des Sommerstrahlstroms nicht mit den Messungen überein (siehe Kapitel 3.2.5). Bei CIRA-86 liegt das Maximum bei 70 km Höhe, während es in der Klimatologie aus den Messungen von Fallenden Kugeln von ~75 km Höhe im Juni auf über 80 km Höhe im Juli ansteigt. In der Simulation setzt Turbulenz daher schon oberhalb von 70 km Höhe ein. Aufgrund des verwendeten Windfelds kann die Simulation das Einsetzen der Turbulenz erst oberhalb von 80 km Höhe, wie es mit den Messungen bestimmt wurde, nicht richtig wiedergeben. Für eine vollständig realistische Beschreibung müsste daher ein vollständig aus Messungen gewonnenes Windfeld für die Simulation verwendet werden. (Die Windklimatologie nach Kapitel 3.2.5 müsste dafür bis in die Tro-

posphäre nach unten und bis oberhalb der Mesospause nach oben erweitert werden. Dabei müsste auch der saisonale Verlauf an den Anschlussstellen sorgfältig gewählt werde. Dies geht über den Rahmen der vorliegenden Arbeit hinaus.)

Da in der Windklimatologie das Maximum des Sommerstrahlstroms im Juni in 75 km Höhe liegt, müsste nach diesen Überlegungen Turbulenz im Juni auch unterhalb von 80 km Höhe auftreten. Die einzigen Turbulenzmessungen im Juni, die in Kapitel 3.3 beschrieben wurden, zeigen jedoch Turbulenz nur oberhalb von 80 km Höhe. Die zu diesen Turbulenzmessungen zugehörigen Zonalwinde (siehe Messungen mit Fallenden Kugeln in Abb. 3.22) sind dabei allerdings ebenfalls mit bis zu 80 km Höhe zunehmenden Winden im Rahmen der Variabilitäten verträglich. Wegen der großen Windvariabilitäten in 75-80 km Höhe (vgl. Kapitel 3.2.5) sind insgesamt alle Messungen im Juni, die die Klimatologie bestimmen, mit einer Lage des Maximums des Sommerstrahlstroms auch in 80 km Höhe verträglich. (Wegen der Windvariabilitäten ist auch die Änderung der Lage des Maximums von 75 km Höhe im Juni auf über 80 km Höhe im Juli und August in der Windklimatologie nicht signifikant, vgl. Kapitel 3.2.5.) Aufgrund dieser Unsicherheiten in der Lage des Maximums des Sommerstrahlstroms der Klimatologie stehen die Windklimatologie für Juni und unsere Turbulenzmessungen im Sommer nicht im Widerspruch zueinander.

Über den Mechanismus des Brechens von Schwerewellen wurde mit Hilfe der Simulation der Zusammenhang zwischen Winden, Turbulenz und thermischer Struktur durch eine rein lokale Betrachtung (bei 69°N) hergestellt. Darüber hinaus erwartet man aber auch, dass sich breitenabhängige Effekte des Brechens der Wellen auf den Zustand der Sommermesosphäre auswirken. Nach *McIntyre* [1989] bestimmt der meridionale Gradient des aufwärtsgerichteten Schwerewellenimpulsflusses die mittleren Aufstiegsgeschwindigkeiten der Luftmassen im Bereich der Sommermesopausenregion, die die niedrigen Temperaturen der Sommermesopause durch adiabatische Kühlung erzeugen. Daher wirkt sich auch die meridionale Verteilung des Brechens von Schwerewellen auf die thermische Struktur der Sommermesopause aus. Dies wird bei der Untersuchung der breitenabhängigen Unterschiede in der thermischen Struktur im folgenden Kapitel 4 näher diskutiert.

Zum Schluss der Diskussion wird noch kurz auf die Frage der Energiebilanz in der Sommermesopause eingegangen. Sowohl in unserer Simulation als auch in den Messdaten fällt auf, dass gerade in der kalten Sommermesopause die größten turbulenten Heizraten auftreten (siehe auch *Lübken*, 1997). *Becker* [2003] hat die Energiebilanz von brechenden Schwerewellen im Detail betrachtet und diskutiert. *Becker* [2003] kommt zu dem Ergebnis, dass bei einer vollständigen Betrachtung der Energiebilanz die turbulenten Heizraten durch einen Term in der kinetischen Energiegleichung überkompensiert werden, der sich in Analogie zu einem entsprechenden Ausdruck für die planetaren Grenzschicht ergibt. In der turbulenten Energiegleichung der planetaren Grenzschicht beschreibt dieser Term die Umwandlung von potentieller Energie in kinetische Energie. (Für den Fall der Schwerewellen muss der Term allerdings um die Druckflusskonvergenz ergänzt werden [*Becker*, 2003].) Wenn die gemessene Turbulenz auf das Brechen von Schwerewellen zurückgeführt wird (wie wir es oben getan haben), führen die damit verbundenen turbulenten Heizraten daher nach *Becker* [2003] nicht zu einer Aufheizung.

Kapitel 4

Breitenabhängigkeit von Temperaturen und Winden in der polaren Sommermesosphäre

Im vorangehenden Kapitel 3 wurden Ergebnisse der Messungen der thermischen Struktur und des Windfelds bei 69°N vorgestellt. Bisher existieren kaum Messungen der thermischen Struktur und des Windfelds der polaren Sommermesosphäre bei anderen Breiten. Um die Breitenabhängigkeit des Zustands der polaren Sommermesosphäre zu untersuchen, werden daher die ersten Temperatur- und Windmessungen in der Sommermesosphäre in sehr hohen Breiten (nahe 80°N) in Kapitel 4.1 vorgestellt und diskutiert. Um darüber hinaus auch den Zustand der polaren Sommermesosphäre in südlichen Breiten zu untersuchen, werden Messungen des Sommerzustands der thermischen Struktur und des Windfelds in der antarktischen Mesosphäre (bei 68°S) in Kapitel 4.2 analysiert und mit den Ergebnissen in nördlichen Breiten verglichen.

4.1 Die thermische Struktur und das Windfeld der Sommermesosphäre in sehr hohen Breiten (78°N)

Schon früh haben satellitengestützte Beobachtungen von leuchtenden Nachtwolken^a gezeigt, dass in höheren Breiten die Auftrittshäufigkeit von NLC zunimmt. Nach den ersten Messungen von *Donahue et al.* [1972] wurde dies später z.B. von *Thomas und Olivero* [1989] bestätigt. Bei den Messungen von *Thomas und Olivero* [1989] steigt die Auftrittshäufigkeit im saisonalen Mittel von 0,25 auf 0,5 im Bereich zwischen 70° und 80° Breite. Da die Bildung von NLC nur bei den sehr niedrigen Temperaturen in der Sommermesopausenregion erfolgen kann, liegt die Vermutung nahe, dass die Temperaturen in der oberen Mesosphäre im Sommer zu höheren Breiten hin abnehmen.

Um die thermische Struktur und das Windfeld der arktischen Sommermesosphäre in sehr hohen Breiten zum ersten Mal mit Messungen zu untersuchen^b, wurden vom 16. Juli bis zum 14. September 2001 insgesamt 24 erfolgreiche Starts von Fallenden Kugeln von Longyearbyen auf Spitzbergen aus im Rahmen der ROMA/SVALBARD-Kampagne durchgeführt^c. Die Ergebnisse der Temperatur-,

^aBei Satellitenmessungen wird häufig von <u>Polar Mesosphere Clouds</u> (=PMC) gesprochen. Im Folgenden wird nicht zwischen den Begriffen PMC und NLC unterschieden, die sich beide auf Eiswolken in der Sommermesopausenregion beziehen.

^bEs hat schon Messungen mit Raketensonden von Heiss Island aus (81°N) und von Thule aus (77°N) gegeben. Die Messungen mit Raketensonden ergeben aber nur unterhalb von \sim 65 km Höhe verlässliche Resultate.

^cNeben den Messungen mit Fallenden Kugeln wurden auch 5 Messungen mit Folienwolken durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Messungen werden im Rahmen dieser Arbeit nicht diskutiert.

Dichte- und Windmessungen werden in den folgenden Kapiteln 4.1.1, 4.1.2 und 4.1.3 vorgestellt und diskutiert.

In der Nähe des Startplatzes der meteorologischen Raketen arbeiteten während der Kampagne zwei bodengebundene Messsysteme: Das Kalium-Lidar des Leibniz-Instituts für Atmosphärenphysik in Kühlungsborn [*von Zahn und Höffner*, 1996] und das SOUSY-Radar des Max-Planck-Instituts für Aeronomie in Katlenburg-Lindau [*Czechowsky et al.*, 1998]. Mit dem Lidar und dem Radar sollten u.a. das Auftreten von NLC und PMSE in den sehr hohen Breiten im Zusammenhang mit der von den Fallenden Kugeln bestimmten Temperaturstruktur bestimmt werden. Diese Analysen sind nicht Teil der vorliegenden Arbeit und sind in *Höffner et al.* [2003] und *Lübken et al.* [2003] veröffentlicht worden.

4.1.1 Temperatur- und Dichtemessungen

Die 24 Starts der Fallenden Kugeln fanden jeweils im Abstand von ca. 3 Tagen statt, um den Zeitbereich von Mitte Juli bis Mitte September möglichst homogen mit Messungen abzudecken. Alle Flugdaten sind in Anhang G zusammengestellt. Zum Verfahren der Temperatur-, Dichte- und Windbestimmung mit Messungen mit Fallenden Kugeln siehe Kapitel 2.1.2 und Kapitel 2.1.3. Bei der Bestimmung der Temperaturprofile konnten als Starttemperaturen die vom Kalium-Lidar gemessenen Temperaturen verwendet werden. Das Kalium-Lidar bestimmt Temperaturen in der Kaliumschicht in ca. 85 bis 100 km Höhe aus der spektralen Breite der Dopplerverbreiterung der Absorptionslinie der Kaliumatome. Die Ergebnisse der Lidar-Messungen liegen in zeitlichen Mittelwerten von je 15 Minuten und mit einer Höhenauflösung von 1 km vor. Um die Starttemperatur der Fallenden Kugeln in etwa 93 km Höhe zu erhalten, wurden aus den Lidar-Messungen Tagesmittelwerte und daraus der saisonale Verlauf mit einem gleitenden Mittel bestimmt. Die Messgenauigkeit des Kalium-Lidars liegt typischerweise bei wenigen Kelvin. Dadurch, dass die Startwerte gemessene Temperaturen sind, wird die Unsicherheit der Temperaturprofile der Messung mit Fallenden Kugeln am oberen Ende der Profile deutlich reduziert. (Eine Unsicherheit am oberen Profilende entsteht dann, wenn man die Startwerte z.B. einer Referenzatmosphäre entnimmt, vgl. Kapitel 2.1.2 und Anhang B.3.1.)

In den meisten Trajektorien der Fallenden Kugeln, die vom Bahnverfolgungsradar bestimmt wurden, traten schwingungsartige Störungen unterhalb von 55-50 km Höhe auf. Der Grund für diese Schwingungen wurde bisher nicht gefunden (siehe auch Anhang G für eine detailliertere Diskussion). Die Messungen wurden daher nur bis zu 55-50 km Höhe hinab ausgewertet.

Ergebnisse der Temperaturmessungen

Abb. 4.1 zeigt Ergebnisse der Temperaturmessungen am ersten und letzten Tag der ROMA/SVAL-BARD-Kampagne (Fallende Kugeln mit den Bezeichnungen ROFS01 und ROFS28 vom 16.7. und 14.9.2001). Zum Vergleich sind die mittleren Profile für Mitte Juli und Mitte September für 69°N [*Lübken*, 1999] dargestellt. Das Profil von ROFS01 zeigt eine Doppelstruktur in der Mesopausenregion mit zwei Temperaturminima von 137 und 133 K jeweils in 93 und 86 km Höhe. Die minimale Temperatur liegt nahe bei der mittleren Mesopausentemperatur von 130 K, die für 69°N bestimmt wurde. Auch in 82 km Höhe stimmt die Messung mit einer Temperatur von ~150 K gut mit dem mittleren Profil für 69°N überein. Verglichen mit den Daten von ROFS01 sind die Temperaturen des Profils von Flug ROFS28 in der Mesopausenregion um 30-50 K wärmer. Ein ähnlicher Anstieg der Temperaturen in dieser Jahreszeit ist von den Messungen bei 69°N bekannt (siehe Abb. 4.1).

Die Ergebnisse aller Temperaturmessungen sind in Abb. 4.2 zusammengefasst. Die Messungen in der Zeit vom 14. Juli bis zum 23. August sind typisch für die polare Sommersaison: Sie zeigen eine geringe Variabilität von Flug zu Flug unterhalb von ~85 km Höhe, sie zeigen sehr niedrige Mesopausentemperaturen, die hier sogar Werte von bis zu 120 K annehmen, und alle Temperaturen liegen



Abbildung 4.1: Ergebnisse der Temperaturmessungen vom ersten und letzten Tag der ROMA/SVALBARD-Kampagne 2001 mit den Starts der Fallenden Kugeln ROFS01 und ROFS28. Zum Vergleich sind die mittleren Temperaturprofile aus Messungen bei 69° N für Mitte Juli und Mitte September (gestrichelte Linien, Lübken, 1999) dargestellt. Das Kreuz markiert in 82 km Höhe die Temperatur von 150 K. Abbildung nach Lübken und Müllemann [2003a].

in 82 km Höhe im Mittel um 150 K. Alle restlichen Flüge liegen in der Übergangszeit vom Sommer zum Winter. Im ersten Teil der Übergangszeit vom 27. August bis zum 1. September (gepunktete Profile in Abb. 4.2) liegen die Temperaturen in 82 km Höhe schon alle systematisch oberhalb von 150 K. Ab dem 5. September steigen die Temperaturen in der Mesopausenregion stark an. Gleichzeitig nimmt die Variabilität der Profile zu. Da in den meisten Fällen ab Anfang September keine Mesopause mehr eindeutig identifiziert werden kann, liegt die Mesopause oberhalb der oberen Grenze der Temperaturprofile. Ab Ende August setzt daher der Übergang zum Winterzustand ein. (Die hier diskutierten saisonalen Unterschiede beim Übergang zum Winter sind signifikant größer als die Fehler der Einzelmessungen, siehe Kapitel 2.1.2.)

Mittlere saisonale Veänderungen

Die mittlere saisonale Veränderung der thermischen Struktur wurde mit dem gleichen Verfahren bestimmt, mit dem auch die mittlere thermische Struktur für 69°N in Kapitel 3.1 bestimmt wurde. Für die Ergebnisse der ROMA/SVALBARD-Kampagne wurden die Daten zuerst in jeder Höhe (von 55 km bis 92 km in Schritten von 1 km) über je ca. 1 Woche (0,25 Monate) gemittelt, um eine gleichmäßige Verteilung der Temperaturwerte über den Zeitbereich zu erhalten. Anschließend wurde in jeder Höhe ein Spline mit 2 Knoten angepasst. Die Spline-Anpassungen wurde dann in Schritten von 0,25 Monaten von Mitte Juli (Monat 7,5) bis Mitte September (Monat 9,5) ausgewertet. Um letzte kleinere Unebenheiten zu beseitigen, wurde an jedes der Höhenprofile ein Spline mit 3 Knoten angepasst. Das Ergebnis ist in Abb. 4.3 dargestellt. (Eine Tabelle mit den Temperaturwerten befindet sich in Anhang G.) Hier sind deutlich die niedrigen Mesopausentemperaturen von unter 130 K zu erkennen, die bis in die zweite Augustwoche (Monat 8,25 bis 8,5) hinein anhalten. Von Ende August an steigen die Temperaturen im Mesopausenbereich in der Übergangszeit zum Winter stark an.

Nach Abb. 4.3 nehmen von Mitte Juli bis Ende Juli innerhalb der Sommersaison die Mesopausen-



Abbildung 4.2: Alle Ergebnisse der Temperaturmessungen mit Fallenden Kugeln während der ROMA/SVALBARD-Kampagne: Links für die Sommersaison und rechts für Zeit von Ende August bis Anfang September (gepunktete Linien) und für die restliche Zeit bis Mitte September (durchgezogene Linien). Zum Vergleich sind mittlere Temperaturprofile aus Messungen bei 69°N für die letzte Juliwoche (Monat 7,75) und die zweite Septemberwoche (Monat 9,25) gezeigt [Lübken, 1999]. Die Temperatur von 150 K in 82 km Höhe ist jeweils mit einem Kreuz gekennzeichnet. Abbildung nach Lübken und Müllemann [2003a].



Abbildung 4.3: Mittlerer Verlauf der Temperaturen von Mitte Juli bis Mitte September in 55-92 km Höhe nach den Messungen mit Fallenden Kugeln während der ROMA/SVALBARD-Kampagne bei 78° N. Abbildung nach Lübken und Müllemann [2003a].

temperaturen ab. Wir haben überprüft, ob die höheren mittleren Temperaturen Mitte Juli durch die Struktur des lokalen Maximums bei Flug ROFS01, die in Abb. 4.1 in \sim 90 km Höhe zu erkennen ist, erzeugt werden. Es ergab sich jedoch, dass die höheren Mesopausentemperaturen Mitte Juli nicht

durch die Ergebnisse dieses einzelnen Fluges erzeugt werden und dass die höheren Temperaturen daher durch mehrere Messungen bestimmt werden. Die Unterschiede von \sim 4 K in der Mesopausentemperatur sind dabei klein gegenüber den mittleren Variabilitäten der Messungen von \sim 8 K in diesen Höhen (siehe unten). Ob diese Struktur auch klimatologisch signifikant ist, kann auf der Grundlage der durchgeführten kleinen Zahl von Messungen in nur einem Jahr daher nicht entschieden werden.

Aus den Abweichungen der einzelnen Temperaturwerte gegenüber dem angepassten Spline in jeder Höhe haben wir ferner Variabilitäten als mittlere quadratische Abweichungen bestimmt^d. Von 55 bis 83 km Höhe liegen die Variabilitäten im Bereich von 3-4 K. Oberhalb von 83 km Höhe steigen sie auf über 8 K an. Dies stimmt gut mit den Variabilitäten überein, die bei 69°N bestimmt wurden. (Vgl. Kapitel 3.1. Die Variabilitäten liegen damit in der Größenordnung der Fehler der Einzelmessungen, siehe Kapitel 2.1.2.)

Aus den Dichtemessungen der Fallenden Kugeln wurden mit demselben Verfahren wie bei den Temperaturen die mittleren Dichten während der ROMA/SVALBARD-Kampagne bestimmt. Allerdings wurden die Spline-Funktionen an die Logarithmen der gemittelten Dichten angepasst. Dabei wurden die Dichtemessungen der Flüge ROFS06 und ROFS09 (vom 28.7. und 2.8.2001) nicht verwendet, da sie im Vergleich zu allen anderen Messungen erhöhte Dichten zeigten, die wahrscheinlich auf ein Leck in den Kugeln zurückzuführen sind. (Beide Flüge zeigten auch einen frühzeitigen Kollaps der Kugel in 60 bzw. 53 km Höhe, siehe Anhang G. Die Temperaturbestimmungen, die aus dem Dichtegradienten hervorgehen, waren offensichtlich dadurch nicht beeinträchtigt, da keine auffälligen Abweichungen der Temperaturprofile von den übrigen Messungen festgestellt wurden.) Eine Tabelle mit den Ergebnissen befindet sich in Anhang G. Die Ergebnisse werden im Folgenden relativ zu den Messungen bei 69°N und relativ zu Referenzatmosphären diskutiert.

Vergleiche mit 69°N, Klimatologien und Modellberechnungen

Im Folgenden werden die Ergebnisse der Messungen mit den Messungen bei 69°N [*Lübken*, 1999], mit dem COMMA/IAP-Modell [*Berger und von Zahn*, 2002], mit der Referenzatmosphäre CIRA-86 [*Fleming et al.*, 1990] und mit der Referenzatmosphäre MSIS-1990 [*Hedin*, 1991] verglichen.

In Abb. 4.4 sind die Differenzen der mittleren Temperaturen aus Messungen mit Fallenden Kugeln bei 78°N und 69°N dargestellt. In der unteren Mesosphäre sind die Temperaturen bei 78°N bis ~75 km Höhe leicht größer als bei 69°N. Im Maximum der Abweichungen in 65-75 km Höhe sind sie um ~5 K höher. Die Abweichungen liegen damit knapp über der Variabilität von 3-4 K in diesen Höhen. Um etwa 5 K höhere Temperaturen in der unteren Mesosphäre bei ~80°N als bei ~70°N zeigt auch das COMMA/IAP-Modell [*Berger und von Zahn*, 2002].

Im Mesopausenbereich oberhalb von 82 km Höhe sind die Temperaturen bei 78°N um bis zu 9 K niedriger als bei 69°N (siehe Abb. 4.4). Dabei fällt auf, dass sich ein Gebiet mit negativen Temperaturabweichungen von Anfang August in 90 km Höhe bis Anfang September in 85 km Höhe schräg nach unten zieht. Um die Temperaturentwicklung bei 78°N und 69°N oberhalb von 80 km Höhe genauer zu untersuchen, sind in Abb. 4.5 alle Messungen in 82 km Höhe zusammen mit den mittleren Temperaturen von 78°N und 69°N dargestellt. Man erkennt, dass der Übergang zum Winter bei 78°N Ende August etwas später erfolgt als bei 69°N. Dadurch sind die Temperaturen bei 78°N Anfang September um bis zu 5 K niedriger als bei 69°N. (Die Abweichungen liegen dabei nahe bei der Variabilität und beim Messfehler in diesen Höhen, die beide jeweils 3–4 K betragen.) Die negativen Abweichungen in der Mesopausenregion in der zweiten Augusthälfte und Anfang September treten daher zum Teil durch einen späteren Übergang zum Winter bei 78°N auf (siehe Abb. 4.4). Während der Sommersaison bis zum 23. August liegen die einzelnen Messwerte bei 78°N um 150 K. (Siehe Abb. 4.5. Die mittleren Temperaturen liegen Mitte Juli leicht über 150 K. Dies entspricht den höheren mittleren

^dEine Bestimmung bei der Mittelung der einzelnen Messwerte, wie sie in Kapitel 3.1 vorgenommen wurde, ist hier nicht sinnvoll, da nur 2 bis 3 Messwerte in jedem Mittelungsintervall von 0,25 Monaten liegen.



Abbildung 4.4: Differenzen der mittleren Temperaturen aus Messungen mit Fallenden Kugeln bei 78° N und bei 69° N: $T(78^{\circ}N) - T(69^{\circ}N)$. Abbildung nach Lübken und Müllemann [2003b].



Abbildung 4.5: Ergebnisse der Temperaturmessungen mit Fallenden Kugeln während der ROMA/SVALBARD-Kampagne in 82 km Höhe im Verlauf der Saison. Die Messungen während der Sommersaison sind mit Kreuzen, die Messungen in der Übergangszeit mit Kreisen dargestellt. Zusätzlich ist der mittlere Verlauf der Temperaturen gezeigt (blaue Linie). Zum Vergleich sind der Temperaturverlauf nach CIRA-86 (Fleming et al., 1990, grüne Linie) und der Temperaturverlauf bei 69° N (Lübken, 1999, rote Linie) eingezeichnet. Die Temperatur von 150 K ist mit einer schwarzen Linie markiert. Abbildung nach Lübken und Müllemann [2003a].

Temperaturen in der Mesopausenregion Mitte Juli, wie es oben besprochen wurde.) Nimmt man die Werte aller Einzelmessungen in diesem Zeitbereich, so erhält man einen Mittelwert von 150,0 K mit einer mittleren quadratischen Abweichung von $\pm 3,0$ K und maximalen Abweichungen von $\pm 5,6$ und -6,4 K vom Mittel. Dies stimmt sehr gut mit den Ergebnissen bei 69°N überein [*Lübken*, 1999].

Die mittlere Mesopausenhöhe und Mesopausentemperatur unter Sommerbedingungen von Mitte Juli bis Anfang August (Monate 7,5 bis 8,25) liegen bei 78°N zwischen 88 und 89 km bei 126-130 K (siehe Tabelle G.1 in Anhang G) Im gleichen Zeitraum liegen sie bei 69°N zwischen 87 und 88 km Höhe bei 130-136 K. (Siehe *Lübken*, 1999. Es wird hier nur der Zeitbereich bis Mitte August berücksichtigt, da nur in diesem Zeitbereich bei beiden geographischen Breiten der Sommerzustand vorliegt.) Die maximalen Temperaturunterschiede treten dabei im August mit 8 K auf (siehe auch

Abb. 4.4). Sie treten dabei mit den niedrigsten Temperaturen in der Mesopause bei 78°N Ende Juli/Anfang August auf. (Die höheren Temperaturen in der Mesopausenregion bei 78°N Mitte Juli sind oben besprochen worden.) Die Mesopause liegt damit bei 78°N um etwa 1 km höher und ist um bis zu 8 K kälter als bei 69°N. (Allerdings ist der Höhenunterschied von 1 km sehr klein verglichen mit der Höhenauflösung der Messung mit Fallenden Kugeln im Mesopausenbereich, vgl. Kapitel 2.1.2. Dabei liegt der Temperaturunterschied von 8 K in der Größenordnung der Variabilitäten und des Messfehlers der Einzelmessungen.) Das COMMA/IAP-Modell sagt für die Sommersonnenwende einen Anstieg der Mesopausenhöhe von 1 km und ein Absinken der Mesopausentemperatur von 8-10 K je 10° geographischer Breite in nördlicher Richtung voraus. Dies stimmt sehr gut mit den Ergebnissen unserer Messungen überein.

In Abb. 4.6 sind die relativen Abweichungen der Dichten zwischen 78° N und 69° N dargestellt. Deutlich erkennt man, dass die Dichten bei beiden geographischen Breiten insgesamt sehr ähnlich sind (nur kleine Unterschiede bei Fehlern von 2% der Dichtmessungen, siehe Anhang B.3). Nur oberhalb von ~80 km Höhe sind die Dichten bei 78° N von Mitte Juli bis zur ersten Augusthälfte um bis zu 12% erhöht (signifikant größer als die Dichtefehler). In einem sehr kleinen Höhenbereich oberhalb von 90 km Höhe treten Ende August und Anfang September kleinere Dichten bei 78° N von bis zu -12% auf.



Abbildung 4.6: Relative Abweichungen der Dichten aus Messungen mit Fallenden Kugeln zwischen 78° N und 69° N: $\rho(78^\circ N)/\rho(69^\circ N)-1$ [%]. Abbildung nach Lübken und Müllemann [2003b].

In Abb. 4.7 sind die Differenzen zwischen den Messungen bei 78°N und der Referenzatmosphäre CIRA-86 [*Fleming et al.*, 1990] bei 80°N gezeigt. Oberhalb von 70-75 km sind die gemessenen Temperaturen um bis zu 20 K niedriger als die Temperaturen von CIRA-86 (bis auf den Bereich oberhalb von ~85 km Höhe in der ersten Septemberhälfte). In Abb. 4.5 erkennt man, dass in 82 km Höhe besonders große Temperaturunterschiede in der zweiten Augusthälfte dadurch enstehen, dass der Übergang zum Winter bei CIRA-86 früher einsetzt als bei den Messungen. Daher treten die größten Temperaturunterschiede zwischen CIRA-86 und unseren Messungen durch den zu späten Übergang zum Winter von Mitte bis Ende August auf (siehe Abb. 4.7). In der unteren Mesosphäre unterhalb von 70 km Höhe sind die gemessenen Temperaturen um bis zu 8 K höher als bei CIRA-86. (Alle Unterschiede zwischen den gemessenen Temperaturen und den Temperaturen von CIRA-86 sind signifikant größer als die Variabilitäten und die Fehler der Messungen.)

In Abb. 4.8 sind die relativen Abweichungen der gemessenen Dichten von den Dichten von CIRA-86 dargestellt. Oberhalb von 80 km Höhe sind die gemessenen Dichten um bis zu 50% kleiner als bei CIRA-86. Auch für 69°N sind Abweichungen der Dichten von CIRA-86 gegenüber den gemessenen Dichten in dieser Größenordnug schon gefunden worden [*Lübken*, 1999]. Die Dichten von CIRA-86



Abbildung 4.7: Temperaturdifferenzen zwischen den Messungen bei 78°N und der Referenzatmosphäre CIRA-86 bei 80°N: $T(78^\circ N) - T(CIRA - 86, 80^\circ N)$. Abbildung nach Lübken und Müllemann [2003b].

sind daher in der gesamten polaren Sommermesopausenregion systematisch zu hoch. Wenn die Referenzdichten von CIRA-86 in Modellstudien verwendet werden, führt dies zu großen systematischen Fehlern. Unterhalb von 80 km Höhe betragen die Abweichungen zwischen den gemessenen Dichten und den Dichten von CIRA-86 maximal $\pm 5\%$. (Alle diskutierten Unterschiede sind signifikant größer als die Fehler der Dichtemessungen, vgl. Anhang B.3)



Abbildung 4.8: Relative Abweichungen der bei 78°N gemessenen Dichten von den Dichten von CIRA-86: $\rho(78^{\circ}N)/\rho(CIRA - 86, 80^{\circ}N) - 1$ [%]. Abbildung nach Lübken und Müllemann [2003b].

Vergleiche der gemessenen Temperaturen und Dichten wurden auch mit der Referenzatmosphäre MSIS-1990 [*Hedin*, 1991] vorgenommen. Mitte Juli stimmen in der oberen Mesosphäre Temperaturen und Dichten von MSIS-1990 gut mit den Messergebnissen überein. Sonst zeigt auch MSIS-1990 große Abweichungen in den Temperaturen, die in der Übergangszeit in der zweiten Augusthälfte in der oberen Mesosphäre maximal sind. Die Dichten von MSIS-1990 stimmen deutlich besser mit den Messungen überein als bei CIRA-86. Aber auch bei MSIS-1990 treten ab Mitte August in der oberen Mesosphäre Abweichungen von bis zu 20% auf. Die Details der Vergleiche befinden sich in Anhang G.5.

Insgesamt ergibt sich, dass die Referenzatmosphären die gemessene thermische Struktur bei 78°N nicht gut wiedergeben. Die gemessen Breitenabhängigkeit der thermischen Struktur wird im Zusammenhang mit Modellrechnungen in Kapitel 4.1.3 genauer diskutiert.

4.1.2 Windmessungen

Winde während der Sommersaison

Die Ergebnisse der Windmessungen der Fallenden Kugeln während der Sommersaison in der Zeit von Mitte Juli bis Mitte August sind in Abb. 4.9 gezeigt. Die Zonalwinde sind alle westwärts gerichtet und nehmen im Mittel Geschwindigkeiten um -20 m/s an. Die Meridionalwinde sind bis \sim 75 km Höhe im Mittel nach Norden gerichtet und erreichen Geschwindigkeiten von 5-10 m/s. (Die mittlere Variabilität der Winde von ca. 10 bis 15 m/s ist dabei deutlich größer als die Fehler der Einzelmessungen von maximal 3 m/s.)



Abbildung 4.9: Ergebnisse der Windmessungen mit Fallenden Kugeln während der Sommersaison von Mitte Juli bis Mitte August (links Zonalwinde, rechts Meridionalwinde). Dicke Linien geben jeweils die mittleren Winde (durchgezogen) und die mittleren quadratischen Abweichungen (gestrichelt) an. Abbildung nach Lübken und Müllemann [2003b].

Eine Untersuchung auf Gezeitensignaturen, wie sie in Kapitel 3.2 für die Messungen bei 69°N vorgenommen wurde, kann hier nicht durchgeführt werden, da fast alle Messungen während des Sommers ausschließlich in der Mittagszeit (10-14 LT \approx 9-13 UT) stattfanden. Nur ein Flug (ROFS09 am 2.8.2001) fand am frühen Abend (19 LT \approx 18 UT) statt. Die Ergebnisse des Flugs ROFS09 unterscheiden sich allerdings im Rahmen der Variabilitäten nicht von den übrigen Messergebnissen. Für 69°N hatten wir gefunden, dass die Zonalwinde zur Mittags- und Mitternachtszeit repräsentativ für den mittleren Zustand sind. Um auch zu überprüfen, inwieweit die Ergebnisse mit den Winden von Referenzatmosphären und Modellberechnungen übereinstimmen, sind in Abb. 4.10 die gemessenen mittleren Zonalwinde zusammen mit den Zonalwinde des COMMA/IAP-Modells (*Berger und von Zahn*, 2002, vergleiche auch Kapitel 3.2) für 77,5°N dargestellt. Sowohl CIRA-86 als auch die Modellergebnisse stimmen sehr gut mit den gemessenen Winden überein.

In Abb. 4.11 sind die mittleren Meridionalwinde der Messungen von 78°N zusammen mit den Tagmessungen von 69°N zur Zeit der Sommersonnenwende dargestellt. (Siehe Kapitel 3.2. Ein Vergleich mit Messungen bei 69° von Mitte Juli bis Mitte August ist nicht möglich, da von Mitte Juli



Abbildung 4.10: Zonalwind der Messungen mit Fallenden Kugeln im Sommer (Mittel mit mittleren quadratischen Abweichungen aus Abb. 4.9 in Rot) mit den Zonalwinden nach CIRA-86 für 80° N (Mittel der Monate Juli und August in Grün) und mit dem Tagesmittel der Zonalwinde des COMMA/IAP-Modells für 77,5° N (blau).

bis Mitte August fast keine Messungen um die Mittagszeit bei 69°N durchgeführt wurden.) Die Ergebnisse bei beiden geographischen Breiten stimmen gut überein. Ein Vergleich mit den Winden des COMMA/IAP-Modells in der Mittagszeit (Mittel über 4,5 Stunden zentriert um 12 UT) zeigt im Rahmen der Variabilitäten ebenfalls eine gute Übereinstimmung.



Abbildung 4.11: Mittlere Meridionalwinde der Messungen mit Fallenden Kugeln bei 78° N (rot, vgl. Abb. 4.9) und bei 69° N (blau, vgl. Abb. 3.9). Alle Messungen fanden in der Mittagszeit statt (siehe Text für Details). Zum Vergleich sind zusätzlich die Meridionalwinde des COMMA/IAP-Modells zur Mittagszeit gezeigt (grün, siehe Text).

Eine nähere Betrachtung der Ergebnisse des COMMA/IAP-Modells ergibt, dass die Gezeitenstrukturen insgesamt bei 77,5°N und 67,5°N sehr ähnlich sind. (Bis 70 km Höhe sind ganztägige Gezeiten größer als die halbtägigen Gezeiten. Dabei stimmt die Phasenlage bei beiden Breiten gut überein. Dies ist hier nicht gezeigt.) Dies erklärt die gute Übereinstimmung der Mittagswerte des Meridionalwinds bei 78°N und bei 69°N gerade im Maximum der ganztägigen Gezeit (vergleiche auch Kapitel 3.2). Da nach dem Modell zur Mittagszeit die Gezeitenmodulation des Zonalwinds gerade den Nulldurchgang hat, geben die Zonalwinde der Messungen die mittleren Zonalwinde repräsentativ wieder, wie es auch schon für 69°N gezeigt wurde (vergleiche auch Kapitel 3.2).

Saisonale Veränderung der Zonalwinde

Die saisonale Veränderung der Zonalwinde im Verlauf der ROMA/SVALBARD-Kampagne ist in Abb. 4.12 dargestellt. Die Windprofile sind in Gruppen entsprechend den Phasen der Entwicklung der thermischen Struktur (vergleiche Abb. 4.2) dargestellt. Man erkennt, dass die Zonalwinde Ende August schwächer werden und Anfang September Werte um 0 m/s oberhalb von ~65 Höhe annehmen und kleine postitive Werte bis maximal ~20 m/s unterhalb von 60 km Höhe annehmen. (Die saisonalen Unterschiede sind klein gegenüber den Variabilitären der Windprofile. Die Unterschiede sind aber größer als die Fehler der Einzelmessungen von maximal 3 m/s.) Dies ist der Übergang vom Sommer- zum Winterzustand im Windfeld der polaren Mesosphäre, wie er auch bei 69°N beobachtet wurde. Die Winde ändern sich demnach gleichzeitig mit der thermischen Struktur (wie auch bei 69°N, siehe Kapitel 3.2.5). Aufgrund der im Vergleich zur saisonalen Änderung sehr großen Varia-



Abbildung 4.12: Zonalwindmessungen während der ROMA/SVALBARD-Kampagne. Die Ergebnisse sind in drei Gruppen für Messungen vom 16.7. bis zum 23.8. (dunkelblau), von 27.8. bis zum 1.9. (hellblau) und vom 5.9. bis zum 14.9. (grün) dargestellt.

bilität der Windprofile wäre die Bestimmung von mittleren Zonalwinden als Funktion der Jahreszeit, wie sie in Kapitel 3.2 für 69°N bestimmt wurden, zu unsicher. Gerade im Höhenbereich unterhalb von 50 km Höhe, in dem die Variabilitäten nach den Erfahrungen mit den Windmessungen bei 69°N kleiner sein sollten, liegen außerdem bei der ROMA-Kampagne keine Messergebnisse vor (vergleiche auch Anhang G). Daher wurde darauf verzichtet, aus den Messergebnissen den saisonalen Verlauf des mittleren zonalen Windfelds zu bestimmen.

4.1.3 Diskussion der gemessenen Breitenabhängigkeit

Temperaturunterschiede in der unteren Mesosphäre

Wir hatten in Abb. 4.4 gesehen, dass in der unteren Mesosphäre die Temperaturen bei 78°N um bis zu 5 K wärmer sind als bei 69°N. Höhere Temperaturen bei höheren Breiten im Sommer in der Stratosphäre und unteren Mesosphäre zeigen übereinstimmend auch Modellberechnungen von *Akmaev* [2001], *Berger und von Zahn* [2002] und *Becker* [2003]. Höhere Temperaturen in der Stratosphäre und unteren Mesosphäre in Richtung Sommerpol werden auch von Berechnungen von Temperaturen, die allein den durch Strahlung bestimmten Zustand berücksichtigen (also eine Berechnung der Temperaturstruktur unter Vernachlässigung von dynamischen Effekten), z.B. von *Fels* [1985] und *Shine* [1987] gezeigt. Da in der Stratosphäre und unteren Mesosphäre die Absorption solarer UV-Strahlung in den Hartley-Banden von Ozon die Aufheizung bestimmt, sind die höheren Temperaturen in der unteren Mesosphäre in höheren Breiten auf die stärkere Absorption solarer Strahlung durch Ozon verursacht.

Temperaturunterschiede in der oberen Mesosphäre

Der Vergleich der Temperaturmessungen bei 78°N und bei 69°N hatte ergeben, dass die Mesopause bei 78°N um ca. 1 km höher liegt und um bis zu 8 K tiefere Temperaturen zeigt als bei 69°N (vgl. Abb. 4.4 und die zugehörige Diskussion). Diese Unterschiede stimmen dabei gut mit den Vorhersagen des COMMA/IAP-Modells überein [*Berger und von Zahn*, 2002]. Auch andere Modell, wie z.B. von *Akmaev* [2001] und *Becker* [2003], zeigen zum Pol hin abnehmende Mesopausentemperaturen. Dabei zeigen die Modelle zum Pol hin zunehmende mittlere Vertikalwindgeschwindigkeiten, die eine zum Pol hin stärkere adiabatische Kühlung der Luftmassen erzeugen, die niedrigere Mesopausentemperaturen zur Folge haben [*Berger und von Zahn*, 2002]. Die größeren mittleren Vertikalgeschwindigkeiten entstehen dabei aber nicht durch einen lokal stärkeren dynamischen Antrieb durch das Brechen von Schwerewellen. Der dynamische Antrieb in der Mesopausenregion nimmt sowohl bei *Akmaev* [2001] als auch bei *Becker* [2003] zum Pol hin ab. Genauer betrachtet wird nach *McIntyre* [1989] das Aufsteigen der Luftmassen durch den meridionalen Gradienten des aufwärts gerichteten Schwerewellenimpulsflusses bestimmt. Zur quantitativen Bestimmung der Aufstiegsgeschwindigkeiten muss daher die meridionale Verteilung des Brechens von Schwerewellen berücksichtigt werden.

Aus den Messungen ergab sich auch, dass in 82 km Höhe die Temperatur im Sommer bei 78°N und bei 69°N in etwa bei 150 K liegt. D.h., in der für NLC typischen Höhe bestehen keine breitenabhängigen Temperaturunterschiede. Aufgrund der bei 69°N im Sommer über mehrere Jahrzente konstanten Temperatur von ~150 K in 82 km Höhe haben *Lübken et al.* [1996] diese Höhe als "equithermal submesopause" bezeichnet. Die Messungen während der ROMA/SVALBARD-Kampagne ergeben, dass dieser Temperaturfixpunkt auch in höheren Breiten auftritt. Breitenabhängige Temperaturunterschiede treten im Mesopausenbereich oberhalb von 82 km Höhe auf und beeinflussen dort den gesamten Prozess der NLC-Bildung der Kondensation, des Eisteilchenwachstums und des Eisteilchentransports. (Die NLC selbst, die aus den größten Eisteilchen gebildet werden, treten nahezu breitenunabhängig in der Nähe des Temperaturfixpunkts in 82 km Höhe auf, siehe *Höffner et al.*, 2003.) Neuere Modellrechnungen dieser Prozesse beschreiben die schon von *Donahue et al.* [1972] vermutete Existenz einer in hohen Breiten im Sommer permanent ausgebildeten Eiswolke, die sich bei mittleren Breiten aufgrund der höheren Temperaturen schließlich auflöst [*von Zahn und Berger*, 2003].

Breitenabhängigkeit des Zonalwinds

Auffällig an den Zonalwinden bei 78°N, die in Abb. 4.10 gezeigt wurden, ist, dass sie ungefähr halb so groß sind wie die Zonalwinde bei 69°N. Dies ist in Abb. 4.13 in einem direkten Vergleich der Zonalwindmessungen mit Fallenden Kugeln von Mitte Juli bis Mitte August bei 78°N und bei 69°N gezeigt. Auch die Zonalwinde von CIRA-86 und vom COMMA/IAP-Modell zeigen eine vergleichba-



Abbildung 4.13: Mittlere Zonalwinde aus Messungen mit Fallenden Kugeln für die Zeit von Mitte Juli bis Mitte August bei $69^{\circ}N$ (blau) und bei $78^{\circ}N$ (rot) mit den jeweiligen mittleren quadratischen Abweichungen (dünne Linien, linker Graph). Rechts sind die zugehörigen Winkelgeschwindigkeiten dargestellt. Siehe Text für Details.

re zum Pol hin abnehmende Geschwindigkeit. (Wie gezeigt wurde, stimmten die Winde von CIRA-86 und von COMMA/IAP sowohl bei 69°N als auch bei 78°N gut mit unseren Messungen überein.) Um zu untersuchen, wie sich die mit den Zonalwinden verbundenen Winkelgeschwindigkeiten (Winkelgeschwindigkeiten um den Pol) verhalten, wurden aus den Zonalwinden *u* die Winkelgeschwindigkeit ω bei der geographischen Breite ϕ mit

$$\omega = \frac{u}{a\cos(\phi)}.\tag{4.1}$$

bestimmt, wobei *a* der Erdradius ist. Die Ergebnisse von ω in Abb. 4.13 zeigen, dass die Winkelgeschwindigkeit im Rahmen der Variabilitäten der Messungen unabhängig von der Breite ist. (Danach ist *u* bei 69°N um den Faktor $\cos(69^\circ)/\cos(78^\circ) \approx 1,7$ größer als bei 78°N. Bei der Konstruktion der Zonalwinde von CIRA-86 haben *Fleming et al.*, 1990, die Zonalwinde von 70°N auf 80°N unter der Annahme von konstantem ω extrapoliert.) Dabei steigt ω von ca. -0,15 Umläufen pro Tag in 55 km Höhe auf ca. -0,25 Umläufe pro Tag in 80 km Höhe an.

Die Bewegung mit einer breitenunabhängigen Winkelgeschwindigkeit wurde auch schon für die Stratosphäre anhand der Zonalwinde der ECMWF-Analysen gefunden [*Piani und Norton*, 2002]. Diese Bewegung wurde dort mit der Bewegung eines Festköpers (=solid body) bezeichnet. (Auch wenn dieses Bild nicht ganz stimmt, da die Windgeschwindigkeit und die Winkelgeschwindigkeit mit der Höhe auch in der Stratosphäre zunehmen. Mit starrer Rotation bewegt sich die Atmosphäre nur in jeder einzelnen Höhenschicht.)

Unter der Annahme, dass die Zirkulation zonal symmetrisch ist, muss der Zonalwind am Pol verschwinden. Die gemessenen Abnahme der Zonalwindgeschwindigkeiten zum Pol hin stimmt mit die-

Tabelle 4.1: Abschätzung der Terme der thermischen Windgleichung nach Gl. 4.2 aus den Messungen mit Fallenden Kugeln bei 69° N und 78° N.

Höhe	$\frac{\partial u}{\partial z}$	$-\frac{g}{f \cdot T} \frac{\partial T}{\partial y}$
60 km	$-1,0\cdot 10^{-3}s^{-1}$	$-1,0 \cdot 10^{-3} \mathrm{s}^{-1}$
68 km	$-1,1 \cdot 10^{-3} \mathrm{s}^{-1}$	$-1,5 \cdot 10^{-3} \mathrm{s}^{-1}$
76 km	$-0,6 \cdot 10^{-3} \mathrm{s}^{-1}$	$-1,1 \cdot 10^{-3} \mathrm{s}^{-1}$

ser Annahme überein. Die Ursachen für die Aufrechterhaltung einer konstanten Winkelgeschwindigkeit in hohen Breiten im Sommer sind jedoch auch für die Stratosphäre noch nicht vollständig verstanden [*Piani und Norton*, 2002]. Für die mittleren Windgeschwindigkeiten erwartet man aber, dass sie im geostrophischen Gleichgewicht mit den mittleren Temperaturen stehen. Dies wird im Folgenden untersucht.

Zusammenhang zwischen Temperaturen und Winden

Im geostrophischen Gleichgewicht, bei dem die Druckgradientenkraft von der Corioliskraft, die sich aus den horizontalen Winden ergibt, kompensiert wird, beschreibt die thermische Windgleichung den Zusammenhang zwischen Temperatur- und Windfeld

$$\frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{g}{f \cdot T} \frac{\partial T}{\partial y}.$$
(4.2)

(Hier nur für Zonalwinde dargestellt, siehe z.B. *Andrews*, 2000. Mögliche Abweichungen vom geostrophischen Gleichgewicht werden weiter unten diskutiert.) Mit den Messungen von Spitzbergen und von Andøya aus können wir abschätzen, ob Gl. 4.2 im Rahmen der Messungen erfüllt ist. Für die Bestimmung eines mittleren Windgradienten $\frac{\partial u}{\partial z}$ wurden zuerst in 60, 68 und 76 km Höhe je eine Gerade im Bereich von ±4 km an die mittleren Sommerwinde aus Abb. 4.13 bei 69°N und 78°N angepasst. Daraus wurden in den drei Höhen durch Mittelung der Werte für beide Breiten $\frac{\partial u}{\partial z}$ bestimmt. Aus den Temperatur-Klimatologien nach *Lübken* [1999] für 69°N und für 78°N (vergleiche Tabelle G.1) wurden für die Sommerzeit (Monate 7.5-8.5) in den drei Höhen jeweils die mittleren Temperaturen bestimmt. Aus der Differenz der Temperaturen und mit einer Entfernung von ~1000 km zwischen der Andøya Rocket Range und Longyearbyen ergibt sich daraus der mittlere meridionale Temperaturgradient $\frac{\partial T}{\partial y}$. Für die Bestimmung des Faktors $\frac{g}{f \cdot T}$ wurden in den drei Höhen das Mittel der Sommertemperaturen bei 69°N und bei 78°N, g=9,6 m/s² und f=1,4·10⁻⁴ s⁻¹ (Coriolis-Parameter für 73,5°N) verwendet. Damit geht $\frac{\partial u}{\partial z}$ allein aus den Windmessungen und $\frac{g}{f \cdot T} \frac{\partial T}{\partial y}$ allein aus den Temperaturmessungen hervor. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.1 zusammengestellt. Da die Terme der Größenordnung nach gut übereinstimmen, ist demnach Gl. 4.2 erfüllt. Die Unterschiede in den Temperaturen und Winden, die wir in den Messungen bei beiden Breiten gefunden haben, sind daher konsistent mit der thermischen Windgleichung.

Ein detaillierterer Vergleich als die Abschätzung der Terme nach Tabelle 4.1 erscheint nicht sinnvoll, da die beobachteten breitenabhängigen Unterschiede insbesondere bei den Temperaturen nur wenig über den Variabilitäten liegen (Unterschiede von maximal 5 K bei Variabilitäten von 3 K). Die Unsicherheiten der Größen in Tabelle 4.1, die sich aus den Variabilitäten der Temperaturen und Winde ergeben, liegen daher auch bei etwa 100%.

Lieberman [1999] hat bei Satellitenmessungen von Temperaturen und Winden in der oberen polaren Sommermesosphäre Abweichungen vom geostrophischen Gleichgewicht gefunden. In der oberen polaren Sommermesosphäre treibt die Impulsdeposition von brechenden Schwerewellen eine meridionale Zirkulation an (vgl. auch Kapitel 1.1). Die damit in der Mesopausenregion erzeugten Meridionalwinde stellen gerade eine ageostrophische Windkomponente dar, die durch die Welle-Grundstrom-Wechselwirkung erzeugt wird. Da außerdem in der Mesopausenregion die Zonalwinde in ähnlicher Größenordnung liegen wie die Meridionalwinde (die Zonalwinde nehmen oberhalb des Maximums des Strahlstroms mit der Höhe ab und zeigen etwas oberhalb der Mesopause bei 90 km Höhe einen Nulldurchgang, siehe z.B. *Manson et al.*, 2003), ist hier auch kein quasi-geostrophisches Gleichgewicht erfüllt, bei dem die ageostrophische Windkomponente sehr viel kleiner wäre als die geostrophische Windkomponente. (Siehe *Lieberman*, 1999, für eine detaillierte Diskussion für die möglichen Gründe der Abweichungen vom geostrophischen Gleichgewicht.) Unterhalb von ~80 km Höhe jedoch gibt es in polaren Breiten im Mittel keine meridionale Zirkulation (vgl. Abb. 1.2 in Kapitel 1.1). Daher ist es kein Widerspruch, dass unsere Messungen in er unteren Mesosphäre konsistent mit dem geostrophischen Gleichgewicht sind, wie oben gezeigt wurde.

4.2 Die thermische Struktur und das Windfeld der Sommermesosphäre in der Antarktis (68°S)

Bei Messungen mit Atmosphärenradars in den Südsommern 1992/1993 und 1993/1994 wurde festgestellt, dass die für die arktische Sommermesosphäre typischen PMSE in der Antarktis deutlich weniger häufig und deutlich schwächer auftreten. (*Balsley et al.*, 1993, *Woodman et al.*, 1999. Dabei wurden die PMSE-Messungen bei 62°S vorgenommen, wogegen die meisten Messungen auf der Nordhemisphäre in leicht höheren Breiten bei 65-69°N durchgeführt wurden.) Die Bildung von PM-SE hängt u.a. von der Existenz von Eisteilchen ab [*Rapp und Lübken*, 2003], die bei den besonders niedrigen Temperaturen in der Sommermesopausenregion gebildet werden. Daher wurden Hinweise auf Unterschiede in der thermischen Struktur der arktischen und antarktischen Sommermesopausenregion gesucht [*Huaman und Balsley*, 1999; *Woodman et al.*, 1999].

Um zum ersten Mal überhaupt die thermische Struktur der antarktischen Sommermesosphäre mit in situ Messungen zu untersuchen, wurde im Januar und Februar 1998 die TRAMP/PORTA-Kampagne von der britischen Forschungsstation Rothera (68°S, 68°W) aus durchgeführt. Dabei wurden insgesamt 24 Fallende Kugeln erfolgreich gestartet. Die Ergebnisse der Temperaturmessungen ergaben, dass die thermische Struktur der südpolaren Sommermesosphäre überraschend ähnlich zur thermischen Struktur ist, die bei 69°N zuvor gefunden worden war [*Lübken et al.*, 1999].

Durch Windmessungen mit Atmosphärenradars [*Dowdy et al.*, 2001] und durch NLC-Beobachtungen mit Lidar am Südpol [*Chu et al.*, 2003] ergaben sich in den letzten Jahren allerdings weitere Hinweise auf hemisphärische Unterschiede in der thermischen Struktur in der polaren Sommermesopausenregion. Außerdem sind theoretische Untersuchungen mit globalen Zirkulationsmodellen durchgeführt worden, die speziell hemisphärische Unterschiede des Sommerzustands der Atmosphäre wiedergeben sollen [*Becker und Schmitz*, 2003; *Siskind et al.*, 2003; *Chu et al.*, 2003]. Die Modelle verwenden unterschiedliche Mechanismen, um hemisphärische Unterschiede des Sommerzustands zu erzeugen: Z.B. tritt eine um \sim 7% höhere solare Einstrahlung während des Südsommers aufgrund der Elliptizität der Erdbahn um die Sonne auf [*Siskind et al.*, 2003; *Chu et al.*, 2003] und es wirkt sich die unterschiedliche Aktivität planetarer Wellen auf der Winterhemisphäre global auch auf die Sommerhemisphäre aus [*Becker und Schmitz*, 2003; *Siskind et al.*, 2003].

Alle Messungen mit Fallenden Kugeln, von denen *Lübken et al.* [1999] die Temperaturergebnisse veröffentlicht haben, liefern auch Dichte- und Windmessungen. Unter dem Blickwinkel der neueren experimentellen Ergebnisse und theoretischen Untersuchungen sollen die Messungen bei 68°N, insbesondere auch die Dichte- und Windmessungen, erneut untersucht und diskutiert werden.

Im Folgenden werden zuerst der Ergebnisse der Messungen des Sommerzustands der antarkti-

schen Sommermesosphäre vorgestellt und diskutiert. Anschließend wird die saisonale Änderung der thermischen Struktur, des Windfelds und der Dichtestruktur am Anfang des Übergangs zum Winter analysiert. Zum Vergleich werden jeweils Messungen mit der gleichen Messtechnik in der arktischen Sommermesosphäre bei 69°N hinzugezogen (siehe Kapitel 3). Eine Liste mit allen Starts von Fallenden Kugeln während der TRAMP/PORTA-Kampagne befindet sich in Anhang H. Zur Messtechnik von Fallenden Kugeln siehe Kapitel 2.1.

4.2.1 Der Sommerzustand der antarktischen Sommermesosphäre

In Abb. 4.14 sind die Temperatur-, Zonalwind- und Dichtemessungen im Januar 1998 während der TRAMP/PORTA-Kampagne gezeigt. Da bei den Messungen keine systematischen Veränderungen der Messergebnisse im Verlauf des Monats zu erkennen sind (hier nicht gezeigt), gehen wir davon aus, dass die Messungen im Januar den Sommerzustand wiedergeben. Zum Vergleich sind Messungen bei 69°N gezeigt, die im Juli im entsprechenden Zeitraum in der Sommersaison durchgeführt worden sind. Man erkennt, dass im Rahmen der Variabilitäten oberhalb von ~50 km Höhe die Messungen



Abbildung 4.14: Temperaturen (links), Zonalwinde (Mitte) und relative Dichten (rechts) der Messungen bei 68° S im Januar (blaue Linien) und bei 69° N im Juli (rote Linien). Die Dichten sind relativ zu den mittleren Dichten der Juli-Flüge bei 69° N dargestellt. Bei den Dichten sind die Daten von vier Flügen bei 68° S und von drei Flügen bei 69° N nicht dargestellt, da die Dichten jeweils durch ein Leck in der Kugel erhöht sind. (Die Temperaturen und Winde dieser Messungen sind dadurch nicht beeinträchtigt.)

in der Antarktis gut mit den Messungen in der Arktis übereinstimmen. Gegenüber den Ergebnissen von *Lübken et al.* [1999] ist hier neu, dass dies auch für die Zonalwinde und die Dichten gilt. Im Folgenden werden die Vergleiche für die einzelnen Parameter im Detail einzeln diskutiert.

Temperaturen und Dichten in der Mesosphäre (oberhalb von ~50 km Höhe): Betrachtet man die Temperaturprofile genauer, so erkennt man, dass oberhalb von 65 km Höhe einzelne Profile aus Messungen bei 69°N niedrigere Temperaturen zeigen als alle Messungen bei 68°S. Die mittleren Temperaturen sind jedoch nur um maximal 4 K unterhalb von 85 km Höhe und um bis zu 5 K an der Mesopause unterschiedlich (höher bei 68°N). Diese Unterschiede sind bei Variabilitäten von 4-6 K unterhalb von 85 km Höhe und von ~10 K an der Mesopause nicht signifikant. Im Rahmen der Variabilitäten können andererseits Temperaturunterschiede in der

Größenordnung von 4 K auch nicht ausgeschlossen werden. Im Rahmen der Variabilitäten sind keine systematischen Unterschiede in den Dichten zu erkennen.

- Temperaturen und Dichten in der Stratosphäre (unterhalb von ~50 km Höhe): Unterhalb von 50 km Höhe fällt auf, dass die Temperaturen bei 68°S systematisch höher liegen als bei 69°N. Im Mittel beträgt die maximale Abweichung 6-8 K in 40-43 km Höhe. Dort ist die Abweichung auch signifikant größer als die Variabilität (~6 K)^e. Den höheren Temperaturen entsprechen im Mittel geringere Dichten unterhalb von ~45 km Höhe^f.
- <u>Zonalwinde</u>: Die Zonalwinde stimmen sowohl im Betrag als auch in der Variabilität gut überein. Aufgrund der vergleichsweise großen Windvariabilitäten (typischerweise von 6 bis auf über 12 m/s von 45 bis 70 km Höhe ansteigend) kann man Unterschiede im Zonalwind in der Größenordnung von ~5 m/s in der Mesosphäre allerdings auch nicht ausschließen.

Vergleiche mit anderen Messungen und mit Klimatologien

Insgesamt ist die thermische Struktur und das Windfeld der Sommermesosphäre in der Antarktis deutlich weniger häufig mit Messungen untersucht worden als in der Arktis. Daher gibt es nur wenige Vergleichsmöglichkeiten.

• Temperaturen und Dichten in der Mesosphäre (oberhalb von \sim 50 km Höhe): Die globale thermische Struktur ist vor allem durch Satellitenmessungen bestimmt worden. Labitzke und Barnett [1981] haben z.B Messungen mit dem Pressure-Modulator-Radiometer, das sich auf dem Nimbus 6 Satelliten befand, diskutiert. Die Messungen werden von Labitzke und Barnett [1981] als repräsentativ für eine Höhe von 80 km angesehen. Labitzke und Barnett [1981] schließen aus den Messungen, dass die Sommermesosphäre in der Antarktis wärmer ist als in der Arktis (es werden dabei keine Temperaturen angegeben). U.a. diese Messungen bestimmen das Temperaturfeld der Referenzatmosphäre CIRA-86 [Fleming et al., 1990]. CIRA-86 zeigt dann auch in 80 km Höhe im Januar bei 70°S eine um 5 K höhere Temperatur als im Juli bei 70°N. Lübken [1999] und Lübken et al. [1999] haben aber gezeigt, dass verglichen mit den Messungen mit Fallenden Kugeln CIRA-86 in diesen Höhen um ~ 10 K zu hohe Temperaturen angibt. In einer neueren Veröffentlichung werden mit den Daten des HRDI-Instruments, das sich auf dem UARS-Satelliten befindet, globale Verteilungen der Temperatur angegeben [Thulasiraman und Nee, 2002]. Auch dort sind die Temperaturen in der oberen polaren Sommermesosphäre auf der Südhemisphäre um \sim 5 K wärmer als auf der Nordhemisphäre. Diese Differenzen stimmen mit den Unterschieden überein, die auch schon in früheren Veröffentlichungen genannt wurden (siehe z.B. Huaman und Balsley, 1999). Allerdings weisen auch die Daten von HRDI eine systematische Abweichung von ~ 10 K zu den Messungen mit Fallenden Kugeln auf. Für die Sommermessungen bei 69°N wurde dies in Kapitel 3.1 gezeigt. Die HRDI-Ergebnisse zur Sonnenwende im Dezember liegen bei 70°S in 82 km Höhe bei etwa 165 K, während von den Fallenden Kugeln bei 68°S im Januar in 82 km Höhe Temperaturen von knapp über 150 K gemessen wurden [Lübken et al., 1999]. Einerseits können wir hemisphärische Temperaturunterschiede von bis zu 4 K mit unseren Messungen aufgrund der Variabilität der Messungen nicht ausschließen. Andererseits sind die Unterschiede der Satellitenmessungen von \sim 5 K nicht

^eScheinbare Dichte- und Temperaturvariationen können bei der Messung mit Fallenden Kugeln in der Stratosphäre durch vertikale Winde erzeugt werden (vgl. Anhang B.3). Diese Variationen müssten sich im Mittel gegenseitig aufheben, wenn die Vertikalwinde durch Wellen erzeugt werden. Die mittleren Temperaturen in der Stratosphäre werden daher vermutlich nicht durch Vertikalwinde beeinflusst.

^fDa die Temperaturen durch Integration der Dichte erhalten werden (vgl. Kapitel 2.1.2), müssen für unterschiedliche Temperaturen unterschiedliche Dichtegradienten vorliegen. Mit den geringeren Dichten ist aber auch der Dichtegradient in dieser Höhe anders (siehe Abb. 4.14).

glaubwürdig, solange die Absolutwerte der Messungen um ~ 10 K (um das Doppelte der hemisphärischen Unterschiede) systematisch fehlerhaft sind.

Dowdy et al. [2001] und Kishore et al. [2003] schließen indirekt aufgrund einer schwächeren äquatorwärts gerichteten Zirkulation in der antarktischen als in der arktischen Sommermesopausenregion, dass die Temperaturen in der Meospausenregion auf der Südhemisphäre höher sind als auf der Nordhemisphäre. Ein Vergleich mit unseren Messungen ist allerdings nicht möglich, da *Dowdy et al.* [2001] und *Kishore et al.* [2003] keine quantitativen Angaben über die Temperaturdifferenzen machen. Aufgrund der Variabilitäten in unseren Messungen von ~ 10 K in der Mesopausenregion können wir Temperaturunterschiede von mehr als 5 K in der Mesopause auch nicht ausschließen.

Kürzlich wurde eine Klimatologie der thermischen Struktur am Südpol veröffentlicht, die sich aus Messungen und aus Referenzwerten zusammensetzt [*Pan und Gardner*, 2003]. In den Sommermonaten wird dabei aber gerade der Höhenbereich in der oberen Mesosphäre (75-90 km Höhe) nicht durch Messungen abgedeckt. Daher verzichten wir hier auf einen detaillierten Vergleich, der auch noch breitenabhängige Effekte berücksichtigen müsste, die für die Südhemisphäre aus anderen Messungen nicht bekannt sind.

Insgesamt ergibt sich, dass es weiterer Messungen bedarf, um die thermische Struktur in der Antarktis besser zu bestimmen und um eindeutig feststellen zu können, ob in der Sommermesopausenregion hemisphärische Unterschiede existieren.

- Temperaturen und Dichten in der Stratosphäre (unterhalb von ~50 km Höhe): Auch frühere • Messungen haben Temperaturunterschiede in der Sommerstratosphäre gezeigt. Bei 80° geographischer Breite ergaben sich aus den Messungen des Selective-Chopper-Radiometer, das sich auf dem Nimbus 4 Satelliten befand, in der oberen Stratosphäre im Süden um 2-5 K höhere Temperaturen [Barnett, 1974; Labitzke, 1974]. Als Grund für die höheren Temperaturen in der Stratosphäre wurde die im Südsommer um 6,8% höhere solare Einstrahlung identifiziert (aufgrund der Elliptizität der Erdbahn um die Sonne, Barnett, 1974). Dies führt im Bereich der Ozonschicht zu einer höheren Aufheizung durch die erhöhte Einstrahlung. Das Maximum der höheren Aufheizung sollte dabei gerade im Bereich von ~40 km Höhe liegen [Siskind et al., 2003]. Gerade in diesem Höhenbereich hatten wir die größten Unterschiede zwischen den Temperaturen auf der Süd- und Nordhemisphäre gefunden. Rosenlof [1996] hat gezeigt, dass auch in Analysedaten hemisphärische Unterschiede in den Temperaturen in dieser Größenordnung in der Stratosphäre auftreten^g. Insgesamt ergibt sich damit konsistent, dass Unterschiede in der Temperaturstruktur während des Sommers auf der Süd- und Nordhemisphäre unterhalb von 50 km Höhe durch die unterschiedliche solare Einstrahlung entstehen.
- <u>Zonalwinde:</u> Koshelkov [1984] gibt eine Klimatologie für die mittleren zonalen Winde auf der Südhemisphäre an, die aus Messungen mit Raketensonden bestimmt wurden. Die Windwerte der Klimatologie für Januar bei 70°S (siehe seine Abb. 14) stimmen mit den von uns gemessen Werten gut überein (zwischen -10 und -20 m/s in 40 km Höhe; -20 m/s in 50 km Höhe; -30 m/s in 60 km Höhe; zwischen -30 und -40 m/s in 70 km Höhe)^h. In einer anderen Klimatologie aus Raketensondenmessungen finden *Belmont et al.* [1975] auf der Südhemisphäre bei 70°S stärkere zonale Winde, als wir sie gemessen haben (-20 m/s in 40 km Höhe; zwischen

^gDarüber hinaus zeigte *Rosenlof* [1996], dass Unterschiede in der Dynamik zu einem hemisphärischen Temperaturunterschied in der unteren Stratosphäre (unterhalb von \sim 30 km Höhe) führen.

^hDie Klimatologie der Temperaturen von *Koshelkov* [1984] (siehe seine Abb. 7) stimmt mit unseren Temperaturmessungen nur innerhalb von ca. ± 10 K überein. Die bessere Übereinstimmung der Winddaten liegt vermutlich an der verwendeten Messtechnik. Raketensonden messen die Temperatur mit einem Thermistor. Die Messwerte in der Mesosphäre müssen aufgrund von Strahlungseffekten u.ä. nachträglich korrigiert werden. Dementsprechend ist die Messgenaugigkeit in der Mesosphäre deutlich reduziert. Die Windmessungen dagegen folgen direkt aus der von einem Bahnverfolgungsradar aufgezeichneten Trajekorie der Sonde. Die Windmessung ist demnach mit der Windmessung von Fallenden Kugeln vergleichbar.

-20 und -40 m/s in 50 km Höhe; -40 m/s in 60 km Höhe)ⁱ. Sowohl *Koshelkov* [1984] als auch *Belmont et al.* [1975] betonen jedoch, dass die Datenbasis für die Mesosphäre auf der Südhemisphäre noch deutlich erhöht werden müsste, um die Klimatologien zu verbessern. Messungen mit einem MF-Radar bei 68°S zeigen eine starke interannuale Variabilität der Zonalwinde [*Kishore et al.*, 2003]. Im Januar 2000 liegen die maximalen zonalen Windgeschwindigkeiten in 75-80 km Höhe im Bereich von -40 bis -50 m/s. Im Januar 2001 liegen sie im gleichen Höhenbereich bei Werten zwischen -30 und -35 m/s. In beiden Jahren sind die MF-Messungen noch im Rahmen der Variabilitäten mit unseren Messungen verträglich. *Kishore et al.* [2003] vergleichen die Messungen mit Messungen bei 65°N und finden, dass es hemisphärische Unterschiede nur mit den Zonalwinden des Südsommers 1999/2000 aber nicht mit den Zonalwinden des Südsommers 2000/2001 gibt. Insgesamt ergibt sich aus den Messungen kein konsistentes Bild über hemisphärische Unterschiede in den Windfeldern. Es wurden sowohl stärkere als auch schwächere Winde auf der Südhemisphäre gemessen. Unsere Messungen mit Fallenden Kugeln zeigen keine Unterschiede, aber Unterschiede in der Größenordnung von ~5 m/s sind mit den Variabilitäten verträglich.

Die Referenzatmosphäre CIRA-86 [Fleming et al., 1990] zeigt jedoch deutliche Unterschiede im zonalen Windfeld zwischen der polaren Sommermesosphäre auf der Nord- und Südhemisphäre. (In Abb. 4.15 sind zum Vergleich die hemisphärischen Unterschiede der Zonalwinde von CIRA-86 für 70°S im Januar und für 70°N im Juli gezeigt.) Für die Messungen bei 69°N und 78°N hatten wir schon gesehen, dass die Zonalwinde von CIRA-86 gut mit den Messungen übereinstimmen (vgl. Kapitel 3.2 und Kapitel 4.1). Ein Vergleich der Zonalwinde der Messungen bei 68°S mit den Referenzwinden bei 70°S in Abb. 4.15 zeigt jedoch, dass die gemessenen Zonalwinde signifikant stärker sind als die Referenzwinde. Über den gesamten Höhenbereich sind die Differenzen größer als die Variabilitäten in den Messungen mit Fallenden Kugeln. (Dabei sind die Variabilitäten deutlich größer als die Fehler der Einzelmessungen.) Die Differenzen betragen unterhalb von 50 km Höhe ~ 10 m/s. Oberhalb von 50 km Höhe steigen die Differenzen auf bis zu 20 m/s an. Wir möchten an dieser Stelle noch einmal daran erinnern, dass sowohl unserer als auch andere Messungen keine systematisch schwächeren Winde auf der Südhemisphäre als auf der Nordhemsiphäre zeigen. Daher schließen wir, dass CIRA-86 das Zonalwindfeld im Sommer in der südpolaren oberen Stratosphäre und Mesosphäre nicht richtig wiedergibt.

Vergleiche mit Modellberechnungen

Kürzlich sind Ergebnisse von drei verschiedenen Modellberechnungen von Unterschieden zwischen dem Sommerzustand der Atmosphäre auf der Nord- und Südhemisphäre veröffentlicht worden [*Becker und Schmitz*, 2003; *Siskind et al.*, 2003; *Chu et al.*, 2003]. Tabelle 4.2 gibt einen zusammenfassenden Überblick über die von den Modellen berechneten hemisphärischen Unterschiede in der oberen Stratosphäre und Mesosphäre jeweils bei 70° geographischer Breite. Insgesamt ergibt sich, dass die Unterschiede alle relativ klein sind. Die Temperaturunterschiede betragen meist weniger als 5 K und die Unterschiede in den zonalen Winden sind häufig nicht größer als 5 m/s. Auch wenn unsere Messungen ergeben haben, dass keine signifikanten Unterschiede in der Variabilitäten unserer Messungen Unterschiede in dieser Größenordnung nicht ausgeschlossen werden. Nur das Modell von *Siskind et al.* [2003] ist mit unseren Messungen ausgeschlossen (ein solcher Unterschiede würde signifikant über der Variabilität von ~5 K liegen). Die Zonalwinde sind bei *Siskind et al.* [2003] zwi-

ⁱDie Werte des Zonalwinds von *Belmont et al.*, 1975, für den Sommer auf der Nordhemisphäre stimmen mit unseren Messungen aus Kapitel 3.2 gut überein. Damit sind die Zonalwinde während des Sommers bei *Belmont et al.*, 1975, auf der Südhemisphäre stärker auf der Nordhemisphäre.



Abbildung 4.15: Mittlere Zonalwinde der Messungen mit Fallenden Kugeln bei 68°S im Januar (durchgezogene Linie im linken Graphen, vgl. Abb. 4.14) mit ihren mittleren quadratischen Abweichungen (dünne Linien). Zum Vergleich sind die Zonalwinde der Referenzatmosphäre CIRA-86 [*Fleming et al.*, 1990] für Januar bei 70°S gezeigt (gestrichelt). Im rechten Graphen sind Zonalwinde von CIRA-86 im Sommer für beide Hemisphären gezeigt (gestrichelt für Januar bei 70°S und gestrichelt-gepunktet für Juli bei 70°N). Siehe Text für Details.

schen 60 und 80 km Höhe um ca. 10 m/s bei 70°S schwächer als bei 70°N. Unterschiede von dieser Größe liegen am Rand der Variabilitäten unserer Messungen und erscheinen damit unwahrscheinlich. Außerdem weist *Siskind et al.* [2003] ausdrücklich darauf hin, dass die im Südsommer schwächeren Zonalwinde, wie sie z.B. auch von CIRA-86 angegeben werden, einen entscheidenden Einfluss auf die gesamte dynamische und thermische Struktur der Südhemisphäre im Sommer haben. Durch die schwächeren Zonalwinde wird der dynamische Antrieb in der Mesopausenregion durch das Brechen von Schwerewellen abgeschwächt (vgl. auch Kapitel 3.5 für die Beschreibung dieses Mechanismus). Der schwächere Antrieb hat dann höhere Temperaturen in der oberen Mesosphäre zur Folge. Messungen des Zonalwindes im antarktischen Sommer ergeben aber gerade keine systematisch schwächeren Winde auf der Südhemisphäre (siehe oben). Dieser Mechanismus kann daher nicht in dem Maße wirken, wie von *Siskind et al.* [2003] angenommen.

Meridionalwindmessungen

In den Meridionalwindmessungen bei 69°N wurden im Meridionalwind Gezeitensignaturen festgestellt (vgl. Kapitel 3.2). Alle Messungen mit Fallenden Kugeln bei 68°S fanden in der Zeit von 8-17 LT (\approx 13-22 UT) um die Mittagszeit herum statt. Die meisten Messungen davon (bis auf drei) fanden im Zeitbereich von 10-13 LT statt. Die Ergebnisse der drei Messungen, die nicht in der Kernmittagszeit stattfanden, wichen aber nicht signifikant von den übrigen Messungen ab. Daher repräsentieren alle Messungen Mittagsmessungen. Da keine Messungen zu anderen Tageszeiten vorliegen, ist eine Bestimmung einer Variation der Winde mit der Tageszeit aus unseren Messungen bei 68°S nicht möglich.

Abb. 4.16 zeigt die mittleren Meridionalwinde der Messungen im Januar (die alle Mittagsmessungen sind) während der TRAMP/PORTA-Kampagne. Es fällt sofort auf, dass die Winde im Mittel zum Pol gerichtet sind (negative meridionale Winde zeigen in Richtung Südpol). Die mittleren Winde stim-

Tabelle 4.2: Unterschiede in den Zonalwinden und Temperaturen zwischen dem Sommerzustand bei 70° N (=,,NH") und 70° S (=,,SH") in den Höhenbereichen der Messungen der Fallenden Kugeln (35-80 km bei den Winden und 35-90 km bei den Temperaturen).

Modellrechnung	Becker und Schmitz [2003]	Chu et al. [2003]	Siskind et al. [2003]
Signatur im	35-80 km Höhe:	35-80 km Höhe:	60-80 km Höhe:
Zonalwind	SH \sim 5 m/s stärker	Unterschiede	SH \sim 10 m/s schwächer
	(negativer) als NH	< 2,5 m/s	(weniger negativ) als NH
			unterhalb 50 km Höhe
			fast keine Änderungen
Signatur in	80-90 km Höhe:	SH höher als NH:	70-90 km Höhe:
der Temperatur	SH <5 K höher als NH	35-90 km Höhe	SH bis 8 K höher als NH
	unterhalb 80 km Höhe:	von 2,5 bis über	(bei 80 km)
	SH <5 K niedriger	5 K ansteigend	35-70 km Höhe:
	als NH		SH \sim 5 K höher als NH

men dabei gut mit den Meridionalwinden der Mittagsmessungen bei 69°N aus Abb. 3.9a überein, wie in Abb. 4.16 zu erkennen ist. (Um die polwärts gerichteten Mittagswinde bei 69°N im Vergleich wiederzugeben, mussten sie im Vorzeichen gewechselt werden. Es wurde das Mittel aus Messungen um ± 2 Wochen um die Sommersonnewende zum Vergleich verwendet, da bei 69°N im Juli allein zu wenig Mittagsmessungen vorlagen.) Da man erwartet, dass die Meridionalwinde unterhalb von ~80 km Höhe im Mittel verschwinden (vgl. Kapitel 1.1), liegt es nahe anzunehmen, dass die polwärts gerichteten Meridionalwinde bei 68°S einer Gezeitensignatur entsprechen, die mit der Gezeitensignatur der Mittagsmessungen bei 69°N vergleichbar ist. Dass sich die Meridionalwinde im Tagesverlauf wie bei 69°N ändern, können wir aufgrund der tageszeitlichen Verteilung der Messungen aber nicht belegen.



Abbildung 4.16: Mittlere Meridionalwinde der Messungen mit Fallenden Kugeln bei 68°S im Januar (blaue Linie) mit ihren mittleren quadratischen Abweichungen (dünne Linien). Alle Messungen fanden in der Mittagszeit statt. Zum Vergleich sind die mittleren Meridionalwinde mit ihren mittleren quadratischen Abweichungen zur Mittagszeit bei 69°N aus Abb. 3.9a gezeigt (rote Linie, vgl. Abb. 3.8 in Kapitel 3.2.2). In beiden Fällen sind die Winde polwärts gerichtet. (Durch die Vorzeichenkonvention beim Meridionalwind mussten die ebenfalls polwärts gerichteten Mittagswinde von 69°N im Vorzeichen gewechselt werden, um sie im direkten Vergleich zu zeigen.).

4.2.2 Übergang vom Sommer zum Winter

Auf der Nordhemisphäre bei 69°N setzt der Übergang zum Winter etwa Mitte August ein (vgl. Kapitel 3). Auf der Südhemisphäre müsste der Übergang entsprechend Mitte Februar einsetzen. Schon *Lübken et al.* [1999] haben festgestellt, dass die Temperaturen bei der TRAMP/PORTA-Kampagne bei 68°S im Mittel im Februar stärker ansteigen, also einen schnelleren Übergang zum Winter zeigen als die Messungen von 69°N. Um den Übergang auch in den zonalen Winden und Dichten näher zu untersuchen, sind die Ergebnisse aller Einzelmessungen für die erste Februarwoche (Monat 2,0-2,25) bei 68°S und für die erste Augustwoche (Monat 8,0-8,25) bei 69°N in Abb. 4.17 gezeigt. Auch wenn die Ergebnisse für diesen Zeitraum bei 68°S nur durch vier Messungen (drei Messungen bei den Dichten) repräsentiert sind, fällt auf, dass die Zonalwinde (im Betrag) und die relativen Dichten bei 68°S systematisch kleiner sind als die Messergebnisse bei 69°N. (Die Unterschiede sind bei den Fehlern der Einzelmessungen von maximal 3 m/s in den Winden und von ~2% in den Dichten signifikant. Siehe Anhang B.3 für die Angabe des Dichtefehlers der Messung mit Fallenden Kugeln.) Geringere Zonalwinde und kleinere Dichten treten beim Übergang der polaren Mesosphäre zum Winter auf (vgl. Kapitel 3 und *Lübken*, 1999). In den Temperaturen erkennt man vor allem in der Mesopausenregion mit höheren Temperaturen einen früheren Übergang zum Winter bei 68°S.



Abbildung 4.17: Temperaturen (links), Zonalwinde (Mitte) und relative Dichten (rechts) der Messungen bei 68° S in der ersten Februarwoche (Monat 2,00-2,25; blaue Linien) und bei 69° N in der ersten Auguswoche (Monat 8,00-8,25; rote Linien). Die Dichten sind relativ zu den mittleren Dichten der Flüge bei 69° N dargestellt. Bei den Dichten sind die Daten eines Flugs bei 68° S nicht dargestellt, da die Dichten durch ein Leck in der Kugel erhöht sind. (Die Temperaturen und Winde dieser Messung sind dadurch nicht beeinträchtigt.)

Um zu überprüfen, ob der Übergangszustand, den wir bei 68°S in der ersten Februarwoche finden, bei 69°N zu einem späteren Zeitpunkt relativ zur Sommersonnenwende eintritt, werden die Messergebnisse der ersten Februarwoche von 68°S in Abb. 4.18 mit den Ergebnissen der zweiten Augustwoche (Monat 8,25-8,5) von 69°N verglichen. Trotz der kleinen Zahl der Messungen bei 68°S in dieser Übergangszeit ist zu erkennen, dass die Daten deutlich besser übereinstimmen als in Abb. 4.17. Besonders bei den Zonalwinden liegen die Winde von 68°S jetzt im Mittel genau im Bereich der Winde von 69°N. Aber auch bei den Dichten (vor allem oberhalb von 70 km Höhe) und auch bei den Temperaturen (vor allem zwischen 75 und 80 km Höhe) sind die besseren Übereinstimmungen zu sehen. Wir schließen daraus, dass der Übergang zum Winter in den Messungen bei 68°S Anfang Februar



Abbildung 4.18: Temperaturen (links), Zonalwinde (Mitte) und relative Dichten (rechts) der Messungen bei 68° S in der ersten Februarwoche (Monat 2,00-2,25; blaue Linien) und bei 69° N in der zweiten Auguswoche (Monat 8,25-8,5; rote Linien). Die Dichten sind relativ zu den mittleren Dichten der Flüge bei 69° N dargestellt. Bei den Dichten sind die Daten eines Flugs bei 68° S nicht dargestellt, da die Dichten durch ein Leck in der Kugel erhöht sind (Die Temperaturen und Winde dieser Messung sind dadurch nicht beeinträchtigt.).

in den drei Größen Temperatur, Zonalwinde und Dichten gleichzeitig um etwa eine Woche früher einsetzt als in der entsprechenden Zeit bei den Messungen bei 69°N.

Dowdy et al. [2001] haben mit Windmessungen mit MF-Radars gezeigt, dass das Maximum des Zonalwindes (in ~80 km Höhe) und das Maximum des äquatorwärts gerichteten Windes (in ~88 km Höhe) auf der Südhemisphäre in der Nähe der Sommersonnenwende auftreten, während die entsprechenden Maxima auf der Nordhemisphäre mit einer Verzögerung von 2 bis 3 Wochen nach der Sommersonnenwende auftreten. *Huaman und Balsley* [1999] stellen in den Temperaturmessungen des HRDI-Instruments auf dem UARS-Satelliten eine ähnliche zeitliche Verschiebung des Temperaturminimums in 84 km Höhe zwischen beiden Hemisphären um 1 bis 2 Wochen fest. (Zu den Absolutwerten der Temperaturmessungen des HRDI-Instruments siehe allerdings auch Kapitel 3.1.) Unsere Messungen während der TRAMP/PORTA-Kampagne decken den Bereich um die Sommersonnenwende im Dezember nicht ab. Aber wir sehen beim Vergleich der Messungen auf beiden Hemisphären beim Übergang zum Winter einen zeitlichen Versatz um etwa 1 Woche. Alle Messungen zeigen damit, dass sich der Sommerzustand auf beiden Hemisphären im Verlauf der Saison unterschiedlich entwickelt.

4.2.3 Übersicht über die Ergebnisse

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass im Sommerzustand der polaren Mesosphäre nach unseren Messungen keine hemisphärischen Unterschiede auftreten (zumindest in den Höhenbereichen unserer Messungen: 35-90 km in den Temperaturen und 35-80 km in den Winden). Dabei können wir Unterschiede, die im Rahmen der natürlichen Variabilitäten liegen, nicht ausschließen. Nach Modellrechnungen erwartet man allerdings auch keine hemisphärischen Unterschiede, die größer sind als die von uns gemessenen Variabilitäten. (Eine Ausnahme bilden die Modellrechnungen von *Siskind et al.*, 2003, die signifikant von unseren Beobachtungen abweichen.) Dass Unterschiede existieren, wird nach den Modellrechungen aufgrund von Unterschieden im Antrieb des Sommerzustands vermutet (~7% höhere solare Einstrahlung während des Südsommers, vgl. *Siskind et al.*, 2003, und *Chu et al.*, 2003, und unterschiedliche Aktivität planetarer Wellen auf der Winterhemisphäre, vgl. *Becker und Schmitz*, 2003, und *Siskind et al.*, 2003). Hier können nur weitere Messungen klären, ob die vorausgesagten kleinen hemisphärischen Unterschiede wirklich auftreten.

Andererseits gibt es mehrere voneinander unabhängige Messungen, die zeigen, dass die saisonale Veränderung des thermischen und dynamischen Zustands der polaren Sommermesosphäre in der Antarktis anders verläuft als in der Arktis. Die Sommersaison in der Antarktis ist dabei um 1-3 Wochen gegen die saisonale Entwicklung in der Arktis verschoben (früher relativ zur Sommersonnenwende). Unsere Messungen zeigen dabei, dass der Übergang zum Winter in der Antarktis ca. 1 Woche früher einsetzt als in der Arktis.

Die Prozesse, die die andere saisonale Entwicklung bestimmen, sind noch nicht identifiziert worden. Die theoretischen Untersuchungen von *Becker und Schmitz* [2003] zeigen, dass sich die Aktivität planetarer Wellen auf der Winterhemisphäre auch global auf den Zustand in der Sommerhemisphäre auswirkt. Es ist bekannt, dass der Nordwinter durch eine stärkere Aktivität planetarer Wellen geprägt ist als der Südwinter. Darüber hinaus tritt das Ende des Winterzustands in der Stratosphäre im Mittel im Südwinter um etwa 2 Monate später ein als im Nordwinter. (Siehe z.B. *Labitzke*, 1999, für eine Beschreibung des Zustands der Stratosphäre im saisonalen Verlauf auf beiden Hemisphären.) Könnten sich die Unterschiede im Verlauf der Wintersaisons auf beiden Hemisphären auf den Verlauf der Sommersaions auf den jeweils gegenüberliegenden Hemisphären auswirken? Dies müsste durch theoretische Arbeiten und durch Korrelationsanalysen von existierender Daten in der Stratosphäre auf beiden Hemisphären (z.B. von Analysedaten) weiter untersucht werden.

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurden in situ Messungen der thermischen Struktur, des Windfeldes und von Turbulenz in der polaren Sommermesosphäre in Abhängigkeit von der saisonalen Entwicklung um den Sommerzustand herum und in Abhängigkeit von der geographischen Breite durchgeführt. Zur Messung der thermischen Struktur und des Windfelds wurden meteorologische Raketen mit Fallenden Kugeln als Nutzlast verwendet (Messbereich der Temperatur: 35-93 km Höhe; Messbereich der Winde: 35-80 km Höhe). Ferner wurden insgesamt vier Turbulenzmessungen in der oberen Mesosphäre mit dem CONE-Sensor als Teil der MIDAS-Höhenforschungsrakete durchgeführt. Dabei wurde eine neu entwickelte Instrumentenelektronik zum ersten Mal erfolgreich zum Einsatz gebracht. Es wurde gezeigt, dass mit den erweiterten Messeigenschaften der neuen Elektronik der direkte experimentelle Nachweis erbracht werden kann, dass die Turbulenzmessungen nicht durch instrumentelle Effekte beeinflusst sind. Zur Bestimmung der Quellen von Turbulenz wurde darüber hinaus in Verbindung mit den Turbulenzmessungen vier hochaufgelöste Windmessungen in der Mesopausenregion mit Folienwolken als Nutzlast von meteorologischen Raketen durchgeführt.

5.1 Messungen bei 69°N

Aus den Temperatur- und Windmessungen wurden Klimatologien der thermischen Struktur und des zonalen Windes für die obere Stratosphäre und die Mesosphäre (jeweils im Messbereich der Temperaturen und Winde) von Ende April bis Anfang Oktober bestimmt. Die thermische Struktur ist durch sehr niedrige Temperaturen von 130-140 K in der Sommermesopausenregion in 85-90 km Höhe von Ende Mai bis zur ersten Augusthälfte gekennzeichnet. Der zonale Wind zeigt in den Sommermonaten starke westwärts gerichtete Winde, die Werte von über 45 m/s annehmen. Der saisonale Verlauf der Temperaturen in der Mesopausenregion während der Übergangszeiten im Frühjahr und Herbst (zu höhere Temperaturen im Winter) wird von entsprechenden Übergängen im Windfeld in der Mesosphäre (zu ostwärts gerichteten Winden im Winter) begleitet. Insbesondere zeigen sowohl die Temperaturen in der Mesopausenregion als auch die zonalen Winde (in ihrem Messbereich) einen langsameren Übergang im Frühjahr als im Herbst. Bei der Untersuchung der Variabilitäten der Windmessungen wurde eine deutliche Gezeitensignatur im meridionalen Wind gefunden. Mit Hilfe von Modellberechnungen wurde sie als eine Signatur der ganztägigen Gezeit interpretiert. Die gezeitenbereinigten Temperatur- und Windvariabilitäten im Bereich von 35 bis ~75 km Höhe wurden durch die Ausbreitung von Schwerewellen erklärt.

Mit den ersten Turbulenzmessungen zur Zeit der Sommersonnenwende wurde die für den Sommer typische turbulente Struktur gefunden. Dabei tritt Turbulenz im Bereich zwischen 80 und 95 km Höhe mit Energiedissipationsraten von bis zu 100 mW/kg im Mittel und von bis zu mehr als 1000 mW/kg in Einzelereignissen auf. Die Zahl und die Ausdehnung der turbulenten Schichten ist dabei sehr variabel. Die Erzeugung der Turbulenz wurde bei einer der beiden Messungen auf die Existenz von dynamischen Instabilitäten zurückgeführt. Bei der zweiten Messung gelang es nicht, gemessene Stabilitätsparameter eindeutig mit den Turbulenzmessungen zu korrelieren. (Dabei konnte der Zustand der Mesopausenregion nicht auf konvektiven Instabilitäten untersucht werden.) Es konnten keine monochromatischen Schwerewellen eindeutig identifiziert werden, die das Windfeld dominierten und die die Instabilitäten verursacht haben könnten (auch wenn die beobachteten Windstrukturen bei der ersten Messung das Auftreten einer langperiodischen Schwerewelle nahe legen).

Bei Messungen des Übergangs vom Winter zum Sommer wurde zum ersten Mal der Übergang gleichzeitig in der thermischen Struktur, dem Windfeld und der turbulenten Struktur nachgewiesen. Die Änderung der großskaligen Dynamik (thermische Struktur, zonale Winde) und der kleinskaligen Dynamik (Turbulenz) vollzog sich während des Übergangs sehr schnell innerhalb von nur ~10 Tagen. Es wurde gezeigt, dass theoretische Modellberechnungen, die die Ausbreitung und das Brechen von Schwerewellen berücksichtigen, mit ihren Ergebnissen mit unseren gemessenen Parametern zum Teil gut übereinstimmen.

Insgesamt sind alle Messergebnisse der verschiedenen Parameter (Temperatur, Wind, Turbulenz) konsistent mit dem generellen Verständnis einer globalen meridionalen Zirkulation vom Sommerzum Winterpol, die von der Impulsdeposition brechender Schwerewellen angetrieben wird. Mit dem Brechen der Wellen wird dabei in der Mesopausenregion Turbulenz erzeugt. Das Brechen der Wellen ist wiederum abhängig vom Spektrum der Wellen, die die obere Mesosphäre erreichen. Die Ausbreitung der Wellen wird dabei durch die Filtercharakteristik des Windfeldes in der Strato- und Mesosphäre bestimmt. Durch die globale meridionale Zirkulation steigen aus Kontinuitätsgründen die Luftmassen über dem Sommerpol auf und erzeugen durch adiabatische Kühlung die niedrigen Temperaturen in der Mesopausenregion. Insbesondere wurde mit einer Simulation, die die Ausbreitung und Brechung von Schwerewellen in einem realistischen Windfeld (das gut mit dem gemessenen Windfeld übereinstimmt) beschreibt, gezeigt, dass die gemessene turbulente Struktur im Sommer, die gemessene Änderung der turbulenten Struktur während des Frühjahrsübergangs und die erwartete Änderung des dynamischen Antriebs in der Mesopausenregion während der Übergangszeiten im Frühjahr und Herbst gut wiedergeben werden. Daher wird auch der gemessene saisonale Verlauf in den experimentell bestimmten Parametern konsistent im Rahmen des Mechanismus der Ausbreitung und des Brechens von Schwerewellen beschrieben.

5.2 Messungen der Breitenabhängigkeit

5.2.1 Messungen bei 78°N

Insgesamt zeigen Temperaturmessungen bei 78°N während des Sommers eine ähnliche thermische Struktur wie bei 69°N. Dabei liegt allerdings die Mesopause bei 78°N um ca. 1 km höher und nimmt um bis zu 8 K geringere Temperaturen an als bei 69°N. In 82 km Höhe liegen die Temperaturen bei 78°N in Übereinstimmung mit den Messungen bei 69°N um 150 K. Diese Temperatur in 82 km Höhe bildet damit auch unabhängig von der geographischen Breite einen Temperaturfixpunkt, der zuvor bei 69°N in den vergangenen vier Jahrzehnten festgestellt wurde. In der unteren Mesosphäre (unterhalb von ~75 km Höhe) sind die Temperatur und der Höhe der Mesopause werden im Rahmen von Modellrechungen durch Unterschiede in der mittleren, aufwärts gerichteten Vertikalbewegung der Luftmassen im Polargebiet, durch die die Luftmassen adiabatisch gekühlt werden, erklärt. Die Temperaturunterschiede in der unteren Mesosphäre lassen sich auf unterschiedlich starke Absorption solarer Einstrahlung im Ozon und der damit verbundenen Aufheizung zurückführen. Die Messergebnisse zeigen ferner, dass der Übergang der thermischen Struktur vom Sommer- zum Winterzustand bei 78°N ca. 1 Woche später einsetzt als bei 69°N.

Vergleiche der gemessenen Temperaturen und Dichten mit der Referenzatmosphäre CIRA-86 zeigen sehr große Abweichungen. Bei CIRA-86 sind die Temperaturen in der oberen Mesosphäre um bis zu 20 K zu hoch im Vergleich zu den gemessenen Temperaturen. Darüber hinaus sind die Dichten von CIRA-86 in der oberen Mesosphäre um bis zu 50% zu hoch im Vergleich zu den gemessenen Dichten. Die Referenzatmosphäre MSIS-1990 liefert für Mitte Juli eine gute Beschreibung der gemessenen Temperaturen und Dichten in der oberen Mesosphäre. Jedoch treten sonst auch bei MSIS-1990 große Abweichungen zu den gemessenen Temperaturen und Dichten auf (bis zu 18 K in den Temperaturen und bis zu 20% in den Dichten in der zweiten Augusthälfte in der oberen Mesosphäre).

Die Zonalwinde sind im Sommer in der Mesosphäre bei 78°N um fast einen Faktor zwei geringer als bei 69°N. Damit bewegt sich die Atmosphäre mit einer von der geographischen Breite unabhängigen Winkelgeschwindigkeit um den Pol. Die gemessenen breitenabhängigen Unterschiede in den Winden und in den Temperaturen sind dabei konsistent mit der Annahme von geostrophischem Gleichgewicht.

5.2.2 Messungen bei 68°S

Die Messungen der thermischen Struktur, der Dichten und des Zonalwinds zeigen, dass im Rahmen der natürlichen Variabilitäten der Messungen keine hemisphärischen Unterschiede im Sommerzustand der polaren Mesosphäre auftreten (in den Höhenbereichen der verwendeten Messmethoden). Andererseits können Unterschiede, wenn sie im Vergleich zu den natürlichen Variabilitäten klein sind, auch nicht ausgeschlossen werden. Modellrechungen, die hemisphärische Unterschiede im Antrieb des Zustands der polaren Sommermesosphäre z.B. aufgrund der im Südsommer um $\sim 7\%$ höheren solaren Einstrahlung berücksichtigen, zeigen verglichen mit den natürlichen Variabilitäten auch nur kleine hemisphärische Unterschiede in der Mesosphäre, die mit den Messungen verträglich sind (jeweils im Messbereich der Temperaturen und Winde). Lediglich die Ergebnisse der Modellstudie von *Siskind et al.* [2003] sind mit unseren Messungen nicht verträglich. In Übereinstimmung mit theoretischen Überlegungen und anderen Messungen treten aufgrund der stärkeren solaren Einstrahlung in der Stratosphäre im Südsommer höhere Temperaturen auf als im Nordsommer (maximal um bis zu 6-8 K in 40-43 km Höhe).

Unsere Messungen zeigen, dass der Übergang zum Winter in der Antarktis ca. 1 Woche früher einsetzt als in der Arktis. Damit gibt es mehrere voneinander unabhängige Messungen (z.B. auch von MF-Radars), die zeigen, dass die saisonale Veränderung des thermischen und dynamischen Zustands der polaren Sommermesosphäre in der Antarktis anders verläuft als in der Arktis. Die Sommersaison in der Antarktis ist dabei um 1-3 Wochen gegen die saisonale Entwicklung in der Arktis verschoben (früher relativ zur Sommersonnenwende).

5.3 Offene Fragen und Ausblick

Nach den Ergebnissen der Messungen bei 69°N und bei 78°N und nach den zugehörigen theoretischen Analysen und Vergleichen mit Modellrechnungen sind die wichtigsten Prozesse, die den thermischen und dynamischen Zustand der polaren Mesosphäre erzeugen, erkannt worden. Andererseits haben auch die vorliegenden Ergebnisse gezeigt, dass es noch einige offene Fragen gibt, die für ein vollständiges Verständnis geklärt werden müssen.

So sind insbesondere viele Details der Anregung, der Ausbreitung und des Brechens von Schwerewellen noch unbekannt. Es ist experimentell noch nicht bestimmt worden, welches Spektrum von Wellen in der unteren Atmosphäre angeregt wird und wie die Wellen bei der Ausbreitung nach oben vom Windfeld der Strato- und Mesosphäre gefiltert werden. Vom Spektrum der Wellen, die schließlich die obere Mesosphäre erreichen, hängt z.B. ab, durch welchen Typ von Instabilität (dynamisch oder
konvektiv) die Wellen brechen. Vom Spektrum der brechenden Wellen hängt auch die Auftrittshäufigkeit, die Variabilität und die räumliche Verteilung von Turbulenz ab, die bisher experimentell nur unzureichend bestimmt worden sind.

Auch mit den Messungen der thermischen Struktur konnten noch nicht alle Fragen ausreichend beantwortet werden. So ist insbesondere gezeigt worden, dass noch weitere Messungen und theoretische Untersuchungen vorgenommen werden müssen, um die möglichen hemisphärischen Unterschiede des Zustands der polaren Sommermesosphäre genauer zu fassen.

In der Diskussion des Zustands der antarktischen Sommermesosphäre ist erwähnt worden, dass Modellergebnisse zeigen, dass sich der Winterzustand der Nordhemisphäre auf den Sommerzustand der Südhemisphäre auswirkt [Becker und Schmitz, 2003]. Daraus ergibt sich direkt die Frage, wie sich eine solche Kopplung zwischen Winter- und Sommerhemisphäre nachweisen lässt. Interessant ist in diesem Zusammenhang, dass der Südwinter im Jahr 2002 vollkommen anders als in allen Jahren zuvor verlief. Im Jahr 2002 trat im Südwinter eine deutlich erhöhte Aktivität planetarer Wellen auf, die schließlich zur ersten während des Südwinters jemals beobachteten Stratosphärenerwärmung (ein "Major Warming") führte [Baldwin et al., 2003]. Messungen während des Nordsommers im Juli 2002 bei 69°N während der MIDAS/MACWAVE-Kampagne [Goldberg et al., 2003] haben dabei zum ersten Mal einen Zustand der thermischen Struktur, des Windfelds und der turbulenten Struktur vorgefunden, der signifikant von allen früheren Messungen abweicht. Bei allen früheren Messungen wurde im Rahmen der Variabilitäten immer wieder der gleiche Sommerzustand gemessen, wie er auch im Rahmen der vorliegenden Arbeit beschrieben wurde. Im Juli 2002 waren aber z.B. die Zonalwindgeschwindigkeiten in der oberen Mesosphäre schwächer als bei den früheren Messungen. Dabei traten allerdings in der unteren Mesosphäre höhere Zonalwindgeschwindigkeiten auf als bei früheren Messungen. Darüber hinaus wurde im Juli 2002 zum ersten Mal im Sommer Turbulenz auch unterhalb von 80 km Höhe nachgewiesen. Es ist dabei auffallend, dass alle beobachteten Signaturen im Nordsommer und Südwinter mit den Modellannahmen und Modellvorhersagen von Becker und Schmitz [2003] übereinstimmen. Insgesamt stellt der Nordsommer/Südwinter 2002 einen Modellfall dar, mit dem im Vergleich zu den früheren Jahren hemisphärische Kopplungen genauer untersucht werden können. Zur Zeit werden diese Analysen durchgeführt. Die mögliche hemisphärische Kopplung stellt mit Sicherheit einen Aspekt der Dynamik in der polaren Sommermesosphäre dar, der bisher anhand von Messungen noch nicht untersucht worden ist.

Anhang A

Die Messkampagnen

Alle Messungen fanden im Rahmen von drei verschiedenen Projekten in koordinierten Feldmessungen, den so genannten Kampagnen, statt.

- Im MIDAS-Projekt (<u>MI</u>ddle atmosphere <u>Dynamics And Structure</u>) fanden die

 - und die MIDAS/SOLSTICE (<u>Studies Of Layered STructures and ICE</u>) -Kampagne mit Messungen des Sommerzustands im Juni 2001 von der Andoya Rocket Range aus (69°N) statt (siehe Kapitel 3.1, Kapitel 3.2 und Kapitel 3.3).
- Im TRAMP-Projekt (Temperature and Remote sensing About the Mesopause at Polar latitudes) fanden die
 - TRAMP/PORTA (<u>PMSE Observations and Rocket Temperature measurements over Antarctica</u>) -Kampagne mit den ersten Messungen des Sommerzustands in der Antarktis Anfang 1998 von der britischen Forschungsstation Rothera aus (68°S, siehe Kapitel 4.2)
 - und die TRAMP/TRANSITION-Kampagne mit Messungen des Herbstübergangs im Jahr 1999 von der Andoya Rocket Range aus (69°N) statt (siehe Kapitel 3.1 und Kapitel 3.2).
- Im ROMA-Projekt (Rocket-borne Observations in the Middle Atmosphere) fanden die
 - ROMA/SVALBARD-Kampagne mit den ersten Messungen in sehr hohen nördlichen Breiten von Longyearbyen auf Spitzbergen (=Svalbard im Norwegischen) aus (78°N, siehe Kapitel 4.1)
 - und die ROMA/AUTUMN-Kampagne mit Messungen des Herbstübergangs im Jahr 2002 von der Andoya Rocket Range aus (69°N) statt (siehe Kapitel 3.1 und Kapitel 3.2).

Alle drei Projekte wurden vom Bundesministerium für Bildung und Forschung finanziell gefördert.

Anhang B

Details zur Messung mit Fallenden Kugeln

Das Messprinzip und die wichtigsten Eigenschaften der Messung von Temperaturen, Dichten und Winden mit Fallenden Kugeln wurden in Kapitel 2.1 beschrieben. Im Folgenden werden einige Details der Datenauswertung näher erläutert.

B.1 Das Auswerteprogramm HIROBIN

Die Approximation der Trajektorie mit der Bestimmung der Kugel-Geschwindigkeiten und -Beschleunigungen und die Ableitung von Temperaturen, Dichten und Winden werden als zentrale Arbeitsschritte alle von dem Auswerteprogramm HIROBIN durchgeführt. Das Programm geht in seinem Kern auf die Entwicklung in den 60er Jahre des zwanzigsten Jahrhunderts zurück. In den 80er Jahren wurde es in die Arbeitsgruppe Atmosphärenphysik an der Universität Bonn transferiert [*Meyer*, 1988]. In Bonn wurden einige Veränderungen und Erweiterungen an dem Programm vorgenommen, die die wesentlichen Teile der Auswertung jedoch nicht betrafen. In den 90er Jahren wurde das Programm noch einmal überarbeitet, wobei in erster Linie die Bedienung des Programms und die Schnittstellen bei der Datenein- und -ausgabe verbessert wurden [*Becker*, 1995]. HIROBIN gelangte mit dem Wechsel von Prof. F.-J. Lübken von der Universität Bonn an das Leibniz-Institut für Atmosphärenphysik nach Kühlungsborn.

Eine Folge der langen Historie von HIROBIN ist, dass einige Eigenschaften der Datenauswertung mit den Jahren und über den Wechsel der verschiedenen Benutzer in Vergessenheit geraten sind bzw. nicht mehr vollständig präsent sind. Daher soll eine Übersicht in diesem Kapitel die wichtigsten Eigenschaften der Auswertung und des Auswerteprogramms zusammenfassen.

B.2 Verarbeitung der Trajektoriendaten

Vor dem Beginn der eigentlichen Datenauswertung werden die Trajektoriendaten vom Bahnverfolgungsradar auf Datenlücken und Ausreißer überprüft^a.

In HIROBIN werden die Geschwindigkeiten der Kugel durch stückweise, gleitende Anpassung von Legendre-Polynomen bestimmt. Aus den Geschwindigkeiten werden wiederum durch stückweise, gleitende Anpassung von Legendre-Polynomen die Beschleunigungen der Kugel bestimmt. Der Grad der Polynome und die Länge der Intervalle, in denen die Anpassungen vorgenommen werden, sind weitgehend frei wählbar. Um die unterschiedliche Bewegung in vertikaler und horizontaler

^adurch das Programm TUBKOR, siehe Becker [1995]

Richtung zu berücksichtigen, sind unterschiedliche Grade der Polynome und der Intervalllängen für die z-Koordinate und für die x- und y-Koordinaten wählbar. Neben der Bestimmung der zeitlichen Ableitungen wird durch die Anpassung der Polynome das Rauschen der Trajektoriendaten unterdrückt. Der Grad der Polynome und die Länge der Intervalle für die Anpassung der Polynome sollten auf bestmögliche Rauschunterdrückung und geringstmögliche Einschränkung der Höhenauflösung abgestimmt sein. Lange Intervalle ergeben z.B. eine starke Mittelung mit geringem Rauschen, unterdrücken jedoch auch die Sensitivität auf atmosphärische Strukturen innerhalb dieser Intervalle. Physikalisch reagiert die Kugel bei geringer Dichte in großen Höhen träger auf die Umgebung in der Atmosphäre als bei höheren Dichten in tiefer gelegenen Abschnitten der Trajektorie. Die Länge der Intervalle zur Anpassung der Legendre-Polynome sollte auf diese höhenabhängige Veränderung der Reaktion der Kugel abgestimmt sein (lange Intervalle in großen Höhen mit Verringerung der Intervalle zu niedrigeren Höhen hin). Die Erfahrungen mit der Auswertung von Fallenden Kugel-Daten hat mit der Zeit einen "Standardsatz" von Parametern ergeben, der in jedem ersten Schritt der Auswertung verwendet wird. Bei auffälligen Strukturen in den Ergebnissen und auch stichprobenartig zur Kontrolle bei allen anderen Flügen werden die Parameter verändert, um die Ergebnisse so weit wie möglich unabhängig von der speziellen Wahl der Parameter zu machen. Zum Verfahren der Bestimmung der Geschwindigkeiten und Beschleunigungen aus den Trajektoriendaten und zur Verwendung der Parameter der Anpassung der Legendre-Polynome siehe Meyer [1988], Becker [1995], Wong [1998] und Müllemann [1999].

B.3 Fehlerbetrachtung der Temperatur- und Dichtemessung

Die Fehler der Dichte- und Temperaturmessung bestehen aus einem systematischen und einem stochastischen Anteil. Die systematischen Fehler sind an bestimmte Höhenbereiche der Auswertung gebunden und werden im Folgenden zuerst beschrieben. Anschließend werden die Fehler aufgrund von Unsicherheiten in der Trajektorie und aufgrund von Unsicherheiten in den Reibungsbeiwerten diskutiert. (Die Fehlerdiskussion wird ausführlich in *Meyer* [1988] geführt. Einige der Ergebnisse von *Meyer* [1988] sind allerdings nicht mehr direkt nachvollziehbar, da sie auf nicht näher beschriebenen Simulationen beruhen.)

B.3.1 Systematischer Fehler: Unsicherheit in den Startwerten von Temperatur und Dichte

Nach Gl. 2.2 müssen für die Temperaturintegration Anfangswerte für die Temperatur (T_0) und die Dichte (ρ_0) vorgegeben werden. Die Auswirkungen einer Unsicherheit in T_0 sind in Abb. B.1 in einem Beispiel dargestellt. T_0 und ρ_0 wurden aus der Klimatologie von *Lübken* [1999] genommen. Zusätzlich wurde T_0 um ± 30 K variiert. Alle Temperaturprofile beginnen am oberen Ende mit dem jeweiligen Startwert und laufen mit abnehmender Höhe zueinander. Der immer geringer werdende Einfluss von T_0 ergibt sich durch die exponentielle Zunahme der Dichte mit abnehmender Höhe (siehe Gl. 2.2). Ca. 8 km unterhalb der Starthöhe beträgt der Unterschied zwischen den Temperaturprofilen nur noch ± 3 K. Daher sind alle Temperaturprofile von Fallenden Kugeln ab ca. 85 km Höhe weitgehend unabhängig vom Temperaturstartwert. Von 85 km Höhe bis zum oberen Ende der Profile wächst der Einfluss des Temperaturstartwerts auf die Temperaturprofile. Wird T_0 einer anderen unabhängigen Messung, wie z.B einer Lidar-Messung oder einer Messung mit dem CONE-Sensor, und nicht einer Klimatologie oder Referenzatmosphäre entnommen, verschwindet natürlich die Unsicherheit durch in T_0 .

In Abb. B.1b sind die Dichteauswertungen zu den verschiedenen Temperaturauswertungen in Abb. B.1a gezeigt. Am oberen Ende zeigt sich bei allen drei Profilen ein Sprung in der Dichte zur Dichte ρ_0 . Die Dichteprofile sind demnach nicht in gleicher Weise an ρ_0 "aufgehängt", wie es die Tempe-



Abbildung B.1: Temperaturauswertungen (a) und Dichteauswertungen (b) des Starts der fallenden Kugel SOFS13 am 24.6.2001 um 22:20 UT. T_0 und ρ_0 wurden der Klimatologie von Lübken [1999] entnommen. Relativ zu dieser Klimatologie sind auch die Dichten in b) dargestellt. Der Temperaturstartwert wurde um ± 30 K variiert (strichlierte Profile).

raturprofile an T_0 sind. Die drei Dichteprofile unterscheiden sich am oberen Ende um ca. $\pm 4\%$. In 85 km sind die Unterschiede schon kleiner als 1%.

Die gegenseitige Abhängigkeit von Temperaturen und Dichten entsteht durch die Parametrisierung des Reibungsbeiwertes C_D . C_D ist als Funktion der Reynoldszahl $Re(\rho, T, |\vec{r} - \vec{w}|)$ und der Machzahl $Ma(T, |\vec{r} - \vec{w}|)$ selbst von der Temperatur abhängig. Obwohl diese Abhängigkeit nur schwach ist, wird bei der Auswertung kein von der Temperatur unabhängiges Dichteprofil erzeugt. In jeder Höhe werden Temperaturen und Dichten bestimmt^b.

Zusammengefasst ergibt sich, dass die Temperaturen und Dichten ab einer Höhe von ca. 85 km nicht mehr durch die Startwerte beeinflusst sind (Abweichung der Profile kleiner als die statistischen Fehler von Temperatur und Dichte, siehe weiter unten). Oberhalb von 85 km Höhe bis zum oberen Ende der Profile nimmt die Abhängigkeit zu. Bei einer Schätzung der Unsicherheiten in T_0 von ± 30 K ergeben sich Unsicherheiten von bis zu $\pm 4\%$ in den Dichten am oberen Ende der Dichteprofile.

B.3.2 Systematischer Fehler: Mach-1 Übergang

Die Kugel fällt in der oberen Mesosphäre mit bis zu zweifacher Schallgeschwindigkeit. Durch die zunehmende Dichte wird sie bis etwa 72 km Höhe auf Unterschallgeschwindigkeit abgebremst. (Dieser sogenannte "Mach-1"-Übergang hängt von der Dichte ab und findet unter sommerlichen polaren Bedingungen bei etwa 72 km und unter winterlichen Bedingungen bei etwa 67 km Höhe statt.) Während des Mach-1-Übergangs ändern sich die Reibungsbeiwerte C_D sehr schnell. Die Änderung wird durch die Daten der Flugbahn nicht genügend aufgelöst, sodass die Temperatur- und Dichtebestimmung Störungen in einem Höhenbereich von ca. ± 3 km um den Mach-1-Übergang aufweist. (Siehe dazu auch Meyer, 1988, von Zahn und Meyer, 1989, und Lübken und von Zahn, 1991.)

^bAufgrund der gegenseitigen Abhängigkeit von Temperaturen und Dichten werden in HIROBIN Gl. 2.1 und Gl. 2.2 iterativ gelöst.

B.3.3 Statistischer Fehler: Unsicherheiten in der Trajektorie und im Reibungsbeiwert

Bei der Bestimmung des statistischen Fehlers wird im Folgenden davon ausgegangen, dass der Temperaturfehler aus dem Dichtefehler über die Temperaturintegration in Gl. 2.2 hervorgeht. Die gegenseitige Abhängigkeit von Dichten und Temperaturen am Anfang der Höhenprofile und bei Verwendung von T_0 aus einer Klimatologie oder Referenz nach Anhang B.3.1 wird hier vernachlässigt, da sie im systematischen Fehler enthalten ist.

Statistischer Fehler der Dichtemessung

Die statistischen Fehler der Dichtemessung setzen sich aus den Fehlern der Geschwindigkeits- und Beschleunigungsbestimmung der Kugel und aus dem Fehler des Reibungsbeiwertes C_D zusammen. Standardmäßig gibt HIROBIN einen Dichtefehler aus. Diese Fehlerangabe enthält allerdings nur die Terme, die direkt mit den Unsicherheiten der Geschwindigkeiten und Beschleunigungen zusammenhängen^c. Der Fehler von C_D ist in der HIROBIN-Ausgabe nicht enthalten. Fehler in der Bestimmung von C_D , die durch eine Unsicherheit in den Gechwindigkeiten und Beschleunigungen entstehen, sind zum Teil^d in HIROBIN enthalten.

Abb. B.2a zeigt die Anteile des Dichtefehlers in einem Beispiel. Die Unsicherheiten bei der Bestimmung der Geschwindigkeiten und Beschleunigungen aus der Trajektorie, wie sie von HIRO-BIN direkt ausgegeben werden, betragen unterhalb von 85 km Höhe weniger als 1%. Das Minimum des relativen Fehlers bei 80 km entsteht durch das Maximum der Abbremsung der Kugel in diesem Höhenbereich (siehe *Meyer*, 1988). Das Maximum bei 70 km entsteht durch den Mach-1-Übergang. Oberhalb von 85 km steigt der Fehler deutlich bis auf über 5% an. Die Fehleranteile von C_D wurden nach den Angaben von *Meyer* [1988] geschätzt: Unterhalb von 80 km bei etwa 1,5% und oberhalb von 80 km bis auf über 4% steigend^e.

Berechnung des Temperaturfehlers aus dem Dichtefehler

Nach Gl. 2.2 gilt:

$$T(z) = T_0 \frac{\rho_0}{\rho(z)} - \frac{1}{\rho(z)} \frac{M}{R} \int_{z_0}^{z} \rho(z) g(z) dz.$$
 (B.1)

Unter Vernachlässigung der Dichteabhängigkeit des Integrals ergibt sich direkt mittels Fehlerfortplanzung:

$$\Delta T \approx T \frac{\Delta \rho}{\rho} \tag{B.2}$$

Um den Beitrag des Integrals in der Temperaturintegration abzuschätzen, kann man das Integral in Gl. B.1 durch eine Summe ersetzen (so wie das Integral in HIROBIN auch ausgeführt wird):

$$T(z) = T_0 \frac{\rho_0}{\rho(z)} - \frac{1}{\rho(z)} \frac{M}{R} \sum_{z_0}^z \rho(z) g(z) \delta z.$$
(B.3)

Dabei bezeichnet δz das Inkrement, um das die Höhe in der Summe je verringert wird. Dann ergibt sich mittels Fehlerfortpflanzung:

$$(\Delta T)^{2} = \left(T\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)^{2} + \frac{1}{\rho^{2}}\left(\frac{Mg}{R}\right)^{2}\sum_{z_{0}}^{z}\left(\delta z\Delta\rho\right)^{2}$$
(B.4)

^cIn HIROBIN sind nur die Fehlerterme (a), (b) und (c) der Gl. 3.15 in *Meyer* [1988] enthalten. Die Terme (d), (e) und (f) fehlen.

^dMit den Beiträgen der Terme (b) und (c) der Gl. 3.15 in *Meyer* [1988].

^eDiese Schätzung ist um maximal 0,3% pessimistischer als bei *Meyer* [1988], um auch die Einflüsse der Fehlerterme (e) und (f) in Gl. 3.15 von *Meyer* [1988] mit zu berücksichtigen, die sonst nicht enthalten wären.

Dieser Ausdruck ergibt sich auch direkt aus der Fehlerangabe in Staffanson und Phibbs [1969]^f.

In Abb. B.2b sind die Temperaturfehler zu den Dichtefehlern in Abb. B.2a dargestellt. Der Fehleranteil aufgrund von Unsicherheiten in den Geschwindigkeits- und Beschleunigungsbestimmung macht wie bei der Dichte nur einen Teil des Gesamtfehlers aus. Der Gesamttemperaturfehler wird schon vollständig durch die vereinfachte Fehlerrechnung nach Gl. B.2 bestimmt. Die Anteile des Fehlers durch die Dichteabhängigkeit des Integrals in Gl. B.1 sind gegenüber den restlichen Anteilen vernachlässigbar. Der Gesamtfehler hat ein Minimum von knapp 3 K in 80 km Höhe (verursacht durch das Maximum in der Abbremsung, siehe die Diskussion des Dichtefehlers). Darunter steigt der Fehler auf Werte von etwas über 4 K an. Oberhalb von 85 km steigt der Temperaturfehler auf Werte von bis zu knapp 10 K. Insgesamt wird die Fehlerabschätzung von *Meyer* [1988]^g gut wiedergegeben. Oberhalb von 85 km Höhe steigt bei *Meyer* [1988] der Temperaturfehler stärker an, da bei *Meyer* [1988] auch der systematische Fehler von Anhang B.3.1 enthalten ist.



Abbildung B.2: Dichte- und Temperaturfehler für den Start SOFS04 einer Fallenden Kugel am 16.6.2001. um 23:51 UT. a) Die Anteile des relativen Dichtefehlers: Aus der Geschwindigkeits- und Beschleunigungsbestimmung aus der Trajektorie (durchgezogene Linie) und aus der Unsicherheit in C_D (strichliert). b) Berechnung des Temperaturfehlers aus dem Dichtefehler: Nur mit dem Anteil des Dichtefehlers aus der Trajektorie (lang strichliert); mit dem Gesamtdichtefehler vereinfacht nach Gl. B.2 (kurz strichliert); Gesamttemperaturfehler (durchgezogene Linie).

B.3.4 Systematischer Fehler durch die Vernachlässigung von vertikalen Winden

Zur Bestimmung der Dichten und Temperaturen werden vertikale Winde vernachlässigt (siehe Kapitel 2.1). In der oberen Mesosphäre können vertikale Winde mit Amplituden von maximal 10 ms⁻¹ gegenüber der Fallgeschwindigkeiten der Kugel von ~600 ms⁻¹ und mehr in guter Näherung vernachlässigt werden. Bei geringeren Fallgeschwindigkeiten kann die Vernachlässigung der vertikalen Winde allerdings scheinbare Dichtevariationen erzeugen. Mittlere vertikale Winde haben in der Mesosphäre Werte von maximal einigen Zentimetern pro Sekunde (dies sind die vertikalen Winde, die mit der adiabatischen Kühlung die niedrigen Temperaturen in der Sommermesopausenregion erzeugen). Mittlere vertikale Winde beeinflussen daher nicht die Genauigkeit der Messung mit Fallenden

^fDer Ausdruck ergibt sich direkt dann, wenn die Unsicherheiten aller Konstanten (T_0 , ρ_0 , g, M) in der letzten Gl. auf S. 165 in *Staffanson und Phibbs*, 1969, auf Null gesetzt werden.

^gMeyer [1988] hat die Fehlerabschätzung aufgrund von nicht näher beschriebenen und daher nicht nachvollziehbaren Simulationen durchgeführt.

Kugeln. Schwerewellen können dagegen deutlich größere Amplituden annehmen. *Meyer* [1988] hat den Einfluss von durch Schwerewellen induzierten Vertikalwinden auf die Messung mit Fallenden Kugeln abgeschätzt. Er kommt zu dem Ergebnis, dass je nach Periode die Temperaturmessung schon unterhalb von 70 km signifikant durch Vertikalwinde beeinflusst werden können. Das Auftreten von Schwerewellen und die Bestimmung der Amplituden ist jedoch z.B. aus den Messungen des horizontalen Windes nur in Ausnahmefällen möglich (wie z.B. bei *Rapp et al.*, 2002). In der Regel sind die Parameter aller die Messung beeinflussender Schwerewellen nicht bekannt. Daher können die Effekte der vertikalen Winde nicht korrigiert werden.

B.4 Höhenauflösung der Temperatur- und Dichteprofile

Wie schon in Anhang B.2 beschrieben, wird die physikalische Höhenauflösung der Messungen in der Auswertung technisch in die Länge der Intervalle zur Anpassung der Legendre-Polynome übersetzt. Damit bestimmen technisch gesehen die Legendre-Polynome und die Intervalllängen die Höhenauflösung der Temperatur- und Dichteprofile.

Die Filtercharakteristik der Legendre-Polynome ist ausführlich von *Meyer* [1988] untersucht worden. Für die Kombination von je kubischen Legendre-Polynomen für die Geschwindigkeits- und Beschleunigungsbestimmung wird aus den Intervalllängen der Geschwindigkeitsbestimmung I_v und aus den Intervalllängen der Beschleunigungsbestimmung I_a eine gemeinsame effektive Intervalllänge I_{eff} (Intervalllänge in der Flugzeit der Kugel) berechnet:

$$I_{eff} = I_a \left(\frac{I_v}{I_a}\right)^{1/3}$$

Die Transferfunktion der Legendre-Polynome ist als Funktion von I_{eff} in Abb. C.1c in Meyer [1988] dargestellt. Perioden der Länge I_{eff} werden durch den Legendre-Polynom-Filter auf den Wert $1/\sqrt{2}$ in der Transferfunktion gedämpft (siehe auch von Zahn und Meyer, 1989). Alle kürzeren Perioden werden stärker gedämpft. Zur Bestimmung der entsprechenden Höhenauflösung in Abb. 2.1 in Kapitel 2.1 wurde in jeder Höhe I_{eff} berechnet und mit der Fallgeschwindigkeit der Kugel der entsprechende Höhenbereich bestimmt. Die Höhenauflösung ergibt sich somit als vertikale Grenzwellenlänge, die noch weitgehend ungedämpft aufgelöst wird. Die Angabe von Wellenlängen ergibt sich dadurch, dass die Messung mit Fallenden Kugeln eine kontinuierliche Messung über die Höhe ist. Dies ist nicht zu verwechseln mit der Höhenauflösung z.B. von Lidars, die aus verschiedenen Höhen vollständig unabhängige Messwerte erhalten.

Inwieweit als Grenzwert für die Durchlasscharakteristik der Transferfunktion der Legendre-Polynome $1/\sqrt{2}$ oder 1/2 sinnvoll ist, ist schwer entscheidbar. Ein Wert von 1/2 würde die Höhenauflösung zu längeren Grenzwellenlängen verschieben. Simulationen mit wellengestörten Referenzatmopshären haben jedoch gezeigt, dass die Angabe durch den $1/\sqrt{2}$ -Wert die Durchlasscharakteristik mit hinreichender Genauigkeit wiedergibt. Siehe dazu auch Anhang B.8.

Insgesamt zeigen die Dichte- und Temperaturmessungen mit einer vollständig anderen Messmethode, mit dem CONE-Sensor (vgl. Anhang D.3), eine gute Übereinstimmung mit den Messungen von Fallenden Kugeln unter der Berücksichtigung der verschiedenen Höhenauflösungen beider Messmethoden (Höhenauflösung der Absolutdichtemessung von CONE: $\sim 0,2$ km). Insbesondere ergibt sich aus den Temperaturmessungen die gleiche mittlere Struktur der Sommermesopause [*Rapp et al.*, 2001; *Rapp et al.*, 2002].

B.5 Fehlerbetrachtung der Windmessung

Der statistische Fehler der Windmessung mit Fallenden Kugeln, wie er in Abb. 2.3 in Kapitel 2.1.3 gezeigt wurde, ergibt sich direkt aus der Streuung der Trajektoriendaten. Aus den Unsicherheiten der Geschwindigkeiten und Beschleunigungen der Fallenden Kugel wird mittels Fehlerfortpflanzung die Unsicherheit der horizontalen Winde bestimmt. HIROBIN gibt die Windfehler standardmäßig aus. Siehe hierzu *Meyer* [1988] und *Becker* [1995].

B.6 Höhenauflösung der Windprofile

Die Höhenauflösung der Windprofile, wie sie in Abb. 2.3 in Kapitel 2.1.3 gezeigt wurde, ergibt sich aus den verwendeten Anpassungen von Legendre-Polynomen an die horizontale Bewegungen der Kugel, wie es für die vertikale Bewegung der Kugel bei der Temperatur- und Dichtemessung in Anhang B.4 beschrieben wurde. Auch hier wurde jeweils der $1/\sqrt{2}$ -Wert der Durchlasscharakteristik der Filtereigenschaften der Legendre-Polynome für die Intervalllängen I_{eff} bestimmt. Die Auflösung wird in Anhang B.8 mittels Simulationen noch näher betrachtet.

B.7 Referenzatmosphären in HIROBIN

Bei der Auswertung der Flugdaten mit HIROBIN wird in einem ersten Schritt der Flug der Fallenden Kugel durch eine Referenzatmosphäre simuliert. Der simulierte Flug wird in genau dem gleichen Verfahren ausgewertet wie die realen Flugdaten. Die Abweichungen der Temperaturen und Dichten zwischen den Referenzwerten und den aus der Simulation gewonnenen Werten sollen eventuelle systematische Abweichungen des Auswerteverfahrens durch die Verwendung der Legendre-Polynome und bei der Bestimmung des Reibungsbeiwerts im Mach-1-Übergang abfangen. Dazu werden die Auswertungsergebnisse der realen Flugdaten mit den durch die Simulation gefundenden Abweichungen korrigiert. (Siehe Becker, 1995, für eine ausführliche Darstellung dieser so genannten "Bias-Korrektur".) Diese Korrekturen sind nur dann effektiv und richtig, wenn die verwendete Referenz die Atmosphäre zum Zeitpunkt des Flugs der Fallenden Kugel sehr nahe kommt. Hier ist ein iteratives Verfahren denkbar, bei dem die ersten Auswerteergebnisse als Referenz für eine zweite Auswertung eingesetzt werden. Dies ist z.B. von Siebenmorgen [1989] durchgeführt worden. Andererseits haben systematische Vergleiche gezeigt, dass eine schlechte Referenz (z.B. ein Sommerzustand bei der Auswertung eines Winterflugs) die Auswertung nicht wesentlich beeinflusst [Müllemann, 1999]. Der wesentliche Einfluss der Referenz auf die Auswertung ist alleine durch den Startwert T_0 gegeben, wenn er aus der Referenz und nicht aus einer anderen Messung genommen wird. Darüber hinaus wird die Korrektur des Mach-1-Übergangs durch eine realistische Referenz deutlich verbessert. Reste der Störung des Mach-1-Übergangs in den Temperatur- und Dichteprofilen sind allerdings immer zu finden.

Um Fehler in der Auswertung zu vermeiden, müssen Temperaturen und Dichten bzw. Temperaturen und Drucke der verwendeten Referenzatmosphären im hydrostatischen Gleichgewicht sein. Sind sie nicht im hydrostatischen Gleichgewicht (wie z.B. bei CIRA-86, *Fleming et al.*, 1990) fließen die Abweichungen von der Hydrostatik mit in die Auswertung ein. (Siehe *Müllemann* [1999] für eine ausführliche Darstellung dieses Sachverhalts.) Alle in dieser Arbeit bei den Auswertungen der Daten von Fallenden Kugeln verwendeten Referenzatmosphären sind im hydrostatischen Gleichgewicht.

Durch die im Programm enthaltene Simulation des Falls einer Kugel durch eine Referenzatmosphäre ergibt sich zusätzlich die Möglichkeit, die Filtereigenschaften der Legendre-Polynome o.ä. zu überprüfen. Neben den Temperaturen und Dichten können auch die Winde vorgegeben werden, die zur Simulation verwendet werden (siehe *Becker*, 1995). Es können z.B. wellenartige Störungen einem mittleren Windfeld überlagert werden. Durch den Vergleich der aus der Simulation ermittelten Daten mit den zur Simulation eingesetzten Daten kann dann überprüft werden, ob die Wellensignaturen prinzipiell von der HIROBIN-Auswertung aufgelöst werden können oder nicht. Siehe dazu auch Anhang B.8.

B.8 Simulationen der Messung mit Fallenden Kugeln in einer wellenmodulierten Atmosphäre

Wie in Anhang B.7 beschrieben wurde, werden mit HIROBIN-Simulationen eines Kugelsfalls durch eine vorgegebene Atmosphäre durchgeführt. In diesen Simulationen werden keine vollständig realistischen Trajektorien von Fallenden Kugeln berechnet, da das Rauschen der Bahndaten nicht enthalten ist. Der Einfluss der Rauschens der Bahndaten auf die Messwerte war Gegenstand der Fehleranalyse (siehe Kapp. B.3). Hier stehen vielmehr die prinzipiellen Eigenschaften des Auswertungsalgorithmus im Vordergrund.

Es wurden Simulationen mit der CIRA-86 Referenzatmosphäre [*Fleming et al.*, 1990] durchgeführt. Es wurden die Temperaturen und zonalen Winde für den Monat Juni bei 70°N verwendet. Die meridionalen Winde wurden auf 0 gesetzt. Den Temperaturen wurde eine Welle mit 10 K Amplitude überlagert. Solche Wellenamplituden werden oberhalb von 80 km durchaus erwartet [*Rapp et al.*, 2002]. Für die untere Mesosphäre sind sie sicherlich zu groß, dienen hier aber zur Überprüfung der Eigenschaften der Temperaturauswertung. Oberhalb von 85 km bis 95 km Höhe wird die Amplitude weggedämpft, um Sprünge in der Nähe des Beginns der Temperaturberechnung zu vermeiden. Die zugehörigen Dichten wurden hydrostatisch aus den Temperaturen integriert^h. Den zonalen und meridionalen Winden wurde je eine Welle mit einer Amplitude von 21 ms⁻¹ überlagert. Zusammen ergibt sich eine Amplitude des Horizontalwinds von ~30 ms⁻¹. Dies entspricht in etwa den Horizontalwindamplituden, die bei einer Temperaturamplitude von 10 K für Schwerewellen in der oberen Mesosphäre erwartet werden.

Abb. B.3 zeigt die Ergebnisse der Simulation für die Temperaturen und für die zonalen Winde bei einer vertikalen Wellenlänge $\lambda_z=6$ km. Deutlich erkennt man, dass die Wellenmodulationen in den Temperaturen und Winden erst unterhalb von ~70 km Höhe aufgelöst werden. Oberhalb von 75 km Höhe geben die Ergebnisse der Simulation nur noch den mittleren Zustand wieder.

Abb. B.4 zeigt die Ergebnisse der Simulation für die Temperaturen und zonale Winde bei einer vertikalen Wellenlänge λ_z =12 km. Die Welle wird in den Temperaturen noch bis zu 85 km Höhe gut aufgelöst. Der Störungen beim Mach-1-Übergang, die in Abb. B.3 nur undeutlich auftraten, sind knapp oberhalb von 70 km gut zu erkennen.

Insgesamt bestätigen sich quantitativ die Angaben der Höhenauflösung, die in Kapitel 2.1 in Abb. 2.1 und Abb. 2.3, in Anhang B.4 und in Anhang B.6 gemacht wurden. Insbesondere wird die starke Verbesserung der Höhenauflösung in den Temperaturen und Winden von 80 km bis 70 km Höhe wiedergegeben.

Oberhalb von 85 km Höhe tritt in Abb. B.4 bei den Temperaturen eine Phasenverschiebung bei den Ergebnissen der Simulation relativ zur Referenz auf. Inwieweit noch andere systematische Abweichungen bei der Simulation auftreten, ist in Abb. B.5 dargestellt. Hier wurde eine Simulation in einer ungestörten, nicht durch Wellen modulierten CIRA-86, durchgeführt. Neben verschwindend kleinen Abweichungen im Zonalwind ist in den Temperaturen der Mach-1-Übergang zu erkennen. Auch hier treten oberhalb von 85 km systematische Abweichungen von bis zu 5 K auf. Diese Abweichungen liegen in der Größenordnung des statistischen Temperaturfehlers (vgl. Anhang B.3). Diese

^hNach der Beziehung: $\rho(z) = \frac{\rho_0 T_0}{T(z)} exp(-\int_{z_0}^z \frac{M}{R} \frac{g(z')}{T(z')} dz')$ wobei ρ_0 und T_0 aus 110 km Höhe genommen wurden (ρ_0 wurde der hydrostatisierten CIRA86, der CIRA86H entnommen, vgl. *Müllemann*, 1999).





Abbildung B.3: Ergebnisse der Simulation einer Fallenden Kugel. Es wurden die Temperaturen und zonalen Winde von CIRA-86 mit einer wellenartigen Modulation (λ_z =6 km) als Referenz verwendet (je strichliert gezeichnet, siehe Text für Details). Die Ergebnisse der HIROBIN-Auswertung der Simulation sind jeweils durchgezogen gezeichnet. Neben den absoluten Werten der Temperaturen (oben) und Winde (unten) sind jeweils rechts die Amplituden der Modulationen (jeweils relativ zu den unmodulierten CIRA-86-Werten bestimmt) gezeigt. (Die Ergebnisse für die Wellenmodulation des meridionalen Windes sind nicht gezeigt, da sie den Ergebnissen des zonalen Windes sehr ähnlich sind.)

Abweichungen und die Abweichungen oberhalb von 85 km in Abb. B.4, die letztendlich durch die Eigenschaften (Steifigkeit und Phasenrichtigkeit) der Anpassung der Legendre-Polynome an die Trajektorie entstehen, werden mit der Bias-Korrektur bei der Auswertung eines realen Flugs entfernt bzw. deutlich reduziert (vgl. Anhang B.7). Mit der Verwendung von verschiedenen Referenzatmosphären



CIRA-86 (Temperatur, zonaler Wind) $\lambda_z\text{=}12\,\text{km}$

Abbildung B.4: Wie Abb. B.3, nur für eine Welle mit vertikaler Wellenlänge $\lambda_z = 12$ km.

kann man vergleichen, ob diese Korrekturen von der speziellen Wahl der Referenz abhängen und ob sie wirklich einen signifikanten Einfluss auf die Ergebnisse haben. Insgesamt ergeben diese Beipiele von systematischen Abweichungen der Temperaturauswertungen oberhalb von 85 km Höhe, dass die Unsicherheit der Temperaturprofile oberhalb von 85 km zunimmt (wie es auch die statistischen Fehler tun, siehe Anhang B.3).

B.9 Historische Anmerkung: Vergleich mit dem Original-HIROBIN

Die wichtigsten Änderungen, die Meyer [1988] am HIROBIN-Programm vorgenommen hat, sind im Folgenden zusammengefasst:



Abbildung B.5: Ergebnisse der Simulation einer Fallenden Kugel. Es wurden die Temperaturen und zonalen Winde von CIRA-86 (ohne wellenartige Modulation) als Referenz verwendet. Ansonsten wie Abb. B.3.

 Meyer [1988] hat eine physikalischere Bias-Korrektur (siehe Anhang B.7) eingeführt. Bis ca. 1993 wurde bei den Datenauswertungen in Bonn mit dieser neuen Bias-Korrektur gearbeitet. Becker hat dann die Möglichkeit eingeführt zwischen der neuen und der alten Bias-Korrektur wechseln zu können. Neuere Versuche haben gezeigt, dass die Auswertungen im Wesentlichen unabhängig von der Art der Bias-Korrektur sind, solange die verwendete Referenzatmosphäre hydrostatisch ist. (Die Unterschiede in den Bias-Korrekturen der Bonner und der amerikanischen Programm-Version in Verbindung mit der Benutzung der nicht hydrostatischen CIRA-86 als Referenzatmosphäre führte zu den großen Unterschieden in den Auswertungsergebnissen, die in Lübken et al., 1994b, beschrieben sind.) Alle Auswertungen von Fallenden-Kugel-Flügen wurden in der vorliegenden Arbeit mit der alten Bias-Korrektur durchgeführt.

- 2. Die Dichte und Windberechnung wurden von *Meyer* [1988] entkoppelt. Die Windberechnung (siehe Kapitel 2.1.3) enthält daher nicht die sehr kleinen Beiträge durch den Auftrieb der Kugel in der Atmosphäre. Dies sollte allerdings keine signifikanten Abweichungen erzeugen.
- 3. *Meyer* [1988] führte variablere Intervalllängen zur Anpassung der Legendre-Polynome an die Trajektoriendaten ein. Die erweiterten Möglichkeiten werden genutzt, um den sich über die Höhe verändernden Flugeigenschaften der Kugel besser Rechnung tragen zu können.

Anhang C

Details zur Messung mit Chaff

Das Messprinzip und die wichtigsten Eigenschaften der Messung von Winden mit Chaff wurden in Kapitel 2.1 beschrieben. Im Folgenden werden einige Details der Eigenschaften der Rohdaten und einige Details der Datenauswertung näher erläutert.

C.1 Eigenschaften der Rohdaten und Rohdatenanalyse

Eine Folienwolke ist für das Bahnverfolgungsradar kein fest umgrenztes Ziel. Im Allgemeinen wandert der Radarstrahl innerhalb der Wolke, die Ausdehnungen von mehr als 500 m annehmen kann, umher. Dabei treten zum Teil systematische Oszillationen auf, die eindeutig auf die Technik der Bahnverfolgung zurückzuführen sind (siehe *Müllemann*, 1999). Die Bewegungen des Radarstrahls innerhalb des Volumens der Wolke repräsentieren daher in der Regel kein geophysikalisches Signal. Für die Windauswertung muss in der Approximation der Trajektorie die mittlere Bewegung der Wolke bestimmt werden, die die Bewegungen des Radarstrahls bis zur Skala der Wolkengöße nicht mehr enthält. Die Approximation der Trajektorie wird näher in Anhang C.2 beschrieben. Die Messung der mittleren Trajektorie mit dem Bahnverfolgungsradar ist jedoch eindeutig, wie *Widdel* [1991] anhand des Vergleichs der Windbestimmungen aus zwei Trajektorien der gleichen Folienwolke, die von zwei unabhängig voneinander arbeitenden Bahnverfolgungsradars gemessen wurden, zeigte.

Neben den Schwankungen des Radarstrahls innerhalb der Wolke treten in den Trajektorien auch Sprünge auf, die zum Teil sogar zu einem Verlust des Signals führen. Sprünge können immer dann auftreten, wenn sich die Folienwolke während des Flugs in zwei oder mehr Teilwolken aufgeteilt hat. Da sich das Radar zum momentan stärksten Signal orientiert, sind bei sich ändernden Reflektivitäten der Teilwolken, z.B. aufgrund von lokalen Verdichtungen der Folienschnipseln, Sprünge zwischen den Wolken möglich. Separationseffekte bei Messungen von Folienwolken werden z.B. von *Widdel* [1990a] und *Widdel* [1987] im Detail diskutiert. In solchen Fällen repräsentieren die Sprünge des Radarstrahls kein geophysikalisches Signal. Die Sprungstellen erkennt man in den Trajektorien an den schnellen Änderungen der Ortskoordinaten. Verändert sich bei den Sprüngen systematisch die Signalstärke des von der Wolke zurückgestreuten Signals (SNR), wandert der Radarstrahl eindeutig zwischen verschiedenen Teilwolken. In der vorliegenden Arbeit wurden Trajektorienabschnitte mit Sprungstellen nicht zur Windauswertung herangezogen. Damit ist in allen ausgewerteten Chaff-Flügen die Eindeutigkeit der Trajektorie gesichert. Die Sprünge traten immer in der zweiten Hälfte der Trajektorie auf. Eine Korrektur der Sprünge, wie sie z.B. von *Meyer* [1988] und *Siebenmorgen* [1989] durchgeführt wurden, hätte kaum zu einer Verbesserung der Höhenabdeckung geführt.

C.2 Approximation der Trajektorie

Die Approximation der Trajektorie wird mit einem kubischen Ausgleichsspline durchgeführt, bei dem die Glättungseigenschaften weitgehend frei wählbar sind. Die Glättung wird durch Grenzperioden und Grenzwellenlängen eingestellt, bei denen die Transferfunktion des Ausgleichssplines auf den Wert 1/2 abfällt. Das numerische Verfahren wurde von *Bacher* [1991] entwickelt. Die wichtigsten Eigenschaften des Verfahrens wurden von *Müllemann* [1999] zusammengefasst. Das neue Verfahren mit gleitenden Anpassungen von Legendre-Polynomen, wie es bei Fallenden Kugeln eingesetzt wird.

Für die Auswertungen der vorliegenden Arbeit wurde die Approximation mit einer kombinierten Grenzperiode und Grenzwellenlänge von 45 s und 2 km durchgeführt. Im oberen Trajektorienteil wird mit einer Grenzperiode von 45 s geglättet. Ab einer Fallgeschwindigkeit der Wolke von 2 km/45 s=44 ms⁻¹ wird mit einer Grenzwellenlänge von 2 km geglättet. Damit wird im unteren Trajektorienteil die Ausdehnung der Wolke berücksichtigt. Diese Glättungsparameter sind etwas kleiner als die ursprünglich von *Bacher* [1991] empfohlenen Werte (100 s und 3 km). Schon *Müllemann* [1999] zeigte, dass eine Glättung mit Grenzwerten von 60 s und 2 km für die Trajektoriendaten besser angepasst ist. In der vorliegenden Arbeit wurde erkannt, dass eine leicht verringerte Grenzperiode von 45 s eine verbesserte Höhenauflösung bei immer noch hinreichender Glättung oberhalb von 90 km Höhe erzielt.

Die gewählten Glättungsparameter liegen durchaus in der Größenordnung anderer bei Chaff-Messungen durchgeführter Approximationen. Bei früheren Messungen wurde meist eine gleitende Anpassung von Legendre-Polynomen verwendet, wie sie auch bei Fallenden Kugeln benutzt wird. Da die Grenzperiode bei Fallenden Kugeln als $1/\sqrt{2}$ -Wert der Transferfunktion bestimmt wurde (siehe Anhang B.4) und bei den Ausgleichssplines der 1/2-Wert der Transferfunktion verwendet wurde, ist der Vergleich der Glättungsparamter erschwert. Es ist nicht das Ziel der vorliegenden Arbeit, die Details der Transferfunktionen zu untersuchen. Die Grenzperioden der Legendre-Polynom-Glättung müssten für eine Umrechnung auf den 1/2-Wert der Transferfunktion zu größeren Perioden verschoben werden. Meyer et al. [1989] glätteten die Chaff-Flüge der MAC/SINE-Kampagne (Sommer 1987, Andøya, 69°N) mit einer Intervalllänge von 1-1,5 km. (Nicht weiter begründet wird bei Meyer et al. [1989], warum die Chaff-Flüge der MAP/WINE-Kampagne im Winter 1983/1984 nur mit einer Intervalllänge von 600 m geglättet wurden.) Nach den Untersuchungen der Transferfunktion der Legendre-Polynome von Meyer [1988] dürfte die Intervalllänge von 1-1,5 km etwa einer Grenzwellenlänge von 1-1,5 km entsprechen. Wu und Widdel [1991] verwendeten ebenfalls gleitende Legendre-Polynome, allerdings mit einer Intervalllänge von 60 s. Dies entspricht in etwa Grenzwellenlängen von 2,4 km in 90 km Höhe (Fallgeschwindigkeit \sim 40ms⁻¹) und 600 m in 80 km Höhe (Fallgeschwindigkeit $\sim 10 \text{ms}^{-1}$). Wenn man die oben erwähnte Vergrößerung der Grenzwellenlängen für den Vergleich mit den Grenzwellenlängen der Ausgleichssplines in Betracht zieht, so sind die Glättungen mit den hier gewählten Glättungen mit Ausgleichssplines vergleichbar. Die hier gewählten Glättungen erscheinen etwas stärker. Es wurde aber bei allen Chaff-Flügen kontrolliert, dass die Approximation die mittlere Bewegung ohne systematische Abweichungen gut wiedergibt.

C.3 Fehler der Windmessung

Der statistische Fehler der Windmessung mit Folienwolken, wie er in Abb. 2.2 in Kapitel 2.1.3 gezeigt wurde, ergibt sich direkt aus der Streuung der Trajektoriendaten. Aus den Unsicherheiten der Geschwindigkeiten und Beschleunigungen in der Approximation der Trajektorie wird mittels Fehlerfortpflanzung die Unsicherheit der horizontalen Winde bestimmt. Siehe hierzu auch *Bacher* [1991] und *Müllemann* [1999].

C.4 Höhenauflösung der Windmessung

Die Höhenauflösung der Windprofile, wie sie in Abb. 2.2 in Kapitel 2.1.3 gezeigt wurde, ergibt sich aus den Grenzwellenlängen und Grenzperioden des verwendeten Ausgleichssplines. Im oberen Bereich der Profile, in denen die Grenzperiode die Glättung bestimmt (siehe oben, Höhen>90 km), wurde die Grenzwellenlänge mit Fallgeschwindigkeit×Grenzperiode bestimmt. Die Höhenauflösung ergibt sich somit wie bei Fallenden Kugeln als vertikale Grenzwellenlänge, die noch weitgehend ungedämpft aufgelöst wird. Die Angabe von Wellenlängen ergibt sich dadurch, dass die Messung mit Folienwolken eine kontinuierliche Messung über die Höhe ist. Dies ist nicht zu verwechseln mit der Höhenauflösung z.B. von Lidars, die aus verschiedenen Höhen vollständig unabhängige Messwerte erhalten.

C.5 Vertikalwindbestimmung aus Folienwolkenmessungen

Widdel [1987] hat eine Möglichkeit angegeben, Vertikalwinde aus der Messung mit Folienwolken zu bestimmen. Das Verfahren beruht darauf, dass die Fallgeschwindigkeit der Folienwolke in einer Atmosphäre ohne Vertikalwinde modelliert wird. Die Differenzen zwischen den gemessenen und den modellierten Fallgeschwindigkeiten ergeben dann die Vertikalwinde.

Die Bestimmung der Vertikalwinde ist jedoch viel unsicherer als die Bestimmung der horizontalen Winde:

- Das Modell zur Berechnung der Fallgeschwindigkeit in der ruhenden Atmosphäre benötigt die Dichten und Temperaturen aus einer Messung oder einer Referenz. Dies führt zusätzliche Unsicherheiten ein. Selbst bei einer zur Folienwolken-Messung zeitlich nahe liegenden Messung einer Fallenden Kugel gibt es Unsicherheiten aufgrund der Variabilität der Atmosphäre. Die Messung einer Fallenden Kugel ergibt oberhalb von 80 km Höhe auch nur stark gemittelte Werte (vgl. Kapitel 2.1 und Anhang B.4). Dichtestrukturen auf kleineren Skalen (entsprechend Wellenlängen<10km) werden nicht aufgelöst. Solche Strukturen können aber die Fallgeschwindigkeit beeinflussen. Daraus ergeben sich Unsicherheiten, die im Betrag die Werte der Vertikalwinde erreichen können. Vergleiche auch *Müllemann* [1999].
- Die Vertikalwinde ergeben sich aus einer Differenz von zwei ähnlich großen Größen. Die Vertikalwinde reagieren daher sehr empfindlich auf Schwankungen in der Trajektorie. Zum Teil ist nicht immer eindeutig entscheidbar, ob eine Verlangsamung oder Beschleunigung des Falls tatsächlich auf eine Bewegung der ganzen Wolke zurückzuführen ist. Es könnte z.B. der Radarstrahl bei der Bahnverfolgung temporär im oberen Teil der Wolke verbleiben. Durch die Differenzbildung ist die Abhängigkeit von nicht geophysikalischen verursachten Schwankungen in der Trajekorie viel größer als bei horizontalen Winden.
- Eine Zusammenstellung der Vertikalwindbestimmungen von 9 Chaff-Messungen in der Sommermesopausenregion ergab, dass die Winde im Mittel alle abwärts gerichtet sind [*Müllemann*, 1999]. Damit ergibt sich die Frage, ob das Modell die Fallgeschwindigkeit von Folienwolken absolut richtig angibt.
- Daher scheint die Angabe von relativen vertikalen Winden [*Meyer et al.*, 1989; *Bacher*, 1991; *Müllemann*, 1999] sicherer zu sein. Die geophysikalische Deutung der relativen Vertikalwinde ist aber nur im Zusammenhang der Untersuchung des durch Schwerewellen induzierten Impulsflusses bei *Meyer et al.* [1989] direkt verständlich.

Aus diesen Gründen wurden in der vorliegenden Arbeit keine Vertikalwinde aus den Messungen mit Chaff bestimmt.

Anhang D

Details zu den Messungen mit dem CONE-Sensor

D.1 Details zu den Turbulenz-Auswertungen

In Kapitel 2.2.3 wurde die Turbulenzauswertung der Dichtemessungen des CONE-Sensors an einem Beispiel beschrieben. Im Folgenden sollen die Ergebnisse der Auswertungen von allen im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Flügen der MIDAS-Höhenforschungsrakete dargestellt werden.

Alle Daten der Flüge wurden im Bereich von 95 bis 75 km Höhe auf Turbulenz untersucht. Dazu wurden die Messdaten in der Regel in Höhenbereichen von 1 km Länge nach dem Verfahren untersucht, wie es in Kapitel 2.2.3 dargestellt wurde. Wie in Anhang D.2 beschrieben, waren die Messdaten unterhalb von 75 km Höhe aufgrund von technischen Problemen so gestört, dass sie nicht zur Turbulenzauswertung herangezogen werden konnten. Im Folgenden sind nur die turbulenten Höhenbereiche aufgeführt. In allen anderen nicht weiter erwähnten Höhenbereichen ist keine Turbulenz aufgetreten. Die Daten sind nach den beiden Kampagnen geordnet, in denen die vier Flüge durchgeführt wurden. (Daten der Flüge MSMI03 und MSMI05 vom Mai 2000 im Rahmen der MIDAS/SPRING-Kampagne und Daten der Flüge SOMI05 und SOMI11 vom Juni 2001 im Rahmen der MIDAS/SOLSTICE-Kampagne, siehe Kapitel 3.4 und Kapitel 3.3.)

Für jeden turbulenten Höhenbereich sind die turbulente Energiedissipationsrate ε und die Inhomogenitätsdissipationsrate N_n angegeben. Beide Größen ergeben sich aus der Anpassung des Heisenberg-Spektrums an die spektralen Leistungsdichten der gemessenen relativen Dichtefluktuationen (siehe Kapitel 2.2.3, *Lübken*, 1992, und *Lübken*, 1993). Während ε die innere Skala l_0^H mit dem Übergang vom intertialen zum viskosen Unterbreich im Spektrum festlegt, beeinflusst N_n in erster Linie die Absolutwerte der spektralen Leistungsdichten im intertialen Unterbreich (vgl. *Lübken*, 1992). Da N_n nicht weiter zur geophysikalischen Interpretation der Messergebnisse benötigt wird, wird dieser Wert nur hier im Anhang zur Vollständigkeit angegeben und nicht weiter diskutiert. Die Fehler von ε und N_n ergeben sich durch die Unsicherheit der Anpassung des theoretischen Spektrums.

D.1.1 MIDAS/SPRING 2000

Bei den Daten der Flüge MSMI03 und MSMI05 sind die Störungen durch hochfrequente Anteile, wie sie in Anhang D.2 beschrieben wurden, sehr ausgeprägt vorhanden. Da sich die Position der hochfrequenten Spitzen über die Höhe ändert, wurden sorgfältig die Höhenbereiche mit turbulenten Fluktuationen so eng wie möglich eingegrenzt, um die Beiträge der Störungen im Spektrum so klein wie möglich zu halten. Daher sind hier die turbulenten Höhenbereiche nicht zentriert auf glatten 1 km-Schritten angegeben und die Größe der Höhenbereiche variiert von 0,6 bis 1,4 km. Insbesondere

Höhenbereich [km]	ε [mW/kg]	$N_n [10^{-7}/\text{s}]$
84,1±0,3	$22,2{\pm}4,5$	$6,8{\pm}0,8$
$76,2{\pm}0,7$	$0,83{\pm}0,26$	$0,10{\pm}0,01$

Tabelle D.1: Ergebnisse der Turbulenzauswertung des Flugs MSMI03 vom 6.5.2000 um 17:08 UT

Höhenbereich [km]	ε [mW/kg]	$N_n [10^{-7}/\text{s}]$
86,2±0,3	149 ± 72	4,7±1,2
84,2±0,3	$1,68{\pm}0,24$	$0,84{\pm}0,05$

Tabelle D.2: Ergebnisse der Turbulenzauswertung des Flugs MSMI05 vom 15.5.2000 um 00:46 UT

trat bei MSMI05 in 86,2±0,3 km Höhe bei etwa 60 bis 70 Hz ein Maximum im Spektrum auf, dass vermutlich durch hochfrequente Störungen verursacht wurde und bis an den Rand des turbulenten Spektrums heranreichte. Hier wurde sehr sorgfältig geprüft, dass die Ergebnisse der Anpassung des theoretischen Spektrums nicht durch das Maximum verfälscht wurden. Letztendlich wurde das Maximum nicht mit in die Anpassung des theoretischen Spektrums einbezogen. Wenn das Maximum mit in die Anpassung lagen). Damit ergibt sich ε bei MSMI05 in 86,2±0,3 km Höhe als konservativ abgeschätzter unterer Grenzwert. Da bei der geophysikalischen Interpretation des Ergebnisses der besonders große Wert von ε betont wird, ist die geophysikalische Aussage in Kapitel 3.4 unabhängig von der zusätzlichen Unsicherheit durch die hochfrequenten Störungen.

Die Tabellen D.1.1 und D.1.1 fassen die Ergebnisse der Energiedissipationsraten für die Flüge MSMI03 und MSMI05 zusammen. In allen nicht aufgeführten Höhen im Bereich von 95 bis 75 km Höhe wurde keine Turbulenz gefunden.

D.1.2 MIDAS/SOLSTICE 2001

Bei den Daten der beiden Messungen im Juni 2001 während der Raketenflüge SOMI05 und SOMI11 war der Anteil der Spinmodulation am Messsignal deutlich größer als bei den beiden Flügen im Mai 2000 (siehe *Müllemann*, 2003). Besonders bei den Höhenbereichen, in denen keine kleinskaligen Dichtefluktuationen auftraten, blieben nach dem Abzug des Spinanteils noch einige Spitzen im Spektrum der Dichtefluktuationen übrig (besonders bei der Spinfrequenz und deren Harmonischer), die wenigstens zu einem Teil eindeutig auf nicht vollständig beseitigte Spinanteile zurückzuführen sind. Es kann aber auch nicht ausgeschlossen werden, dass sich in diesen Spektren noch Rest-Fluktuationen verbergen. Eine spektrale Untersuchung hat allerdings ergeben, dass diese Spektren alle mit dem theoretisch erwarteten Spektrum mit der minimalen Energiedissipationsrate ε_{min} (siehe Kapitel 2.2.3) verträglich sind. Bei solch kleinen Werten von ε tritt im Spektrum gar kein intertialer Unterbreich mehr auf. Die innere Skala l_0^H und die äußere Skala $L_B = 9,97 \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon}{\omega_B^3}}$, die den intertialen Unterbreich zu großen Skalen hin begrenzt, fallen bei theoretischen Spektren mit ε_{min} zusammen (siehe z.B. *Lübken*, 1992, und Literaturverweise darin). Zusammengefasst ergibt sich demnach, dass auch in den Höhenbereichen, in denen Restfluktuationen nicht ausgeschlossen werden können, keine Turbulenz im Rahmen der Messmethode vorliegt.

Beim Flug SOMI11 trat unterhalb von 89 km Höhe eine Schwingung im Emissionsstrom auf (siehe Anhang D.2). Für die Turbulenzauswertung wurde daher der Höhenbereich oberhalb der Störung auf $88,9\pm0,6$ km erweitert, um den gesamten turbulenten Bereich zu erfassen. Innerhalb der Schwingung selbst wurden keine turbulenten Dichtefluktuationen gefunden, die der Schwingung noch überlagert sein könnten.

Höhenbereich [km]	ε [mW/kg]	$N_n [10^{-7}/\text{s}]$
90,0±0,5	1330 ± 480	8,0±1,6
89,0±0,5	36,8±7,8	9,8±1,8
$88,0{\pm}0,5$	$40,7{\pm}15,0$	$5,6{\pm}1,1$
86,0±0,5	181 ± 68	$6,1{\pm}1,2$
$85,0{\pm}0,5$	223 ± 84	$10,6\pm 2,1$
84,0±0,5	137 ± 59	3,9±0,7
83,0±0,5	$12,3\pm 5,0$	$0,64{\pm}0,13$
82,0±0,5	$18,6{\pm}7,6$	$2,5{\pm}0,5$
81,0±0,5	0,43±0,16	0,076±0,016

Tabelle D.3: Ergebnisse der Turbulenzauswertung des Flugs SOMI05 vom 17.6.2001 um 00:05 UT

Höhenbereich [km]	ε [mW/kg]	$N_n [10^{-7}/\text{s}]$
88,9±0,6	852±310	22,5±4,4
80,0±0,5	$0,71{\pm}0,35$	$0,039{\pm}0,007$

Tabelle D.4: Ergebnisse der Turbulenzauswertung des Flugs SOMI11 vom 24.6.2001 um21:21:15 UT

Die Tabellen D.1.2 und D.1.2 fassen die Ergebnisse der Energiedissipationsraten für die Flüge SOMI05 und SOMI11 zusammen. In allen nicht aufgeführten Höhen im Bereich von 95 bis 75 km Höhe wurde keine Turbulenz gefunden.

D.2 Störungen im Ionenstrom und im Emissionsstrom

Alle CONE-Sensoren wurden mit den Betriebselektroniken vor den Raketenflügen im Labor sorgfältig überprüft. Trotzdem traten während der Raketenflüge einige Störungen auf, die glücklicherweise die Turbulenzauswertung der Daten nicht grundsätzlich verhindert haben. Diese Störungen stellen in gewisser Weise die "Kinderkrankheiten" der neu entwickelten Betriebselektronik dar. Die Störungen des Ionenstroms und Emissionsstroms wurden in Kapitel 2.2.2 und in Anhang D.1 angesprochen. Im Folgenden werden die Störungen näher im Einzelnen beschrieben. (Eine entsprechende Diskussion mit Darstellungen der Störungen befindet sich in *Müllemann*, 2003.)

D.2.1 Störungen des Ionenstroms

1. Im Rauschen der Ionenstrommessungen traten hochfrequente Anteile auf (bei Frequenzen > 100 Hz), die sich zum Teil wie Schwebungen zeigten. Diese hochfrequenten Anteile traten bei allen verwendeten Elektroniken auf. Die hochfrequenten Anteile sind in den Leistungsdichtespektren an Spitzen bei den entsprechenden Frequenzen zu erkennen. Solange solche Spitzen nicht unterhalb von ~100 Hz im Spektrum auftreten, ist die Auswertung der Spektren im Hinblick auf Turbulenz nicht beeinträchtigt (siehe Kapitel 2.2.3). In einzelnen Fällen war die Turbulenzauswertung jedoch erschwert. Details zu diesen Fällen sind in Anhang D.1 dargestellt. Prinzipiell war eine Auswertung aber in allen Fällen möglich.

Im Gegensatz zum Ionenstrom zeigte der Emissionsstrom keine Störungen im hochfrequenten Bereich. Das Rauschen des Emissionsstroms zeigt keine Frequenzabhängigkeit und verhielt sich damit immer "weiß".

Die hochfrequenten Störungen wurden von der ersten Lieferung der Elektronik an bemerkt. Eine Behebung der Störungen wurde immer wieder angemahnt. Die Elektronikfirma konnte den Fehler (ein Übersprechen und Interferieren unterschiedlicher Taktfrequenzen in der Elektronik) allerdings erst im Frühjahr 2002, nach allen im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Raketenmessungen (und nach der Zahlung einer über den ursprünglichen Vertrag hinausgehenden Summe zur Überarbeitung der Elektroniken), isolieren und beheben [*Strelnikov*, 2003]. Störungen im hochfrequenten Bereich sind mit der alten Betriebselektronik nicht aufgetreten.

- 2. Alle Flüge zeigen unterhalb von ca. 75 km Höhe Störungen im Ionenstrom, die sich sowohl in einer Erhöhung der Dichtemessung als auch in deutlich gestörten Spektren der Residuen äußern. Die Dichtemessungen sind daher unterhalb von 75 km nicht auswertbar. Beim Flug MSMI03 ist die Störung des Ionenstroms offensichtlich mit einer Störung im Emissionsstrom korreliert. Allerdings tritt an diesen Stellen eine Störung des Emissionsstroms nur bei MSMI03 auf und nicht bei den anderen Flügen. Die Ursache für die Störungen ist unbekannt. Bei den neu überarbeiteten Betriebselektroniken, die im Sommer 2002 zum Einsatz kamen, traten diese Störungen nicht mehr auf [*Strelnikov*, 2003].
- 3. Beim Flug SOMI05 tritt in ca. 79 km Höhe ein Datenverlust allein der Ionenstrommessung durch die Telemetrie von ca. 0.04 s Länge auf. (Dies entspricht eine Höhenunterschied von ~30 m bei einer Fallgeschwindigkeit der Rakete von ca. 700 ms⁻¹.) An dieser Stelle können die Spektren der Residuen nicht ausgewertet werden. Allerdings zeigen die Spektren der Residuen bis zu dieser Stelle und direkt danach keine turbulente Aktivität. Daher liegt im Höhenbereich von 78,5 bis 79,5 km keine Turbulenz vor.
- 4. Durch die starke Präzession der Nutzlast mit Anströmwinkeln von mehr als 60° bei den Raketenflügen MSMI05, SOMI05 und SOMI11 wurden die Dichtemessungen so stark gestört, dass die Temperaturauswertung aus den Ionisationsmanometerdaten nicht möglich war (vergleiche Anhang D.3). Die Präzession beeinflusst dagegen nicht die Turbulenzauswertung. Typischerweise erstrecken sich die turbulenten Spektren auf einen Frequenzbereich von 1-3 Hz bis 100-300 Hz (dies entspricht einer Längenskala von ≤1 km bis ~10 m). Die Präzession tritt mit einer Frequenz von ~0.1 Hz auf (entsprechend >5 km Länge) und beeinflusst daher nicht die spektrale Auswertung der Dichtemessung im Hinblick auf Turbulenz.

D.2.2 Störungen des Emissionsstroms

 Der Emissionsstrom zeigte bei allen in der vorliegenden Arbeit besprochenen Raketenflügen kleinere Schwingungen mit der Eigenfrequenz der Kathodenheizung im Bereich von ca. 6-7 Hz. Eine solche Schwingung ist z.B. in Kapitel 2.2.3 in Abb. 2.6 für 84,1±0,3 km Höhe beim Flug MSMI03 erkennbar. Die Schwingungen traten häufig in Verbindung mit turbulenten Ereignissen auf. Das könnte dadurch erklärt werden, dass durch die turbulenten Dichtefluktuationen die Regelung gezwungen wird, zu reagieren. Eine nicht ganz optimal eingestellte Emissionsstromregelung könnte dann Restschwingungen zeigen. Für die Flüge SOMI05 und SOMI11 ist die Regelung gegenüber de Flügen MSMI03 und MSMI05 anders eingestellt worden. (Sie ist nach den Labormessungen verbessert worden, siehe auch *Müllemann*, 2003.) Die Restschwingungen blieben aber bestehen.

Die Restschwingungen zeigen sich mit einem Maximum in den Spektren der Emissionsstromresiduen bei 6-7 Hz. In diesem Frequenzbereich müssten demnach auch die Spektren der Ionenstromdaten erhöht sein. Meist reichen die turbulenten Spektren der Ionenstromdaten über diesen Frequenzbereich in den niederfrequenten Bereich hinaus. Bei allen Auswertungen wurde darauf geachtet, dass die Anspassung des theoretischen Spektrums gerade nicht sensitiv auf diesen Frequenzbereich reagiert. Dies wurde unter anderem durch Verschieben und Verändern des Frequenzbereichs bei der Anpassung des theoretischen Spektrums getestet.

Die Restschwingungen mit Amplituden von weniger als 0,5% in den Residuen konnten von der alten Betriebselektronik mit einer Auflösung der Emissionsstrommessung von 0,7% nicht gemessen werden. Es ist daher nicht klar, ob solche Störungen nicht auch schon bei früheren Messungen aufgetreten sein könnten. Mittlerweile treten die Restschwingungen durch eine verbesserte Abstimmung der Emissionsstromregelung nicht mehr auf [*Strelnikov*, 2003]. Damit ist jetzt eine weitgehend ungestörte Messung garantiert.

2. Bei den Flügen MSMI03 und SOMI11 trat je in ca. 88 km Höhe ein einzelner Schwinger im Emissionsstrom auf, der kurz darauf von der Emissionsstromregelung wieder reduziert wurde. Die Schwingungen im Emissionsstrom traten proportional nach Gl.2.7 auch im Ionenstrom auf. Beim Flug SOMI11 dauerte der Schwinger ca. 0,5 s (das entspricht einem Höhenunterschied von 300 m bei einer Fallgeschwindigkeit von 600 ms⁻¹). Im Maximum der Schwingungen traten Werte von -1 bis +2% in den Residuen auf. Bei MSMI03 war der Schwinger etwas kürzer (0,4 s mit einem entsprechenden Höhenunterschied von ca. 240 m) und deutlich geringer in der Amplitude (-0,4 bis +0,5%). Der Grund für die Reaktion des Emissionsstroms ist unbekannt. Bei SOMI11 trat die Schwingung kurz nach einem turbulenten Ereignis auf, so dass die Vermutung nahe liegt, dass hier die turbulente Dichteschwankung die Emissionsstromregelung überfordert haben könnte. Bei MSMI03 lag jedoch kein turbulentes Ereignis in der Nähe. Bei beiden Flügen wurde die Turbulenzauswertug durch die Störungen nicht behindert. In beiden Fällen konnte ausgeschlossen werden, dass den Schwingungen der Ionenstrommessungen kleinskalige Dichtefluktuationen überlagert waren. In beiden Fällen traten die Störungen demnach glücklicherweise in nicht turbulenten Höhenbereichen auf, so dass die durch die Schwingungen gestörten Spektren quantitativ nicht ausgewertet werden mussten.

Einen Schwinger wie bei Flug SOMI11 von bis zu 2% hätte die alte Betriebselektronik bei einer Auflösung von 0,7% eigentlich messen müssen. Solche Schwingungen sind nach den Daten allerdings unbekannt. Die näherer Betrachtung des Flugs MDMI05 vom Juli 1999 ergibt aber, dass Störungen im Emissionsstrom in der Größenordnung von 1,4% (Ausschlag von 2 Bits in der Messung) gerade in Höhenbereichen mit Turbulenz auftreten. Ob diese Störungen Restschwingungen wie oben beschrieben darstellen oder ob dies einzelne Schwinger, wie hier beschrieben, sind, lässt sich wegen der schlechten Auflösung der Messung bei der alten Elektronik schwer beurteilen. Es bleibt festzuhalten, dass selbst die alte Elektronik im begrenzten Umfang der damaligen Messung Reaktionen des Emissionsstroms in turbulenten Höhenbereichen zeigte.

D.3 Absolutdichte- und Temperaturbestimmung

Die Absolutdichtemessung des CONE-Sensors ist durch den Verdichtungsstoß, der sich um die Nutzlast beim Überschallflug der Höhenforschungsrakete ausbildet, gegenüber der tatsächlichen Dichte der Atmosphäre erhöht. Die Erhöhung der gemessenen Dichte wird mit dem Staudruckfaktor f_{Stau} beschrieben

$$\rho_{gemessen} = f_{Stau} \cdot \rho. \tag{D.1}$$

Während des Flugs der Höhenforschungrakete ändern sich die Strömungsbedingungen vom freiem molekularen Fluss (oberhalb 100 km) zum Kontinuumsfluss (unterhalb 80 km). Mit den Strömungsbedingungen ändert sich auch f_{Stau} . Gerade in weiten Teilen des Messbereichs des CONE-Sensors in der oberen Mesosphäre oberhalb von 80 km werden die Strömungsbedingungen durch keinen der beiden einfachen Fälle (freier molekularer Fluss und Kontinuumsfluss) beschrieben. *Rapp et al.* [2001] haben f_{Stau} für den CONE-Sensor durch Messungen im Windkanal und durch direkte numerische

Simulationen mit Monte-Carlo-Methoden bestimmt. f_{Stau} nimmt Werte zwischen von ~2-3 an [*Rapp et al.*, 2001].

Zur Bestimmung der Absolutdichte aus den Dichtemessungen des CONE-Sensors werden zur Unterdrückung der Spinmodulation des Messsignals (zur Spinmodulation siehe Kapitel 2.2.2 und *Müllemann*, 2003) zunächst die Messdaten über je eine Spinperiode gemittelt [*Rapp et al.*, 2001]. Dann wird über Gl. D.1 die Absolutdichte bestimmt. Vergleiche mit einer vom CONE-Sensor vollkommen unabhängigen Messmethode, der Messung mit Fallenden Kugeln (siehe Kapitel 2.1), haben eine sehr gute Übereinstimmung beider Messmethoden (unter Berücksichtigung der geringeren Höhenauflösungen der Messung mit Fallender Kugel, siehe Kapitel 2.1) gezeigt.

Beim CONE-Sensor tritt bei Anströmwinkeln von mehr als 60° eine Modulation der Dichtemessung mit der Präzessionsbewegung der Raketennutzlast auf [*Rapp et al.*, 2001]. (Die Präzession tritt auf Skalen >5 km auf und stört nicht die Turbulenzauswertung der CONE-Messungen, siehe auch Anhang D.2.) Zur Zeit ist die Winkelabhängigkeit der Dichtemodulation mit der Präzession mit großen Anströmwinkeln zu wenig bekannt, um sie nachträglich zu korrigieren. Bei drei der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen mit MIDAS-Höhenforschungsraketen war es aufgrund einer solchen schlechten Aerodynamik daher nicht möglich, die Absolutdichten zu bestimmen. Nur bei MSMI03 war die Ableitung des Absolutdichteprofils möglich.

Aus den Dichtemessungen werden durch hydrostatische Integration Temperaturen bestimmt. Das Verfahren ist mit dem Verfahren bei Fallenden Kugeln identisch (siehe Kapitel 2.1 und vgl. *Rapp*, 2000). Wie schon bei den Dichten zeigt sich auch bei den Temperaturen eine gute Übereinstimmung zwischen den Messungen mit dem CONE-Sensor und mit Fallenden Kugeln (vgl. auch *Rapp*, 2000). Die Messung mit dem CONE-Sensor hat allerdings eine deutlich bessere Höhenauflösung (~200 m) als Messungen mit Fallenden Kugeln. Die Messungen des CONE-Sensors reichen bis über 100 km Höhe deutlich höher als die Messungen mit Fallenden Kugeln (maximal ~95 km). Im Rahmen der vorliegenden Arbeit können nur die Daten des Flugs MSMI03 zur Temperaturauswertung herangezogen werden. Die Daten der anderen drei Flüge waren aufgrund von schlechter Aerodynamik zu sehr gestört (siehe oben).

Die Ergebnisse der Temperatur- und Dichtemessungen des CONE Sensors während des Flugs MS-MI03 vom 6.5.2000 um 17:08 UT werden in Abb. D.1 gezeigt. Dort sind auch die entsprechenden Messungen mit der Fallenden Kugel MSFS02, die 27 Minuten vor MSMI03 gestartet wurde, gezeigt. Man erkennt insgesamt eine gute Übereinstimmung der Messungen unter Berücksichtigung der jeweiligen Höhenauflösungen.



Abbildung D.1: Temperatur- und Dichtemessungen mitdem CONE-Sensor und einer Fallenden Kugel, die während der MIDAS/SPRING-Kampagne am 6.5.2000 durchgeführt wurden.

Anhang E

Temperatur- und Windklimatologie 69°N: Starts von meteorologischen Raketen

Im Folgenden werden die Starts von meteorologischen Raketen während der TRAMP/TRANSITION, ROMA/AUTUMN und MIDAS/SOLSTICE-Kampagnen aufgeführt, die in die Bestimmung der Temperaturklimatologie und der Windklimatologie für 69°N eingegangen sind. Siehe dazu auch Kapitel 3.1 und Kapitel 3.2.

E.1 Starts von meteorologischen Raketen während der TRAMP/TRANSITION-Kampagne 1999

Alle meteorologischen Raketen wurden von der Andoya Rocket Range (69°N) aus gestartet. Es wurden insgesamt 14 Starts von Fallenden Kugeln (Bezeichnung TRS, siehe Tabelle) und 3 Starts von Folienwolken (Bezeichnung TRC, siehe Tabelle) durchgeführt. Die Daten der Messungen mit Folienwolken werden in der vorliegenden Arbeit nicht besprochen.

Bezeichnung	Datum	Zeit (UT)	Bemerkung
TRS01	16/8/1999	12:45:00	
TRS02	17/8/1999	09:44:00	
TRS03	18/8/1999	10:23:00	
TRC04	18/8/1999	10:39:00	
TRC05	18/8/1999	11:11:25	
TRS06	23/8/1999	10:30:00	
TRS07	26/8/1999	10:00:00	Kollaps der Kugel ~70 km
TRC08	26/8/1999	10:17:00	
TRS09	30/8/1999	10:00:00	Kollaps der Kugel ~70 km
TRS10	6/9/1999	10:03:00	Kollaps der Kugel ~70 km
TRS11	9/9/1999	08:00:00	Kollaps der Kugel ~70 km
TRS12	14/9/1999	10:00:00	Fehlschlag
TRS13	14/9/1999	11:08:00	Kollaps der Kugel ~70 km
TRS14	16/9/1999	10:00:00	Kollaps der Kugel ~70 km
TRS15	18/9/1999	10:00:00	Kollaps der Kugel ~70 km
TRS16	20/9/1999	10:04:00	
TRS17	22/9/1999	10:03:00	Kollaps der Kugel ~70 km

E.1.1 Bemerkung zum Kampagnenverlauf

Ab Ende August zeigten ungewöhnlich viele Flüge von Fallenden Kugeln einen sehr frühen Kollaps (bei etwa 70 km Höhe). Die Kampagne wurde daher am 22.9.1999 abgebrochen. Bis auf eine einzige Ausnahme (TRS16 vom 20.9.1999) sind daher alle Ergebnisse der Messungen von Ende August bis zum Ende der Kampagne auf den Bereich oberhalb von 70 km Höhe eingeschränkt.

E.2 Starts von meteorologischen Raketen während der ROMA/AUTUMN-Kampagne 2002

Alle meteorologischen Raketen wurden von der Andoya Rocket Range (69°N) aus gestartet. Es wurden insgesamt 22 Starts von Fallenden Kugeln (Bezeichnung ROAFS, siehe Tabelle) und 1 Start von einer Folienwolke (Bezeichnung ROACH, siehe Tabelle) durchgeführt. Die Daten der Messungen mit der Folienwolke werden in der vorliegenden Arbeit nicht besprochen.

Bezeichnung	Datum	Zeit (UT)	Bemerkung
ROAFS01	21/8/2002	10:23:00	Fehlschlag: Radarerfassung z<41 km
ROAFS02	21/8/2002	10:49:00	
ROAFS03	24/8/2002	10:00:00	
ROAFS04	29/8/2002	10:00:00	
ROAFS05	04/9/2002	10:00:00	
ROAFS06	06/9/2002	10:00:00	
ROAFS07	10/9/2002	10:00:00	
ROAFS08	13/9/2002	10:50:00	Fehlschlag: Radarerfassung z<93 km
ROAFS09	14/9/2002	10:27:00	
ROAFS10	17/9/2002	10:00:00	
ROAFS11	20/9/2002	10:00:00	Fehlschlag: Kein Kugel-Auswurf
ROAFS12	20/9/2002	10:35:30	Fehlschlag: früher Kugelkollaps
ROAFS13	22/9/2002	10:00:00	
ROAFS14	26/9/2002	10:00:00	
ROAFS15	29/9/2002	10:00:00	Fehlschlag: Kein Kugel-Auswurf
ROAFS16	29/9/2002	10:19:00	Fehlschlag: Kein Kugel-Auswurf
ROAFS17	30/9/2002	23:05:00	
ROAFS18	4/10/2002	22:00:00	
ROAFS19	7/10/2002	10:00:00	Fehlschlag: Kein Kugel-Auswurf
ROAFS20	7/10/2002	10:25:00	
ROACH21	7/10/2002	10:48:00	
ROAFS22	10/10/2002	10:00:00	Fehlschlag: früher Kugelkollaps
ROAFS23	10/10/2002	10:29:00	

E.3 Starts von Höhenforschungsraketen und meteorologischen Raketen während der MIDAS/SOLSTICE-Kampagne 2001

Alle Raketen wurden von der Andoya Rocket Range (69°N) aus gestartet. Es wurden insgesamt 7 Starts von Fallenden Kugeln (Bezeichnung SOFS, siehe Tabelle) und 5 Starts von Folienwolken (Bezeichnung SOCH, siehe Tabelle) durchgeführt. Im Zentrum der beiden Startsequenzen vom 16./17.6.2001 und vom 24.6.2001 standen die Starts der MIDAS-Höhenforschungsraketen SOMI05

Bezeichnung	Datum	Zeit (UT)	Bemerkung
SOFS01	08/6/2001	14:32:00	
SOFS02	13/6/2001	01:10:30	
SOFS03	15/6/2001	01:34:30	
SOFS04	16/6/2001	23:51:00	
SOMI05	17/6/2001	00:05:00	
SOCH06	17/6/2001	00:36:00	
SOFS07	17/6/2001	00:59:00	
SOCH08	17/6/2001	01:19:00	
SOCH09	21/6/2001	01:44:00	
SOFS10	24/6/2001	21:04:00	
SOMI11	24/6/2001	21:21:15	
SOCH12	24/6/2001	21:51:00	
SOFS13	24/6/2001	22:20:10	
SOCH14	24/6/2001	22:45:15	

und SOMI11 (siehe Kapitel 3.3). Die Daten der Messungen mit der Folienwolke während des Flugs SOCH09 werden in der vorliegenden Arbeit nicht besprochen.

Anhang F

Ergänzende Darstellungen zu Kapitel 3.1 und zu Kapitel 3.2

F.1 Temperaturmessungen 69°N: Übergangszeit und Na-Temperaturmessungen

In den Jahren 1986 bis 1989 war in unmittelbarer Nähe zur Andøya Rocket Range das Natrium-Resonanzlidar der Universität Bonn aufgestellt [*Kurzawa und von Zahn*, 1990]. Die Temperaturmessungen des Na-Lidars im August 1986, 1987 und 1989 wurden schon von *Lübken und von Zahn* [1991] und *Lübken* [1999] diskutiert. Danach zeigten die Messungen in der zweiten Augusthälfte des Jahres 1986 einen gegenüber der Klimatologie von *Lübken* [1999] deutlich schnelleren Übergang zu den Winterbedingungen. Neben der zusammengefassten Darstellung in Kapitel 3.1.1 sollen die Na-Messungen hier detaillierter gezeigt werden.

Um die neuen Messungen mit Fallenden Kugeln, insbesondere in den Jahren 1999 und 2002 im August, mit den Messungen des Na-Lidars zu vergleichen, sind in Abb. F.1 alle Temperaturmessungen in einer Höhe von 88 km im Verlauf des Jahres dargestellt^a. Deutlich erkennt man, dass fast alle Daten des Na-Lidars in der zweiten Augusthälfte bei höheren Temperaturen liegen als die Messungen der Fallenden Kugeln. (Die Unterschiede sind signifikant größer als die Fehler und Variabilitäten der Messungen.) Dabei stammen die Na-Messungen in der zweiten Augusthälfte aus dem Jahr 1986, dem ersten Jahr der Na-Messungen. Wie schon in Kapitel 3.1.1 diskutiert, muss offen bleiben, ob im Jahr 1986 die saisonale Variation anders verlief oder ob instrumentelle Unsicherheiten in den Lidardaten enthalten sind, die aufgrund der besonders schweren Messbedingungen (geringe Na-Dichte im August, große Resthelligkeit nachts in polaren Breiten im August) im ersten Jahr des Betriebs des Na-Lidars im Jahr 1986 nicht richtig erkannt worden sind. Im Gegensatz zu den Na-Messungen des Jahres 1986 stimmen die Na-Messungen aus den anderen Jahren besser mit den Messungen der Fallenden Kugeln überein. Die Messungen in der ersten Augusthälfte, insbesondere aus dem Jahr 1989, zeigen eine gute Übereinstimmung mit den Messungen der Fallenden Kugeln. (Auch wenn die Streuung der Lidardaten etwas größer als in den Daten der Fallenden Kugeln ist. Der Vergleich für 1989 allein ist hier nicht gezeigt.) Darüber hinaus setzen ab Mitte Oktober die Na-Messungen den saisonalen Verlauf der Temperaturen nach den Messungen mit Fallenden Kugeln passend fort (siehe Abb. F.1). D.h.. im Winter stimmen die Ergebnisse der beiden Messtechniken gut überein. (Auch wenn auch hier die

^aErst oberhalb von ~88 km Höhe gibt es genügend Messungen durch das Na-Lidar für den Vergleich. Die Abhängigkeit der Temperaturprofile von Fallenden Kugeln vom gewählten Startwert (siehe Kapitel 2.1) ist in 88 km Höhe schon stark abgeklungen (\pm 5 K bei einer angenommenen Unsicherheit im Startwert von \pm 30 K). D.h., die Anteile des systematischen Fehlers durch den Temperaturstartwert sind schon so weit abgeklungen, dass der Vergleich in 88 km Höhe mit den Lidardaten nicht wesentlich beeinrächtigt wird.

Variabilitäten in den Lidarmessungen größer zu sein scheinen als bei den Messungen mit Fallenden Kugeln.)



Abbildung F.1: Wie Abb. 3.3, nur in der Höhe von 88 km. Zusätzlich sind die Messungen des Na-Lidars eingezeichnet (blaue Symbole, siehe den Text für Details).

F.2 Temperaturmessungen 69°N: Gezeitenvariation

Wie schon in Kapitel 3.2.1 kurz erwähnt und von *Lübken* [1999] festgestellt, wurden bisher keine Gezeitenvariationen in den Temperaturmessungen mit Fallenden Kugeln gefunden. Nach der Gezeitenanalyse der Windmessungen mit Fallenden Kugeln soll hier eine genauere Betrachtung der Temperaturgezeiten mit Hilfe von Modellberechnungen erfolgen.

In Abb. F.2 sind die Temperaturmessungen aus Abb. 3.7 farblich unterschiedlich für Tag- und Nachtmessungen dargestellt. Man erkennt deutlich, dass in den Temperaturen keine signifikanten Unterschiede mit dem Messzeitpunkt auftreten^b.

Bei der Analyse der Windebeobachtungen wurden gute Übereinstimmungen zwischen den Messungen und dem COMMA/IAP-Modell gefunden. Das COMMA/IAP-Modell bestimmt auch Temperaturgezeiten. Diese Gezeiten haben bis 80 km Höhe allerdings Amplituden von maximal 0,8 K. Oberhalb von 80 km steigen die Amplituden auf 1,5K in 85 km und auf 5 K in 90 km Höhe an. Im Gezeitenmodell GSWM02 (*Hagan und Forbes*, 2002, zugänglich über *http://www.hao.ucar.edu/public/ research/tiso/gswm/gswm.html*) haben die Temperaturamplituden der ganztägigen und halbtägigen Gezeit über den gesamten Höhenbereich bis 95 km Höhe sogar nur Amplituden von maximal 1 K. Durch die Messung mit Fallenden Kugeln können solch kleine Gezeitenamplituden nicht aufgelöst werden (siehe dazu auch Kapitel 2.1). D.h., auch bei den Temperaturen gibt es eine gute Übereinstimmung zwischen den Messungen und der Modellierung. Die nach den Modellrechnungen sehr geringen Gezeitenamplituden sind vermutlich der Grund dafür, dass wir in den Messungen keine Gezeitenvariationen bemerken.

^bDrei Temperaturprofile (SF13 vom 1.7.1987, SOFS03 vom 15.6.2001 und SOFS04 vom 16.6.2001) der Nachtmessungen zeigen im Bereich von 68-74 km Höhe systematisch niedrigere Temperaturen als die übrigen Messungen. Bei diesen drei Profilen wurde keine systematische Abhängigkeit von der Tageszeit der Messung und vom Jahr der Messung festgestellt. Daher verbirgt sich vermutlich keine Gezeitenvariation oder interannuale Variation hinter diesen Messungen. Außerdem weisen die Messungen mit Fallenden Kugeln gerade in dem Höhenbereich um 70 km durch den Mach-1 Übergang einen erhöhten systematischen Fehler auf (siehe Anhang B.3). Daher sind diese abweichenden Ergebnisse nur eingeschränkt signifikant.



Abbildung F.2: Temperaturmessungen aus Abb. 3.7 in Blau für Messungen am lokalen Mittag (Starts 12-16 LT \approx 11-15 UT) und in Rot für Messungen um die lokale Mitternacht (Starts 22-3 LT \approx 21-2 UT).

F.3 Temperaturklimatologie 69°N: Variabilitäten

Bei der Bestimmung der Klimatologie der thermischen Struktur bei 69°N in Kapitel 3.1.2 wurde auch die Bestimmung der Variabilitäten als mittlere quadratische Abweichungen bei der Mittelung der Einzelmessungen (über ~ 10 Tage) diskutiert. Abb. F.3 zeigt die Variabilitäten.



Abbildung F.3: Mittlere quadratische Abweichungen der Temperaturmessungen mit Fallenden Kugeln in der Zeit von Ende April bis Anfang Oktober in der Höhe von 35 km bis 93 km. Siehe auch Abb. 3.5 in Kapitel 3.1.

F.4 Temperaturklimatologie 69°N: Tabellenwerte der mittleren saisonalen Veränderungen der Temperaturen

Siehe Kapitel 3.1 für die Beschreibung der Bestimmung der mittleren Temperaturen von Ende April bis Anfang Oktober im Bereich von 35 bis 93 km Höhe aus den Messungen mit Fallenden Kugeln bei 69°N, die in der folgenden Tabelle angegeben sind.

1. Juni = 6,0; 15. Juni = 6,5; usw. Tabelle F.1: Mittlere Temperaturen bei 69° N aus Messungen mit Fallenden Kugeln. Die Temperaturen sind in Kelvin angegeben. Monat des Jahres bedeutet:

8668886424444444448488888888888866666666	km
$\begin{array}{c} 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 $	4.75
$\begin{array}{c} 111111111111111111111111111111111111$	5.00
$\begin{array}{c} 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 $	5.25
$\begin{array}{c} 111111111111111111111111111111111111$	5.50
$\begin{array}{c} & 22222222222222222222222222222222222$	5.75
$\begin{array}{c} & 11111111111111111111111111111111111$	6.00
$\begin{array}{c} 111111111111111111111111111111111111$	6.25
$\begin{array}{c} & 22222222222222222222222222222222222$	6.50
$\begin{array}{c} 111111111111111111111111111111111111$	6.75
$\begin{array}{c} 111111111111111111111111111111111111$	7.00
$\begin{array}{c} 111111111111111111111111111111111111$	Moi 7.25
$\begin{array}{c} 111111111111111111111111111111111111$	hat des 7.50
$\begin{array}{c} 111111111111111111111111111111111111$	Jahre
$\begin{array}{c} 111111111111111111111111111111111111$	s 8.00
$\begin{array}{c} & 11111111111111111111111111111111111$	8.25
$\begin{array}{c} 111111111111111111111111111111111111$	8.50
$\begin{array}{c} 111111111111111111111111111111111111$	8.75
$\begin{array}{c} 111111111111111111111111111111111111$	9.00
$\begin{array}{c} 111111111111111111111111111111111111$	9.25
1222222222222222222222222222222222222	9.50
$\begin{array}{c} 111111111111111111111111111111111111$	9.75
	10.00
190034405556778891124688033581476555677887765542265567788776554226556778877655422655677887765542265567788777655422655) 10.25

F.5 Temperaturklimatologie 69°N: Differenzen zu Lübken [1999]

Die Temperaturklimatologie von *Lübken* [1999] wurde mit Hilfe von 36 weiteren Messungen in Kapitel 3.1.2 erweitert. Abb. F.4 zeigt die Differenzen zwischen der neuen Klimatologie und der Klimatologie nach *Lübken* [1999] von der letzten Aprilwoche bis zur letzten Septemberwoche (Monate 4,75 bis 9,75. Die neue Klimatologie reicht bis Monat 10,25 während die Klimatologie nach *Lübken*, 1999, nur bis Monat 9,75 reicht.). Alle Unterschiede sind nicht signifikant, da sie immer kleiner sind als die Variabilität der Messungen (siehe Abb. F.3).



Abbildung F.4: Differenzen zwischen den mittleren Temperaturen der neuen Klimatologie (siehe Abb. 3.5 in Kapitel 3.1) T_{neu} und der Klimatologie von Lübken [1999] $T_{FJL-JGR99}$ von Ende April bis Ende September: T_{neu} - $T_{FJL-JGR99}$.

F.6 Klimatologie 69°N: Saisonale Veränderung der mittleren Dichten

F.6.1 Tabellenwerte der mittleren Dichten im saisonalen Verlauf

Aus den Dichtemessungen der Fallenden Kugeln wurden mit dem selben Verfahren wie bei den Temperaturen (siehe Kapitel 3.1) die mittleren Dichten im saisonalen Verlauf bestimmt. Allerdings wurden die Spline Funktionen an die Logarithmen der gemittelten Dichten angepasst. Die folgende Tabelle gibt die mittleren Dichten von Ende April bis Anfang Oktober im Bereich von 35 bis 93 km Höhe aus den Messungen mit Fallenden Kugeln bei 69°N wieder.

Anmerkung zu den Tabellenwerten

Da die mittleren Temperaturen und Dichten unabhängig voneinander gewonnen wurden, ist im Ergebnis nicht garantiert, dass Temperaturen und Dichten im hydrostatischen Gleichgewicht sind. Eine Überprüfung ergab jedoch, dass die Hydrostatik fast im ganzen Höhenbereich erhalten ist. Oberhalb von 87 km wachsen die Abweichungen bis zum oberen Profilende bis auf maximal 4-6% an (relative Abweichung der mittleren, tabellierten Dichten von den aus den mittleren, tabellierten Temperaturen hydrostatisch integrierten Dichten).

£8888884444444444444444444444444444444	7
$\begin{array}{l} 5555555555555244444444444444633333333333$	
<pre><55555555555444444444444444333333333333</pre>	
55555555555555555555555555555555555555	
55555555555555555555555555555555555555	
<pre>\$555555555555555555555555555555555555</pre>	
55555555555555555555555555555555555555	
55555555555555555555555555555555555555	
\$ 5.5.5.5.5.5.5.5.5.5.5.5.5.5.5.5.5.5	
55555555555555555555555555555555555555	
<pre>x555555555555555555555555555555555555</pre>	
1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1	Mon
7 7 7 7 7 7 7 7 7 7 7 7 7 7 7 7 7 7 7	at de
, 179999999999999999990000000000000000000	, Taht
89191919191919191919191920666666666666666	00.
871212121212121212121212222222222222222	
8 9 19 19 19 19 19 19 19 19 19	
8 9 9 9 9 9 9 9 9 9 9 9 9 9	
0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0	
9 9 9 9 9 9 9 10 10 10 10 10 10 10 10 10 10 10 10 10	
\$\$555555555555555555555555555555555555	
\$	
0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0	
0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0	
×−∞∞∞∞∞∞∞∞∞∞∞∞∞∞∞∞∞∞∞∞∞∞∞∞∞∞∞∞∞∞∞∞∞∞∞∞	I

usw. Tabelle F.2: Die mittleren Dichten sind in kg/m³ angegeben. Dabei steht '3.57' für $10^{-3.57}$ kg/m³. Monat des Jahres bedeutet: 1. Juni = 6,0; 15. Juni = 6,5;

F.6.2 Vergleich mit den mittleren Dichten nach Lübken [1999]

In Abb. F.5 sind die relativen Abweichungen zwischen den in Tabelle F.2 aufgeführten Dichten nach der neuen Klimatologie und den mittleren Dichten nach *Lübken* [1999] dargestellt. (Für die Monate 4,75 bis 9,75. Die neue Klimatologie reicht bis Monat 10,25, während die Klimatologie nach *Lübken*, 1999, nur bis Monat 9,75 reicht.) Deutlich erkennt man, dass die Dichten fast über den gesamten Höhenbereich gut übereinstimmen. (Die Abweichungen sind in der Größenordnung der Fehler der Messungen von $\sim 2\%$, siehe Anhang B.3.) Nur oberhalb von 90 km Höhe treten Abweichungen von bis maximal -7% auf. Diese Abweichungen stimmen zum Teil mit den Abweichungen vom hydrostatischen Gleichgewicht überein, die sich durch die unabhängige Mittelungen von Temperaturen und Dichten ergeben (siehe Anhang F.6.1).



Abbildung F.5: Relative Abweichungen der Dichten aus Messungen mit Fallenden Kugeln zwischen der neuen Klimatologie nach Tabelle F.2 ρ_{neu} und den Dichten $\rho_{FJL-JGR99}$ nach Lübken [1999]: $\rho_{neu}/\rho_{FJLJGR99}$ -1 [%].

F.7 Windmessungen 69°N: ALOMAR-MF-Radar

Zum Vergleich mit den Messungen mit Fallenden Kugeln in Kapitel 3.2.2 wurden auch die Windmessungen mit dem ALOMR-MF-Radar [*Singer et al.*, 1997], das benachbart zur Andøya Rocket Range liegt, hinzugezogen. Das Radar misst Winde oberhalb von 70 km Höhe.

Für die folgenden Darstellungen wurden die Daten des Radars aus den Jahren 1999 bis 2002 im Zeitbereich von etwa ± 2 Wochen um die Sommersonnenwende gemittelt (Die Daten wurden freundlicherweise von Herrn Dr. Peter Hoffmann zur Verfügung gestellt.) In Abb. F.6 sind Tag- und Nachtmittel (je um ± 3 Stunden um Mittag bzw. Mitternacht gemittelt) des zonalen und meridionalen Windes dargestellt. Die aus den Fallenden Kugeln bestimmte Gezeitensignatur des Meridionalwinds mit positiven Tagwinden und negativen Nachtwinden ist auch in den Messungen des MF-Radars zu finden. Es stimmt auch gut mit den Messungen der Fallenden Kugeln überein, dass keine Unterschiede zwischen Tag- und Nachtmessungen des Radars im Zonalwind bestehen.

Aus den Radarmessungen werden auch Gezeitenamplituden und Gezeitenphasen abgeleitet [*Singer et al.*, 1992]. In Abb. F.7 zeigen die Amplituden der ganztägigen Meridionalwindgezeit Werte, die dem Unterschied zwischen Tag- und Nachtmessungen entsprechen. Die zugehörige Phase (Zeitpunkt des Maximums der Gezeitenvariation, siehe Abb. F.7) liegt dabei konstant bei 12 UT. Dies stimmt sehr gut mit den Ergebnissen des COMMA/IAP-Modells (vgl. Abb. 3.10 in Kapitel 3.2.2) überein. Die Phase der ganztägigen Gezeit des zonalen Windes liegt in guter Übereinstimmung mit

dem COMMA/IAP-Modell bei etwa 19 UT. Daraus folgt, dass auch bei den MF-Winden die Nulldurchgänge der Gezeitenvariation des zonalen Windes in etwa bei Mitternacht und am Mittag liegen. Allerdings sind die Beträge des Zonalwindes beim MF-Radar um einen Faktor von ca. 1,4 kleiner als die Zonalwinde der Messungen mit Fallenden Kugeln. Es gibt jedoch in Bezug auf den Betrag der Windwerte von Messungen mit MF-Radars noch offene Fragen [*Manson et al.*, 2003]. Unterschiede in den Windwerten um Faktoren von bis zu 1,4 sind im Rahmen dieser Messtechnik durchaus schon festgestellt worden.

Im Vergleich sind die Amplituden der halbtägigen Gezeit im Höhenbereich von 70 bis 80 km Höhe immer kleiner als die Amplituden der ganztägigen Gezeit (siehe Abb. F.8). Daher überwiegen nach den Radarmessungen die ganztägigen Gezeiten unterhalb von 80 km Höhe. Dies steht im Gegensatz zu den deutlich größeren Amplituden der halbtägigen Gezeit im COMMA/IAP-Modell zwischen 70 und 80 km Höhe. In Übereinstimmung mit dem Modell wachsen die Amplituden jedoch mit der Höhe an.



Abbildung F.6: Mittlere Tagmessungen und Nachtmessungen des Windes der Jahre 1999 bis 2002 mit dem ALOMAR-MF-Radar in der Zeit von ± 2 Wochen um die Sommersonenwende (Daten von Peter Hoffmann, persönliche Mitteilung).


Abbildung F.7: Mittlere Amplituden und Phasen der 24-stündigen Gezeit aus den Messungen des ALOMAR-MF-Radars in der Zeit von ± 2 Wochen um die Sommersonenwende in den Jahren 1999-2002 (Daten von Peter Hoffmann, persönliche Mitteilung).



Abbildung F.8: Mittlere Amplituden und Phasen der 12-stündigen Gezeit aus den Messungen des ALOMAR-MF-Radars in der Zeit von ± 2 Wochen um die Sommersonenwende in den Jahren 1999-2002 (Daten von Peter Hoffmann, persönliche Mitteilung).

F.8 Windklimatologie 69°N: Variabilitäten

Bei der Bestimmung der Windklimatologie bei 69°N in Kapitel 3.2.5 wurde auch die Bestimmung der Variabilitäten als mittlere quadratische Abweichungen bei der Mittelung der Einzelmessungen (über \sim 10 Tage bzw. über 1/3-Monat) diskutiert. Abb. F.3 zeigt die Variabilitäten.



Abbildung F.9: Mittlere quadratische Abweichungen der Windmessungen mit Fallenden Kugeln in der Zeit von Ende April bis Anfang Oktober in der Höhe von 35 km bis 80 km. Siehe auch Abb. 3.17 in Kapitel 3.2.5.

F.9 Windklimatologie 69°N: Tabellenwerte der mittleren saisonalen Veränderungen des Zonalwindes

Siehe Kapitel 3.2 für die Beschreibung der Bestimmung des mittleren Zonalwindes von Ende April bis Anfang Oktober im Bereich von 35 bis 80 km Höhe aus den Messungen mit Fallenden Kugeln bei 69°N, die in der folgenden Tabelle angegeben sind.

Tabelle F.3: *Mittlere Zonalwinde bei* 69°N aus Messungen mit Fallenden Kugeln. Die Winde sind in m/s angegeben. Monat des Jahres bedeutet: 1. Juni = 6,0; 15. Juni = 6,5; usw.

ı I	1																																																												
	10.25	22.4	26.7	20 4.0 4.0	33.1	30.0 0.0 0.0	0.65	41.1	42.8	44.1	C 2 V	1 1 1 1 1	40.0	46.6	47.0		4/.7	47.3		4/.	471		46.8	16 5	1 0.0	46.0		40.04	0 / /	0. 1 1	44		43.3	404	i	+ - -	40,4	30.3		38.2	37 0	20	0.00	34.5	, 11 1) - 10	0.10	30.5	201			20.3	24.8	23.4		0.77	50.0	19.2	17.8	16.5	24
	0.00	20.8	23.2	0.00	9.12	0.67	0.10 0.10	53.3	34.9	36.4	8 12	0.00	59.U	40.1	111		41.y	с С		10.0			13.0 1	7 2 2		4		43.0	u C	0.14	4 x		41.0	40.0		20.7	37.6	26.2		54. /	, , , ,	11	0.10	29.9	08.0		C.0.7	24.8	03.0	14	C.17	19.9	18.3	16.8			14.2	13.0	12.0	1	104
	.75 1	4.8	40		4.0	×.0	71	<u>.</u>	2 8.	0.0				0.6	80		4.0	010		4.	- 1			0	ר. היי				0		n C		0.6	۔ م		0.7	7.9	c v	10	2.0 2	4			4.6	с Х		71	4.6	0	2-	t J	y.x	8.3	89	2	; ;	0.4	2.8	1.6	90	77
	.50 5	3.6 J	0, ,		2.2	21 41	4. 0.1	0.	6.4	2.2		20	0.0	9.2			0.0	ر د ت		C.N	0 90		C.D	70	4. 7.	0	-10	9.1	c	7.7	v x x		2.0	69		0.0	5.7	ч с		7.7	0 x C	2	ر دن 1	8.7	ر د د	14	0.	۲.0 د	4	- 0	- 	0.7	3.6	5	10	00	N. No	9.8	11.2	20	20
	25 5	Ľ.	×,	×,		0.0	7	ا	i.	0.0				6.0	-		1.1			1.0	x c		0.0		7.1 1.1	2		0.	-	ţ.	۔ م	20	×.	6		_	x	2	, ç	i.		14	0	~	17	- 4	0.0	2.2	0		- 0.0		5.7	י א ר		יע סיט	0.1	- 5.6	4.1 -	ں بر) % 2 %
	.00 <u>9</u> .	. T		، ت م		×.		4. xo	9 9	= 8	20	יע בב	יב	= 6	~		- 0			-	ב ע		=	- 2	ינ וב	6 6) () (2	9	o o	((j.	4. 0	v v	، ءر	0. 1	с. С	- -		4.	- 0		+. +.	- 0.2	17	-4		- -		i-		 	5.0 -1	79 -1	10	- · ·	-7° 9']	5.3 -	5.0	5	2
	5 9.0	3 0.	-i- 9-		ріс 0,	-ie 				4 (1)	. 0	יי סי	יי יי	ю. С	۳ ارم		n. D	ر. در	10 10	بر ب	ر م	ic oc	7 7	-		0 6		S S	0	ې ه	۲ «	- 0	7- 8	۲ ٥	- ز - ر	-: †	ς γ	L V		v v	م م	ic /-		1	7 - 12			ب -	9-20	ic 27	; ; ;	77- 7	-1-26	5	16 17		<u>.</u>	ω Ξ	4	12-)°;)°;
	8.7	-4	-'- -'-	 	Ģ	, ₽		0.0	ģ	Ŷ		- `	-	-	S	ic	77	ĥ		<u>.</u>	4	Fu		9	è.	φ φ			0	0	σ ·		-10 -1			-15.	4		- - - - -	- - +	7 -18			-21.	<u><u></u></u>			- - -	LC- L		22	- <u>-</u>	-33.	1 -35				8 4	7 -43.	42	14
	8.50	-5.4	4. vi		ή. V	-7.0 -7.0	υ U	 	-3.9	4.4-	C 4	24	0.0	-6.2	-60		0./-	- 4		-7.7	-101		-11.	11.0		-12	10	-13.5	110	1	-16		-1/.	×		-17	-20.8		10	-72-	40,	10	070	-27.6	-29 (-20.0	-32.]	(' ('	N C	20	-37.	-38.7	7 UT-	2	11	-44	-45.8	-47.7	-404	14
	8.25	-5.9	۰. 1.0	4.π	Υ νι		0.0 9	-0	-7.0	L.L	0	ە • •	-4	8.6- 8.6	107	- L	-11.5	-124	ic ic	-15.5	-143	1	-15.3	16.1	-10.1	-174		-18.5	101	-17./	-20 8		0.22-	0,00	12	-74.4	-25.7	0.10		-787-	20C-		-00.4	-32.2	-336	20	-04.V	-36.3	L L L -	201	1.60-	-40.4	-41.8	-43.7	277	0.1	-40.0	-47.4	-48.8	- 20 2	19.72
	8.00	-2.6	-0.1 -0.1	۰. م			, vi	-9.0	-9.7	-10.4	11	10	0.21-	-12.9	17		-14.0	-156		-10.2	-175	20	-18.6	10.6	-12.0	-20.7	2.0	-21.8		-77-	-740		7.07-	-263		C.17-	-28.7	0 0 0		-31.2	-324	10		-34.9	-36 2		-0. 0.00	-38.8	-401	1.0	1. 1. 1.	-42.0	-43.7	-44 8	20	1. 0,0	-40.0	-47.2	-47.7	47.0	47.8
ahres	7.75	-6.5			×. 4.7	-4.1 1.1	م.×	-10.6	-11.4	-12.2	13.0	200	-13.Y	-14.9	15.8		-10.8	-177	10.01	-10.0	.198		8.07-	010	-11.2	0.60	2.	-24.1	C V C	7.07-	-263		7.1.4	С Х Л		0.67-	-30.8	310		-33.1	34.2			-36.5	376		1.00.	-39.8	408	0.17		47.8	-43.6	44.4			47.0 0.0	-45.9	-46.1	46.7	101-
des J	7.50	.7.4	-i vi	×.	4.6 4.0	10.2	10.9	11.0	12.4	13.3	1	c 1 v	D.CI	16.0	16.0			18.9		- n.u.		1	- 1.77	C 77	- 7.07	4 7 7) -) -	- 4.07	2 20	- C.07	276		- / .87	x 0 0		کال.ک	32.0	1.0		54.1	י ר גר	1.20	- 100	37.0	. 0 75	0	0.00	39.7	י ג 04	200	10	41.9 -	42.6 -	13 J) 1 1	- e e	7	- 9.4	- -	15.0	14 14
onat	25 7	- 8.0		4, 4,		- .0.	- 0.1.0	- 7.7	3.2 -	- - -	0	- No	2.0	6.7 -	- 92		8.0	6 م		0.0	י` פ ד		- 0.7	5				0.0 0	0	י. י	0 0		9.0			- - - -	2.0			1. 0.4			י סיע י	- 20 20	92	~	, 1.0	- 7.6	1 00	20	ĭ ⊃.0	1 7.1-	1.8 1.8	1 2 7		1 		4. 1		3	20 20
Σ	7	Ĩ	1	- - -	7	~ ·		~	Т 	 		77 97	-	~			-	- -	-0	7	С -	10	7	с с		С -	10	7	с		С -	- 1	7 0	רי ור) ,	ጉ +	с; -		+ c ' (ν IJ	רי רי) -	2° –	ግ -	ີ ~) () (رت راي	۲ ۲) ~ 		7	4	7			4. 7	с) 4	4		[7]
	7.00	-8.6	-9 2 2	 	-10.0		77	-17.	-13.6	-14	Y.	10	-10.	-16.2			-18.0	-19		20	2		7.7.7-	ĉ	1.07-	-40-	10	7.07-	30	1.07-	- <i>LC</i> -	10	28.	, 0 <u>0</u>	10	00-	ς. 1	6			44	200	-00-	-36.(-36 5			-38-	- 39 (202	-77.	-40.7	40.7	4	17	1	-47	-42.7	-42.4	40	424
	6.75	-8.9	-9.5	-10.1	-10.8	-11.0	7.71-	-12.9	-13.6	-14.3	1 1	1.7.1	P.CI-	-16.7	5 7 1		-18.3	-191		0.02-	-20.8		-17-	200	0.77-	5.00	10) -	-24.4	0,40	0.07-	-262	10 10	./7-	-280		-20.4	-29.9	20.8		-31./	- 22	200	0.00-	-34.5	25.5	200	-00-	-37.3	-38	20.02	200.0	-39.0	-40.1	-40.6	0.01	-40.4	-41.0	-41.0	-40.7	-40.7	1000
	6.50	-9.4	8.6 8.6	-10.3	-10.8	-11. 4.	-11.9	-17.5	-13.1	-13.8	11.1	- t - t - t	-12.1	-15.8	16.5		-1/.7	-18.0		-10.0	-196		-20.4	, 1 1	7.17-	- 22		6.7.7-	0 00	0.02-	- 74 7	10	0.02-	-264		-21.4	-28.3	000	1.00	-30.1			-077-	-33.0	-33 0		-04.4 2.4.9	-35.8	-367	7	+	-38.1	-38.7	-301	102	-07.	-39.4	-39.3	-38.9	28.7	-20 10 10
	5.25	-9.7	10.0	10.3	10.0	0.11	4.11	N. 1	12.3	12.8	12		13.9	14.5	5	10	N.CI	16.5		7./1	17 9		18./	10.5	<u>ا</u> لار.	20.3),-	71.1	010	41.7	2 x x		0.67	24 S) - - -	4.07	26.3	010	10	7.87	201	10	30.1	31.0	32 0		0.00	33.9	34 7	v v		30.2	36.7	37 1	10		51.5	37.0	36.5	7 7 2	34.6
	0	71	ŝ	' x	-11	<u>.</u>	×.	י ייַר	iv '	م	3	jt '	' -:	- 2			;	' ר	: (1	י ~		4	-	-!	~	,	י י	c	j.			0.	о 0	20	o.	~	0	20	۲		2		0.	-	20	ازد	'	4			, o	0	י כ	ju	j. I		ف	4	1	- -~
	5 6.0	. <u>6</u> -	م. م	. برد کرد		- <u>-</u>			-11 -11	5 -11	15	10 	1	4	8 1 7	2 c 2 c	7 - T	- 14		- -	د - -		01-0	5	-1-0	2 - 17	10	9-18	10	-17	4-20	10	17-7	5	10	77- 1	-23	12			1-27		07- 0	0 -29	0.20		 	5 - -	- ب	10	 	- S	5 -34	-34		рл 0 с	0 7 7 7	-33 1	6 -33	و ج	ס קר 16
	5.75	-8-	×, v	יל ביבי	- 4.4	יל סיס	2,4	-10 -	-10.	-10	10	2		=	-		-17		ic		~ -		4			γ Γ	1	-	15	-10	-17		-18	-19	16	-20.	-2]	ŝ		-23.	- 4	10		-26.	-26			-78	- 0 0		- 72.	-30.	-30.	-30	000		-30.	-30.	-29.	c x	10
	5.50	-8.1	×0 2,0	210 20	×10 ×10	ò.	γ 4.v	γ. V	-8.6	-8.8	0.0	0.0	-4	-9.4	0.6		-9.9	-10		-10.0	-11 0		<u>. 11</u> .	100	N-71-	γ (-	10	-13.1	100	0.01-	۲ 41 14	1	-10.2	-16.0		-10.7	-17.7	186		C.41-	-204		7.17-	-22.1	-2 ×		0.07-	-24.2	-24 8			0.07-	-25.9	-26.0		0.04	8 C7-	-25.4	-24.9	040	10,10
	5.25	-7.4	-1.2	ہ. م.ح	è.v	٥. ٩	٩, Vi	$\dot{0}$	-6.5	-6.5	29		- 9	-6.9		- [-	-76			× ~	1	-8.0	0	יע. די	ر 10		-10.0	10.6	-10.0	-11.2	10	-11.8	-124	ic ic	-10.1	-13.8	717) (-13.2	γ 2 γ 2 γ	27	0.01	- 17. 1	-177	10	-10.J	-18.8	-19.2		-17.0	-19.8	-20.0	-20.0	0.00	0.02-	-19.8	-19.6	-19.2	-186	-17.9
	5.00	ī.7-	ο, v.v	ς Υ	4, • •	4.	4 d 0 i	-2.7	 	- 1 1 1 1	3	ы С	ن	4.6-	2		-3.1	4 0	20	4. Ú	4 -4	-	0.0-	v V	ן. די	× م	2	-0.7	5		C L-	- c i c	- / . /	с С		0.0-	-0.1	0		-10.0	-104		-10.1	0.11-0	-11 -1	11		-11.7	-119		0.761-	-1.2.1	-12.2	-122	10	0.7 1 -	-17.3	-12.4	-12.4	12 5	121
	4.75	-4.2	က် လဲလ	2. 2.	<u>.</u>	×	- <u>-</u>	-0.	0.4	1	17	-0	7.7	2.6	0	10	3.2	4	- u	0.0	9%		0.0	36	0.0	5	jo	n N	, ,	1.0	000	ic	7.1	0 4	ic	0.2	1.7	6		0.9	ر م)- -	Ú.I	-0 1	-0 -	5-		-1.6	- 0 0	ic	10 11 11	-7.1	-9.1 	م			0.4	4.2	-4.5	46	75 75
z	km	35	910	20	200	5	1	4	42	43	2	‡¥	1	46	77	- c + •	4 8	40	- V	DC C	ر م	10	70	22	0. U	4	- L 3 L	0 0	U V	00	57	- 0	200	50	2	20	6	3	10	00	45	24	6	99	67	0	0 0	69	70	1.		71	73	74	, r	2,	9]	LL	78	02	08

Anhang G

Details zu den Messungen mit Fallenden Kugeln während der ROMA/SVALBARD-Kampagne

G.1 Starts von meteorologischen Raketen während der ROMA/SVALBARD-Kampagne 2001

Die meteorologischen Raketen wurden von einer mobilen Startrampe aus gestartet, die in der Nähe von Longyearbyen (78°15'N,15°24'O) auf Spitzbergen (=Svalbard im Norwegischen) aufgestellt war. Es wurden insgesamt 25 Starts von Fallenden Kugeln (Bezeichnung ROFS, siehe Tabelle) und 5 Starts von Folienwolken (Bezeichnung ROCH, siehe Tabelle) durchgeführt. Die Daten der Messungen mit Folienwolken werden in der vorliegenden Arbeit nicht besprochen. Nur eine Messung (ROFS26, siehe Tabelle) war aus technischen Gründen ein Fehlschlag und lieferte keine Daten.

Bezeichnung	Datum	Zeit (UT)	Bemerkung
ROFS01	16/7/2001	11:25:00	
ROFS02	19/7/2001	11:17:20	
ROFS03	22/7/2001	12:20:00	
ROCH04	22/7/2001	12:55:00	
ROFS05	25/7/2001	10:00:00	
ROFS06	28/7/2001	10:07:00	Kugelkollaps \sim 60 km
ROFS07	31/7/2001	09:00:00	
ROCH08	31/7/2001	09:50:00	
ROFS09	2/8/2001	18:00:00	Kugelkollaps \sim 53 km
ROFS10	6/8/2001	09:38:00	
ROFS11	9/8/2001	10:13:00	
ROFS12	12/8/2001	10:16:00	
ROFS13	17/8/2001	11:36:00	
ROCH14	17/8/2001	12:19:00	
ROFS15	20/8/2001	10:25:00	
ROFS16	20/8/2001	19:48:00	
ROFS17	23/8/2001	10:09:00	
ROFS18	27/8/2001	10:45:00	
ROFS19	28/8/2001	21:48:39	
ROCH20	28/8/2001	22:15:00	
ROFS21	29/8/2001	10:11:00	
ROFS22	1/9/2001	10:35:00	
ROFS23	5/9/2001	20:05:00	Kugelkollaps ~48.0 km
ROFS24	6/9/2001	09:43:00	
ROFS25	8/9/2001	10:24:00	
ROFS26	11/9/2001	09:22:00	Fehlschlag: Keine Nutzlastseparation
ROFS27	11/9/2001	09:51:00	
ROFS28	14/9/2001	09:16:00	
ROFS29	14/9/2001	10:16:00	
ROCH30	14/9/2001	10:44:00	

G.2 Qualität der Trajektoriendaten

Bei der Analyse der Trajektoriendaten der Fallenden Kugeln, die mit dem Bahnverfolgungsradar des DLR aufgezeichnet worden waren, zeigte sich, dass in fast allen Trajektorien (einzige Ausnahme: Flug ROFS19 vom 28.8.2001) unterhalb von 55 bis 50 km Höhe Oszillationen mit Perioden von etwa 5 bis 20 Sekunden auftraten. In Abb. G.1 ist dies am Beispiel der vertikalen z-Koordinate der Radaraufzeichnung für einen Ausschnitt der Trajektorie des Flugs ROFS13 vom 17.8.2001 gezeigt. Im Zeitbereich von 400 bis 500 s nach dem Start (dies entspricht Höhen von ~49 bis 42 km) sind die Abweichungen der z-Koordinate vom mittleren Verlauf (der mittlere Verlauf wurde durch die Anpassung eines Spline bestimmt) dargestellt. Deutlich sind Oszillationen von bis zu ± 30 m Amplitude zu erkennen. Die Frequenz der Oszillation beträgt dabei etwa 0,1 Hz. (Eine Periode von 10 s ist direkt ablesbar.) Die Oszillationen traten vor allem in der vertikalen Koordinate auf. Zum Teil konnten sie auch in den horizontalen Koordinaten gefunden werden.

In der Auswertung ergab sich, dass die Oszillationen die Temperaturprofile stark beeinflussen. Gerade die Modulation der Vertikalbewegung wird als eine Modulation der Abbremsung der Kugel interpretiert. Dies hat eine Modulation des Dichteprofils und starke Oszillationen der Temperaturen zur Folge. Die Temperaturoszillationen hatten eine sehr kleine vertikale Ausdehnung (bis 1 km) und



Abbildung G.1: Oszillationen in der vertikalen Koordinate (=z-Koordinate) der Trajektorie der Fallenden Kugel ROFS13 400-500 s nach dem Start. Es sind die Abweichungen von z gegenüber einer Anpassung eines Splines mit drei Knoten an den zeitlichen Verlauf von z in diesem Zeitbereich gezeigt.

zeigten an sehr vielen Stellen superadiabatische Temperaturgradienten. Da dies eine vollständig unrealistische Temperaturstruktur darstellte, wurden die Daten in den Höhenbereichen mit Oszillationen nicht verwendet.

Die Ursache für die Oszillationen konnte nicht gefunden werden. Am Bahnverfolgungsradar wurden alle Kalibrierungen mehrfach wiederholt. Auch bei der Bahnverfolgung eines Ballons mit einem geeichten Ziel konnten keine Fehler oder Oszillationen in der Zielauffassung und in der Trajektorie gefunden werden. Die Perioden der beobachteten Oszillationen entsprachen nicht den Frequenzen, die durch die Regelkreise der Zielverfolgung bestimmt sind. Es gab allerdings einen Hinweis, dass in Longyearbyen die Bahnverfolgung auf der Radarwellenlänge gestört war. Das Radar verfügt auch über eine Kamera, die parallel zur Antenne ausgerichtet ist. Bei gutem Wetter und bei guten Sichtverhältnissen ist die Fallende Kugel im Kamerabild zu erkennen. In einem Fall wurde festgestellt, dass die Fallende Kugel auch im Kamerabild eine langsame Oszillation aufwies. Da die Antenne aber immer auf das Maximum der Radarreflexion vom Ziel ausgerichtet ist, kann das nur bedeuten, dass der Weg der Radarstrahlen in diesem Fall anders verlief als der optische Weg. Eine mögliche Ursache der Oszillationen ist daher, dass durch spezielle Schichten in der Atmosphäre (vermutlich in der Troposphäre in Verbindung mit Wasser oder Eis) bei bestimmten Elevationswinkeln, die dem Höhenbereich unterhalb von 55 bis 50 km entsprechen, Störungen im Weg des Radarstrahls auftraten.

Aufgrund der Störungen in den Trajektorien wurden die Flüge der Fallenden Kugeln (bis auf den Flug ROFS19, der keine Oszillationen aufwies) daher nur bis 55-50 km Höhe ausgewertet.

G.3 Anmerkungen zur Auswertung

Wie in Kapitel 4.1 beschrieben wurde, sind die Startwerte für die Temperaturprofile der Fallenden Kugeln den Messungen des Kalium-Lidars entnommen worden. Da die Startwerte damit gemessene Werte sind, wird die Unsicherheit am oberen Ende der Temperaturprofile der Fallenden Kugeln, die entsteht, wenn man die Startwerte z.B. einer Referenz entnimmt, deutlich reduziert. (Siehe Kapi-

Z km	7 50	7 75	8.00	Mon 8 25	at des J	ahres 8 75	9.00	9 25	9 50
55	282	276	273	273	273	274	273	270	262
56	282	276	274	273	273	273	271	268	261
57 58	281	275	274	273	272	2/1 260	269	265	259
59	277	274	$\frac{273}{272}$	$\frac{272}{270}$	269	267	264	$\frac{203}{260}$	254
60	274	271	269	268	266	264	261	256	251
61	271	269	267	265	263	261	258	253	247
62 63	268	263	264	262	260	257	254	249 245	$\frac{243}{240}$
64	259	257	256	254 254	252 252	249	246	241	235
65	255	253	251	249	247	245	241	237	231
66 67	$\frac{250}{244}$	248	246	245	243	240	237	233	227
68	239	243	235	239	238	$\frac{233}{230}$	$\frac{232}{228}$	224	219
Ğ9	233	231	230	228	227	225	$\bar{2}\bar{2}\bar{3}$	$\overline{2}\overline{2}0$	215
70	227	225	224	222	221	219	218	215	211
$\frac{71}{72}$	221	219	217	210	215	214 208	213	211 206	208
$7\bar{3}$	208	206	205	204	203	203	202	200	201
74	202	200	198	197	197	197	197	198	198
75	195	193	192	191	191	191	192	193	195
77	182	180	179	179	179	180	187	185	195
$\dot{78}$	176	174	173	172	173	175	$17\bar{8}$	182	189
79	170	168	167	166	167	169	173	178	187
80 81	163	162	161	161	162	164	168 164	175	185
82	152	151	150	150	150	154	160	169	183
83	146	145	144	145	146	150	156	167	182
84	141	141	140	140	141	146	153	165	181
85 86	137	130	133	133	137	142	151	164	181
87	131	129	128	129	132	139	149	163	181
88	130	127	126	128	132	139	150	164	181
89	130	126	126	128	133	141	152	166	182
90 91	132	131	132^{127}	136	142	145	161	172	185
<u>92</u>	140	138	139	144	150	159	168	177	186

Tabelle G.1: Die Temperaturen sind in Kelvin angegeben. Monat des Jahres bedeutet: 1. August = 8,0; 15. August = 8,5; usw.

tel 2.1.2 für die Diskussion des Startwerts bei den Messungen mit Fallenden Kugeln.)

Um eine bestmögliche Korrektur der Profile beim so genannten Mach-1-Übergang zu erzielen, sollten als Referenzatmosphäre in der Auswertung Temperatur- und Dichteprofile verwendet werden, die möglichst gut zu den Messungen passen. Bei der Auswertung zeigte sich, dass die Temperaturstruktur bei 78°N sehr ähnlich zur Temperaturstruktur bei 69°N ist. Daher wurde bei der Auswertung als Referenzatmosphäre die Klimatologie nach *Lübken* [1999] verwendet, die bei 69°N bestimmt wurde. (Siehe Anhang B.7 für die Diskussion der Verwendung der Referenzatmosphäre bei der Auswertung von Fallenden Kugeln.)

G.4 Tabellenwerte der mittleren saisonalen Veränderungen

Siehe Kapitel 4.1 für die Beschreibung der Bestimmung der mittleren Temperaturen und mittleren Dichten aus den Messungen mit Fallenden Kugeln während der ROMA/SVALBARD-Kampagne. Die Werte der mittleren Temperaturen sind in Tabelle G.2 und die Werte der mittleren Dichten sind in Tabelle G.1 aufgeführt.

Tabelle G.2: '3.57' steht für $10^{-3.57}$ kg/m³. Monat des Jahres bedeutet: 1. August = 8,0; 15. August = 8,5; usw.

Z				Mon	at des J	ahres			
km	7.50	7.75	8.00	8.25	8.50	8.75	9.00	9.25	9.50
55	3.16	3.16	3.16	3.18	3.20	3.22	3.25	3.26	3.29
56	3.21	3.21	3.22	3.23	3.25	3.27	3.30	3.32	3.34
57	3.26	3.26	3.27	3.29	3.30	3.33	3.35	3.37	3.39
58	3.31	3.31	3.32	3.34	3.36	3.38	3.40	3.42	3.44
59	3.36	3.36	3.37	3.39	3.41	3.43	3.45	3.47	3.49
60	3.41	3.41	3.42	3.44	3.46	3.48	3.50	3.52	3.54
61	3.46	3.46	3.47	3.49	3.51	3.53	3.55	3.57	3.60
62	3.50	3.51	3.52	3.54	3.56	3.58	3.60	3.63	3.65
63	3.33	3.30	3.57	3.39	3.61	3.63	3.65	3.68	$\frac{3.70}{2.76}$
04	3.00	3.01	3.02	3.04	3.00	3.08	3.70	3.13	3.70
66	3.03 2.70	3.00 2 71	3.07	3.09	$\frac{3.11}{2.76}$	3.13	3.73 2.91	3.70 2.94	3.02 2.97
67	3.70	3.71	3.72	3.74	3.70	3.70	3.01	3.84	3.07
68	3.80	3.81	3.82	3.84	3.86	3.89	3.00	3.05	3.00
69	3.85	3.86	3.87	3.89	3.00	3.94	3.97	400	4.05
70	3.90	3.91	3.93	3.94	3.97	3.99	4.03	4.06	4.11
7Ĭ	3.95	3.96	3.98	4.00	4.02	4.05	4.08	4.12	4.17
72	4.01	4.02	4.03	4.05	4.08	4.11	4.14	4.18	4.23
73	4.07	4.08	4.09	4.11	4.14	4.17	4.20	4.25	4.29
74	4.12	4.13	4.15	4.17	4.20	4.23	4.27	4.31	4.36
75	4.18	4.19	4.21	4.23	4.26	4.29	4.33	4.37	4.43
<u>76</u>	4.24	4.25	4.27	4.29	4.32	4.35	4.39	4.44	4.49
77	4.31	4.32	4.34	4.36	4.39	4.42	4.46	4.51	4.56
78	4.37	4.39	4.40	4.43	4.45	4.49	4.53	4.58	4.64
/9	4.44	4.45	4.4/	4.50	4.52	4.56	4.60	4.65	4./1
80	4.51	4.55	4.33	4.57	4.00	4.03	4.07	4.75	4.78
82	4.59	4.00	4.02	4.03	4.07	4.71	4.73	4.00	4.00
82	4.00	4.00	4.70	4.75	4.75	4.79	4.05	4.00	5.02
84	4.83	4.85	4.87	4 90	4 92	4 96	5.00	5.04	5.02
85	4 92	4 94	4 96	4 99	5.02	5.05	5.00	5.13	5 18
86	5.02	5.04	5.06	5.08	5.11	5.14	5.18	5.21	5.26
87	5.12	5.14	5.16	5.18	5.21	5.24	5.27	5.30	5.34
88	5.22	5.24	5.26	5.29	5.32	5.35	5.37	5.39	5.42
89	5.33	5.35	5.37	5.40	5.43	5.45	5.48	5.49	5.49
90	5.45	5.46	5.49	5.52	5.54	5.57	5.58	5.58	5.57
91	5.57	5.58	5.61	5.64	5.67	5.69	5.70	5.68	5.64
92	5.70	5.71	5.73	5.76	5.79	5.81	5.81	5.78	5.71

G.4.1 Anmerkung zu den Tabellenwerten

Da die mittleren Temperaturen und Dichten unabhängig voneinander gewonnen wurden, ist im Ergebnis nicht garantiert, dass Temperaturen und Dichten im hydrostatischen Gleichgewicht sind. Eine Überprüfung ergab jedoch, dass die Hydrostatik fast im ganzen Höhenbereich erhalten ist. Oberhalb von 87 km wachsen die Abweichungen bis zum oberen Profilende bis auf maximal 4-6% (relative Abweichung der mittleren, tabellierten Dichten von den aus den mittleren, tabellierten Temperaturen hydrostatisch integrierten Dichten) an.

G.5 Messungen bei 78°N im Vergleich mit MSIS-1990

In Kapitel 4.1.1 wurde der Vergleich zwischen den gemessenen mittleren Temperaturen und Dichten mit den Werten der Referenzatmosphäre MSIS-1990 [*Hedin*, 1991] kurz zusammengefasst. Dieser Vergleich soll hier detaillierter vorgeführt werden. Für den Vergleich wurden die zonal mittleren Daten bei 80°N von MSIS-1990 verwendet.

In Abb. G.2 sind die Differenzen zwischen den Messungen bei 78°N und MSIS-1990 gezeigt. Mitte Juli stimmen die Temperaturwerte oberhalb von 70 km Höhe gut mit den Messungen überein (Differenzen von 3 K sind kleiner als die Variabilitäten der Messungen). Ab Ende Juli sind die Temperaturen von MSIS-1990 in der oberen Mesosphäre systematisch größer als in den Messungen. Dabei treten Abweichungen von bis zu 18 K auf. Die größten Abweichungen treten in der zweiten Augusthälfte auf. Dies wird dadurch verursacht, dass bei MSIS-1990 der Übergang zum Winterzustand im Vergleich zu den Messungen zu früh einsetzt (ähnlich wie bei CIRA-86; vgl. Diskussion des Temperaturvergleichs der Messungen mit CIRA-86 in Kapitel 4.1.1). In der gesamten unteren Mesosphäre (unterhalb ~70 km Höhe) sind die Temperaturen von MSIS-1990 um bis zu 12 K niedriger als in den Messungen. (Die diskutierten Abweichungen sind größer als die Fehler und Variabilitäten der Messungen.)



Abbildung G.2: Temperaturdifferenzen zwischen den Messungen bei 78°N und der Referenzatmosphäre MSIS-1990: $T(78^{\circ}N) - T(MSIS - 199080^{\circ}N)$. Abbildung nach Lübken und Müllemann [2003b].

In Abb. G.3 sind die relativen Abweichungen der gemessenen Dichten von den Dichten von MSIS-1990 dargestellt. Bis Ende Juli stimmen in der oberen Mesosphäre (oberhalb \sim 70 km Höhe) die Dichten von MSIS-1990 mit den gemessenen Dichten gut überein. (Die Unterschiede sind kleiner als die Dichtefehler der Messungen von 2%, vgl. Anhang B.3.) In der unteren Mesosphäre sind bis Ende Juli die Dichten von MSIS-1990 um bis zu 9% kleiner als bei den gemessenen Dichten. Ab Mitte August sind die Dichten von MSIS-1990 im Bereich von ~65 bis 80 km Höhe geringfügig um bis zu 6% gegenüber den gemessenen Dichten erhöht. Oberhalb von 85 km Höhe sind die Dichten von MSIS-1990 ab Mitte August systematisch niedriger als die gemessenen Dichten. Ab 90 km Höhe steigen die Abweichungen auf über 20% an. (Alle Unterschiede sind hier größer als die Dichtefehler, vgl. Anhang B.3.)



Abbildung G.3: Relative Abweichungen der bei 78°N gemessenen Dichten von den Dichten von MSIS-1990: $\rho(78^{\circ}N)/\rho(MSIS - 199080^{\circ}N) - 1$ [%].

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass Mitte Juli in der oberen Mesosphäre Temperaturen und Dichten von MSIS-1990 gut mit den Messergebnisse übereinstimmen. Sonst zeigt auch MSIS-1990 große Abweichungen in den Temperaturen, die in der Übergangszeit in der zweiten Augusthälfte in der oberen Mesosphäre maximal sind. Die Dichten von MSIS-1990 stimmen deutlich besser mit den Messungen überein als bei CIRA-86. Aber auch bei MSIS-1990 treten ab Mitte August in der oberen Mesosphäre Abweichungen von bis zu 20% auf.

Anhang H

Details zu den Messungen mit Fallenden Kugeln während der TRAMP/PORTA-Kampagne

Die folgende Tabelle gibt alle Starts von Fallenden Kugeln an, die während der TRAMP/PORTA-Kampagne im Januar und Februar 1998 von der britischen Forschungsstation Rothera (67°34'S, 68°08'W) aus vorgenommen wurden.

Die Auswertung der Rohdaten wurde schon für die Veröffentlichung der Temperaturdaten durchgeführt [*Lübken et al.*, 1999] und wird hier nicht weiter im Detail besprochen.

Bezeichnung	Datum	Zeit (UT)	Bemerkung
TPS01	4/1/1998	19:10:00	Fehlschlag: Trajektorie erst ab z<53 km
TPS02	5/1/1998	22:00:00	
TPS03	8/1/1998	18:10:00	Fehlschlag
TPS04	8/1/1998	21:15:00	
TPS05	10/1/1998	15:00:00	
TPS06	14/1/1998	17:40:00	
TPS07	16/1/1998	16:35:00	
TPS08	19/1/1998	17:00:00	Kugelkollaps \sim 52.0 km
TPS09	21/1/1998	13:05:00	
TPS10	23/1/1998	17:12:00	Trajektorie erst ab z<93 km
TPS11	26/1/1998	17:03:00	Kugelkollaps \sim 48.0 km
TPS12	28/1/1998	17:05:00	Kugelkollaps \sim 55.0 km
TPS13	30/1/1998	17:00:00	
TPS14	01/2/1998	18:15:00	Kugel mit Leck/Dichten gestört
TPS15	04/2/1998	18:30:00	
TPS16	06/2/1998	17:18:00	
TPS17	07/2/1998	16:10:00	
TPS18	09/2/1998	18:10:00	
TPS19	11/2/1998	18:00:00	
TPS20	13/2/1998	17:00:00	
TPS21	17/2/1998	13:34:00	
TPS22	17/2/1998	16:47:00	
TPS23	19/2/1998	17:00:00	
TPS24	23/2/1998	20:15:00	
TPS25	25/2/1998	16:05:00	
TPS26	27/2/1998	21:00:00	

Literaturverzeichnis

- Akmaev, R. A., Simulation of large-scale dynamics in the mesosphere and lower thermosphere with the Doppler-spread parameterization of gravity waves 1. Implementation and zonal mean climatologies, J. Geophys. Res., 106, 1193–1204, 2001.
- Alexander, M. J., Interpretation of observed climatological patterns in stratospheric gravity wave variance, J. Geophys. Res., 103, 8627–8640, 1998.
- Andrews, David G., An Introduction to Atmospheric Physics, Cambridge University Press, 2000.
- Bacher, A., Durchfürung und Analyse von Folienwolkenmessungen des Windfeldes im Winter über Nordnorwegen in 75 bis 100 km Höhe, Diplomarbeit, Bonn University, BONN-IR-91-15 1991.
- Baldwin, M., T. Hirooka, A. O'Neill, und S. Yoden, Major stratospheric warming in the southern hemisphere in 2002: Dynamical aspects of the ozone hole split, in SPARC Newsletter No. 20, SPARC Office, BP 3, 91371 Verrieres-le-Buisson Cedex, FRANCE, S. 24–26, 2003.
- Balsley, B. B., R. F. Woodman, M. Sarango, J. Urbina, R. Rodriguez, E. Ragaini, und J. Carey, Southern-hemisphere PMSE: where are they ?, *Geophys. Res. Lett.*, 20, 1983–1985, 1993.
- Barnett, J. J., The mean meridional temperature behaviour of the stratosphere from November 1970 to November 1971 derived from measuremets by the Selective Chopper Radiometer on Nimbus IV, Quart. J. R. Met. Soc., 100, 505–530, 1974.
- Becker, E., und G. Schmitz, Energy deposition and turbulent dissipation owing to gravity waves in the mesosphere, *J. Atmos. Sci.*, 59, 54–68, 2002.
- Becker, E., und G. Schmitz, Climatological effects of orography and land-sea heating contrasts on the gravity wave-driven circulation of the mesosphere, *J. Atmos. Sci.*, *60*, 103–118, 2003.
- Becker, R., Temperatur- und Windmessungen mit Fallenden Kugeln während der Kampagne ECHO-94, Diplomarbeit, Bonn University, BONN-IB-95-19 1995.
- Becker, E., Direct heating rates associated with gravity wave saturation, J. Atmos. Solar Terr. Phys., im Druck, 2003.
- Belmont, A. D., D. G. Dartt, und G. D. Nastrom, variations of stratospheric zonal winds, 20-65 km, 1961-1971, J. Atmos. Sci., 14, 585–594, 1975.
- Berger, U., und U. von Zahn, The two-level structure of the mesopause: A model study, *J. Geophys. Res.*, *104*, 22083–22093, 1999.
- Berger, U., und U. von Zahn, Icy particles in the summer mesopause region: Three-dimensional modeling of their environment and two-dimensional modeling of their transport, J. Geophys. Res., 107(A11), 1366, doi:10.1029/2001JA000316, 2002.
- Bugaeva, I. V., et al., Basic features of large-scale processes in the middle atmosphere during DYANA, *J. Atmos. Terr. Phys.*, *56*, 1659–1674, 1994.
- Cho, J. Y., und J. Röttger, An updated review of polar mesosphere summer echos: Observation, theory, and their relationship to noctilucent clouds and subvisible aerosols, *J. Geophys. Res.*, *102*, 2001–2020, 1997.
- Chu, X., C. S. Gardner, und R. G. Roble, Lidar studies of interannual, seasonal, and diurnal variations of polar mesospheric clouds at the South Pole, *J. Geophys. Res.*, *108(D8)*, 8447, doi:10.1029/2002 JD002524, 2003.
- Czechowsky, P., J. Klostermeyer, J. Röttger, R. Rüster, und G. Schmidt, The Sousy-Svalbard-Radar for middle and lower atmosphere research in the polar region, in *Proc. of the 8th workhop on tech., sci. aspects of MST radar*, S. 318–321, SCOSTEP, Boulder, CO, 1998.
- Donahue, T. M., B. Guenther, und J. E. Blamont, Noctilucent clouds in daytime: Circumpolar particulate layers near the summer mesopause, *J. Atmos. Sci.*, 29, 1205–1209, 1972.
- Dowdy, Andrew, R. A. Vincent, K. Igarashi, Y. Murayama, und D. J. Murphy, A comparison of mean winds and gravity wave activity in the northern and southern polar MLT, *Geophys. Res. Lett.*, 28, 1475–1478, 2001.
- Eckermann, S. D., I. Hirota, und W. K. Hocking, Gravity wave and equatorial wave morphology of

the stratosphere derived from long-term rocket soundings, Quart. J. R. Met. Soc., 121, 149–186, 1994.

- Eckermann, S. D., und R. A. Vincent, Falling sphere observations of anisotropic gravity wave motins in the upper stratosphere over Australia, *Pageoph.*, *130*, 509–532, 1989.
- Eckermann, S. D., On the observed morphology of gravity-wave and equatorial-wave variance in the stratosphere, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 57, 105–134, 1995.
- Espy, P. J., und G. Witt, Observations of a quasi 16-day oscillation in the polar summer mesospheric temperature, *Geophys. Res. Lett.*, 23, 1071–1074, 1996.
- Fels, S. B., Radiative-dynamical interactions in the middle atmosphere, *Adv. Geophys.*, 28A, 277–300, 1985.
- Fleming, E. L., S. Chandra, J. J. Barnett, und M. Corney, Zonal mean temperature, pressure, zonal wind and geopotential height as functions of latitude, *Adv. Space Res.*, *10*(*12*), 11–59, 1990.
- Forbes, J. M., Tidal and planetary waves, Geophys. Monogr. Ser., 87, 67-87, 1995.
- Fritts, D. C., S. A. Smith, B. B. Balsley, und C. R. Philbrick, Evidence of gravity wave saturation and local turbulence production in the summer mesosphere and lower thermosphere during the STATE experiment, J. Geophys. Res., 93, 7015–7025, 1988.
- Fritts, D. C., J. R. Isler, G. E. Thomas, und Ø. Andreassen, Wave breaking signatures in noctilucent clouds, *Geophys. Res. Lett.*, 20, 2039–2042, 1993.
- Fritts, D. C., C. Bizon, J. A. Werne, und C. K. Meyer, Layering accompanying turbulence generation due to shear instability and gravity-wave breaking, J. Geophys. Res., 108(D8), 8452, doi:10.1029/ 2002JD002406, 2003.
- Fritts, D. C., und P. K. Rastogi, Convective and dynamical instabilities due to gravity wave motions in the lower and middle atmosphere: Theory and observations, *Radio Sci.*, 20, 1247–1277, 1985.
- Fritts, D. C., und J. A. Werne, Turbulence dynamics and mixing due to gravity waves in the lower and middle atmosphere, *Geophys. Monogr. Ser.*, *123*, 143–159, 2000.
- Fritts, D. C., MIDDLE ATMOSPHERE/Gravity Waves, in *Enzyclopedia of Atmospheric Sciences*, S. 1308–1314, Academic Press, 2003.
- Garcia, R. R., und S. Solomon, The effect of breaking gravity waves on the dynamics and chemical composition of the mesosphere und lower thermosphere, *J. Geophys. Res.*, *90*, 3850–3868, 1985.
- Giebeler, J., F.-J. Lübken, und M. Nägele, CONE a new sensor for in-situ observations of neutral and plasma density fluctuations, in *Proceedings of the 11th ESA Symposium on European Rocket and Balloon Programmes and Related Research, Montreux, Switzerland (ESA SP-355)*, S. 311 318, 1993.
- Goldberg, R. A., et al., The MACWAVE program to study fravity wave forcing of the polar mesosphere during summer and winter, in *Proceedings of the 16th ESA Symposium on European Rocket and Balloon Programmes and Related Research, St. Gallen, Switzerland*, S. im Druck, 2003.
- Grossmann, K. U., D. Offermann, O. Gusev, J. Oberheide, M. Riese, und R. Spang, The CRISTA-2 mission, J. Geophys. Res., 107(D23), 8173, doi:10.1029/2001JD000667, 2002.
- Groves, G. V., Seasonal and diurnal variations of middle atmosphere winds, *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, *A 296*, 19–40, 1980.
- Hagan, M. E., und J. M. Forbes, Migrating and nonmigrating diurnal tides in the middle and upper atmosphere excited by tropospheric latent heat release, J. Geophys. Res., 107(D24), 4754, doi:10.1029/2001JD001236, 2002.
- Hall, C. M., A. H. Manson, und C. E. Meek, Seasonal variation of the turbopause: One year of turbulence investigation at 69°n by the joint University of Troms /University of Saskatchewan MF radar, J. Geophys. Res., 103, 28769–28773, 1998.
- Hall, C. M., und U.-P. Hoppe, Estimates of turbulent energy dissipation rates from determinations of characteristic vertical wavenumber by EISCAT, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 4075–4078, 1998.

Hass, H., und W. Meyer, Gravity wave fields above Andøya, J. Atmos. Terr. Phys., 49, 705–721, 1987. Hedin, A. E., et al., Empirical wind model for the upper, middle and lower atmosphere, J. Atmos. Terr.

Phys., 58, 1421-1447, 1996.

- Hedin, A. E., Extension of the MSIS thermosphere model into the middle and lower atmosphere, *J. Geophys. Res.*, *96*, 1159–1172, 1991.
- Heisenberg, W., Zur statistischen Theorie der Turbulenz, Z. Physik, 124, 628-657, 1948.
- Hillert, W., F.-J. Lübken, und G. Lehmacher, TOTAL: A rocket-borne instrument for high resolution measurements of neutral air turbulence during DYANA, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 56, 1835–1852, 1994.
- Hillert, W., Untersuchung atmosphärischer Turbulenz in der Mesosphäre und unteren Thermosphäre mit Hilfe von in situ durchgeführten Messungen, Dissertation, Bonn University, BONN-IR-92-13 1992.
- Hines, C. O., Internal gravity waves at ionosoheric heights, Can. J. Phys., 38, 1441-1481, 1960.
- Höffner, J., C. Fricke-Begemann, und F.-J. Lübken, First observations of noctilucent clouds by lidar at Svalbard, Atmos. Chem. Phys., 3, 1101–1111, 2003.
- Holdsworth, D. A., R. A. Vincent, und I. M. Reid, Mesospheric tubulent velocity estimatin using the Buckland Park MF radar, *Ann. Geophys.*, 19, 1007–1017, 2002.
- Holton, J. R., An Introduction to Dynamic Meteorology, Second Edition, Bd. 23 of International Geophysics Series, Academic Press, New York, 1979.
- Huaman, M. M., und B. B. Balsley, Differences in near-mesopause summer winds, temperatures, and water vapor at northern and southern latitudes as possible causal factors for inter-hemispheric PMSE differences, *Geophys. Res. Lett.*, 26, 1529–1532, 1999.
- Hyson, P., Windfinding data from radar tracking of high altitude sensors, *Quart. J. R. Met. Soc.*, 94, 592–597, 1968.
- Jones, L. M., und J. W. Peterson, Falling sphere measurements, 30 to 120 km, *Met. Monogr.*, 8, 176–189, 1968.
- Kalteis, X. M, DLR's new tracking radar, in *Proceedings of the 11th ESA Symposium on European* Rocket and Balloon Programmes and Related Research, Montreux, Switzerland, S. 293–295, 1993.
- Kirkwood, S., V. Barabash, P. Chilson, A. Rechou, K. Stebel, P. Espy, G. Witt, und J. Stegman, The 1997 PMSE season - its relation to wind, temperature and water vapour, *Geophys. Res. Lett.*, 25, 1867–1870, 1998.
- Kishore, P., S. P. Namboothiri, K. Igarashi, Y. Murayama, R. A. Vincent, A. Dowdy, D. J. Murphy, und B. J. Watkins, Further evidence of hernispheric differences in the MLT mean wind climatology: Simultaneous MF radar observations at Poker Flat (65°N, 147°W) and Davis (69°S, 78°E), *Geophys. Res. Lett.*, 30(6), 1336, doi:10.1029/2002GL016750, 2003.
- Koshelkov, Yu. P., Climatology of the middle atmosphere of the Southern hemipshere, J. Atmos. Terr. Phys., 46, 781–798, 1984.
- Kurzawa, H., und U. von Zahn, Sodium density and atmospheric temperature in the mesopause region in polar summer, J. Atmos. Terr. Phys., 52, 981–994, 1990.
- Labitzke, K., und J. J. Barnett, Review fo the radiance distribution in the upper mesosphere as observed from the Nimbus 6 Pressure Modulator Radiometer PMR, *Planet. Space Sci.*, 29, 673–685, 1981.
- Labitzke, K., The temperature in the upper stratosphere: Differences between hemispheres, J. Geophys. Res., 79, 2171–2175, 1974.
- Labitzke, Karin G., Die Stratosphäre, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1999.
- Lehmacher, G., und F.-J. Lübken, Simultaneous observation of convective adjustment and localized turbulence production in the mesosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 22, 2477–2480, 1995.
- Lehmacher, G., Messungen zur thermischen und dynamischen Struktur der polaren Mesopausenregion (70–110 km) mit raketengetragenen Ionisationsmanometern, Dissertation, Bonn University, BONN-IR-93-44 1993.
- Lieberman, R. S., The gradient wind in the mesosphere and lower thermosphere, *Earth Plan. Space*, *51*, 751–761, 1999.

- Lindzen, R. S., Turbulence and stress owing to gravity wave and tidal breakdown, J. Geophys. Res., 86, 9707–9714, 1981.
- Loßow, S., Bestimmung von Schwerewellen-Parametern aus Temperaturprofilen gemessen mit einem Lidar in Nord-Norwegen im Sommer 2002, Diplomarbeit, Freie Universität Berlin, 2003.
- Lübken, F. J., U. von Zahn, A. Manson, C. Mee, U.-P. Hoppe, F. J. Schmidlin, J. Stegman, D. P. Murthagh, R. Rüster, G. Schmidt, H.-U. Widdel, und P. Espy, Mean state densities, temperatures and winds during the MAC/SINE and MAC/EPSILON campaigns, J. Atmos. Terr. Phys., 52, 955– 970, 1990.
- Lübken, F.-J., W. Hillert, G. Lehmacher, und U. von Zahn, Experiments revealing small impact of turbulence on the energy budget of the mesosphere and lower thermosphere, *J. Geophys. Res.*, 98, 20,369–20,384, 1993.
- Lübken, F.-J., W. Hillert, G. Lehmacher, U. von Zahn, M. Bittner, D. Offermann, F. Schmidlin, A. Hauchecorne, M. Mourier, und P. Czechowsky, Intercomparison of density and temperature profiles obtained by lidar, ionization gauges, falling spheres, datasondes and radiosondes during the DYANA campaign, J. Atmos. Terr. Phys., 56, 1969–1984, 1994b.
- Lübken, F.-J., K.-H. Fricke, und M. Langer, Noctilucent clouds and the thermal structure near the arctic mesopause in summer, *J. Geophys. Res.*, 101, 9489–9508, 1996.
- Lübken, F.-J., M. J. Jarvis, und G. O. L. Jones, First insitu temperature measurements at the Antarctic summer mesopause, *Geophys. Res. Lett.*, *26*, 3581–3584, 1999.
- Lübken, F.-J., M. Rapp, und P. Hoffmann, Neutral air turbulence and temperatures in the vicinity of polar mesosphere summer echoes, J. Geophys. Res., 107(D15), 4273, doi:10.1029/2001JD000915, 2002.
- Lübken, F.-J., M. Zecha, und J. Höffner, Temperatures, polar mesosphere summer echoes, and noctilucent clouds at Spitsbergen (78°N), J. Geophys. Res., zur Veröffentlichung eingereicht, 2003.
- Lübken, F.-J., und A. Müllemann, First in situ temperature measurements in the summer mesosphere at very high latitudes (78°N), *J. Geophys. Res.*, 108(D8), 8448, doi:10.1029/2002JD002414, 2003a.
- Lübken, F.-J., und A. Müllemann, Temperatures, densities, and winds in the high latitude (78°N) mesosphere, *Adv. Space Res.*, *32*(5), 731 740, 2003b.
- Lübken, F.-J., und U. von Zahn, Thermal structure of the mesopause at polar latitudes, J. Geophys. Res., 96, 20,841–20,857, 1991.
- Lübken, F.-J., On the extraction of turbulent parameters from atmospheric density fluctuations, J. *Geophys. Res.*, 97, 20,385–20,395, 1992.
- Lübken, F.-J., Experimental results on the role of turbulence for the heat budget of the upper atmosphere, Habilitationsschrift, Bonn University, BONN-IR-93-51 1993.
- Lübken, F.-J., Seasonal variation of turbulent energy dissipation rates at high latitudes as determined by insitu measurements of neutral density fluctuations, *J. Geophys. Res.*, *102*, 13,441–13,456, 1997.
- Lübken, F.-J., The thermal strucure of the arctic summer mesosphere, J. Geophys. Res., 104, 9135–9149, 1999.
- Lübken, F.-J., Nearly zero temperature trend in the polar summer mesosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 27, 3603–3606, 2000.
- Lübken, F.-J., No long term change of the thermal structure in the mesosphere at high latitudes during summer, *Adv. Space Res.*, 28, 947–953, 2001.
- Lübken, F.-J., Leuchtende Nachtwolken und polare Mesosphärenechos, *Physik Journal*, 2, 47–52, 2003.
- Luo, Z., D. C. Fritts, R. W. Portmann, und G. E. Thomas, Dynamical and radiative forcing of the summer mesopause circulation and thermal structure, 2. Seasonal variations, J. Geophys. Res., 100, 3129–3137, 1995.
- Manson, A. H., C. E. Meek, J. Stegmann, P. J. Espy, R. G. Roble, C. M. Hall, P. Hoffmann, und

C. Jacobi, Springtime transitions in mesopause airglow and dynamics: Photometer and MF radar observations in the scandinavian and canadian sectors, *J. Atmos. Solar Terr. Phys.*, *64*, 1131–1146, 2002.

- Manson, Alan H., C. Meek, C. M. Hall, S. Nozawa, N. J. Mitchell, D. Pancheva, W. Singer, und P. Hoffmann, Mesopause dynamics from the Scandinavian triangle of radars within the PSMOS-DATAR project, Ann. Geophys., im Druck, 2003.
- McIntyre, M. E., On dynamics and transport near the polar mesopause in summer, J. Geophys. Res., 94, 14617–14628, 1989.
- Meyer, W., C. R. Philbrick, J. Röttger, R. Rüster, H.-U. Widdel, und F. J. Schmidlin, Mean winds in the winter middle atmosphere above northern scandinavia, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 49, 676–688, 1987.
- Meyer, W., R. Siebenmorgen, und H.-U. Widdel, Estimates of gravity wave momentum fluxes in the winter and summer high mesosphere over Northern Scandinavia, J. Atmos. Terr. Phys., 51, 311– 319, 1989.
- Meyer, W., Intercomparison of wind measurements performed with metrockets, in *Proceedings of the* 7th ESA Symposium on European Rocket and Balloon Programmes and Related Research, Loen, Norway, S. 55–60, 1985.
- Meyer, W., Untersuchungen groß- und kleinskaliger dynamischer Prozesse in der Mesosphäre und oberen Stratosphäre anhand von Wind- und Dichtemessungen über Nordskandinavien im Rahmen des MAP/WINE Projekts, Dissertation, Bonn University, BONN-IR-88-19 1988.
- Mlynczak, M. G., C. J. Mertens, R. R. Garcia, und R. W. Portmann, A detailed evaluation of the stratospheric heat budget 2. Global radiation balance and diabatic circulations, J. Geophys. Res., 104, 6039–6066, 1999.
- Mlynczak, M. G., und S. Solomon, A detailed evaluation of the heating efficiency in the middle atmosphere, *J. Geophys. Res.*, 98, 10,517–10,541, 1993.
- Mlynczak, M. G., A contemporary assessment of the mesospheric energy budget, *Geophys. Monogr.* Ser., 123, 37–52, 2000.
- Müllemann, A., M. Rapp, F.-J. Lübken, und P. Hoffmann, Insitu measurements of mesospheric turbulence during spring transition, in *Proceedings of the 15th ESA Symposium on European Rocket* and Balloon Programmes and Related Research, Biarritz, France, S. 121–126, 2001.
- Müllemann, A., M. Rapp, F.-J. Lübken, und P. Hoffmann, In situ measurements of mesospheric turbulence during spring transition of the Arctic mesosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 29(10), 1477, doi:10.1029/2002GL014841, 2002.
- Müllemann, A., M. Rapp, und F.-J. Lübken, Morphology of turbulence in the polar summer mesopause region during the MIDAS/SOLSTICE campaign 2001, *Adv. Space Res.*, *31*(9), 2069 – 2074, 2003.
- Müllemann, A., Temperatur- und Windmessungen mit fallenden Kugeln und Folienwolken in der polaren Mesosphäre, Diplomarbeit, Bonn University, BONN-IB-99-18 1999.
- Müllemann, A., Messungen mit der neuen Betriebselektronik des CONE-Sensors, Technischer Bericht, Leibniz-Institut für Atmosphärenphysik an der Universität Rostock, 2003.
- Murgatroyd, R. J., und R. M. Goody, Sources and sinks of radiative energy from 30 to 90 km, *Quart. J. R. Met. Soc.*, 83, 225–234, 1958.
- Nägele, M., CONE ein neuartiges Instrument zur Messung von Neutralgas- und Elektronendichten in der Mesosphäre und unteren Thermosphäre, Diplomarbeit, Bonn University, BONN-IB-93-66 1993.
- Pan, W., und C. S. Gardner, Seasonal variations of the atmospheric temperature structure at South Pole, J. Geophys. Res., 108(D18), 4564, doi:10.1029/2002JD003217, 2003.
- Persson, Anders, *User Guide to ECMWF forecast products*, ECMWF, Meteorological Bulletin M3.2, June 2001, erhältlich über *www.ecmwf.int*.
- Piani, C., und W. A. Norton, Solid-body rotation in the northern hemisphere summer stratosphere,

Geophys. Res. Lett., 29(23), 2117, doi:10.1029/2002GL016079, 2002.

- Rademacher, H., Russisches Roulette im Weltall, in *Frankfurter Allgemeine Zeitung*, S. 7, Nr. 34, 10. Februar, 2003.
- Rapp, M., J. Gumbel, und F.-J. Lübken, Absolute density measurements in the middle atmosphere, *Ann. Geophys.*, 19, 571–580, 2001.
- Rapp, M., F.-J. Lübken, A. Müllemann, G. E. Thomas, und E. J. Jensen, Small scale temperature variations in the vicinity of NLC: Experimental and model results, *J. Geophys. Res.*, 107(D19), 4392, doi:10.1029/2001JD001241, 2002.
- Rapp, M., und F.-J. Lübken, On the nature of PMSE: Electron diffusion in the vicinity of charged particles revisited, J. Geophys. Res., 108(D8), 8437, doi:10.1029/2002JD002857, 2003.
- Rapp, M., Aerosol layers in the polar summer mesosphere: Interaction with the plasma of the D-region and dependence on temperature and dynamics, Dissertation, Bonn University, BONN-IR-2000-02 2000.
- Reed, Richard J., D. J. McKenzie, und J. C. Vyverberg, Diurnal tidal motions between 30 and 60 kilometers in summer, *J. Atmos. Sci.*, 23, 416–423, 1966.
- Reed, Richard J., und M. J. Oard, A comparison of observed and theoretical diurnal tidal motions between 30 and 60 kilometers, *Mon. Weather Rev.*, 97, 456–459, 1969.
- Rosenlof, K. H., Summer hemisphere differences in temperature and transport in the lower stratosphere, J. Geophys. Res., 101, 19129–19136, 1996.
- Schmidlin, F. J., The inflatable sphere: A technique for the accurate measurement of middle atmosphere temperatures, J. Geophys. Res., 96, 22,673–22,682, 1991.
- She, C. Y., und U. von Zahn, Concept of a two-level mesopause: Support through new lidar observations, J. Geophys. Res., 103, 5855–5863, 1998.
- Shine, K. P., The middle atmosphere in the absence of dynamical heat fluxes, *Quart. J. R. Met. Soc.*, *113*, 603–633, 1987.
- Siebenmorgen, R., Messungen von Wind- und Temperaturprofilen in der polaren Mesosphäre und daraus abgeleitete atmosphärische Parameter, Diplomarbeit, Bonn University, BONN-IB-97-20 1989.
- Singer, W., P. Hoffmann, D. Keuer, R. Schminder, und D. Kuerschner, Wind in the middle atmosphere with partial reflection measurements during winter and spring in middle Europe, *Adv. Space Res.*, 12(10), 299 – 302, 1992.
- Singer, W., D. Keuer, und W. Eriksen, The Alomar MF radar: Technical design and first results, in Proceedings of the 13th ESA Symposium on European Rocket and Balloon Programmes and Related Research, Oeland, Sweden, S. 101–103, 1997.
- Singer, W., R. Latteck, und D. A. Holdsworth, A new narrow beam MF radar at 3 MHz for studies of the high-latitude middle atmosphere: system description and first results, in *Proc. of the 10th Workhop on Tech., Sci. Aspects of MST Radar in Piura, Peru*, S. SCOSTEP, Boulder, CO, 2003.
- Siskind, D. E., S. D. Eckermann, und M. E. Summers, Introduction, *Geophys. Monogr. Ser.*, 123, 1–6, 2000.
- Siskind, D. E., S. D. Eckermann, J. P. McCormack, M. J. Alexander, und J. T. Bacmeister, Hemispheric differences in the temperature of the summertime stratosphere and mesosphere, *J. Geophys. Res.*, 108(D2), 4051, doi:10.1029/2002JD002095, 2003.
- Staffanson, F. L., und R. G. Phibbs, A capability model for passive spheres at high altitudes, in Status of Passive Inflatable Falling-Sphere Technology for Atmospheric Sensing to 100 km, National Aeronautics and Space Administration, NASA SP-219, S. 165–174, 1969.
- Strelnikov, B., Dissertation in Vorbereitung, Leibniz-Institut für Atmosphärenphysik an der Universität Rostock, 2003.
- Stroud, W. G., W. Nordberg, W. Bandeen, F. L. Bartman, und P. Titus, Rocket-grenade observation of atmospheric heating in the arctic, J. Geophys. Res., 64, 1342–1343, 1959.
- Summers, M. E., Vertical couplings, Science, 284, 1783-1785, 1999.

- Theon, J. S., und W. S. Smith, The meteorological structure of the mesosphere including seasonal and latitudinal variations, in *Mesospheric Models and Related Experiments*, S. 131–146, D. Reidel Publishing Company, Dordrecht-Holland, 1971.
- Thomas, G. E., und J. J. Olivero, Climatology of polar mesospheric clouds 2. Further analysis of Solar Mesosphere Explorer data, *J. Geophys. Res.*, 94, 14637–14681, 1989.
- Thulasiraman, S., und J. B. Nee, Further evidence of a two-level mesopause and its variations from UARS high-resolution Doppler imager temperature data, *J. Geophys. Res.*, *107(D18)*, 4355, doi: 10.1029/2000JD000118, 2002.
- von Zahn, U., J. Höffner, V. Eska, und M. Alpers, The mesopause altitude: Only two distinctive levels worldwide ?, *Geophys. Res. Lett.*, 23, 3231–3234, 1996.
- von Zahn, U., G. von Cossart, J. Fiedler, K. H. Fricke, G. Nelke, G. Baumgarten, D. Rees, A. Hauchecorne, und K. Adolfsen, The ALOMAR Rayleigh/Mie/Raman-lidar: Objectives, configuration, and performance, Ann. Geophys., 18, 815–833, 2000.
- von Zahn, U., und U. Berger, Persistent ice cloud in the midsummer upper mesosphere at high latitudes: Three-dimensional modeling and cloud interactions with ambeint water vapor, *J. Geophys. Res.*, 108(D8), 8451, doi:10.1029/2002JD002409, 2003.
- von Zahn, U., und J. Höffner, Mesopause temperature profiling by potassium lidar, *Geophys. Res. Lett.*, 23, 141–144, 1996.
- von Zahn, U., und W. Meyer, Mesopause temperatures in polar summer, J. Geophys. Res., 94, 14647–14651, 1989.
- Werne, J., und D. C. Fritts, Stratified shear turbulence: Evolution and statistics, *Geophys. Res. Lett.*, 26(4), 439–442, 1999.
- Widdel, H.-U., und U. von Zahn, Wind corners in the 70-100 km altitude range as observed Andenes (69° latitude), J. Atmos. Terr. Phys., 52, 995–1016, 1990b.
- Widdel, H. U., Vertical movements in the middle atmosphere derived from foil cloud experiments, J. *Atmos. Terr. Phys.*, 49, 723–742, 1987.
- Widdel, H. U., Foil chaff clouds as a tool for in-situ measurements of atmospheric motions in the middle atmosphere: their flight behaviour and implications for radar tracking, *J. Atmos. Terr. Phys.*, 52, 89–101, 1990a.
- Widdel, H.-U., An experimental evidence for solitary waves in the middle atmosphere, *J. Geophys. Res.*, *96*, 15,931–15,942, 1991.
- Williams, B. P., M. A. White, D. A. Krueger, und C. Y. She, Observation of a large amplitude wave and inversion layer leading to convective instability in the mesopause region over Fort Collins CO (41°N, 105°W), *Geophys. Res. Lett.*, 29(17), 1850, doi:10.1029/2001GL014514, 2002.
- Wong, S., Temperatur- und Windmessungen in der polaren Mesosphäre während der TRAMP/Temperature-Kampagne, Diplomarbeit, Bonn University, BONN-IB-98-15 1998.
- Woodman, R. F., B. B. Balsley, F. Aquino, L. Flores, E. Vazquez, M. Sarango, M. Huaman, und H. Soldi, First observations of polar mesosphere summer echoes in antarctica, J. Geophys. Res., 104, 22577–22590, 1999.
- Woods, J. D., On Richardson's number as a criterion for laminar-turbulent-laminar transition in the ocean and atmosphere, *Radio Sci.*, *4*, 1289–1298, 1969.
- 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, Y.-F., und H.-U. Widdel, Further study of a saturated gravity wave spectrum in the mesosphere, *J. Geophys. Res.*, *96*, 9263–9272, 1991.
- Zhao, Yucheng, A. Z. Liu, und C. S. Gardner, Measurements of atmospheric stability in the mesopause region at starfire optical range, NM, *J. Atmos. Solar Terr. Phys.*, 65, 219–232, 2003.

Danksagung

Ich möchte mich ganz herzlich bei allen Mitarbeitern des Physikalischen Instituts der Universität Bonn und des Instituts für Atmosphärenphysik in Kühlungsborn bedanken, die mir im Laufe der letzten Jahre auf vielfältige Art und Weise geholfen haben. In dieser Zeit war es besonders Dr. Markus Rapp, der mich bei meiner Arbeit in allen Belangen von der Laborarbeit über physikalische Fragen bis zum Schreiben der Veröffentlichungen unterstützt und vorangebracht hat. Die Hilfe von Hinnerk Baumann und Hans-Jürgen Heckl, die die CONE-Sensoren aufgebaut haben und die mir im Labor bei der Arbeit am Vakuumpumpstand zur Seite standen, war entscheidend für die erfolgreiche Durchführung der Experimente. Fragen, die ich zum theoretischen Verständnis meiner Ergebnisse hatte, wurden mir von Dr. Erich Becker und Dr. Uwe Berger immer wieder geduldig beantwortet. Insbesondere auch in der letzten heißen Phase bei den Vorbereitungen zu meiner Verteidigung haben mir Heiner Körnich, Boris Strelnikov und Cord Fricke-Begemann geholfen.

Prof. F.-J. Lübken hat mich mit dem Angebot einer Arbeit mit raketengetragenen Messungen von Bonn nach Kühlungsborn geführt. Gerade diese besondere Art der Messung, die mit viel Spannung für den Experimentator verbunden ist, war dann auch für meine ganze Arbeit sehr prägend. Ich bedanke mich bei Prof. E. Thrane und Prof. Ch. Jacobi, dass sie beide bereit waren, meine Arbeit zu begutachten.

Danken möchte ich dem Team von der DLR-MORABA, das die Trajektorienmessung der Fallenden Kugeln und der Folienwolken mit dem Bahnverfolgungsradar so erfolgreich durchgeführt hat. Außerdem war das Team der DLR-MORABA maßgeblich am Bau der MIDAS-Raketennutzlast beteiligt und hat damit die erfolgreiche Durchführung der Raketenflüge ermöglicht. Darüberhinaus waren es vor allem die Zeiten außerhalb der Arbeitszeiten während der Kampagnen auf Andøya und Spitzbergen, die wir zusammen gut verbracht haben.

Für die Koordinierung des Baus der MIDAS-Raketennutzlast und für die erfolgreiche Durchführung der Raketenflüge möchte ich dem Team vom FFI, insbesondere dem *payload manager* Stig Karsrud, danken. Das Starten der Raketen selbst (mit der damit zusammenhängenden Organisation und der Beachtung aller sicherheitstechnischer Vorschriften) wurde vom Team der Andøya Rocket Range mit großer Umsicht durchgeführt.

Meine Eltern haben mein Promotionsvorhaben überhaupt erst ermöglicht. Dank ihrer Hilfe konnte ich frei nach nach meinen Interessen Physik studieren. Und auch während meiner Kühlungsborner Zeit haben sich mich emotional und materiell unterstützt. Für viele orthographische Korrekturen und Tipps, die zur Fertigstellung meiner Arbeit wichtig waren, möchte ich mich bei meiner Tante Ursula bedanken.

Ganz besonders wichtig war während meiner Kühlungsborner Jahre meine Frau Monika für mich. Trotz großer Entfernung zwischen Kühlungsborn und Essen, trotz häufigen Wiedersehens aber ebenso häufigen Abschiednehmens an den Wochenenden, trotz daher nur geringer gemeinsam verbrachter Zeit, trotz sich in die Länge ziehender Zeit bis zum Abschluss meiner Arbeit, trotz langer Fahrtzeiten, trotz häufiger Bahnverspätungen, trotz ... haben wir es dennoch geschafft!!! Ich hoffe, dass die letzten Jahre *trotz* dieser Umstände auch ein wenig als *unsere* Kühlungsborner Jahre in guter Erinnerung bleiben.

Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig angefertigt und ohne fremde Hilfe verfasst habe, keine außer den von mir angegebenen Hilfsmitteln und Quellen dazu verwendet habe und die den benutzten Werken inhaltlich oder wörtlich entnommenen Stellen als solche kenntlich gemacht habe.

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

Kühlungsborn, den 27.10.2003

Zusammenfassung

Um die thermische Struktur, das Windfeld und Turbulenz in der polaren Sommermesosphäre (50-90km Höhe) zu bestimmen, wurden in situ Messungen mit Höhenforschungsraketen im Rahmen von 5 Feldmesskampagnen durchgeführt. Messungen von Nordnorwegen aus (Andøya, 69°N) ergaben niedrige Mesopausentemperaturen im Sommer (im Mittel bis 130 K) und sehr schnelle Übergänge vom Winter- zum Sommerzustand und umgekehrt (50-70 K höhere Temperaturen in der Mesopausenregion im Winter). Gleichzeitig mit den Temperaturen ändert sich das Windfeld in der Mesosphäre und die turbulente Struktur in der Mesopausenregion. Diese Beobachtungen werden konsistent in allen gemessenen Parametern durch die Ausbreitung und das Brechen von Schwerewellen beschrieben. Mit Messungen von Spitzbergen aus (78°N) wurde zum ersten Mal die Breitenabhängkeit der thermischen Struktur und des Windfeldes bestimmt. Die bei 78°N niedrigeren Mesopausentemperaturen und die schwächeren Zonalwinde sind in guter Übereinstimmung mit der vorausgesagten Breitenabhängigkeit nach theoretischen Modellrechnungen. Temperatur- und Windmessungen in der antarktischen Sommermesosphäre (bei 68°S) zeigen keine signifikanten Unterschiede zum Sommerzustand bei 69°N.

Lebenslauf

Name	Arno Müllemann
Geburtsdatum	17.02.1972
Geburtsort	Köln
Familienstand	verheiratet
Staatsangehörigkeit	Deutsch
Wohnsitz	Essen
Nebenwohnsitz	Kühlungsborn
1978/79	Katholische Grundschule Im Zugweg in Köln
1979 - 1982	Grundschule Asselbachstraße in Troisdorf
1982 - 1991	Gymnasium Zum Altenforst in Troisdorf
Juni 1991	Abitur (Gesamtnote 1,4)
1991 - 1992	Zivildienst im Mobilen Sozialen Hilfsdienst beim Arbeiter- Samariter-Bund, Landesverband NW e.V., OV Rhein-Sieg-Kreis, in Troisdorf
1992 - 1999	Studium an der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Studiengang: Diplom Physik Diplom: Juni 1999, Gesamtnote "mit Auszeichnung" Diplomarbeitsthema: "Temperatur- und Windmessungen mit fal- lenden Kugeln und Folienwolken in der polaren Mesosphäre"
1999 - 2000	Wissenschaftlicher Angestellter am Physikalischen Institut der Universität Bonn
seit Juli 2000	Wissenschaftlicher Angestellter am Leibniz-Institut für Atmo- sphärenphysik an der Universität Rostock e.V.