



Institut für Chemie und Dynamik der Geosphäre (ICG)
Stratosphäre (ICG-1)

***Untersuchungen zur Wasser-Partitionierung
in Zirruswolken –
Feldmessungen und Modellrechnungen***

Stefanie Schlicht

***Untersuchungen zur Wasser-Partitionierung
in Zirruswolken –
Feldmessungen und Modellrechnungen***

Stefanie Schlicht

Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 4246

ISSN 0944-2952

Institut für Chemie und Dynamik der Geosphäre (ICG)

Stratosphäre (ICG-1) JüL-4246

D 468 (Diss., Wuppertal, Univ.-Gesamthochsch., 2006)

Vollständig frei verfügbar im Internet auf dem Jülicher Open Access Server (JUWEL)
unter <http://www.fz-juelich.de/zb/juwel>

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek, Verlag
D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

☎ 02461/61-5220 · Telefax: 02461/61-6103 · e-mail: zb-publikation@fz-juelich.de

Danksagung

An dieser Stelle habe ich die Möglichkeit, all jenen zu danken, die zum Erfolg dieser Arbeit auf die eine oder andere Weise beigetragen haben.

Herrn Prof. Dr. Martin Riese danke ich für die Möglichkeit, meine Dissertation an seinem Institut ICG-I am Forschungszentrum Jülich anfertigen zu dürfen, und für seine allzeit offene Tür für die Belange seiner Doktoranden. Herrn Prof. Dr. Ralf Koppmann möchte ich ebenfalls danken für Begutachtung und akribische letzte Korrekturvorschläge zu meiner Dissertation. Ganz herzlich möchte ich Frau Dr. Martina Krämer dafür danken, dass sie mich in der Durchführung der Arbeit bestärkt und so fürsorglich betreut, mir aber dennoch freie Hand bei der Bearbeitung meines Themas gelassen hat. Für die Bereitstellung der Messinstrumente und die Begleitung bei den ersten Messungen mit OJSTER möchte ich Herrn Dr. Cornelius Schiller danken. Herrn Dr. Herman Smit und Wolfgang Sträter danke ich ganz herzlich für die Ermöglichung der Messungen an der Klimakammer im ICG-II, die nicht ganz zeitunaufwändig waren, und für anregende Diskussionen. Besonders möchte ich Herrn Dr. Peter Spichtinger, danken, der mit mir zusammen Simulationen für die Fallstudie durchgeführt hat. Ebenso möchte ich Herrn Dr. Harald Saathoff dafür danken, dass er sich so sehr für die Möglichkeit der Messungen mit OJSTER an der AIDA (IMK-AAF, Forschungszentrum Karlsruhe) eingesetzt hat und für die vielen Anregungen, das Gerät betreffend. Auch danke ich Herrn Dr. Volker Ebert für die Korrektur meines Geräte-Kapitels und die geduldige Beantwortung meiner Fragen. Auch Herrn Jörg Kaufmann und Herrn Gerhard Marburger danke ich für Korrekturvorschläge zu einzelnen Kapiteln.

Lars Hoffmann danke ich für das Programm zur Darstellung der HITRAN-Daten und die Einführung dazu. Der Wolkengruppe Iulia Gensch und Alexander Mangold danke ich für die nette Zusammenarbeit und viele hilfreiche Diskussionen. Besonders möchte ich Armin Afchine für die moralische Unterstützung und Jochen Barthel und Nicole Spelten für die technische Unterstützung danken. Marc von Hobe danke ich für die fachlichen Diskussionen. Dr. Susanne Rohs danke ich für ihr immer offenes Ohr und nette Diskussionen. Reimar Bauer und Verena Alishahi danke ich besonders für die Hilfestellungen bei Problemen mit den Rechnern. Vicheith Tan und Axel Schönfeld für die Beratung und Durchführung elektronischer Belange. Für Hilfe bei Trajektorienberechnungen und Interpretation danke ich der Modellgruppe, ganz besonders Paul Konopka, Gebhard Gün-

ther, Carsten Lemmen, Rolf Müller und Jens-Uwe Groß. Für Diskussionen zu Wellen in der Atmosphäre danke ich Peter Preusse, Manfred Ern und Marc Krebsbach. Allen noch nicht genannten Doktoranden und Doktorandinnen (Katja Weigel, Serhiy Hrechanyy, Fabio Henrique Silva dos Santos, Catrin Lehmann und Robert Walter) danke ich für die nette Atmosphäre. Sandra Stein und Frau Berger danke ich für ihre Hilfe zur Erledigung aller bürokratischen Belange. Es war eine schöne Zeit am ICG-I und ich danke allen für die tolle Arbeitsatmosphäre.

„Last but not least“ danke ich meiner Familie und André Marburger, die mich während meines ganzen Studiums seelisch und moralisch unterstützt und bestärkt haben. Ohne Euch an meiner Seite wäre all dies nicht möglich gewesen.

Vielen Dank!

Abstract

Cirrus clouds influence climate change. However, forming mechanisms and their influences on the development of cirrus clouds are not investigated very well. For the knowledge on climatic relevance of different types of cirrus clouds we need more information on cirrus forming and development. In situ measurements of water vapour and ice water content sampled and evaluated during this doctoral thesis will give information on the partitioning of water in cirrus clouds and will improve our understanding of cirrus development.

For water vapour measurements, the state of the art instrument OJSTER (Open-path Jülich's Stratospheric Tdl-ExpeRiment) was put into operation and run successfully during several campaigns. The measured data sets complete a unique data set of measurements in cirrus clouds. Its temerature ranges from 180 to 240 K and covers all three regions of climate — arctics, mid latitude and tropics. With ice nucleation the partitioning of water in cirrus clouds starts. Crystals form and grow due to water uptake. In the past high relative humidity with respect to ice ($RH_i \approx 200\%$) was observed inside cirrus clouds. But the mechanisms making such high RH_i possible are investigated sparcely. Using a theoretical framework invented by *Korolev et al.* and a new climatology, I can show the possibility to create such high RH_i in dynamic equilibrium of the clouds due to thermodynamic processes only. The most important parameters influencing RH_i are presented.

The case study of a cirrus cloud observed during the CIRRUS 2004 campaign shows in situ measurements of RH_i , ice water content, number density, and size of ice crystals inside the ice cloud. These parameters are used to initialize modell calculations with the EULAG modell¹. That cirrus clouds' water partitioning can be influenced by several processes where thermodynamic processes might be dominant follows from this case study.

¹In cooperation with the ETH Zürich

Kurzdarstellung

Zirren haben einen Einfluss auf das Klima unserer Erde. In wieweit verschiedene Bildungsmechanismen die Entwicklung der Zirren und damit die Klimarelevanz beeinflussen, ist jedoch weitestgehend unerforscht. Die In-situ-Messungen von Wasserdampf und Eiswassergehalt, die in dieser Arbeit vorgestellt und evaluiert wurden, liefern einen Beitrag zum Verständnis der Partitionierung und der Entwicklung der Partitionierung von Wasser auf Gas- und Eisphase in Zirren.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde weiterhin das Messgerät OJSTER (Open-path Jülich's Stratospheric Tdl-ExpeRiment) in Betrieb genommen und bei verschiedenen Messkampagnen zur Wasserdampfmessung erfolgreich eingesetzt. Messungen mit diesem modernen abstimmbaren Diodenlaser-Hygrometer in Zirruswolken ergänzen den in dieser Arbeit vorgestellten Datensatz² zu Zirruswolken. Dieser In-situ-Datensatz ist derzeit weltweit einzigartig in seiner Temperaturspanne (180 bis 240 K) sowie in der Abdeckung der Klimazonen (arktische Regionen, mittlere Breiten und Tropen) unserer Erde. Mit der Eisnukleation beginnt die Partitionierung von Wasser in Zirren. Eiskristalle bilden sich und wachsen durch Aufnahme von Wasser aus ihrer Umgebung an. In der Vergangenheit wurden sehr hohe relative Feuchten (RH_i) über Eis von bis zu 200 % insbesondere in kalten Zirren beobachtet. Mechanismen, die solch hohe relative Feuchten in Zirren ermöglichen, sind jedoch weitestgehend unerforscht. Die Anwendung einer theoretischen Betrachtung des dynamischen Gleichgewichts in Eiswolken nach *Korolev et al. 2003* mit Verwendung einer neuen Klimatologie zeigt die Möglichkeit zur Erzeugung solch hoher Übersättigungen im dynamischen Gleichgewicht durch rein thermodynamische Prozesse. Die einflussreichsten Parameter dieser Betrachtung werden herausgestellt.

Mit einer Fallstudie eines Zirrus aus der CIRRUS 2004 Kampagne wird mit den gesammelten Messdaten (RH_i , Eiswassergehalt, Anzahl und Größe der Eiskristalle) und einem Vergleich der Daten mit Modellrechnungen mittels des EuLag Modells³ der Einfluss und auch Überlagerungen von dynamischen Prozessen verifiziert. Hierzu wurden die gemessenen Größen zur Initialisierung der Modellläufe verwendet. Aus der Fallstudie wird er-

²Erstellt mit Hilfe von Nicole Spelten, Iulia Gensch, Susanne Rohs, Nikolai Sitnikov, Armin Afchine, Fabio H. Silva dos Santos, Cornelius Schiller und Martina Krämer

³In Zusammenarbeit mit der ETH Zürich.

sichtlich, dass die Wasser-Partitionierung in Zirren durch viele Prozesse beeinflusst werden kann, wobei rein thermodynamische Prozesse möglicherweise dominieren.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	xi
Tabellenverzeichnis	xvii
1 Einleitung	1
2 Zirruswolken	5
2.1 Bildungsmechanismen von Zirren	6
2.1.1 Eisnukleation	8
2.1.2 H ₂ O im Zyklus einer Zirruswolke	10
2.2 Meteorologische Aspekte bei der Zirrenbildung	11
3 Wassermessmethoden	15
3.1 Abstimmbares Diodenlaser-Hygrometer OJSTER	15
3.1.1 OJSTER – Aufbau	16
3.1.2 Die Messung	19
3.1.3 Berechnung der Wasserdampfmischungsverhältnisse	24
3.2 OJSTER – Bewertung des Geräts	29
3.2.1 Bewertung des mechanischen Aufbaus	29
3.2.2 Bewertung von Messkomponenten und Software	30
3.2.3 Fazit der Bewertung	31

4 Relative Feuchten in Zirren	33
4.1 RH _{ice} in Zirren	33
4.1.1 RH _{ice} und τ – Sensitivitätsstudie	37
4.1.2 RH _{ice} in der oberen Troposphäre	41
4.2 In-situ-Messungen von RH _{ice}	44
4.2.1 Das Innere von Zirren	45
4.2.2 Zirrenumgebung	48
4.2.3 Zusammenfassung: RH _{ice} in Zirren	50
5 CIRRUS2004 – Eine Fallstudie	53
5.1 Wetterbedingungen	53
5.1.1 Thermische Schichtung der Atmosphäre	55
5.2 In-situ-Messungen	56
5.2.1 Das Zirruswolkenprofil	59
5.3 Rückwärtstrajektorien	63
5.4 Modellrechnungen	64
5.4.1 Das Modell EuLag	65
5.4.2 Thermische Instabilität	67
5.4.3 Orographische Wellen	70
5.4.4 Polarjet-Wellen	74
5.5 Zusammenfassung der Fallstudie	75
6 Zusammenfassung	77
A OJSTER in Labor- und Feldkampagnen	81
A.1 Labormessungen zur OJSTER- Kalibration	81
A.1.1 Vergleichsmessungen in der AIDA Aerosolkammer	89

A.2	Feldkampagnen	97
A.2.1	UTOPIHAN ACT	97
A.2.2	CIRRUS2003	97
A.2.3	CIRRUS2004	103
A.2.4	TROCCINOX2005	109
A.3	OJSTER: Datenverarbeitung	110
B	Die potentielle Temperatur θ	113
B.1	Thermische Schichtung	114
C	OJSTER-Spezifikation	117
D	Sättigungsmischungsverhältnis: Flüssiges H₂O versus Eis	119
E	Strömungsrechnung OJSTER-Messkopf an <i>enviscope</i>-Learjet-Wingpod	121
F	Technische Daten Klimakammer	123
G	Wetterkarten	125
G.1	CIRRUS2003 und CIRRUS2004	125
Bibliography		133

Abbildungsverzeichnis

1.1	Zirren und Klima	2
2.1	Wolkengattungen in mittleren Breiten	5
2.2	Homogene und heterogene Eisnukleation	8
2.3	Aerosol-Gefrierschwellen	9
2.4	Eiskristall-Anzahldichten $N_i(u_z)$	10
2.5	RH_{ice} -Entwicklung in Zirren	11
2.6	Frontenbildung	12
2.7	Entstehung von Zirren an einer Warmfront	12
2.8	Orographische Wellen und Wolkenbildung	13
3.1	OJSTER-Schema	16
3.2	Optischer Messkopf von OJSTER	17
3.3	Der Strahlengang, Querschnitt	18
3.4	Spots auf einem Spiegel	18
3.5	Absorptionslinien von H_2O ($7300 - 7320 \text{ cm}^{-1}$)	20
3.6	Druckabhängigkeit der Wasserdampf-Absorption.	22
3.7	Typisches Absorptionssignal in der oberen Troposphäre	23
3.8	Typisches 2f-Signal von OJSTER	24
3.9	p2f-Matrix(p,T)	25

3.10	Druckkorrektur von OJSTER	27
3.11	Lambert-Beer-Korrektur von OJSTER	28
4.1	Skizze des dynamischen Gleichgewichts von Zirren	37
4.2	Abhängigkeit RH_{qsi} bzw. τ von u_z , $N_i \overline{R}_i$ und T bei 800 hPa.	38
4.3	Abhangigkeitsstudie zu RH_{qsi} und τ (200hPa)	39
4.4	Skizze zur Druckabhängigkeit von RH_{qsi} und τ	41
4.5	Eiswassergehalt (IWC) aus [Heymsfield and McFarquhar, 2002]	42
4.6	N_i für Zirren mit Eiskristallradien von $R_i = 1, 2$ und $10\mu m$	42
4.7	$N_i \overline{R}_i$ für Zirren mit Eiskristallradien $R = 1, 2$ und $10\mu m$	42
4.8	RH_{qsi} und τ mit Zirrusparametrisierung	43
4.9	Hohe Uberstattigungen in kalten Zirren durch \triangle -Eis aus [Gao et al., 2004]	46
4.10	RH_{ice} -Messungen in Zirren aus [Ovarlez and et al., 2002]	47
4.11	RH_{ice} und RH_{qsi} mit $R_i = 2\mu m$ bzw. $R_i = 10\mu m$	47
4.12	RH_{ice} in Zirrenumgebung aus [Ovarlez and et al., 2002]	48
4.13	RH_{ice} in Zirrenumgebung aus ICG-I Kampagnen mit Gefrierschwellen .	49
5.1	Wetterkarte inklusive Fronten und Isobaren am 24.11.04	54
5.2	Infrarot-Satellitenbild mit Zirruswolken am 24.11.04	54
5.3	Flugpfad des Messflugs am 24.11.04	54
5.4	Thermische Schichtung der Luftmassen am 24.11.04	56
5.5	Zeitserie der Umgebungsdaten des Messflugs am 24.11.04	57
5.6	Zeitserie Mischungsverhältnisse am 24.11.04	57
5.7	Welle in der Temperaturmessung	58
5.8	$RH_{ice}(\theta)$ innerhalb des Zirrus am 24.11.2004	59
5.9	$RH_{ice}(h)$ innerhalb des Zirrus am 24.11.2004	59

5.10	$IWC(\theta)$ des Zirrus vom 24.11.2004	61
5.11	$IWC(h)$ des Zirrus vom 24.11.2004	61
5.12	$N_i(\theta)$ des Zirrus vom 24.11.2004	61
5.13	$N_i(h)$ des Zirrus vom 24.11.2004	61
5.14	$\overline{R_i}(\theta)$ des Zirrus vom 24.11.2004	62
5.15	$\overline{R_i}(h)$ des Zirrus vom 24.11.2004	62
5.16	Rückwärtstrajektorien vom 24.11.04 16 Uhr bis 21.11.04 12 Uhr	63
5.17	Initialisierung der Temperatur für Säulen-Modellrechnung	67
5.18	Initialisierung der potenziellen Temperatur für Säulen-Modellrechnung . .	67
5.19	Initialisierung des Drucks für Säulen-Modellrechnung	67
5.20	Initialisierung der relativen Feuchte RH_{ice} für Säulen-Modellrechnung . .	67
5.21	$IWC(\theta)$: EuLag-Simulation und In-Situ-Messung	68
5.22	$N_i(\theta)$: EuLag-Simulation und In-Situ-Messung	68
5.23	RH_{ice} - und N_i -Entwicklung	69
5.24	$t = 0$ min, Übersättigtes Luftpaket in trockener Umgebung	73
5.25	$t = 120$ min, Wellenbildung	73
5.26	$t = 240$ min: Luftpaket im Wellenbereich	73
5.27	$t = 290$ min: Luftpaket wieder außerhalb der Wellen	73
5.28	Farbcode für RH_{ice} der Wellensimulation	73
5.29	12 Uhr-Projektion des Fluges am 24.11.2004 mit Polarjet	75
A.1	Drucktonne und Instrumentierung	82
A.2	Drucktest am 21.09.2004	82
A.3	Korrekturen zum Drucktest am 21.09.2004	82
A.4	Klimakammer des ICG-II	84
A.5	H_2O -Messung in der Klimakammer	84

A.6 H ₂ O-Differenzen in der Klimakammer	85
A.7 H ₂ O-Differenzen (prozentual) in der Klimakammer	85
A.8 Korrekturen zur H ₂ O-Messung in der Klimakammer	86
A.9 Teilbereich-Korrekturen zur H ₂ O-Messung in der Klimakammer	87
A.10 Messung in der Klimakammer am 15.09.2004	88
A.11 Abweichungen der OJSTER- $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ am 15.09.2004	89
A.12 Aufbau zum Dichtigkeitstest für AIDA-Messungen	90
A.13 Position OJSTER an der AIDA	91
A.14 Temperaturverlauf bei AIDA-Messung am 28.07.2005	92
A.15 Zeitreihe der $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ -Messungen am 27.7.2005 an der AIDA	93
A.16 Zeitreihe der $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ -Messungen am 28.7.2005 an der AIDA	94
A.17 Zeitreihe der $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ -Messungen am 29.7.2005 an der AIDA	94
A.18 Prozentuale Abweichung OJSTER-Messwerte von MBW-Messwerten . .	95
A.19 Neubestimmung des Gerätefaktors von OJSTER	96
A.20 Flugpfade der Kampagne CIRRUS2003	98
A.21 Zirren im Flug am 12.12.2003	100
A.22 Zirren im Flug am 13.12.2003	101
A.23 H ₂ O-Zeitreihe des Messflugs am 11.12.2003	102
A.24 Abweichungen der OJSTER-Messwerte von FISH mit dem Druck . . .	102
A.25 Abweichungen OJSTER- $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ (FISH- $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$)	103
A.26 Flugpfade der Kampagne CIRRUS2004	104
A.27 Flugpfad am 24.11.2004	106
A.28 Flugpfad am 27.11.2004	107
A.29 Abweichung OJSTER von FISH mit dem Druck am 23.11.2004 . . .	108
A.30 Abweichung OJSTER von FISH mit $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ am 23.11.2004 . . .	109

A.31 OJSTER-Adjustierung 13.12.2003	111
B.1 Skizze zur stabilen thermischen Schichtung der Atmosphäre	115
B.2 Skizze zur instabilen thermischen Schichtung der Atmosphäre	115
D.1 H ₂ O-Sättigung bezüglich flüssigem Wasser und Eis	119
E.1 Strömungsrechnung OJSTER am <i>enviscope</i> -Learjet-Wingpod	121
G.1 Wetterkarte für den 11.12.2003	126
G.2 Wetterkarte für den 12.12.2003	127
G.3 Wetterkarte für den 13.12.2003	128
G.4 Wetterkarte für den 23.11.2004	129
G.5 Wetterkarte für den 24.11.2004	130
G.6 Wetterkarte für den 25.11.2004	131
G.7 Wetterkarte für den 27.11.2004	132

Tabellenverzeichnis

4.1	Verwendete Variablen zur Betrachtung des Gleichgewichtszustands von Zirren	35
A.1	Korrekturkoeffizienten für die Drucksensoren von OJSTER	83
A.2	Prozentuale Abweichungen $\mu_{\text{H}_2\text{O}}^{OJ}$ von den Referenz-H ₂ O-Messgeräten	86
A.3	H ₂ O-Korrekturfaktoren für H ₂ O-Berechnungen von OJSTER	86
A.4	Druck- und Temperaturbedingungen während Klimakammermessungen (2004)	87
A.5	Übersicht der Temperatur- und Druckbedingungen der Versuchstage	91
A.6	Korrekturfaktoren ermittelt nach Beer-Gesetz-Korrektur	97
A.7	Flüge mit OJSTER während der Kampagne TROCCINOX2005	110

Kapitel 1

Einleitung

Zirruswolken sind reine Eiswolken, die auch Schleierwolken oder im Volksmund Feenwolken genannt werden. Ihr Name beschreibt eine ihrer Erscheinungsformen *cirrus* [Latein] = Locke. Zirren entstehen durch Abkühlung von aufsteigenden feuchten Luftmassen in Höhen, in denen Temperaturen unter -30 ° vorherrschen [Lynch et al., 2002]. Aufgrund ihrer Beschaffenheit allein aus Eiskristallen und aufgrund ihrer Strahlungseigenschaften beeinflussen Zirren den Strahlungshaushalt der Erde [Sassen et al., 1989].

Zirruswolken können zur Erderwärmung, dem Treibhauseffekt, beitragen. Zirren können aber auch kühlend wirken. In Abbildung 1.1 ist skizziert, wie Zirren mit dem Erdklima interagieren können. Lösliche und unlösliche Aerosole verschiedener chemischer Zusammensetzung gelangen durch verschiedene Mechanismen in die obere Troposphäre und beeinflussen dort die Entstehung von Zirren. Je nach Beschaffenheit der Zirren in Anzahl und Größe von Eiskristallen, Eiswassergehalt und vertikaler Ausdehnung (Mächtigkeit) kann Reflexion von einfallender kurzwelliger solarer Strahlung an den Zirren die Erdoberfläche abkühlen. Allerdings können auch Absorption und Emission im langwelligen Strahlungsbereich die Wärmestrahlung der Erde auf der Oberfläche erhöhen, sodass Zirren erwärmend wirken [Twomey, 1977, Fu and Liou, 1993, Seinfeld and Pandis, 1998]. Es ist ungewiss, in welchem Maß Zirren zum Klimawandel beitragen [IPCC, 2001]. Das Intergovernmental Panel on Climate Change (IPCC) vermutet aufgrund der Studien von [Stendel and Roeckner, 1998] einen positiven Beitrag zur Erderwärmung. Weiterhin kann an Zirren heterogene Chemie stattfinden. Die heterogenen chemischen Prozesse können das O_3 -Budget in der UT/LS (upper troposphere/lower stratosphere) und somit den Einfluss von O_3 als Treibhausgas beeinflussen.

Die mikrophysikalische Struktur der Zirren wird durch ihren Entstehungsmechanismus und der weiteren Partitionierung des vorhandenen Wassers in Gas¹ und Eisphase bestimmt

¹H₂O in der Gasphase wird durch die relative Feuchte bezüglich Eis (RH_{ice}) beschrieben.

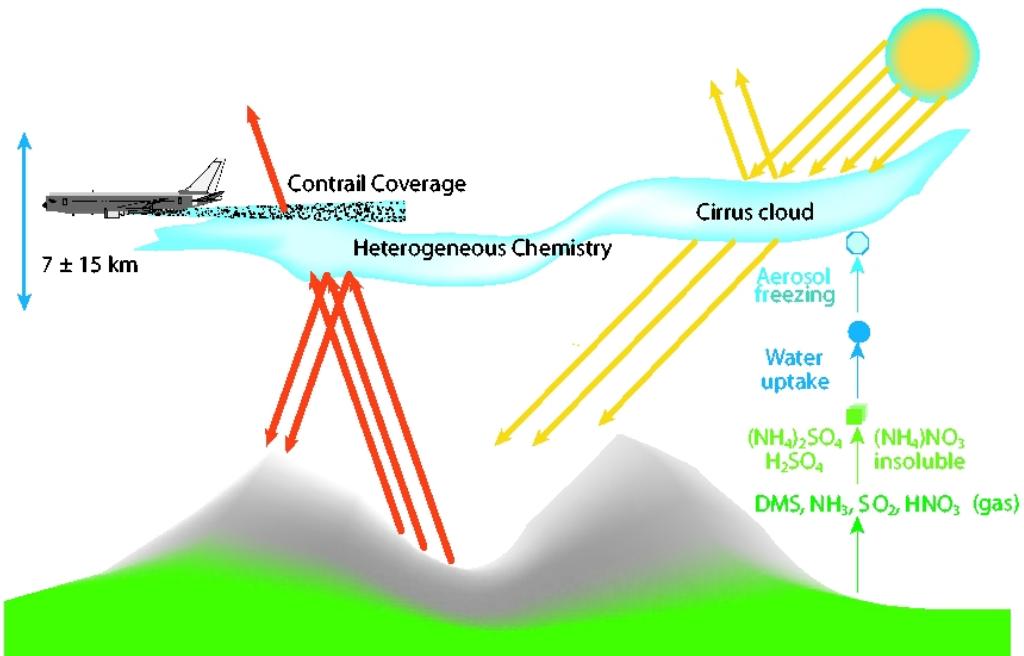


Abbildung 1.1: Skizze zu Zirren und dem Klima der Erde: Zirren entstehen durch gekühlte feuchte Luftmassen. Aerosole verschiedener chemischer Zusammensetzung können die Zirrenbildung beeinflussen. Flugzeuge erzeugen Zirren durch zusätzlichen Eintrag von heterogenen Eiskeimen in die obere Troposphäre. Die Wirkung der Zirren auf den Strahlungshaushalt der Erde hängt von ihren Strahlungseigenschaften ab. Die kurzwellige Albedo der Erde nimmt bei vielen kleinen Eiskristallen in Zirren zu. Das langwellige Absorptions- und Emissionsvermögen von Zirren wird auch durch Anzahl und Größe von Eiskristallen, den Eiswassergehalt und die vertikale Ausdehnung der Zirren bestimmt.

[Krämer et al., 2005]. Mittlerweile wurden einige Prozesse zur Entstehung und Entwicklung von Zirren identifiziert. Aber in welchem Maß die einzelnen Prozesse zu Entstehung und Entwicklung dieser Eiswolken beitragen, ist weitestgehend unbekannt. Für eine gute Abschätzung des globalen Einflusses von Zirren auf das Klima gibt es noch zu viele Unsicherheiten [Gierens, 2004]. Eine Frage ist, welche Prozesse die Zirrenentstehung und -entwicklung dominieren. Unbestimmt ist auch, wie der Mensch zum Beispiel durch den starken Anstieg des Flugverkehrs die Zirrenbildung beeinflusst. Weiterhin muss geklärt werden, wie sich der Klimawandel auf die Zirrenbildung auswirkt, zum Beispiel durch mehr Turbulenzen in der Atmosphäre [Haag and Kärcher, 2004] oder durch immer häufiger auftretende Sandstürme in den sich ausbreitenden Wüsten. Schließlich muss bestimmt werden, wie diese unterschiedlichen Einflüsse die Zirren und deren Häufigkeit und dadurch das Klima beeinflussen.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit sind Untersuchungen zur Wasser-Partitionierung in der Entwicklung von Zirren. Dazu sind In-situ-Messungen von Wasserdampf-Mischungsverhältnissen $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ und Eiswassergehalt IWC in Zirren und zusätzlich theoretische Betrachtungen zur Entwicklung der H_2O -Partitionierung in Zirren durchgeführt worden. Aus der H_2O -Partitionierung in Zirren können Erkenntnisse über mikrophysikalische Eigenschaften von Zirren gewonnen werden, die den Klimawandel beeinflussen können [Sassen et al., 1989]. Außerdem gibt die Verteilung des Wassers auf Gas- und Eisphase Hinweise auf die Verteilung des Wasserbudgets in der oberen Troposphäre und unteren Stratosphäre. Beinhaltet die Zirren viele große Eiskristalle, so sedimentieren diese aus. Dies führt zu einer Trocknung der Stratosphäre [Murphy, 2003], da das ausgefrorene Wasser nach unten transportiert und das Wasser nicht mehr durch Troposphären-Stratosphären-Austausch insbesondere in den Tropen in die Stratosphäre gelangen kann. Die in der Arbeit beschriebenen Untersuchungen tragen zu einem besseren Verständnis der H_2O -Partitionierung in Zirren bei.

Die Arbeit ist dazu wie folgt strukturiert: In Kapitel 2 werden Prozesse vorgestellt, die zur Zirrenbildung führen. Nach einer allgemeinen Einführung in die Klassifizierung von Zirren und Beschreibung von wichtigen (Mess-)Größen, werden die Wege der Eisnukleation in Abschnitt 2.1.1 beschrieben. Die Bildung von Wolken ist eng mit der relativen Feuchte in Wolken verbunden. In Abschnitt 2.1.2 wird der Zyklus der relativen Feuchte über Eis (RH_{ice}) einer Zirruswolke vorgestellt, um spätere Betrachtungen von RH_{ice} in Zirren verständlicher zu machen. Zum Abschluss des Kapitels 2 werden Wetterphänomene beschrieben, bei denen Zirruswolken entstehen.

Kapitel 3 enthält Beschreibungen der H_2O -Messgeräte, die für die In-Situ-Messungen in dieser Arbeit verwendet wurden. Der Schwerpunkt dieses Kapitels liegt auf dem Wasserdampf-Messgerät OJSTER. Dieses Gerät wurde im Rahmen dieser Arbeit in Betrieb genommen und evaluiert. Die Messkampagnen, die mit den H_2O -Messgeräten im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, werden im Anhang A vorgestellt.

In Kapitel 4 wird untersucht, wie verschiedene physikalische Größen die Entwicklung von RH_{ice} in Zirren beeinflussen. Dazu wird eine theoretische Betrachtung des dynamischen Gleichgewichts in Zirren ($RH_{ice} \approx const.$) aus [Korolev and Mazin, 2003] verwendet. Im Abschnitt 4.2.1 werden die berechneten Größen des dynamischen Gleichgewichts mit In-situ-Messungen verglichen und daraus Schlussfolgerungen über die Prozesse, die die Entwicklung von RH_{ice} in Zirren beeinflussen, gezogen. Abschnitt 4.2.2 vergleicht In-Situ-Messungen von RH_{ice} in der Umgebung von Zirren mit Gefrierschwellen verschiedener Aerosoltypen aus [Mangold, 2004].

Kapitel 5 zeigt eine Fallstudie eines Zirrus, der während der Kampagne CIRRUS2004 beobachtet wurde. In dieser Fallstudie werden die In-Situ-Messungen zu dem untersuchten Zirrus im Detail vorgestellt. Es wurden Rückwärtstrajektorien mit CLaMS (Chemical Lagrangian Model of the Stratosphere) basierend auf ECMWF-Analysen berechnet, die die zeitliche Entwicklung der Messgrößen der In-Situ-Messungen wiedergeben. In-Situ-Daten

und Rückwärtstrajektorien werden zur Initialisierung von Simulationen einer Zirruswolke mit dem Modell EuLag verwendet. Diese Fallstudie verdeutlicht die Komplexität der Entstehung und Entwicklung von Zirren.

Kapitel 2

Zirruswolken

Wolken werden anhand ihrer Morphologie und ihrer visuellen Erscheinung von der World Meteorological Organization (WMO) klassifiziert. Fotografien fast aller Wolkentypen und ihrer Unterarten sind im Karlsruher Wolkenatlas abgebildet [Mühr, 2006]. Die Übersicht über die klassischen Wolkengattungen ist in Abbildung 2.1 schematisch für mittlere Breiten skizziert. Auf der linken y-Achse ist die Lufttemperatur [$^{\circ}\text{C}$] und auf der rechten y-Achse die Höhe [km] aufgetragen. Cumulonimbus (Cb), die Gewitterwolke, erstreckt sich vertikal über mehrere Kilometer. An ihrem oberen Ende bildet sich der Amboss der Gewitterwolke aus, der ganz aus Eis besteht. Wirkt der Amboss an seiner oberen Kante wie abgeschnitten, so reicht diese Gewitterwolke bis an die Tropopause heran.

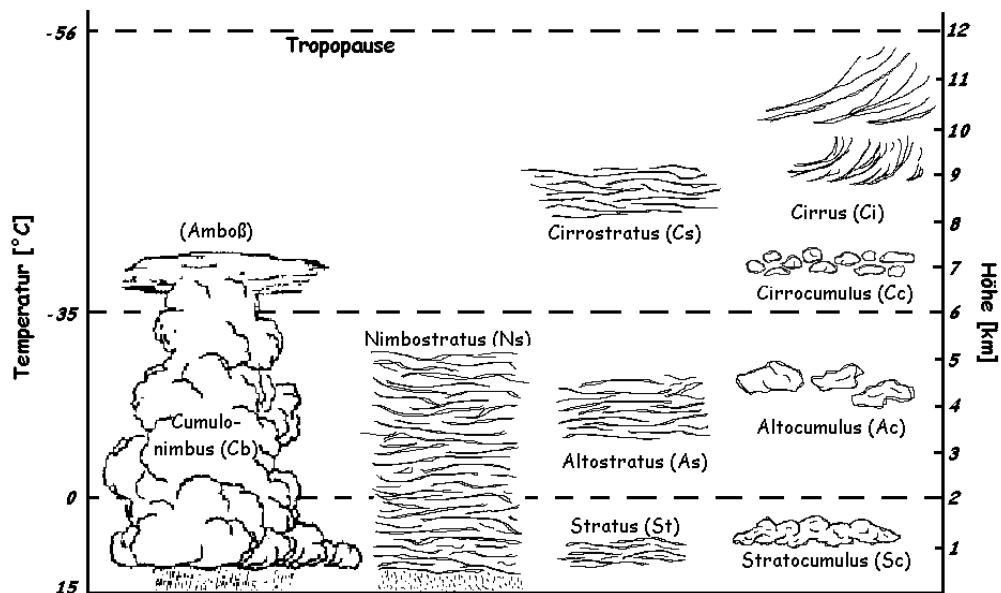


Abbildung 2.1: Die Wolkengattungen in mittleren Breiten [Fleer, 2006]

Die Tropopause wird als eine dünne Schicht zwischen der Troposphäre und der Stratosphäre definiert. Eine genaue Erklärung der Schichtung der Erdatmosphäre und der Tropopausendefinition ist zum Beispiel in [Roedel, 2000] oder auch sehr ausführlich in [Wallace and Hobbs, 2006] beschrieben.

Der Nimbostratus (Ns) ist eine vertikal weit ausgedehnte Schichtwolke. Das Auftreten dieser Wolkengattung geht im Allgemeinen mit langanhaltendem Regen einher. Die Wolkengattungen Stratus (S) und Stratocumulus (Sc) sind in den niedrigsten Höhenbereichen zwischen 1 und 2 Kilometern Höhe zu finden. Etwas höher, zwischen 2 und 6 Kilometern, können Altostratus- (As) und Altocumulus-Wolken (Ac) beobachtet werden.

In der höchsten Ebene zwischen 6 und 12 km (bis zum Rand der Tropopause, in den Tropen bis ca. 18 km) befinden sich reine Eiswolken, die Zirruswolken (Ci). In Abbildung 2.1 werden diese eishaltigen Wolken in Cirrus (Ci), Cirrostratus (Cs) und Cirrocumulus (Cc) unterschieden. Während Wolken, die flüssiges Wasser beinhalten, scharfe Konturen aufweisen, so wirken die Kanten der Eiswolken diffus. Zirruswolken treten bei Temperaturen tiefer als -30°C auf. In dieser Arbeit wurden gezielt Messungen und Modellrechnungen zur Entwicklung von Zirruswolken gemacht. In den folgenden Abschnitten werden Mechanismen zur Bildung von Zirren eingeführt, die zum weiteren Verständnis der Betrachtungen von Prozessen der Entwicklung von Zirren notwendig sind.

2.1 Bildungsmechanismen von Zirren

Mit den Bildungsmechanismen wird auf Kristallebene dargestellt, wie die Eiskristalle einer Zirruswolke entstehen können. Die Prozesse der Eiskristallentstehung werden im Unterabschnitt 2.1.1 beschrieben. Wasser spielt als größter Bestandteil der Kristalle eine sehr wichtige Rolle. In Abschnitt 2.1.2 wird präsentiert, welche Parameter die Eisnukleation beeinflussen. Die relative Feuchte bezüglich Eis (RH_{ice}), die den Wasserdampfanteil der Luft wiederspiegelt und das Kristallwachstum beeinflusst, ist bei der Entwicklung einer Zirruswolke ein wichtiger Parameter, der in Abschnitt 2.1.2 gesondert betrachtet wird.

Zur Betrachtung von Zirren müssen einige Größen eingeführt werden, die in den folgenden Kapiteln weiter verwendet und genauer betrachtet werden. Hierfür wird im folgenden grauen Kasten ein Überblick über die Größen gegeben.

H₂O-Größen in Zirren

Neben den Umgebungsparametern Druck p , Temperatur T , Windgeschwindigkeiten u_x, u_y, u_z sind insbesondere Größen zur Betrachtung von Zirren notwendig, die Wasser

in der Gasphase beschreiben. Die in dieser Arbeit verwendeten Größen werden nun vorgestellt.

Damit Eiskristalle entstehen können, muss die Luft übersättigt sein [Pruppacher and Klett, 1997]. Die H_2O -Sättigung S_i kann über den Sättigungsdampfdruck bezüglich Eis $e_{\text{H}_2\text{O}_{\text{sat}}}^{\text{ice}}$ berechnet werden. Der Sättigungsdampfdruck selbst wird nach [Marti and Mauersberger, 1993] für tiefe Temperaturen (bis -70 °C) berechnet:

$$e_{\text{H}_2\text{O}_{\text{sat}}}^{\text{ice}} [\text{hPa}] = \frac{10^{\frac{A}{T[K]} + B}}{100} \quad (2.1)$$

mit $A = -2663.5$, $B = 12.537$ und der Temperatur T . Mit dem Druck p und dem Sättigungsdampfdruck $e_{\text{H}_2\text{O}_{\text{sat}}}^{\text{ice}}$ kann das Sättigungsmischungsverhältniss $\mu_{\text{H}_2\text{O}_{\text{sat}}}^{\text{ice}}$ berechnet werden.

$$\mu_{\text{H}_2\text{O}_{\text{sat}}}^{\text{ice}} [\text{ppmv}] = \frac{10^6 \cdot e_{\text{H}_2\text{O}_{\text{sat}}}^{\text{ice}} [\text{hPa}]}{p[\text{hPa}] - e_{\text{H}_2\text{O}_{\text{sat}}}^{\text{ice}} [\text{hPa}]} \quad (2.2)$$

Das H_2O -Sättigungsmischungsverhältnis wird zum Vergleich mit den In-situ-Messungen von Mischungsverhältnissen $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ verwendet, da die H_2O -Messgeräte, die in dieser Arbeit verwendet wurden, H_2O -Mischungsverhältnisse messen.

Die relative Feuchte bezüglich Eis (RH_{ice}) ist die Größe, die zur Bildung und weiteren Entwicklung eines Zirrus betrachtet werden muss, da sie eng mit der Entstehung und dem Wachstum von Kristallen zusammenhängt. Zirren treten nur bei tiefen Temperaturen ($T < -30^\circ\text{C}$) auf. Der typische Druckbereich, in dem Zirren zu finden sind, liegt zwischen 100 und 400 hPa. Dort ist die H_2O -Sättigung über einer Eisfläche niedriger als über einer Wasserfläche (vergleiche Abbildung D.1). Aus diesem Grund wird im Folgenden hauptsächlich die relative Feuchte über Eis RH_{ice} betrachtet.

$$\begin{aligned} RH_{\text{ice}} &= \frac{\mu_{\text{H}_2\text{O}}}{\mu_{\text{H}_2\text{O}_{\text{sat}}}^{\text{ice}}} \cdot 100\% \\ &= \frac{e_{\text{H}_2\text{O}}}{e_{\text{H}_2\text{O}_{\text{sat}}}^{\text{ice}}} \cdot 100\% \end{aligned} \quad (2.3)$$

RH_{ice} kann über die Mischungsverhältnisse $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ oder über die Dampfdrücke $e_{\text{H}_2\text{O}}$ berechnet werden. Die Übersättigung S_i wird auf 1 normiert, wenn RH_{ice} 200 % erreicht hat und hat den Wert 0 bei $RH_{\text{ice}} = 100\%$.

$$S_i = \frac{RH_{\text{ice}} - 100}{100} \quad (2.4)$$

Auch die Übersättigung bezüglich Eis (S_i) lässt sich über die Dampfdrücke berechnen:

$$S_i = \frac{e_{\text{H}_2\text{O}} - e_{\text{H}_2\text{O}_{\text{sat}}}^{\text{ice}}}{e_{\text{H}_2\text{O}_{\text{sat}}}^{\text{ice}}} \quad (2.5)$$

Die bisher aufgelisteten H_2O -Größen haben sich auf die Gasphase bezogen. Ein wichtiger Parameter, der die Eisphase des Wassers beschreibt ist der Eiswassergehalt

(IWC = Ice Water Content). Der IWC wird in den durchgeführten In-Situ-Messungen aus der Differenz der Gesamtwassermessung ($\mu_{H_2O_{total}} = \mu_{H_2O} + \mu_{H_2O_{ice}}$) und der Gasphasenmessung (μ_{H_2O}) bestimmt:

$$IWC[ppmv] = \mu_{H_2O_{total}} - \mu_{H_2O} \quad (2.6)$$

Mit zusätzlichen Messungen von Eiskristallzahlen und -größen sind genügend Informationen vorhanden, um Untersuchungen zur Entwicklung von Zirren durchführen zu können.

2.1.1 Eisnukleation

Die Eisnukleation ist der Prozess, durch den Eiskristalle eines Zirrus entstehen. Im Gegensatz zu Tropfen in Wasserwolken beginnen Eiskristalle erst bei sehr hohen Übersättigungen zu nukleieren. Dies wurde in mehreren Kampagnen wie in [Ovarlez and et al., 2002], [Comstock et al., 2004] und vielen anderen beschrieben. Aber auch Laborexperimente haben gezeigt, dass sich Eiskristalle in der oberen Troposphäre erst bei $RH_{ice} > 130\%$ bilden [Mangold, 2004]. Eine Gefrierschwelle bezeichnet die Übersättigung, bei der die Eisnukleation beginnt. Die Gefrierschwellen hängen davon ab, welche Eiskeime in der Atmosphäre vorhanden sind und auf welche Weise Eiskristalle nukleieren [Möhler et al., 2003].

Bei der Entstehung von Eiskristallen unterscheidet man homogene Eisnukleation von heterogener Eisnukleation. Die verschiedenen Wege der Eisnukleation sind in Abbildung

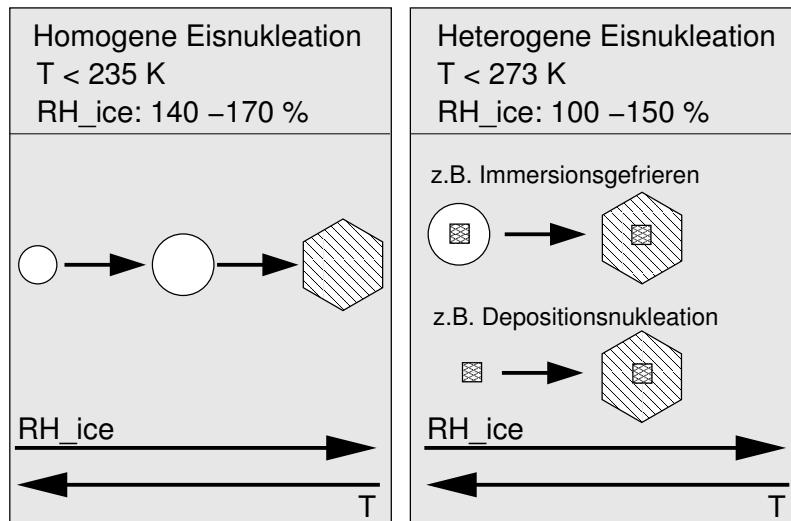


Abbildung 2.2: Schema zu homogener und heterogener Eisnukleation: Bei homogener Nukleation entstehen Eiskristalle aus Lösungströpfchen — bei heterogener Nukleation sind feste Partikel beteiligt.

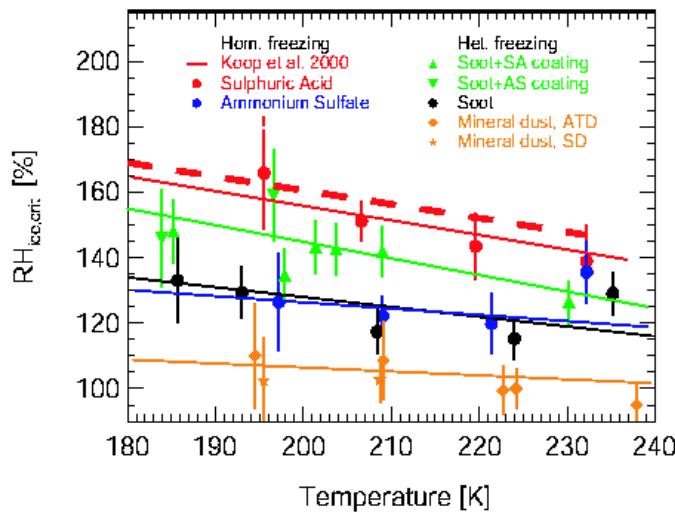


Abbildung 2.3: Gefrierschwellen zu unterschiedlichen Aerosolen aus Eisnukleationsexperimenten an der AIDA-Aerosolkammer [Mangold, 2004]. Die Aerosole werden in der Legende unterschieden. Die Temperaturabhängigkeit der Gefrierschwellen ist für jeden Aerosoltyp durch eine Ausgleichsgerade gegeben.

2.2 dargestellt. Lösungströpfchen nehmen Wasser auf, wachsen und gefrieren homogen. Die homogene Eisnukleation setzt nach KOOP ET AL. 2000 in einem Temperaturbereich von 180 bis 240 K bei Übersättigungen S_i von 70 bis 40 % ein. Sind an dem Gefrierprozess feste Partikel beteiligt, wird von heterogener Eisnukleation gesprochen. Die Gefrierschwellen hängen bei der heterogenen Nukleation von den vorhandenen Aerosolen ab und sind im Allgemeinen bei niedrigeren Übersättigungen bzw. höheren Temperaturen angesiedelt als die Gefrierschwelle der homogenen Nukleation (siehe Abbildung 2.2) [Mangold, 2004].

Die Gefrierschwellen zu verschiedenen Aerosolen wurden in [Mangold, 2004] mit Eisnukleationsexperimenten an der AIDA-Aersolkammer des Forschungszentrums Karlsruhe untersucht. Abbildung 2.3 zeigt Ergebnisse dieser Experimente. In Rot und gestrichelt ist die Gefrierschwelle für homogenes Gefrieren nach [Koop et al., 2000] eingezeichnet. Die Experimente mit $H_2O-H_2SO_4$ -Lösungströpfchen (rote Punkte) stimmt mit [Koop et al., 2000] gut überein. Alle anderen Aerosole dieser Experimente gefrieren hauptsächlich heterogen und damit bei niedrigeren RH_{ice} als bei homogener Nukleation. Durch die Messpunkte der einzelnen untersuchten Aerosole wurden Geraden gelegt, die die Gefrierschwellen $RH_{icecrit}$ bestimmen. Neben den Gefrierschwellen ist die Anzahl der entstehenden Eiskristalle für die weitere Entwicklung (insbesondere von RH_{ice}) der Zirren von Bedeutung. Einen wichtigen Einfluss auf die Anzahldichte von Eiskristallen in Zirren hat die Vertikalgeschwindigkeit, mit der die feuchte Luft nach oben transportiert und damit gekühlt wird. Dies wurde in [Jensen et al., 1998] und

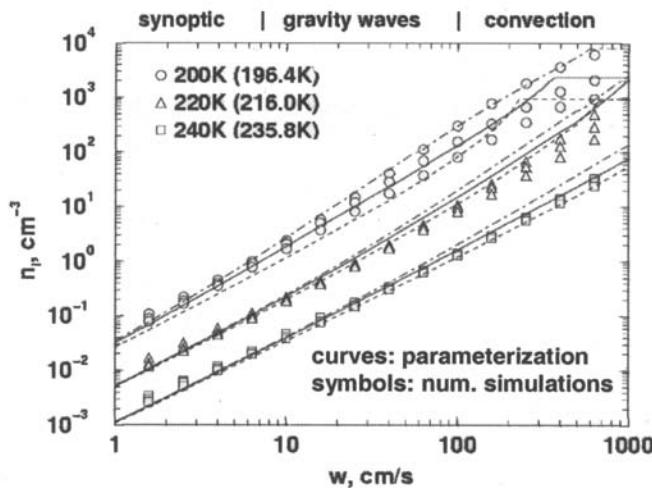


Abbildung 2.4: Eiskristall-Anzahldichten in Abhängigkeit der Vertikalgeschwindigkeit und für verschiedene Temperaturen. Die Vertikalgeschwindigkeiten sind in synoptische, Schwerewellen-typische und konvektive Auftriebsgeschwindigkeiten eingeteilt [Kärcher and Lohmann, 2002].

[Haag and Kärcher, 2004] anhand von Modellrechnungen im Vergleich mit Messungen bestätigt.

In Abbildung 2.4 sind nach einer Parametrisierung nach [Koop et al., 2000] Eiskristallanzahl-Dichten in Abhängigkeit von Vertikalgeschwindigkeiten für homogene Eisnukleation dargestellt. Eine Parametrisierung für heterogene Eisnukleation ist sehr viel komplexer, da die Eisnukleation vom Typ des Eiskeims abhängt. Es gibt erste Ansätze, um die heterogene Eisnukleation zu parametrisieren [Spichtinger and Gierens, 2006]. Die Symbole stellen numerische Lösungen, Linien analytische Lösungen zu verschiedenen Temperaturen dar. Abbildung 2.4 zeigt einen deutlichen Zusammenhang zwischen der Konzentration von Eiskristallen in Zirren mit Vertikalgeschwindigkeit und Temperatur. Auf die Wichtigkeit von Vertikalgeschwindigkeit und Anzahldichten von Eiskristallen in Hinblick auf die Entwicklung der H_2O -Partitionierung in Zirren wird in den Kapiteln 4 und 5 im Detail eingegangen. Wie schon in Abbildung 2.3 zu erkennen ist, spielen $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ und RH_{ice} eine große Rolle in der Entstehung einer Zirruswolke. In Abschnitt 2.1.2 wird auf diese Größen im Lebenszyklus eines Zirrus genauer eingegangen.

2.1.2 H_2O im Zyklus einer Zirruswolke

Der Zyklus einer Zirruswolke beginnt mit der Abkühlung von feuchten Luftmassen. Eiskristalle entstehen und wachsen. Der Zirrus verdampft, wenn die Temperatur wieder steigt. In Abbildung 2.5 ist ein typischer Zyklus eines Zirrus schematisch dargestellt. Mit der Abkühlung (in Grau) steigt zunächst RH_{ice} (in Schwarz) über 100 % an. Erreicht RH_{ice} den kritischen, durch den Aerosoltyp gegebenen Punkt $RH_{icecrit.}$, so bilden sich

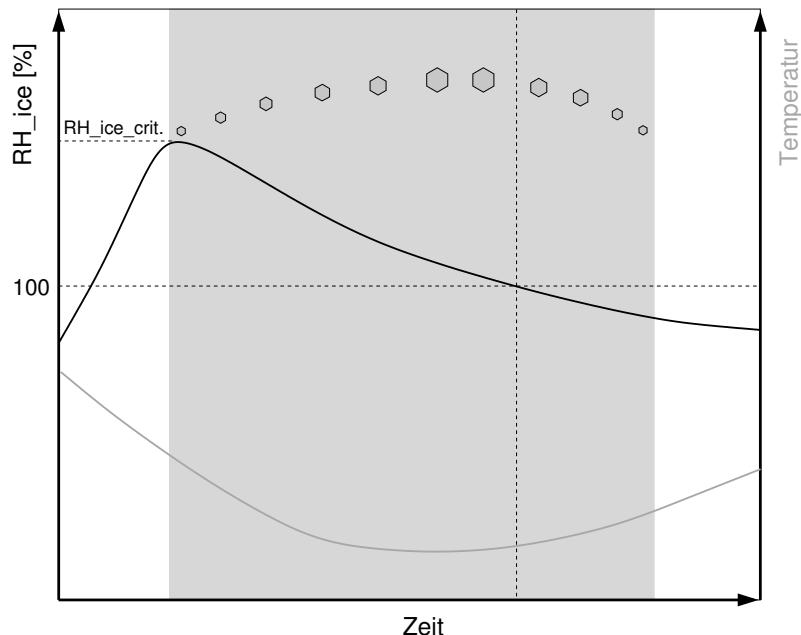


Abbildung 2.5: Skizze zum Verhalten von RH_{ice} während des Lebenszyklus eines Zirrus. Eingezeichnet sind $RH_{ice}(t)$ mit dem dazugehörigen Temperaturverlauf. $RH_{icecrit.}$ kennzeichnet die RH_{ice} -Gefrierschwelle, zu der Eiskristalle entstehen. Während die Eiskristalle wachsen, nimmt RH_{ice} ab. Steigt die Temperatur, so nimmt RH_{ice} weiter ab und die Eiskristalle verdampfen.

Eiskristalle. Die Eiskristalle nehmen Wassermoleküle aus der Gasphase auf und dadurch sinkt RH_{ice} . Wird die Wolke nicht weiter gekühlt oder erwärmt sich sogar, so sinkt RH_{ice} bis unter die Sättigung und die Eiskristalle verdampfen. Der graue Bereich in Abbildung 2.5 kennzeichnet die Lebensdauer des Zirrus. Die Eiskristalle werden mit den Sechsecken symbolisiert und die Größe der Eiskristalle stellt Wachstum und Verdampfen dar. Es können noch Eiskristalle bestehen, wenn die Sättigung längst unterschritten ist. Dies hängt mit der Geschwindigkeit des Flusses des Wassers aus der Gasphase in die feste Phase und umgekehrt zusammen. Eine detaillierte Betrachtung dieses Phänomens wird in Kapitel 4 vorgenommen.

2.2 Meteorologische Aspekte bei der Zirrenbildung

Unter verschiedenen Wetterbedingungen können feuchte Luftmassen unterschiedlich stark gekühlt werden, was einen Einfluss auf die Bildung der Wolke hat. In diesem Abschnitt werden die verschiedenen Wetterbedingungen vorgestellt, unter denen sich Zirren bilden. Im Winter sind Zirren, die sich an Warmfronten bilden, sehr häufig. Diese Art der Zirrenentstehung war in den CIRRUS-Kampagnen (siehe Anhang A) das Ziel der Beobachtungen.

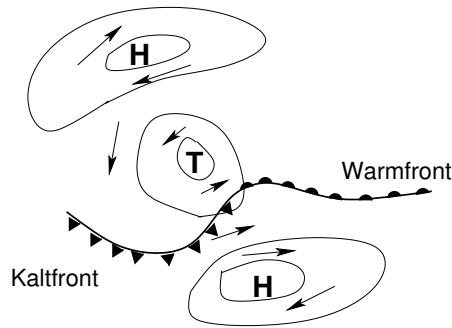


Abbildung 2.6: Entstehung von Warm- und Kaltfront an einem Tiefdruckgebiet.

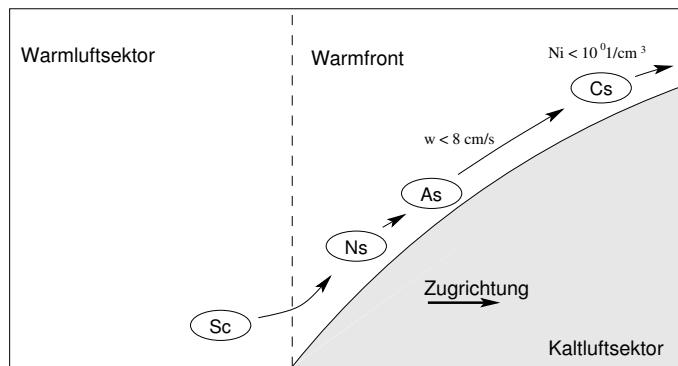


Abbildung 2.7: Entstehung von Zirren an einer Warmfront. An einer Warmfront gleitet leichtere, warme Luft allmählich auf die kältere Luft auf. Entlang der Aufgleichfläche kondensiert das in der Luft enthaltene Wasser und es kommt zur Wolkenbildung.

Frontensysteme und Zirrenbildung: Frontensysteme entstehen durch das Zusammenspiel von Hochdruck- und Tiefdruckgebieten. Im Winter der Nordhalbkugel entstehen verstärkt Tiefdruckgebiete durch Störungen an der polaren Front. Durch das Mäandern der Polarfront entstehen lange Wellen, die Rossby-Wellen, die warme Luft aus dem Süden nach Norden bewegen und kalte Luft aus dem Norden nach Süden bringen. An der Grenze beginnt der Druck der Umgebung zu fallen und ein Tiefdruckgebiet entsteht (siehe Abbildung 2.6). Die Grenzen zwischen warmer und kalter Luftmassen werden zu Warm- (Halbkreise) bzw. Kaltfront (Dreiecke).

Die Entstehung von Zirren an einer Warmfront ist in Abbildung 2.7 dargestellt. Die warme Luft aus dem Warmluftsektor gleitet auf die kalte Luft des Kaltluftsektors auf. Je weiter die Luft aufsteigt, desto kälter wird sie. Das Gasphasenwasser kann kondensieren und Wolken bilden sich. Wird die Luft so stark abgekühlt, dass das Wasser gefriert, entstehen Zirren. Die Vertikalgeschwindigkeiten, mit denen die Luftmassen nach oben steigen betragen in einem solchen synoptischen Fall zwischen 1 und $8 \frac{cm}{s}$.

Bildung durch orographische Wellen: Zur Bildung von orographischen Wellen, sogenannte Lee-Wellen, muss die thermische Schichtung der Atmosphäre stabil und es müssen

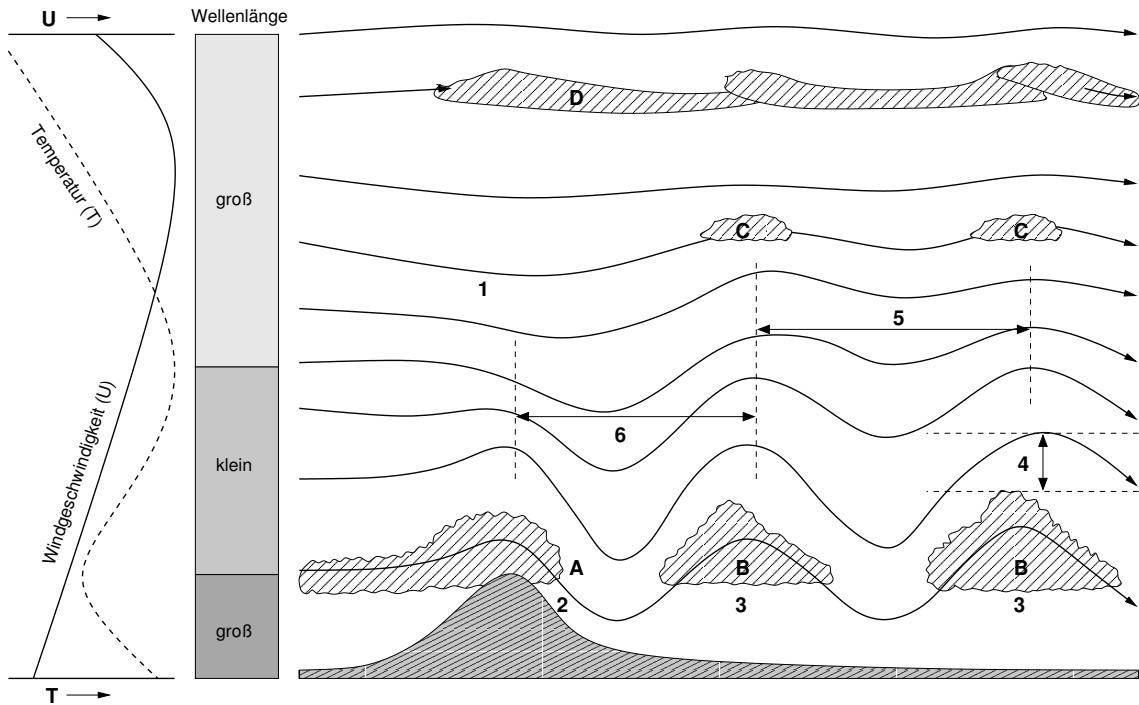


Abbildung 2.8: Merkmale eines Luftstroms über einen langen Bergrücken: (1) Abwind kann auf manchen Leveln auf der Luvseite des Bergs auftreten; (2) starke Oberflächenwinde auf der Leeseite; (3) Schwankungen im Oberflächenwind; (4) Maximalamplitude der Welle in stabiler Schicht; (5) Größenordnung der Wellenlänge, 5-30 km; (6) erster Wellenberg weniger als eine Wellenlänge vom Bergrücken entfernt. (A) Föhnwall; (B) roll cloud; (C) Altocumulus lenticularis; (D) Zirruswolken. Die Wellenlänge, mit „groß“ bzw. „klein“ bezeichnet, wird durch Wind- und Temperaturbedingungen bestimmt. [Atkinson, 1981]

starke Winde bzw. Windscherungen vorhanden sein. In Abbildung 2.8 ist skizziert, wie sich Leewellen typischerweise entwickeln. Eine Windströmung parallel zum Erdboden verursacht Wellen, wenn die Strömung über einen Berg weht. Durch die Wellenbewegung der Luftmassen werden bei Auf- und Abwärtsbewegung Vertikalgeschwindigkeiten zwischen 8 und 100 $\frac{cm}{s}$ erreicht. Mit diesen Vertikalgeschwindigkeiten werden die Luftpakete schnell nach oben transportiert und somit auch schnell gekühlt. Auf der linken Seite von Abbildung 2.8 sind Temperatur- und Windprofil eingezeichnet. Die Größen der Wellenlängen, die in den verschiedenen Höhen auftreten, sind für verschiedene Höhenbereiche angegeben. Der Föhnwall (A) befindet sich in der linken Hälfte der Skizze. Die drei eingezeichneten Wolkentypen sind Wolkenwalzen (B), Altocumulus lenticularis (C) und Zirren (D). Die Skizze zur niedrigsten Wolke verdeutlicht am besten, dass die Wolken im aufsteigenden Teil der Welle entstehen, auf dem Wellenkamm am mächtigsten in der vertikalen Ausdehnung sind und auf dem absteigenden Teil der Welle wieder verdampfen. Genauso entstehen und verdampfen auch die Zirren, die höchsten Wolken in diesem Szenario. Wolken können aber nicht nur durch orographisch angeregte Wellen entstehen.

Auch die Windscherungen in der Nähe des polaren Jets können Wellen verursachen, durch die Wolken gebildet werden können.

Gewittertürme und Zirren: Gewitterwolken (Cb in Abbildung 2.1) sind mit sehr hohen vertikalen Windgeschwindigkeiten ($> 100 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$) verbunden. Feuchte und stark mit Aerosolen versetzte Luftmassen steigen schnell auf und werden schnell abgekühlt. Der Amboss der Gewitterwolke reicht oft bis an die Tropopause heran (kann in manchen Fällen auch überschießen) und besteht ausschließlich aus Eiskristallen. Dieser Amboss kann sich von der eigentlichen Gewitterwolke ablösen. Dann existiert dieser eishaltige Teil der Wolke als Zirruswolke weiter.

Entstehung aus Kondensstreifen: Flugzeuge verursachen Kondensstreifen durch Ausstoß von Rußpartikeln, Schwefelsäuretröpfchen und Wasser. Fliegt das Flugzeug durch eine mit Wasserdampf übersättigte Region, wirken vor allem die Rußpartikel als Kondensationskeime. Das heißt, dass die Schwelle der relativen Feuchte RH_w , bei der Wasser kondensiert herabgesetzt wird, und das Wasser an den Aerosolen kondensieren kann. Es entstehen Kondensstreifen. Wird dieser Kondensstreifen weiter gekühlt so können die Tropfen gefrieren und der Kondensstreifen wird zum Zirrus. Fliegen die Flugzeuge in Höhen, wo die Sättigung über Eis sehr viel niedriger ist als die über Wasser, so kann auch direkt Eis auf den Aerosolpartikeln wachsen und Zirren entstehen. In untersättigten Regionen entstehen kurzzeitig Kondensstreifen aus dem Wasser, das das Flugzeug ausstößt.

Kapitel 3

Wassermessmethoden

In dieser Arbeit wurden unterschiedliche H₂O- Messgeräte verwendet, um Zirruswolken zu untersuchen. Die Geräte wurden in Flugzeugmesskampagnen in der oberen Troposphäre eingesetzt. Es wurden aber auch Labormessungen zur Verifizierung der Geräte und Messdaten durchgeführt (siehe Anhang A). Die Messmethoden der eingesetzten Messinstrumente werden in diesem Abschnitt erläutert. Dabei wird besonders auf die Funktionsweise des Tunable Diode Laser Hygrometers OJSTER (Open-path Jülich's Stratospheric Tdl ExpeRiment) eingegangen, da die Etablierung dieses Gerätes einen wichtigen Bestandteil dieser Arbeit darstellt. Alle weiteren Messmethoden werden nur kurz beschrieben, da zu diesen etablierten Geräten bereits zahlreiche Literatur besteht.

3.1 Abstimmbares Diodenlaser-Hygrometer OJSTER

Mitte der 60er Jahre wurden die ersten abstimmbaren Diodenlaser entwickelt. Zeitnah wurden Anwendungen für diese Laser im Bereich hochauflösender Laser-Absorptionsspektroskopie (TDLAS – tunable diode laser absorption spectroscopy) gefunden [Linnerud et al., 1998]. Sensitivität und Detektionsgeschwindigkeit wurden seitdem signifikant verbessert [Werle, 1998]. In den letzten Jahrzehnten wurden auch für atmosphärische Messungen Spektrometer auf der Basis von Diodenlasern entwickelt, wie zum Beispiel TRISTAR [Wienhold et al., 1998] oder ISLAS [Ebert et al., 2005]. Mit der Erfindung raumtemperatur-tauglicher Nahinfrarot-Diodenlaser (NIR-Diodenlaser) für den Telekommunikationsmarkt bestand bald die Möglichkeit zur Konstruktion sehr kompakter und leichter Spektrometer.

Das abstimmbare Diodenlaser-Hygrometer OJSTER (Open-path Jülich's Stratospheric Tdl ExpeRiment) wurde als Prototyp für Anwendungen in der oberen Troposphäre und unteren Stratosphäre (UT/LS = upper troposphere / lower stratosphere) am ICG-I von der

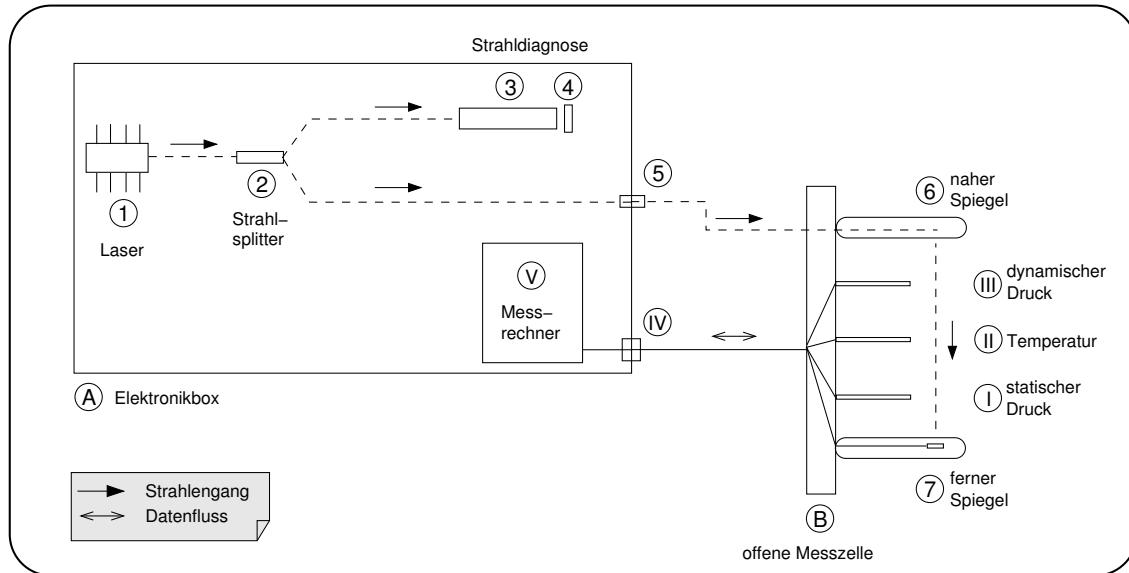


Abbildung 3.1: Schematische Skizze des tunable Diode Laser Hygrometers OJSTER

Firma MayComm im Jahr 2003 erworben. Dieses Gerät bietet eine präzise und schnelle Methode, um Mischungsverhältnisse von Wasserdampf in der oberen Troposphäre und der unteren Stratosphäre zu erfassen. Eine Charakterisierung des Geräts sowie Behebung von Fehlfunktionen wurden mit Unterstützung der Herstellerfirma im Rahmen dieser Doktorarbeit vorgenommen.

3.1.1 OJSTER- Aufbau

Die schematische Skizze in Abbildung 3.1 zeigt den Aufbau des Geräts. OJSTER besteht aus zwei Teilen. Das Herzstück des Geräts ist die offene Messzelle **B**. An einer Montageplatte sind zwei Spiegel **6** und **7** mit Goldbeschichtung befestigt. Aus dem nahen Spiegel **6** tritt der Laserstrahl, der von einem Laser in der Elektronikbox stammt, aus. Nach 29 Reflexionen an den Spiegeln (siehe auch Abbildung 3.3) tritt der Laserstrahl durch eine Öffnung im fernen Spiegel **7** aus und trifft auf einen direkt dahinter liegenden InGaAs- Detektor¹. In der optischen Messzelle findet Absorption des Laserlichts an Wasserdampf statt (siehe Abschnitt 3.1.2). Die Spiegel werden durch Abstandshalterstangen zwischen den Spiegeln so fixiert, dass sie sich auch bei Flugbedingungen wie schnellen Geschwindigkeiten und tiefen Temperaturen nicht gegeneinander bewegen können (siehe Abbildung 3.2). Diese Stangen sind in der schematischen Skizze nicht eingezeichnet, da sie für das Messverfahren keine weitere Bedeutung haben. Die Spiegel selbst sind für die Reflexion von Strahlung im nahen Infrarot-Bereich optimiert. Die Anordnung mit den sphärisch geformten Spiegeln **6** und **7** wird nach ihrem Erfinder *Herriott-Zelle*

¹InGaAs:sog. III-V-Halbleiter aus den Elementen Indium, Gallium und Arsenid

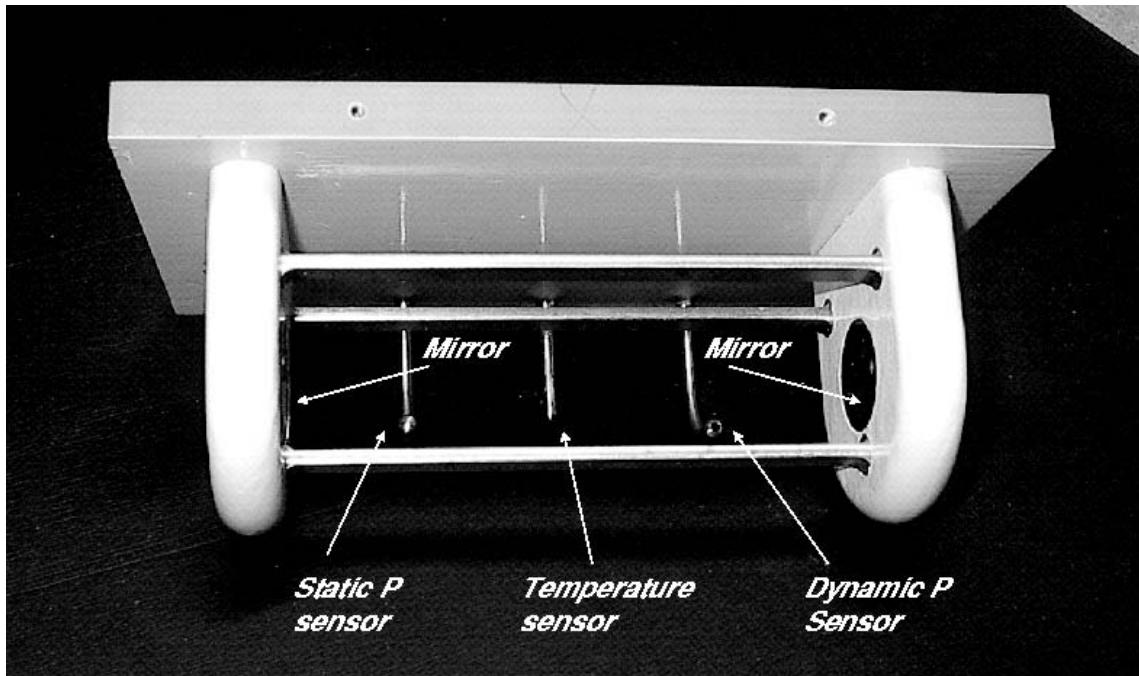


Abbildung 3.2: Optischer Messkopf von OJSTER [MayComm Instruments, 2003] in Form einer Herriott-Zelle

[Herriott et al., 1964] genannt. Daraus resultiert ein bestimmter Strahlengang, der mit Abbildung 3.3 genauer erläutert wird. Um eine Vereisung der Spiegel im Messeinsatz zu verhindern, werden diese beheizt.

In der Skizze in Abbildung 3.1 sind zwischen den Spiegeln drei Röhrchen (**I**, **II** und **III**) eingezeichnet. Die Röhrchen **I** und **III** führen zu zwei Drucksensoren, die auf der Rückseite der Montageplatte befestigt sind. Röhrchen **III** ist in Flugrichtung gebogen und vorne offen. Mit diesem Aufbau kann die Summe aus Umgebungsdruck und Staudruck durch die Bewegung des Flugzeugs erfasst werden (siehe auch Abbildung 3.2). Deshalb wird dieser Drucksensor Sensor für den dynamischen Druck genannt. Röhrchen **I** ist genau wie Röhrchen **III** gebogen, hat aber ausschließlich zwei Öffnungen an den Seiten des Röhrchens. Dies gewährleistet eine Messung des reinen Umgebungsdrucks, des statischen Drucks. In Röhrchen **II** befindet sich ein Thermistor (Digikey, 235-1059-ND) zur Temperaturmessung. Aufgrund der Anströmung der Röhrchen wird die Temperaturmessung an dieser Stelle von den dort vorherrschenden Windgeschwindigkeiten beeinflusst. Die gemessene Temperatur in Röhrchen **II** entspricht also einer dynamischen Temperatur. Die drei Messgrößen statischer Druck, dynamischer Druck und dynamische Temperatur werden für die Berechnung der Wasserdampfmischungsverhältnisse benötigt (siehe Abschnitt 3.1.2).

Die Elektronikbox von OJSTER ist in Abbildung 3.1 mit **A** gekennzeichnet. In dieser Box sind die Komponenten zur Erzeugung der Strahlung **1** (der Laser), und der

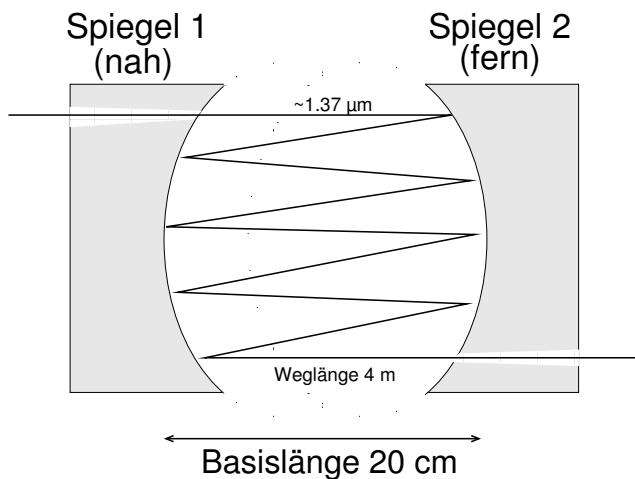


Abbildung 3.3: Schema des Strahlengangs in der Herriott-Zelle, Querschnitt durch die Spiegel.

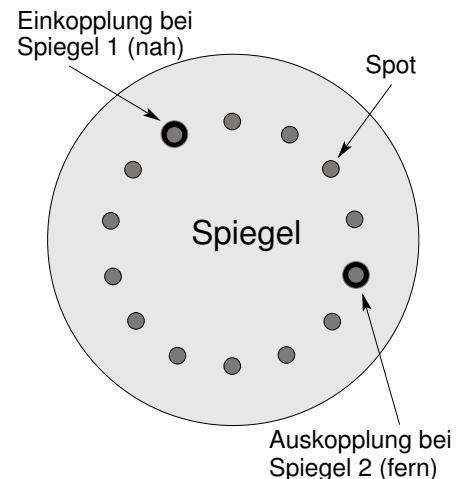


Abbildung 3.4: Schema der Lichtpunkte (Spots) auf einem Spiegel der Herriott-Zelle

Strahlführung **2** und **5** bzw. Strahldiagnose **3** und **4** enthalten. Außerdem umfasst die Elektronikbox **A** einen Messrechner für die Steuerung des Lasers, der Spiegelheizung und der Datenerfassung **V**.

Der Laser **1** wird über seine Stromspeisung über einen Wellenlängenbereich abgestimmt, der die gesuchte Absorptionslinie enthält, und erzeugt somit die benötigte NIR²-Strahlung für die Messung. Der Laserstrahl wird mittels Glasfasern weitergeleitet. Dies ist in Abbildung 3.1 mit der gestrichelten Linie angedeutet. In der Elektronikbox **A** befindet sich ein sogenannter optischer Splitter **2**. Dieser teilt den Laserstrahl und leitet einen Teil zum Verbindungsstück **5**, worüber der Laserstrahl aus der Elektronikbox geführt wird. Vom Verbindungsstück **5** wird der Laserstrahl über eine Glasfaser zum Messkopf **B** geleitet.

Der andere Teil des Laserstrahls wird von dem Splitter **2** in Abbildung 3.1 zu einer Referenzküvette **3** geführt. Diese Referenzküvette enthält Wasserdampf und wird dazu verwendet, um die Mitte der Absorptionslinie zu bestimmen (vergleiche Abschnitt 3.1.2). Mit dem Referenzdetektor **4** wird die Menge der Photonen des Laserstrahls nach Durchgang durch die Referenzküvette in ADC Counts gemessen. Die Referenzküvette dient der Wellenlängenjustage. Während im Messkopf von OJSTER ADC Counts der Absorptionsmessung erfasst werden.

Die verwendete Herriott-Zelle zeichnet sich durch einen besonderen Strahlengang zwischen den Spiegeln der Messzelle aus. In Abbildung 3.3 ist der Strahlengang des Laserstrahls in einer Herriott-Zelle dargestellt. Der Strahl durchquert die Messzelle 29 mal mit einer Weglänge von insgesamt vier Metern bevor er durch ein Loch am fernen Spiegel

²Near InfraRed = NIR

die Messzelle verlässt und auf den InGaAs-Detektor trifft. Dabei sind die Punkte, an denen der Laserstrahl gespiegelt wird kreisförmig auf den Spiegeln angeordnet. Dies ist in Abbildung 3.4 skizziert.

3.1.2 Die Messung

Der über die Messungen mit OJSTER bestimmte Parameter ist das Wasserdampfmischungsverhältnis. Dieser kann nicht direkt gemessen werden, sondern wird über die Menge der Photonen (in ADC Counts), die nach einem Durchgang durch die Messzelle mit optischer Weglänge von 4 Metern bei dem Detektor ankommt, bestimmt. Dazu wird der Versorgungsstrom des Lasers sägezahnförmig variiert, was ein Abscannen eines bestimmten Wellenlängen- bzw. Wellenzahlbereichs zur Folge hat. Der Wellenlängenbereich ist so gewählt, dass die ausgewählte Absorptionslinie, an der Wasserdampf das Laserlicht absorbiert, in der Mitte des Bereichs liegt. Die bei OJSTER verwendete Wellenlängenposition der Absorptionslinie beträgt $1.3686 \mu m$ (bzw. Wellenzahl = $7306.752 \text{ } 1/cm$) [MayComm Instruments, 2003].

Linieneigenschaften

Wasserdampf hat eine große Anzahl von Absorptionslinien im Spektrum von Ultraviolet (UV) bis Infrarot (IR). Die von OJSTER verwendete Absorptionslinie (bei $7306.752 \frac{1}{cm}$ bzw. $1.3686 \mu m$) im nahen Infrarot-Bereich (NIR) wurde so gewählt, dass in unserem Anwendungsfeld keine Absorptionslinien anderer Substanzen die Wasserdampf-Absorption überlagern. Außerdem wurde die stärkste Wasserdampf-Linie im betrachteten Wellenlängenbereich ausgewählt, da dadurch die Detektion einfacher wird.

In Abbildung 3.5 ist die Transmission für die optische Weglänge von 4 Metern, einem Wasserdampfmischungsverhältnis von 100 ppm, einem Druck von 200 hPa und einer Temperatur von 210 K im Wellenzahlbereich von $7300 cm^{-1}$ bis $7320 cm^{-1}$ zu sehen. Diese Temperatur und dieser Druck entsprechen Bedingungen, die im Messflug vorgefunden werden können. Abbildung 3.5 ist aus den Daten der HITRAN-Datenbank³ mit Hilfe des in Oxford für MIPAS-E entwickelten Programms RFM⁴ (Reference Forward Modell) entstanden. Man sieht deutlich, dass die für das Wasserdampfmischungsverhältnis verwendete Absorptionslinie bei $7306.752 cm^{-1}$ die stärkste Linie im betrachteten Bereich ist.

³Datenbank für spektroskopische Parameter. Sie gilt mittlerweile als internationaler Standard und wird regelmäßig erweitert und verbessert.

⁴RFM ist ein Line-by-Line Modell. Mittels RFM können Absorptionslinien unter Angaben von absorbierenden Spezies und Umgebungsbedingungen für die Atmosphäre aus Daten der HITRAN-Datenbank berechnet werden. Bei [Dudhia, 2004] ist eine Anleitung zu RFM zu finden.

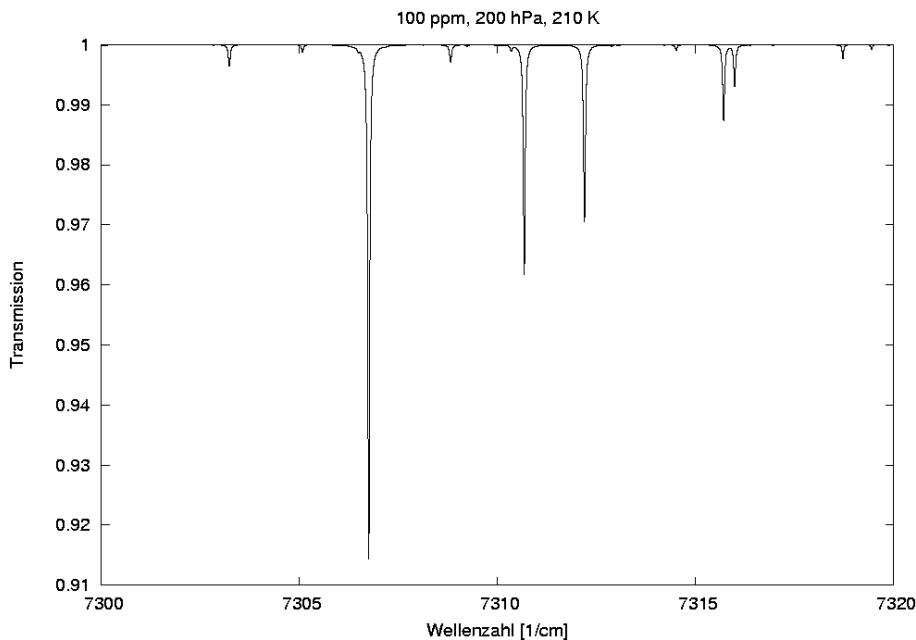


Abbildung 3.5: Wasserdampfabsorptionslinien im Wellenlängenbereich 7300 bis 7320 cm^{-1} für 100 ppm Wasserdampf, 200 hPa Druck und eine Temperatur von 210 K (berechnet mit RFM).

Ein Vergleich der Wasserdampflinie mit Substanzen, die laut HITRAN-Angaben im gleichen Wellenzahlbereich absorbieren, zeigt, dass diese Substanzen mit ihren typischen Mischungsverhältnissen (Kohlendioxid $\mu_{CO_2} \sim 370ppm$, Methan $\mu_{CH_4} \sim 1750ppb$, Salpetersäure $\mu_{HNO_3} \sim 300ppt$ und Lachgas $\mu_{N_2O} \sim 317ppm$ [von Hobe, 2005]) in der Erdatmosphäre keinen signifikanten Beitrag zum Absorptionssignal unserer Wasserdampflinie leisten. Da nur CH_4 eine hinter der Wasserdampfabsorption verschwindend geringe Absorption von maximal 0.0001 zeigt, sind die Absorptionslinien der Substanzen, auf die das Gerät OJSTER querempfindlich sein könnte, nicht grafisch dargestellt. Bei diesen Substanzen müssen die Mischungsverhältnisse um mehrere Größenordnungen größer sein als sie in der Atmosphäre vorgefunden werden, damit ihre Absorptionslinien das Wasserdampf-Absorptionssignal beeinflussen können.

Grundlagen Absorption

Die Intensität eines monochromatischen Lasers der Frequenz ν , transmittiert durch eine Messzelle mit dem Absorber, wird durch das Lambert-Beer-Gesetz beschrieben [Demtröder, 1993]:

$$I(\nu) = I_0(\nu) e^{-\alpha(\nu)L}, \quad (3.1)$$

mit Intensität I_0 der einfallenden Strahlung, der optischen Weglänge L innerhalb der Messzelle, dem Absorptionskoeffizienten $\alpha(\nu)$, und der Konzentration ρ des Absorbers

in Molekülen pro Einheitsvolumen. Für $\alpha(\nu)L \ll 1$ ist der Absorptionskoeffizient proportional zur Absorberkonzentration ρ :

$$\alpha(\nu) = \rho \cdot S(T) \cdot g_{p,T}(\nu), \quad (3.2)$$

mit der temperaturabhängigen Linienstärke $S(T)$ und der Profilfunktion $g_{p,T}(\nu)$, die die Form der Absorptionslinie wiedergibt. Die Form der Linie wird durch Doppler- sowie Druck- oder Kollisionsverbreiterung bestimmt, sodass die natürliche Linienbreite vernachlässigt werden kann. Die Druckverbreiterung spielt bei Drücken $p \gg 10hPa$ eine Rolle. Die Linie wird dann durch eine Lorentzfunktion beschrieben. Bei $p \ll 10hPa$ dominiert die Dopplerverbreiterung das Profil der Linie und kann dann durch eine Gaußfunktion beschrieben werden [Liou, 1980]. Liegen Dopplerverbreiterung und Druckverbreiterung in der gleichen Größenordnung, so kann die Linienform durch eine Faltung der beiden Funktionen, dem Voigtprofil, wieder gegeben werden:

$$g_V(\nu) = \frac{1}{\gamma_D} \cdot V\left(\frac{\nu - \nu_0}{\gamma_D}, \frac{\gamma_L}{\gamma_D}\right) \quad (3.3)$$

mit

$$V(x, y) = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\pi^{\frac{3}{2}}} y \int_0^\infty \frac{e^{-t^2}}{y^2 + (x-t)^2} dt. \quad (3.4)$$

Der Voigt-Parameter $y = \frac{\gamma_L}{\gamma_D}$ bestimmt dabei die Linienform: $y \ll 1$ heisst, die Linie hat größtenteils Gaußcharakter; bei großen Werten von y hat die Linie Lorentzcharakter. Die Konzentrationen der Spurengase kann man nun aus dem gemessenen Spektrum nach Bestimmung des Absorptionskoeffizienten A_0 für $\alpha(\nu)L \ll 1$ wie folgt bestimmen:

$$A_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha(\nu) L d\nu = \int_{-\infty}^{+\infty} a(\nu) d\nu. \quad (3.5)$$

Die Konzentration ergibt sich zu

$$\rho = \frac{A_0}{LS(T)}. \quad (3.6)$$

Und das Mischungsverhältnis kann man aus

$$\mu = \rho \cdot \frac{k_B T}{p} = \frac{A_0}{LS(T)} \cdot \frac{k_B T}{p} \quad (3.7)$$

bestimmen [Demtröder, 1993]. Um den Absorptionskoeffizienten zu erhalten, muss die Fläche unter dem Absorptionssignal bestimmt werden. Hierzu wird die Form der Absorptionslinie angefittet. Daraus ergibt sich $g_{p,T}(\nu)$. Die Linienstärke $S(T)$ wird aus der Amplitude des Peaks bestimmt [Demtröder, 1993].

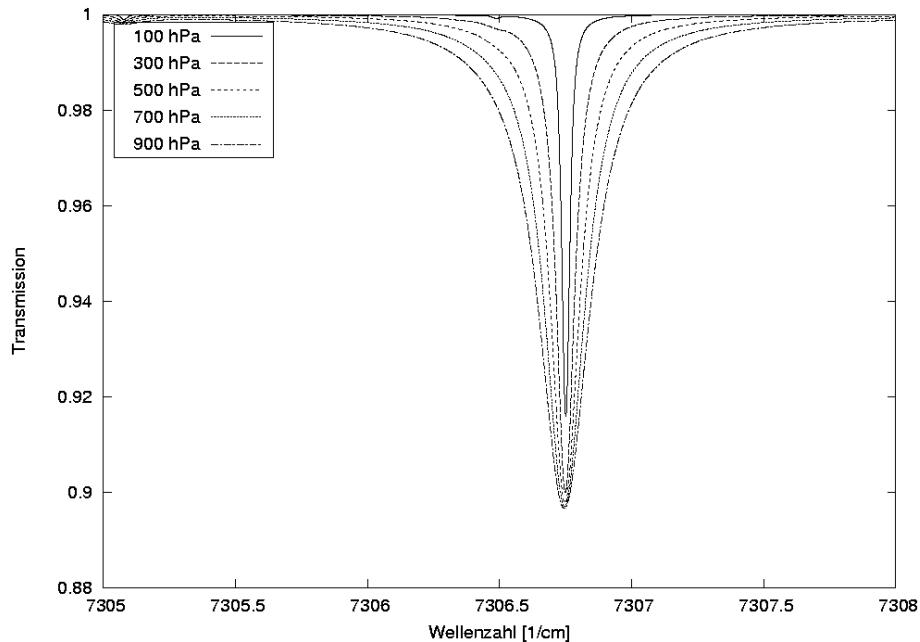


Abbildung 3.6: Druckabhängigkeit der Wasserdampf-Absorption bei $7306.752 \frac{1}{\text{cm}}$ für eine Temperatur von 210 K und einem Wasserdampfmischungsverhältnis $\mu_{\text{H}_2\text{O}} = 100 \text{ ppm}$ (\Rightarrow Teilchendichte n wird mit dem Druck variiert)

Am Beispiel der verwendeten Wasserdampfabsorption wird in Abbildung 3.6 die Druckabhängigkeit der Absorption dargestellt. Eine Temperatur von 210 K und ein Wasserdampfmischungsverhältnis von 100 ppm wurden für die Erstellung von Abbildung 3.6 vorausgesetzt. Die Druckabhängigkeit der Absorption in Abbildung 3.6 wurde mittels RFM und den HITRAN-Daten erstellt. Der Druck variiert von 100 hPa bis 900 hPa, wobei die innerste Linie dem 100 hPa Druck und die äußerste Linie dem 900 hPa Druck entspricht. Da die Fläche unter der Absorptionslinie proportional zur Teilchendichte n ist und $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ konstant gehalten wird, nimmt die Fläche mit steigendem Druck zu.

Die Konzentration einer Substanz kann aus der Fläche unter dem Absorptionssignal bestimmt werden. Da oft ein kleines Absorptionssignal auf einem großen Untergrundsignal gemessen werden muss, ist diese Methode fehlerbehaftet. In Abbildung 3.7 ist exemplarisch ein gemessenes Absorptionssignal abgebildet. Diese Absorptionslinie wurde während der Kampagne CIRRUS2004 (siehe Anhang A) bei 270 hPa Druck, -58°C Temperatur und einem Wasserdampfmischungsverhältnis von ungefähr 150 ppm im Messflug aufgenommen. Auf der x-Achse in Abbildung 3.7 sind die einzelnen Messpunkte eines Scans aufgetragen, auf der y-Achse sind ADC-Counts zu sehen. Zu Beginn des Lasercans ist der Laser zunächst noch kurz ausgeschaltet, wodurch ein Detektor-Null-Signal ermittelt werden kann, um einen eventuellen Detektor-Offset abziehen zu können. Dann wird der Laser eingeschaltet und scannt mit einer Rampe über den zu untersuchenden Wellenlängenbereich. In dieser Rampe ist ein schwaches Absorptionssignal zu erkennen.

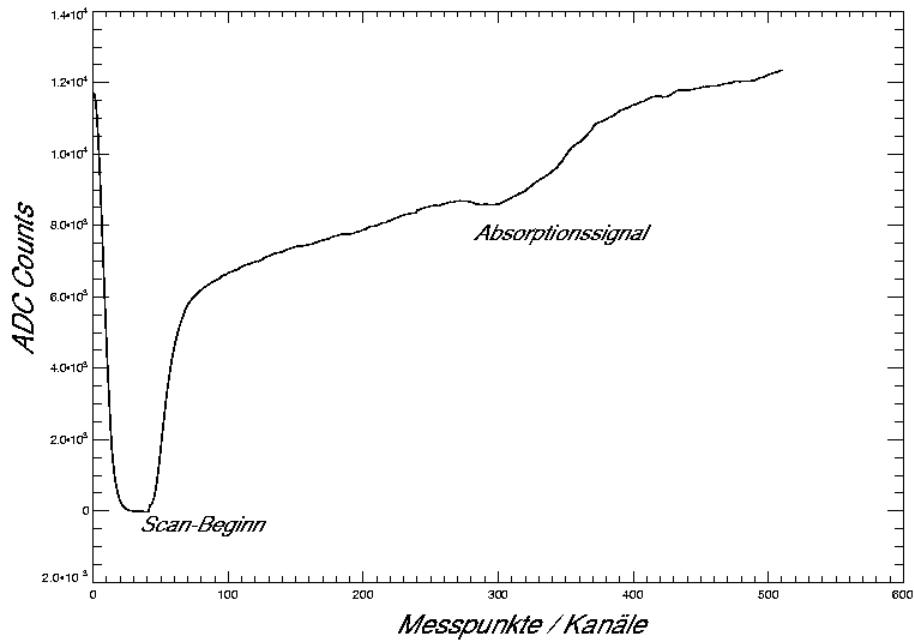


Abbildung 3.7: Typisches Absorptionssignal während einer Messung in der oberen Troposphäre (CIRRUS2004, 24. November 2004)

Bei diesem Signal ist es sehr schwer, die Linienform ausreichend gut zu ermitteln. Deswegen wird bei OJSTER ein anderes Verfahren angewandt — die Wellenlängenmodulation.

Wellenlängenmodulation

Das Verfahren der Wellenlängenmodulation bedeutet, dass auf das Lasersignal eine hochfrequente Welle so aufmoduliert wird, dass im Falle von OJSTER die zweite Ableitung des Absorptionssignals entsteht. Es ist auch möglich, andere Ableitungen zu bilden. Im Fall der zweiten Ableitung ist die sogenannte Peak-2f-Amplitude proportional zum Mischungsverhältnis der untersuchten Substanz (Wasserdampf). Die Peak-2f-Amplitude wird von Druck, Temperatur und der gewählten Modulationsamplitude beeinflusst.

Ein Beispiel eines solchen Signals der zweiten Ableitung (2f) ist in Abbildung 3.8 zu sehen. Dieses 2f-Signal entspricht der Absorptionslinie in Abbildung 3.7. Um ein möglichst gutes, das heißt großes Signal zu erhalten, wird die Amplitude der aufmodulierten Welle optimiert. Da die 2f-Amplitude auch druck- und temperaturabhängig ist, wird für die Optimierung ein Druckbereich gewählt, der auch während der Messungen zu erwarten ist. Die Modulationsamplitude bei OJSTER liegt im Peak bei $0,075 \text{ } 1/\text{cm}$ Wellenzahlen und ist optimiert für einen Druck von 250 hPa [MayComm Instruments, 2003]. Das 2f-Signal ist in Abbildung 3.8 mit den ADC-Counts auf der y-Achse gegen die Kanäle auf der x-Achse aufgetragen. Die Peak-2f-Amplitude wird aus dem Maximum (max) der Kurve und

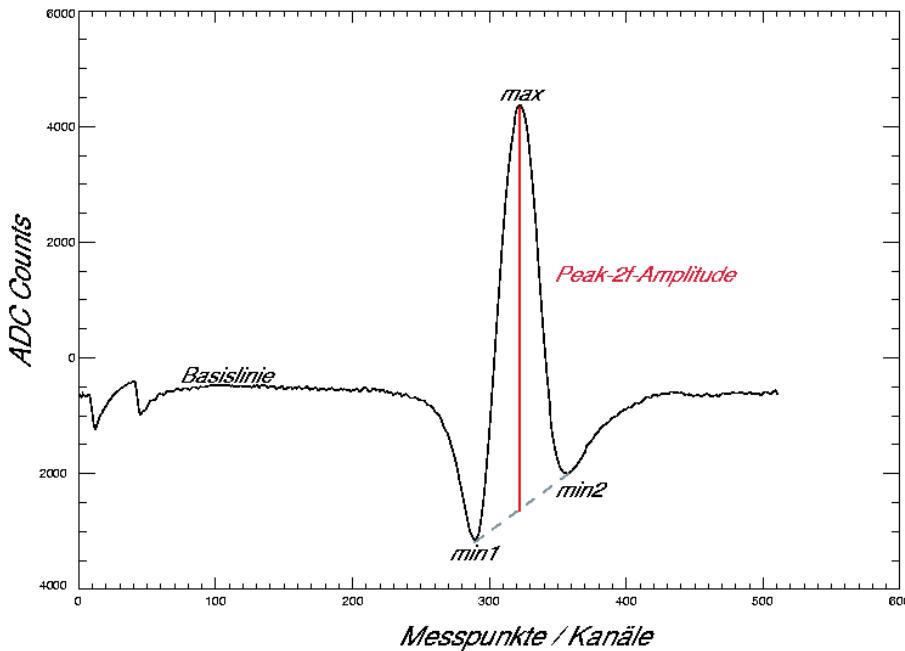


Abbildung 3.8: 2f-Signal zur Absorption in Abbildung 3.7

dem Mittelwert der beiden Minima (min1 und min2) gebildet, wie graphisch dargestellt. Auf eine mathematisch genaue Beschreibung des Verfahrens der Wellenlängenmodulation wird in dieser Arbeit verzichtet. In [Werle, 1998] wird die Herleitung zur Beschreibung der Wellenlängenmodulation ausgiebig diskutiert.

Abbildung 3.9 zeigt berechnete p2f-Amplituden⁵, die aus HITRAN-Daten gewonnen wurden [MayComm Instruments, 2003]. Diese Matrix von p2f-Amplituden gilt für 100 ppmv Wasserdampf, einen Druckbereich von 100 bis 1000 hPa und 180 bis 310 K Temperatur. Die Temperatur ist in Abbildung 3.9 rechts im Vordergrund aufgetragen. Die zweite Achse in der horizontalen Ebene steht für den Druck. In z-Richtung ist die p2f-Amplitude in unbestimmten Einheiten aufgetragen. Bei niedrigen Drücken ist sowohl der Einfluss des Drucks als auch der Einfluss der Temperatur höher als bei hohen Drücken. Die in Abbildung 3.9 dargestellte Matrix wird von OJSTER verwendet, um Wasserdampfmischungsverhältnisse zu berechnen. Die Berechnung der Wasserdampfmischungsverhältnisse wird im folgendem Abschnitt beschrieben.

3.1.3 Berechnung der Wasserdampfmischungsverhältnisse

Die berechneten p2f-Amplituden aus Abbildung 3.9 müssen mit den gemessenen Amplituden verglichen werden, um ein Wasserdampfmischungsverhältnis bestimmen zu

⁵p steht für „peak to peak“ und sagt damit aus, wie die Amplituden bestimmt werden, nämlich von Minimum zu Maximum.

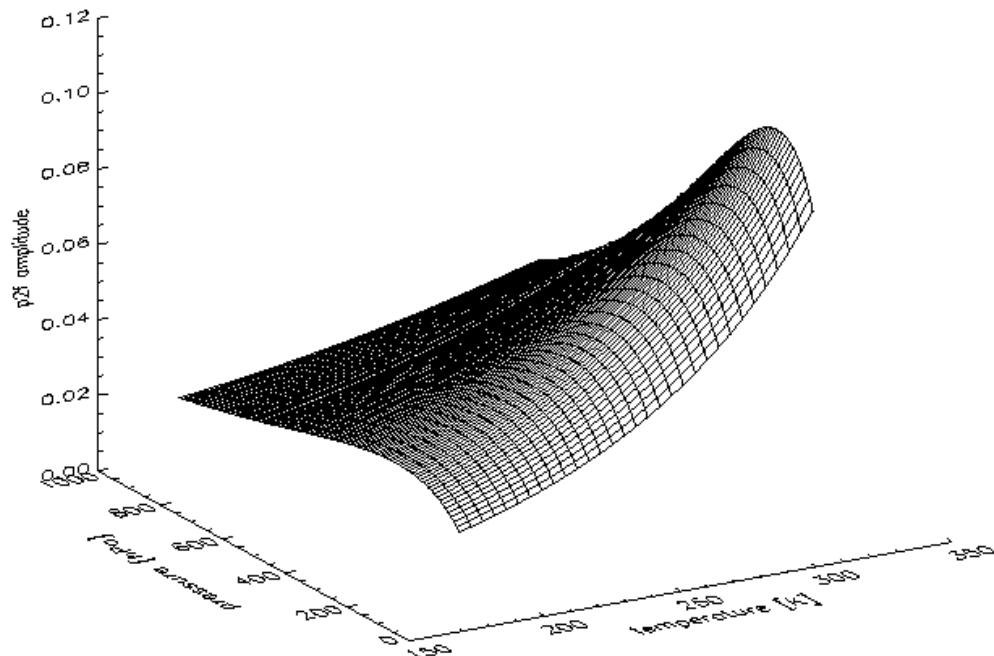


Abbildung 3.9: Matrix der 2f-Amplitude in Abhängigkeit von Druck und Temperatur für 100 ppm Wasserdampf

können. Zuvor muss die Messgröße der p2f-Amplitude korrigiert werden, da die Messung stark vom Messsystem abhängt. Dazu wird zunächst über die Kalibration von OJSTER nach [May and Webster, 1993] der Gerätefaktor R_{calb} bestimmt. Anschließend wird die gemessene p2f-Amplitude durch R_{calb} geteilt, um mit der p2f-Matrix in Abbildung 3.9 vergleichbare Werte zu erhalten. In [May and Webster, 1993] ist eine ausführliche Beschreibung aller Kalibrationen eines vergleichbaren Geräts zu finden, die im Labor vor den ersten Messungen durchgeführt werden müssen und von der Herstellerfirma von OJSTER durchgeführt wurden. Aufgrund von nicht zufriedenstellenden Messergebnissen des Geräts OJSTER wurden im Rahmen dieser Arbeit Korrekturen anhand von Referenzmessungen vorgenommen. Für Gesamtwassermessungen in Zirren wurde das Photofragment-Fluoreszenz-Hygrometer FISH (Fast In-situ Stratospheric Hygrometer) verwendet. Dieses etablierte Gerät wurde am ICG-I entwickelt. Genaue Beschreibungen von FISH sind in [Zöger, 1996, Beuermann, 2000, Mangold, 2004, Krämer and Afchine, 2004] enthalten. FISH wurde aufgrund der Zuverlässigkeit der Daten durch regelmäßige Kalibrationen zur Korrektur der OJSTER-Daten bei den Kampagnen CIRRUS2003 und CIRRUS2004 verwendet. Dabei konnten Wasserdampfmischungsverhältnisse (μ_{H_2O}) von OJSTER an die FISH-Daten ausserhalb von Wolken angepasst werden. Diese Korrektur wurde für die OJSTER-Daten auch auf den Bereich innerhalb

von Zirren ausgedehnt, sodass die Zusatzinformation von OJSTER über die Gasphase in Zirren genutzt werden konnte. In den folgenden Abschnitten wird zunächst die interne Berechnung der Wasserdampfmischungsverhältnisse von OJSTER vorgestellt. Eine genaue Beschreibung der späteren Korrekturen ist in Anhang A zu finden.

Berechnung der statischen Temperatur: Da die 2f-Amplitude von statischem Druck und statischer Temperatur abhängt, müssen nun Druck und Temperatur der berechneten Matrix in Abbildung 3.9 auf die gemessenen Werte interpoliert werden. Aufgrund der Geometrie des Messkopfes und der Temperatur- und Drucksensoren, die an ihm angebracht sind, wird zur Messung eine dynamische Temperatur T_q erfasst. Zur Berechnung der $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ wird aber die statische Temperatur T_{air} benötigt. Über die Messung von statischem Druck p_{air} und dynamischen Druck p_q kann die T_{air} mittels der Machzahl Ma berechnet werden. Es gilt [Bohl, 2001]:

$$\frac{p_q}{p_{\text{air}}} = \left[1 + \frac{\kappa - 1}{2} \cdot Ma^2\right]^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \quad (3.8)$$

und für die Temperaturen

$$\frac{T_q}{T_{\text{air}}} = 1 + \frac{\kappa - 1}{2} \cdot Ma^2 \quad (3.9)$$

mit $\kappa = \frac{C_p}{C_v}$ und der spezifischen Wärme bei konstantem Druck $C_p = 1005 \frac{J}{mol \cdot K}$ bzw. konstantem Volumen $C_v = 717 \frac{J}{mol \cdot K}$.

Erste Berechnung von $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$: Die Messwerte des statischen Drucks und der statischen Temperatur werden mit den Druck- und Temperaturwerten, auf denen die 2f-Amplituden-Matrix beruht, verglichen. Die theoretischen Werte aus der Matrix für die 2f-Amplituden werden auf gemessenen Druck und gemessene Temperatur interpoliert. Der so gefundene theoretische Wert der 2f-Amplitude $p2f_{\text{calc}}$ gilt für 100 ppmv Wasserdampf. Über einen einfachen Dreisatz

$$\mu_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{p2f_{\text{gemessen}}}{p2f_{\text{calc}}} \cdot 100 \text{ ppmv}$$

werden nun die gemessenen Wasserdampfmischungsverhältnisse $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ in erster Näherung für geringe Absorption bestimmt. Die Wasserdampfmischungsverhältnisse, die aus der gemessenen 2f-Amplitude gewonnen wurden, müssen zwei weitere Korrekturen durchlaufen.

Druckkorrektur der Wasserdampfmischungsverhältnisse: Die erste Korrektur ist eine Druckkorrektur, die bei perfekt angepasster Matrix der theoretischen 2f-Amplituden und genau bekanntem Druck-Verbreiterungskoeffizienten der Absorptionslinie entfällt. Im Rahmen dieser Arbeit wurden diverse Messungen zur Ermittlung von Korrekturfaktoren durchgeführt (siehe Anhang A).

Abbildung 3.10 zeigt exemplarisch eine solche Bestimmung der Druckkoeffizienten für Daten, die bei einem Flug der Kampagne CIRRUS2004 erfasst wurden. Der Datensatz

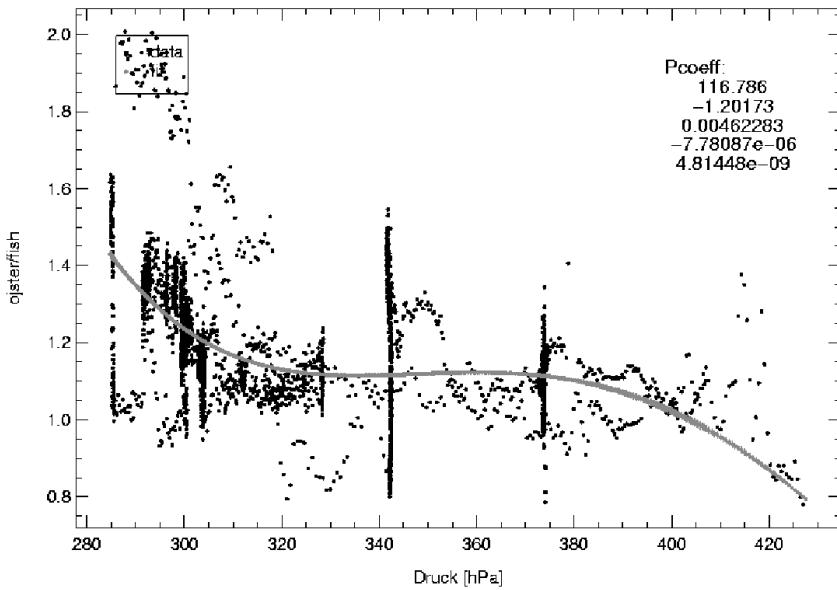


Abbildung 3.10: Ermittlung der Druckkoeffizienten zur Druckkorrektur

wurde so ausgewählt, dass keine Wolken in den Daten enthalten waren, da das Referenzgerät FISH (Fast In-situ Stratospheric Hygrometer) Gesamtwasser misst und nur ausserhalb von Wolken die beiden Geräte die selbe Größe (μ_{H_2O}) messen.

Auf der x-Achse in Abbildung 3.10 ist der gemessene statische Druck aufgetragen. Auf der y-Achse ist der Quotient aus OJSTER-Wasserdampfmischungsverhältnissen zu FISH-Wasserdampfmischungsverhältnissen (FISH wird als Referenzgerät verwendet. Siehe Anhang A) aufgetragen. Die Datenpunkte des Quotienten wurden mit einem Polynom vierter Ordnung gefittet. Das Ergebnis des Fits ist in der Abbildung als graue Linie zu sehen. Aus diesem Fit ergeben sich die neuen Druckkorrektur-Koeffizienten, die in Grafik 3.10 abgebildet sind. Die Druckkorrektur-Koeffizienten p_{koeff_i} werden zu einer Funktion

$$fct = p_{koeff0} + p_{koeff1} * p_{air} + p_{koeff2} * p_{air}^2 + p_{koeff3} * p_{air}^3 + p_{koeff4} * p_{air}^4 \quad (3.10)$$

zusammengefasst und dann mit dem unkorrigierten Wasserdampfmischungsverhältnis multipliziert [May, 2003]:

$$\mu_{H_2O_{druckkorrigiert}} = \mu_{H_2O} * fct \quad (3.11)$$

Lambert-Beer-Korrektur der Wasserdampfmischungsverhältnisse: Aufgrund des Lambert-Beer-Gesetzes ist der Zusammenhang der Mischungsverhältnisse zur 2f-Amplitude nicht über den ganzen betrachteten Bereich der Wasserdampfmischungsverhältnisse linear. Die zweite Korrektur, die für die Wasserdampfmischungsverhältnisse μ_{H_2O} durchgeführt wird, behebt diese Nichtlinearität. Dazu werden die OJSTER-

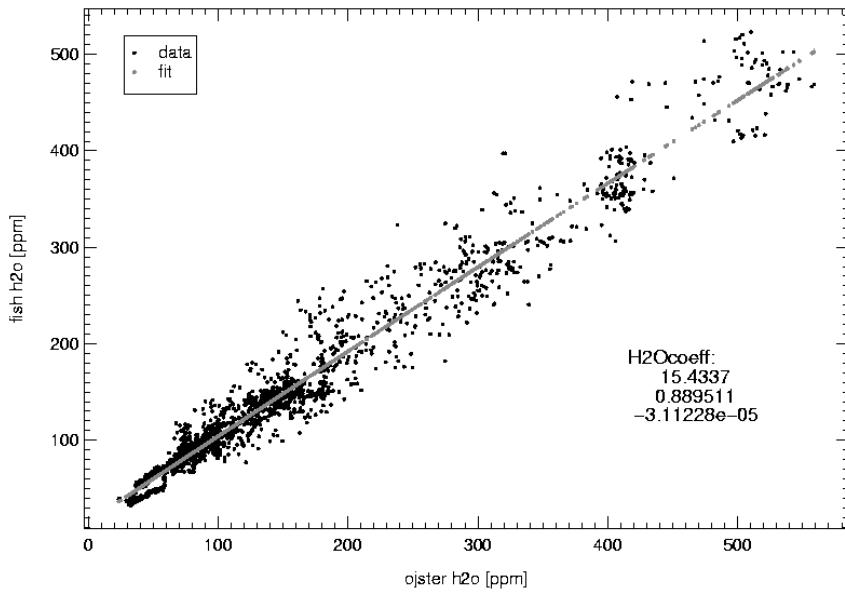


Abbildung 3.11: Bestimmung des Lambert-Beer-Gesetz Korrektur-Polynoms

Wasserdampfmischungsverhältnisse an die Wasserdampfmischungsverhältnisse eines Referenzgerätes (FISH) angefittet. Durch ein Polynom zweiter Ordnung erhält man eine gute Näherung an die Referenzdaten.

In Abbildung 3.11 ist ein Beispiel einer Lambert-Beer-Gesetz-Korrektur dargestellt. Als Referenzgerät dient in diesem Fall das Photofragment-Fluoreszenz-Hygrometer FISH bei einem wolkenlosen Flug während der Kampagne CIRRUS2004. Auf der x-Achse sind in Abbildung 3.11 die OJSTER-Wasserdampfmischungsverhältnisse und auf der y-Achse die Referenz-Wasserdampfmischungsverhältnisse aufgetragen. Die genäherte Funktion ist in Grau im Graphen eingetragen und wird durch die Koeffizienten c_0 bis c_2 beschrieben. Die so ermittelten Koeffizienten c_0 bis c_2 werden folgendermaßen für die Korrektur des Wasserdampfmischungsverhältnisses verwendet:

$$\mu_{H2O_{final}} = c_0 + c_1 * \mu_{H2O_{druckkorrigiert}} + c_2 * \mu_{H2O_{druckkorrigiert}}^2. \quad (3.12)$$

Mit $\mu_{H2O_{final}}$ ist die Berechnung der Wasserdampfmischungsverhältnisse abgeschlossen. Die an dieser Stelle beschriebenen Berechnungen werden intern auf dem Messrechner des Geräts OJSTER und online während der Messflüge durchgeführt.

Bei den Messungen mit OJSTER traten gehäuft Probleme, wie geshiftete Messwerte oder Ausfälle der Druck- und Temperaturmessungen auf (siehe Anhang A). Dies führte zu Ungenauigkeiten in den Wasserdampfmischungsverhältnissen, die aufwändig korrigiert werden mussten. In Anhang A werden unter anderem Vergleiche von OJSTER mit Referenzgeräten aufgezeigt und diskutiert.

3.2 OJSTER – Bewertung des Geräts

OJSTER wurde im Jahr 2003 von der Firma MayComm inklusive Source-Code der Messsoftware erworben. Das Gerät wurde für den flugzeuggetragenen Einsatz in der obereren Troposphäre und unteren Stratosphäre entwickelt. OJSTER soll nach dem Einschalten selbstständig und zuverlässig messen, sodass eine Überwachung des Geräts unnötig ist.

3.2.1 Bewertung des mechanischen Aufbaus

Die mechanischen Ausmaße von OJSTER sind für ein Atmosphären-Messgerät extrem klein. OJSTER ist somit sehr platzsparend auf einem Messflugzeug installierbar. Neben kleinen Abmessungen erfordert der Einsatz am Flugzeug ein druckdichtes Gehäuse für die Messelektronik. Bei ersten Dichtigkeitstests vor dem ersten Testflug mit diesem Gerät wurden Lecks in der Schweißnaht der abgedichteten Elektronikbox gefunden und verschlossen. Obwohl dieser Fehler behoben wurde, ist dieses Gehäuse, das den Messrechner, den Laser und alle Steuerplatten enthält, nicht dicht. Die größte Undichtigkeit ist in der Verbindung der Glasfaser vom Inneren der Box nach außen zu finden. Dieses Leck bewirkt, dass während einer Messung bei etwa 200 hPa Aussendruck innerhalb von Minuten der Druck im Behälter auf den Aussendruck abfällt. Dies kann Wärmetransportprobleme auf den Platinen des Rechnersystems verursachen und damit zu Ausfällen des Rechners führen. Für eine Anwendung an der AIDA-Kammer (Juli 2005) ist in Zusammenarbeit mit dem IMK-AAF, Forschungszentrum Karlsruhe eine Vakuumdurchführung für Glasfasern im NIR-Bereich von der Firma Schäfer + Kirchhoff entwickelt worden, um das Laserlicht in einen vakuumdichten Behälter führen zu können (siehe Abbildung A.12). Eine geeignete vakuumdichte Verbindung an der Elektronikbox von OJSTER könnte einen Druckabfall in dem Behälter verhindern.

Am optischen Messkopf des Geräts wurden Metallstäbe als Stabilisatoren für die Spiegel der Herriott-Zelle verwendet. Eine Stabilisation der Spiegel ist bei dieser Messmethode unabdingbar, da die optische Strahlführung sehr anfällig auf Bewegungen ist. Eine Strömungsrechnung⁶ zeigte qualitativ eine starke Beeinflussung der Strömung durch diese Stabilisationsstäbe (siehe Anhang E). Anhand dieser qualitativen Studie ist zu erkennen, dass durch die nicht gut abgerundeten Stäbe sowohl Temperaturmessung als auch die Druckmessung beeinflusst werden können.

Die Glasfaser, die das infrarote Laserlicht vom Laser in der Elektronikbox zur optischen Messzelle führt, wurde offen auf der Rückseite des Messkopfes verlegt. Das extrem bruchgefährdete Material der Glasfaser wurde während der Kampagne TROCCINOX2005 beim Ein- oder Ausbau des Geräts ans Messflugzeug zerbrochen. Eine Abdeckung dieses

⁶Berechnet von Armin Afchine, ICG-I, Forschungszentrum Jülich GmbH mit dem Programm CFX

Aufbaus, die am ICG-I angefertigt wurde, kann nun einen großen Teil der Glasfaser vor erneutem Faserbruch schützen.

3.2.2 Bewertung von Messkomponenten und Software

Nach den ersten Testmessungen mit OJSTER wurden Fehler in der Berechnung der Wasserdampfmischungsverhältnisse festgestellt. Das Messprogramm ist von einem Vorgängermodell übernommen worden und wurde nicht optimal auf die Rahmenbedingungen des Geräts OJSTER angepasst. Dieser Fehler wurde, nachdem er im Rahmen dieser Arbeit aufgedeckt wurde, von der Firma MayComm korrigiert.

Zur Druckmessung wurden Drucksensoren eingesetzt, die Fehlfunktionen während einiger Messungen produzierten. Da aber die Messung von $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ mit dem bei OJSTER verwendeten Messverfahren extrem empfindlich auf Fehler in Druck- und Temperaturmessung reagiert, mussten die Messdaten der meisten Messungen mit OJSTER im Rahmen dieser Arbeit aufwändig korrigiert werden (vergleiche Anhang A.3). Die Korrekturen der OJSTER-Daten anhand von Referenzdaten anderer sehr zuverlässiger Messgeräte lieferten zuverlässige Wasserdampf-Mischungsverhältnisse $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$, die wissenschaftlich in dieser Arbeit verwendet wurden. Hierzu wurde für die meisten Messflüge FISH als Referenzgerät verwendet. FISH misst aufgrund der Sammeleigenschaften des Einlasses Gesamtwasser ($\mu_{\text{H}_2\text{O}_{\text{total}}} = \mu_{\text{H}_2\text{O}} + \mu_{\text{H}_2\text{O}_{\text{ice}}}$). So wurde eine Übereinstimmung der Messungen ausserhalb von Wolken vorausgesetzt, um anhand der FISH-Daten ausserhalb von Wolken OJSTER zu korrigieren. Die Korrekturen wurden für die OJSTER-Daten auf Regionen innerhalb von Wolken ausgedehnt, sodass in Wolken Gesamtwassermessungen von FISH und auch die Gasphasenwasser-Messungen von OJSTER für wissenschaftliche Untersuchungen zur Verfügung standen.

Vom Hersteller vorgegebene Korrekturen des $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ in der Messsoftware wurden erst ab einem festgesetzten Mischungsverhältnis von 250 ppmv durchgeführt, was bei den großen Abweichungen, die OJSTER im Vergleich zu Referenzgeräten produzierte und die im Rahmen dieser Arbeit durch Kalibration korrigiert wurden, einen Sprung in den $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ verursachte, die von dem Gerät ausgegeben wurden ($\mu_{\text{H}_2\text{O}_{\text{final}}} = c_0 + c_1 \cdot \mu_{\text{H}_2\text{O} > 250 \text{ ppmv}} + c_2 \cdot (\mu_{\text{H}_2\text{O} > 250 \text{ ppmv}})^2$). Diese unzureichende Korrektur der $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ im Messprogramm konnte im Rahmen dieser Arbeit behoben werden, indem nun über den gesamten Messbereich korrigiert wird.

Aufgrund von unvorhersehbaren Ausfällen des Geräts während der Messungen, ist eine Überwachung des Geräts unbedingt notwendig. Der Grund für diese Ausfälle von OJSTER konnte nicht identifiziert werden, da kein erkennbares Schema in Messdaten und Umgebungsbedingungen zu Zeiten der Ausfälle vorliegt, und die Fehlermeldung der Software keinen Aufschluss über die Ursache des Fehlers gibt.

3.2.3 Fazit der Bewertung

OJSTER hat ein sehr kompaktes Format und ist somit von den mechanischen Ausmaßen sehr gut für den Einsatz auf einem Flugzeug, wo meistens Platzmangel herrscht, geeignet. Die Messmethode selbst liefert sehr präzise und zeitlich hochauflöste Messungen. Dies ist für den Einsatz auf Flugzeugen sehr gut geeignet, da durch die Geschwindigkeit des Flugzeugs bei In-situ-Messungen schon keine räumlich kontinuierliche Messung möglich ist. Eine präzise Messung der Gasphase von Wasser in Zirren ist unbedingt notwendig, um Übersättigungen in Eiswolken quantifizieren zu können. Die Übersättigung in Zirren ist ein wichtiger Parameter für das Verständnis von Prozessen der Entwicklung von Zirren. In Kombination mit dem Gesamtwassermessgerät FISH kann aus der Differenz der beiden Messsignale von OJSTER und FISH der Eiswassergehalt genau bestimmt werden. Damit sind zwei Wasser-Parameter, die einen Zirrus bestimmen, zu weiteren Untersuchungen vorhanden.

In dieser Arbeit konnten einige Verbesserungen von Fehlern in Messsoftware oder Verbesserungen des mechanischen Aufbaus von OJSTER vorgenommen werden. Trotz der Fehlfunktionen des Geräts konnte im Rahmen dieser Arbeit eine Prozedur zur Korrektur der Messdaten entwickelt werden, die die wissenschaftliche Nutzung der $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ von OJSTER ermöglichte.

Kapitel 4

Relative Feuchten in Zirren

In-situ-Messungen der relativen Feuchte (RH_{ice}) in Zirren zeigten in der nahen Vergangenheit, dass besonders in den Tropen sehr hohe Übersättigungen bis zu 100 % ($RH_{ice} = 200\%$) innerhalb von Zirruswolken auftreten [Ovarlez and et al., 2002, Jensen and et al., 2004, Comstock et al., 2004]. Bisher wurde die Existenz solch hoher Übersättigungen meist angezweifelt, da es keine schlüssige physikalische Erklärung für dieses Phänomen gab. In diesem Kapitel wird jedoch ein theoretisches Rahmenwerk von KOROLEV UND MAZIN [2003]¹ vorgestellt und verwendet, mit dem hohe Übersättigungen in Zirruswolken rein physikalisch erklärt werden können. Im Vergleich mit einem klimatologischen Datensatz, der am ICG-I gesammelt wurde, wird aufgezeigt, dass die theoretischen Ergebnisse für RH_{ice} den ganzen Bereich von In-Situ-Messungen von RH_{ice} abdecken können.

4.1 RH_{ice} in Zirren

Von KOROLEV UND MAZIN [2003] wurde ein theoretisches Gerüst zur Abschätzung von Übersättigungen ($RH_{ice} > 100\%$) in Wolken vorgestellt. Die darin enthaltenen Formeln bieten eine Möglichkeit, mit geringem Rechenaufwand für verschiedene Parameter, wie die Vertikalgeschwindigkeit u_z , die Temperatur T , Eiskristallanzahl N_i und mittleren Radius der Eiskristalle \bar{R}_i als integraler Radius $N_i \bar{R}_i$, die Übersättigung im quasi-stationären Zustand der Wolke zu untersuchen. KOROLEV UND MAZIN [2003] betrachten eine allgemeine Formel für Übersättigungen in reinen Wasserwolken, Mischwolken (flüssiges

¹Ein Algorithmus zur Berechnung der Übersättigung im quasi-stationären Zustand S_{qsi} und der Relaxationszeit τ wurde uns freundlicherweise von Alexei Korolev zur Verfügung gestellt. Der Algorithmus wurde im Rahmen dieser Arbeit in die Programmiersprache IDL übersetzt und für die in diesem Kapitel beschriebenen Untersuchungen modifiziert.

Wasser + Eis) und reine Eiswolken. Da in dieser Arbeit ausschließlich reine Eiswolken untersucht wurden, beschränken sich die hier aufgeführten Gleichungen auf Eiswolken.

Um den Rechenaufwand gering und die Anzahl der Parameter überschaubar zu halten, wurden einige Annahmen gemacht. Die Bedingungen zur Vereinfachung der Berechnung von Übersättigungen S_i in Zirren lauten wie folgt:

- Das betrachtete Wolkenluftpaket bewegt sich vertikal adiabatisch.
- Die Eiskristalle sind räumlich gleichverteilt.
- Die Anzahl der Eiskristalle und deren Größe bleiben annähernd konstant.
- Alle Eiskristalle wachsen oder verdampfen unter gleichen Bedingungen ($e_{\text{H}_2\text{O}}, T$).

Die in den folgenden Gleichungen verwendeten Parameter sind in Tabelle 4.1 aufgelistet. Unter diesen Parametern sind Vertikalgeschwindigkeit u_z , Temperatur T , (indirekt) Druck p und integraler Radius $N_i \overline{R_i}$ die Parameter, die in der Atmosphäre stark variieren können und damit die Berechnungen am stärksten beeinflussen. Die Abhängigkeit von RH_{ice} und der Relaxationszeit τ von diesen Parametern wird in Abschnitt 4.1.1 genauer untersucht.

Die Größe, die in diesem Kapitel hauptsächlich verwendet wird ist die Übersättigung S . Die Änderung von S mit der Zeit ergibt in [Korolev and Mazin, 2003] die Differenzialgleichung

$$\frac{1}{S_w + 1} \cdot \frac{dS_w}{dt} = a_0 \cdot u_z - a_2 \cdot B_i^* \cdot N_i \overline{R_i} - (a_2 \cdot B_w \cdot N_w \overline{R_w} + a_2 \cdot B_i \cdot N_i \overline{R_i}) \cdot S_w. \quad (4.1)$$

Mit der Betrachtung für reine Eiswolken wird die Übersättigung $S_i = \frac{RH_{ice}-100}{100}$ über den Wasserdampfdruck definiert als

$$\begin{aligned} S_i &= \frac{e_{\text{H}_2\text{O}} - e_{\text{H}_2\text{O_sat}}^i}{e_{\text{H}_2\text{O_sat}}^i} \\ &= \xi S_w + \xi - 1 \end{aligned} \quad (4.2)$$

mit Wasserdampfdruck $e_{\text{H}_2\text{O}}$, dem Sättigungswasserdampfdruck $e_{\text{H}_2\text{O_sat}}^i$ über Eis und $\xi = \frac{e_{\text{H}_2\text{O_sat}}^w}{e_{\text{H}_2\text{O_sat}}^i}$.

Gleichung 4.1 kann weiter vereinfacht werden, wenn man den Fall eines quasi-stationären Zustands betrachtet. Quasi-stationär bedeutet im Fall einer Zirruswolke, dass sich Größe und Zahl der Eiskristalle sowie die Übersättigung S_i nur noch unmerklich ändern [Korolev and Mazin, 2003]. Mit der vorangegangenen Annahme, dass N_i konstant ist,

Parameter	Symbol	Einheit
Vertikalgeschwindigkeit	u_z	$\frac{cm}{s}$
Temperatur	T	K
Anzahl der Eiskristalle pro Einheitsmasse der Luft	N_i	$\frac{1}{cm^3}$
Radius Eiskristalle	R_i	μm
integraler Radius	$N_i \bar{R}_i$	$\frac{\mu m}{cm^3}$
spezifische Gaskonstante für Luft	R_a	$\frac{J}{kg K}$
spezifische Gaskonstante für Wasserdampf	R_v	$\frac{J}{kg K}$
Koeffizient der Wasserdampfdiffusion in Luft	D	$\frac{cm^2}{s}$
latente Wärme bei Sublimation	L_i	J
latente Wärme für Verdampfen von Wasser	L_w	J
Wärmeleitkoeffizient für Luft	k	$\frac{W}{m \cdot K}$
spezifische Wärmekapazität der Luft bei konstantem Druck	c_p	$\frac{j}{kg}$
Dichte von Eis	ρ_i	$\frac{g}{cm^3}$
Dichte der Luft	ρ_a	$\frac{g}{cm^3}$
Formfaktor für Eiskristalle	$c, 0 < c \leq 1, 1$ für Eiskugeln	
Erdbeschleunigung	g	$\frac{m}{s^2}$
Wasserdampf-Mischungsverhältnis	μ_{H_2O}	Massen pro kg trockener Luft
Übersättigung über Eis	S_i	ohne Einheiten
Übersättigung über Wasser	S_w	ohne Einheiten
Übersättigung im dynamischen Gleichgewicht einer Wolke	S_{qsi}	ohne Einheiten
Relaxationszeit — Zeit, die Wolke benötigt, um ins dynamische Gleichgewicht zu gelangen	τ	Minuten [min]

Tabelle 4.1: Verwendete Variablen zur Betrachtung des Gleichgewichtszustands von Zirren

folgt, dass sich der integrale Radius $N_i \bar{R}_i$ nicht ändert. Die Übersättigung des quasi-stationären Zustandes S_{qsi} beschreibt eine Abschätzung der Übersättigung im dynamischen Gleichgewicht und ergibt sich nach [Korolev and Mazin, 2003] für reine Eiswolken als

$$S_{qsi} = \frac{a_0 \cdot u_z}{b_{i0} N_i \bar{R}_i} \quad (4.3)$$

Die Relaxationszeit τ

$$\tau = \frac{1}{a_0 u_z + b_{i0} N_i \overline{R}_i} \quad (4.4)$$

ist eine Zeitkonstante, welche die Zeit beschreibt, die das Wolkenluftpaket benötigt, um sich asymptotisch dem dynamischen Gleichgewichtszustand S_{qsi} zu nähern. Es ist

$$a_0 = \frac{g \cdot \left(\frac{L_i \cdot R_a}{c_p \cdot R_v \cdot T} - 1 \right)}{R_a \cdot T}, \quad (4.5)$$

$$\text{und } b_{i0} = \left(\frac{1}{\mu_{H_2O}} + \frac{L_i^2}{c_p \cdot R_v \cdot T^2} \right) \cdot \frac{4\pi \cdot \rho_i \cdot c}{\rho_a \cdot \left(\frac{\rho_i \cdot L_i^2}{k \cdot R_v \cdot T^2} + \frac{\rho_i \cdot R_v \cdot T}{e_{H_2O_sat} \cdot D} \right)}. \quad (4.6)$$

Die physikalische Bedeutung der S_{qsi} ist eine Equilibriumssübersättigung. Dies bedeutet, dass $N_i \overline{R}_i$ und RH_{ice} im Fall des dynamischen Gleichgewichts der Zirruswolke nahezu konstant bleiben. RH_{ice} wird konstant gehalten, indem durch Abkühlung des Wolkenpaketes der von RH_{qsi} verschiedene Wasserdampf von den Eiskristallen aufgenommen wird [Korolev and Mazin, 2003]. Änderungen der Sättigung der Luft werden also durch einen Fluss des Wassers aus der Gasphase auf die Kristalle und umgekehrt kompensiert. Das Wachstum der Eiskristalle und somit $N_i \overline{R}_i$ sind jedoch aufgrund der Rahmenbedingung $N_i \overline{R}_i \approx const.$ vernachlässigbar.

S_{qsi} ist somit ein Maß dafür, welcher Übersättigung die Wolke entgegenstrebt, solange die Wolke existiert und eine Kühlrate vorhanden ist. Abbildung 4.1 zeigt eine Skizze zum Verhalten von RH_{ice} in einer beständig gekühlten Zirruswolke. Mit der Abkühlung steigt zunächst RH_{ice} auf eine Gefrierschwelle $RH_{icecrit.}$ an. Ab der Gefrierschwelle bilden sich Eiskristalle, die weiter anwachsen, indem sie Wasser aus der Gasphase aufnehmen. Durch den Fluss der Wassermoleküle aus der Gasphase auf die Eiskristalle der Wolke wird RH_{ice} reduziert. Wird weiter gekühlt, so haben die Eiskristalle nach der Relaxationszeit τ eine solche Größe erreicht, dass durch den Fluss der Wassermoleküle von der Gasphase auf die Kristalle der Radius der Eiskristalle nicht mehr merklich anwächst. Da auch keine neuen Eiskristalle gebildet werden, ist im dynamischen Gleichgewicht der integrale Radius $N_i \overline{R}_i$ quasi konstant. Der Fluss der Wassermoleküle aus der Gasphase auf die Eiskristalle wird durch die Differenz des Wasserdampfdrucks e_{H_2O} zum Sättigungsdampfdruck $e_{H_2O_sat}$ bestimmt. Je geringer die Differenz ist, desto langsamer geht Wasserdampf in die Eisphase über. Im dynamischen oder quasi-stationären Gleichgewicht ist der Fluss der Wassermoleküle so langsam, dass RH_{ice} sich quasi nicht mehr ändert.

Eine reale Wolke wird aber nicht immer nur gekühlt. Reale Zirren sind häufig z.B. Schwankungen in der Temperatur ausgesetzt. Eine reale Zirruswolke hat meist nicht die Zeit τ zur Relaxation bevor $\frac{dT}{dt} \leq 0$ wird. Wird ein Zirrus nicht mehr gekühlt, so fällt RH_{ice} von Werten $> RH_{qsi}$ rasch auf 100 % und kleiner.

Unter Laborbedingungen wie bei Eisnukleationsexperimenten in der AIDA-Aerosolkammer des Forschungszentrums Karlsruhe wurde ein solches dynamisches

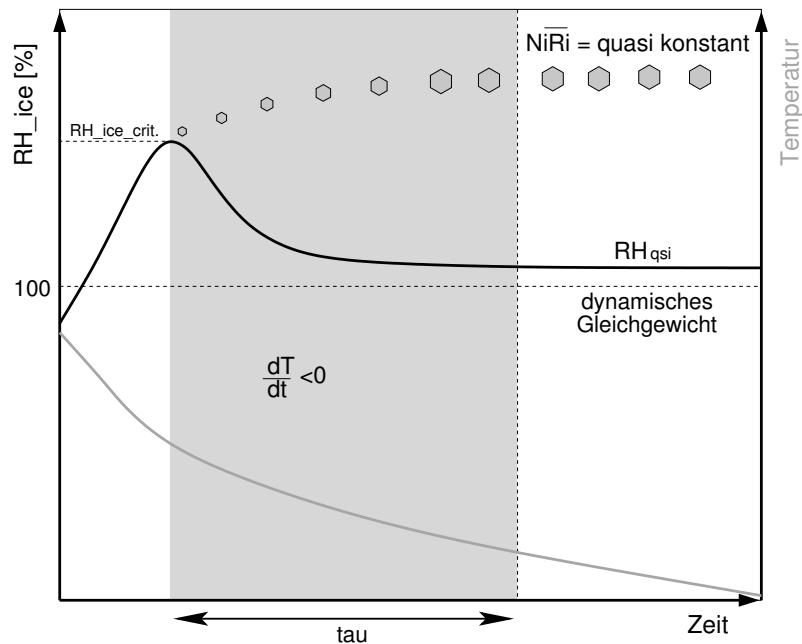


Abbildung 4.1: Skizze zur Eisbildung einer Zirruswolke und dem Erreichen des dynamischen Gleichgewichts RH_{qsi} in der Zeit τ in der Wolke. Wird eine Zirruswolke von der Entstehung der Eiskristalle lange genug ($t > \tau_p$) gekühlt, so erreicht die relative Feuchte über Eis die Equilibriumübersättigung RH_{qsi} . Im dynamischen Gleichgewicht sind RH_{ice} und $N_i \bar{R}_i$ nahezu konstant.

Gleichgewicht in den RH_{ice} während der Kühlphase der Experimente schon beobachtet [Krämer, 2006]. Das theoretische Konstrukt der relativen Feuchte RH_{qsi} und der Relaxationszeit τ im quasi-stationären Zustand spiegelt reale physikalische Prozesse im Lebenszyklus einer Wolke wider.

4.1.1 RH_{ice} und τ – Sensitivitätsstudie

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Abhängigkeit der quasi-stationären Übersättigung bzw. relativen Feuchte RH_{qsi} und der Relaxationszeit τ von den Parametern u_z , $N_i \bar{R}_i$ und T untersucht, um den Einfluss dieser Parameter auf die Zirrenentwicklung klarzustellen.

Abbildung 4.2 zeigt eine Sensitivitätsstudie bei einem Druck von 800 hPa. Auf der linken Seite der Abbildung 4.2 sind die $RH_{qsi}(T)$ für verschiedene angenommene integrale Radien $N_i \bar{R}_i$ abgebildet. Auf der rechten Seite sind die Relaxationszeiten $\tau(T)$ dargestellt. Von oben nach unten variieren die Vertikalgeschwindigkeiten u_z in Abbildung 4.2 von einer synoptischen Vertikalgeschwindigkeit ($u_z = 4 \text{ cm/s}$) über eine für Schwerewellen typische ($u_z = 54 \text{ cm/s}$) zu einer konvektiven Vertikalgeschwindigkeit ($u_z = 550 \text{ cm/s}$). Mit diesen Vertikalgeschwindigkeiten sind Kühlraten von $\frac{dT}{dt} =$

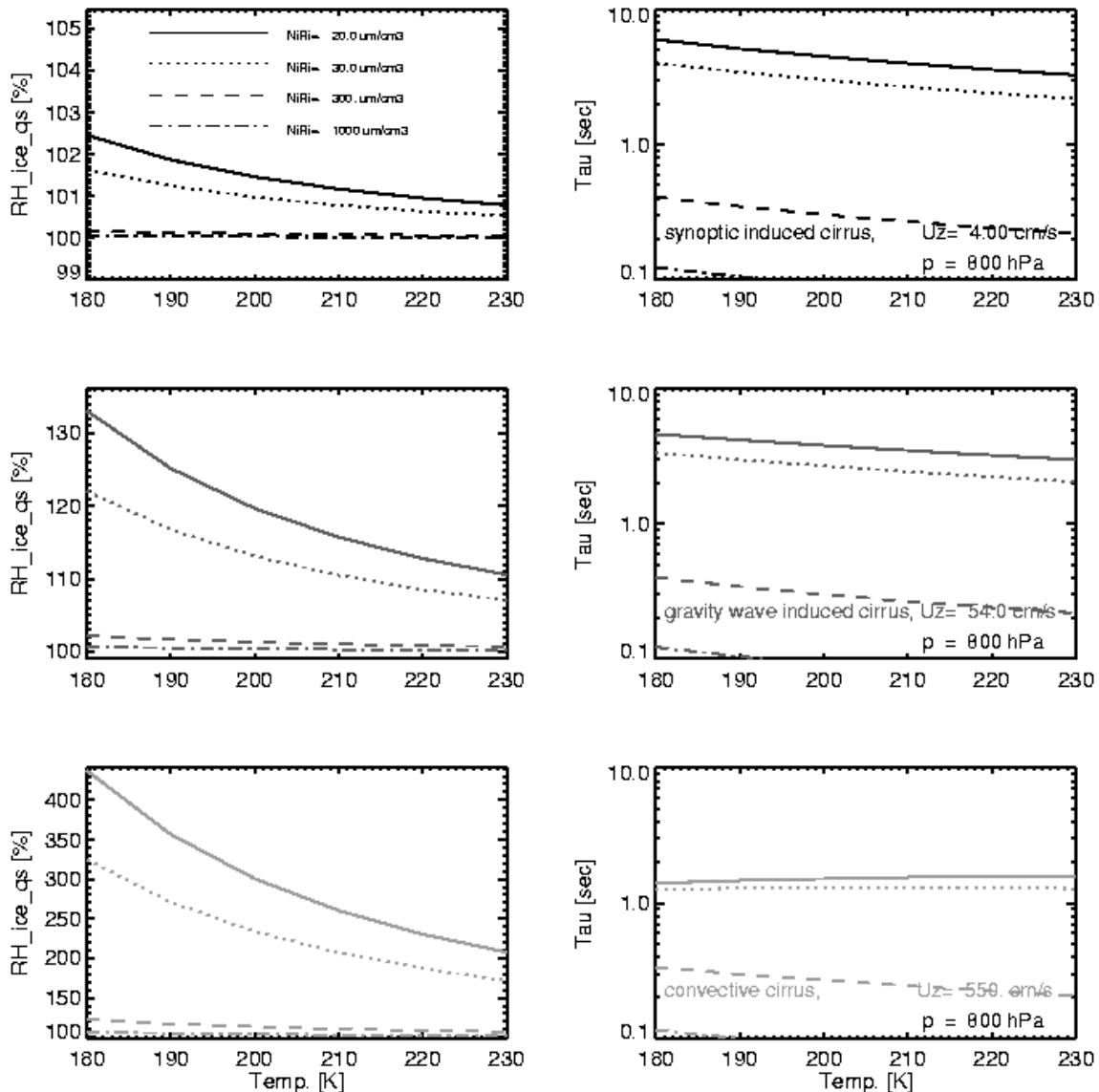


Abbildung 4.2: Sensitivität der RH_{qsi} und τ auf u_z , $N_i \bar{R}_i$ und T bei 800 hPa. Die Temperaturabhängigkeit ist auf der x-Achse, die Abhängigkeit von $N_i \bar{R}_i$ in den verschiedenen Linientypen zu finden. In den Abbildungen sind von oben nach unten Berechnungen zu verschiedenen u_z von 4 $\frac{\text{cm}}{\text{s}}$ (synoptisch), 54 $\frac{\text{cm}}{\text{s}}$ (typisch für orographische Wellen) und 550 $\frac{\text{cm}}{\text{s}}$ (konvektiv) dargestellt.

0.024, 0.32 bzw. 3.3 K/min verbunden, die auf das betrachtete aufsteigende Luftpaket in der Wolke wirken.

Die gleiche Studie wird in Abbildung 4.3 für einen Druck von 200 hPa gezeigt. Die Legende in Abbildung 4.2 für die verschiedenen Werte von $N_i \bar{R}_i$ gilt auch in Abbildung 4.3. Ein Vergleich der beiden Abbildungen zu den Studien bei 800 hPa und 200 hPa zeigt, dass bei abnehmendem Druck RH_{qsi} und τ sinken.

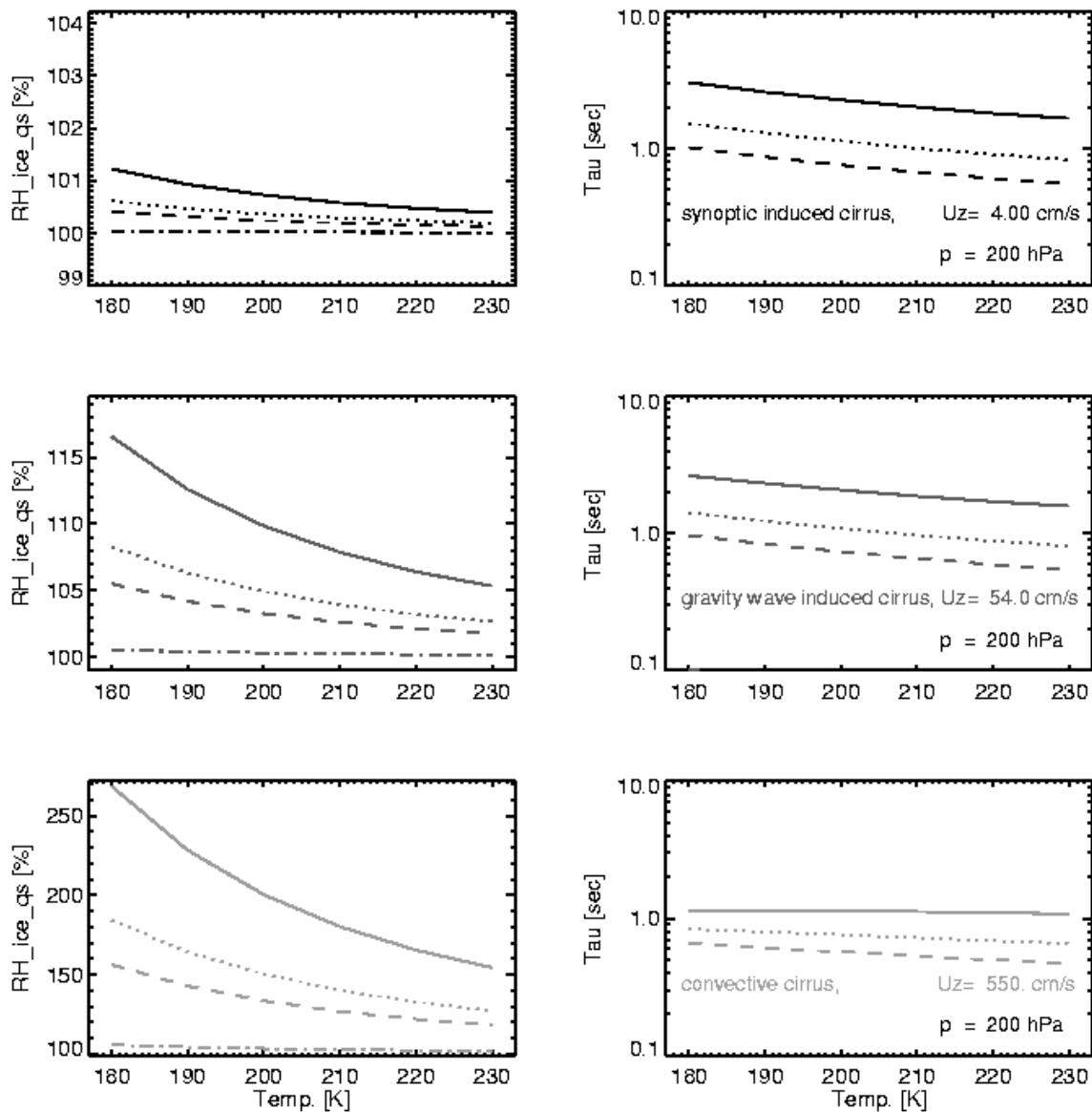


Abbildung 4.3: Sensitivität der RH_{qsi} und τ auf u_z , $N_i \overline{R_i}$ und T bei 200 hPa. Die Temperaturabhängigkeit ist auf der x-Achse, die Abhängigkeit von $N_i \overline{R_i}$ in den verschiedenen Linientypen zu finden. Für die integralen Radien wurden dieselben Linientypen wie in Abbildung 4.2 verwendet. In den Abbildungen sind von oben nach unten Berechnungen zu verschiedenen u_z von $4 \frac{cm}{s}$ (synoptisch), $54 \frac{cm}{s}$ (typisch für orographische Wellen) und $550 \frac{cm}{s}$ (konvektiv) dargestellt.

Temperaturabhängigkeit: Man kann den Abbildungen 4.2 und 4.3 entnehmen, dass die quasi-stationären relativen Feuchten RH_{qsi} mit abnehmender Temperatur steigen. Dies hängt mit der Sättigung der Luft zusammen. Kalte Luft kann weniger Wasser aufnehmen als warme Luft, sodass eine kleinere Menge Wasser in kalter Luft benötigt wird, um die Sättigung (100 % RH_{ice}) zu erreichen. Bei gleicher Menge Wasser in warmer und kalter Luft wird also die Übersättigung in der kalten Luft höher sein als in warmer Luft.

Eine geringe Temperatur ist mit geringer kinetischer Energie des Gases gleichzusetzen [Tipler, 1995]. Dies bedeutet, dass bei niedrigen Temperaturen alle dynamischen Prozesse langsamer ablaufen, als bei hohen Temperaturen. Infolge dessen ist auch die Relaxationszeit, die Zeit, die ein Wolkenluftpaket benötigt, um das dynamische Gleichgewicht zu erreichen, bei tieferen Temperaturen länger als bei hohen.

Sensitivität auf $N_i \bar{R}_i$: Mit geringer werdendem integralem Radius $N_i \bar{R}_i$ steigt die quasi-stationäre relative Feuchte RH_{qsi} . In einer Eiswolke im dynamischen Gleichgewicht wird der Fluss der Wassermoleküle aus der Gasphase auf das Eis mit der Kühlrate (und umgekehrt) kompensiert, um $N_i \bar{R}_i$ und RH_{ice} konstant zu halten. Bei niedrigem integralem Radius $N_i \bar{R}_i$ sind im Extremfall wenige kleine Eiskristalle vorhanden. Folglich können sich auch nur wenige Wassermoleküle pro Zeit an die Kristalle anlagern. Dies bewirkt eine hohe Übersättigung im dynamischen Gleichgewicht der Wolke und damit hohe RH_{qsi} . Ein geringer Fluss der Wassermoleküle zu den Eiskristallen verursacht auch eine längere Relaxationszeit τ des betrachteten Luftpakets in einer Wolke.

Ist $N_i \bar{R}_i$ klein, befindet sich auch wenig H_2O des Zirrus in der Eisphase; bzw. ist $N_i \bar{R}_i$ groß, so befindet sich viel H_2O der Wolke in der Eisphase. Menge und Größe der Eiskristalle bzw. die mikrophysikalische Struktur von Zirren hat Einfluss auf die Strahlungseigenschaften der Zirren und somit auf den Strahlungshaushalt der Erde [McFarquhar et al., 2000]. Befindet sich viel H_2O in der Eisphase der Wolke, können viele kleine oder auch große Eiskristalle vorliegen. Sind die Eiskristalle groß genug, so sedimentieren sie aus und es kommt zu einer Umverteilung von H_2O in der oberen Troposphäre. So werden zum Beispiel Zirren für eine Trocknung der Stratosphäre in den Tropen verantwortlich gemacht, da aufgrund der Eisbildung und Sedimentation weniger H_2O über die sogenannte Tropical Pipe in die Stratosphäre gelangen kann [Beyerle et al., 1998].

Einfluss der Vertikalgeschwindigkeit: Wird die Vertikalgeschwindigkeit und damit die Kühlrate in einer Wolke erhöht, so wird RH_{qsi} erhöht. Der Einfluss der Vertikalgeschwindigkeit auf RH_{qsi} bzw. τ ist in Abbildungen 4.2 und 4.3 von oben nach unten dargestellt. Mit einer starken Kühlung der Luft erhöht man die relative Feuchte der Luft RH_{ice} sehr schnell und stark. Der Fluss der Wassermoleküle auf die Eiskristalle ist nicht schnell genug, um die relative Feuchte zeitgleich niedrig zu halten. Allerdings ist bei hohen Vertikalgeschwindigkeiten u_z die Relaxationszeit sehr kurz. Vergleicht man die Änderung der RH_{ice} mit der Auslenkung eines gedämpften harmonischen Oszillators, so wird anschaulich, dass mit einer schnellen Auslenkung auch ein starkes rücktreibendes Moment existiert. Durch das starke rücktreibende Moment wird die Relaxationszeit in einer konvektiv geformten Eiswolke sehr kurz.

Druckabhängigkeit: Ein Vergleich der Studien zu 800 hPa Druck (Abbildung 4.2) und zu 200 hPa (Abbildung 4.3) macht deutlich, dass mit steigendem Druck RH_{qsi} und auch die Relaxationszeit τ ansteigen. Bei hohem Druck ist die freie Weglänge der Wassermoleküle aufgrund der höheren Dichte kürzer als bei niedrigem Druck. Der Diffusionskoeffizient

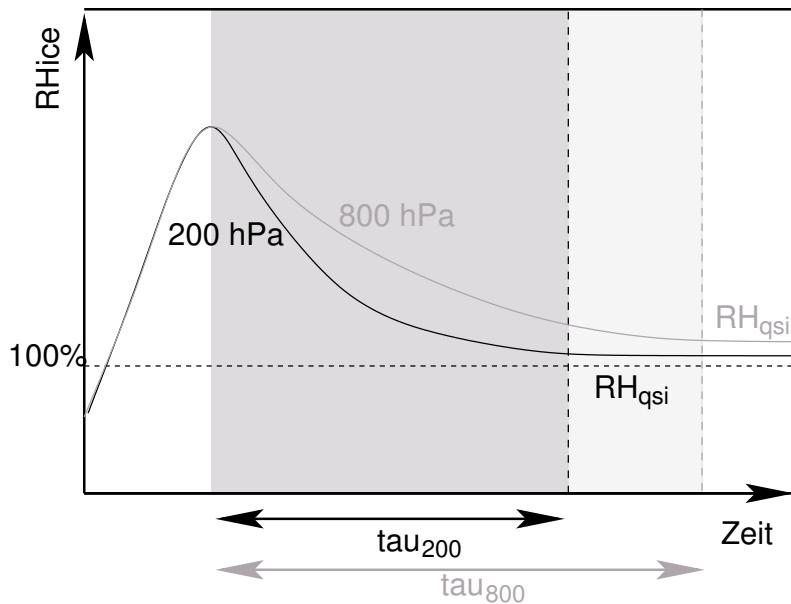


Abbildung 4.4: Skizze zur Druckabhängigkeit von RH_{qsi} und τ . Hoher Druck (800 hPa) wirkt sich in einer hohen RH_{qsi} und einer langen Relaxationszeit τ aus.

für Wasserdampf ist nach [Pruppacher and Klett, 1997] $D \sim \frac{T^{1.94}}{p}$. Dies bedeutet, dass bei hohem Druck die Diffusion von Wasserdampf aus der Gasphase auf die Eiskristalle geringer ist als bei niedrigem Druck.

4.1.2 RH_{ice} in der oberen Troposphäre

Um die Gleichungen aus Abschnitt 4.1 zur Abschätzung von RH_{ice} und τ in Zirren verwenden zu können, wurden für den integralen Radius $N_i \bar{R}_i$ atmosphärische Werte in Zirren ermittelt. Dazu wurde aus [Heymsfield and McFarquhar, 2002] der in Feldexperimenten gemessene Eiswassergehalt (IWC) verwendet. Abbildung 4.5 zeigt den gemittelten IWC aus [Heymsfield and McFarquhar, 2002]. Über ein Kugelvolumen und die Dichte von Eis wurde aus dem IWC für gewählte Eiskristallradien $R_i = 1, 2$ und $10 \mu\text{m}$ die Anzahl der Eiskristalle N_i berechnet (siehe Formel 4.7). Mittlere Radien zwischen 5 und 10 μm sind typisch für Eiskristalle in Zirren. Damit wurde eine erste Näherung für eine Parametrisierung von $N_i \bar{R}_i$ in Zirren gewonnen.

$$\begin{aligned} M_{ice} &= V_{ice} \cdot \rho_{ice} \cdot N_{ice} \\ &= \frac{4}{3} \pi R_{ice}^3 \cdot \rho_{ice} \cdot N_{ice} \end{aligned} \tag{4.7}$$

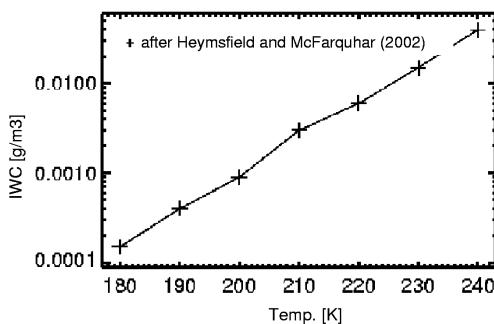


Abbildung 4.5: Eiswassergehalt (IWC) aus [Heymsfield and McFarquhar, 2002]

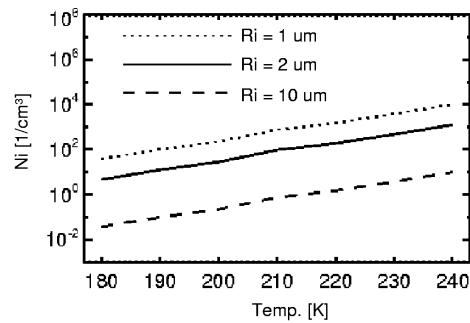


Abbildung 4.6: N_i aus IWC für Eiskristallradien von $R_i = 1, 2$ und $10 \mu\text{m}$

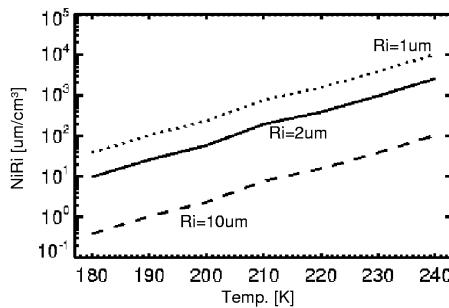


Abbildung 4.7: Integraler Radius $N_i \bar{R}_i$ aus IWC und für die Eiskristallradien $R = 1, 2$ und $10 \mu\text{m}$

Löst man Gleichung 4.7 mit $\rho_{ice} = 0.92 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ und $M_{ice} \hat{=} IWC$ nach der Masse eines Eiskristalls auf, so kann man anhand des Eiswassergehalts IWC berechnen, wieviele Eiskristalle (N_i) pro cm^3 vorhanden sind, wenn alle Eiskristalle einen Radius von R_{ice} haben. N_i ist für den Radius $R_i = 1 \mu\text{m}$ in Abbildung 4.6 gepunktet, für den Radius $R_i = 2 \mu\text{m}$ mit einer durchgezogenen Linie und für $R_i = 10 \mu\text{m}$ gestrichelt eingezeichnet. Ein guter Mittelwert für Eiskristallradien in der oberen Troposphäre liegt im Bereich 5 bis $10 \mu\text{m}$. Die Eiskristalle können als Kugel betrachtet werden (mit dem Formfaktor $c = 1$, siehe Tabelle 4.1), da mit einem kleineren Formfaktor c die RH_{qsi} größer werden und RH_{qsi} eine untere Grenze der RH_{ice} in der Wolke darstellt [Korolev and Mazin, 2003].

Aus der Multiplikation von N_i mit R_i ergibt sich der integrale Radius $N_i \bar{R}_i$. In Abbildung 4.7 ist der integrale Radius $N_i \bar{R}_i$ dargestellt, der sich aus der Multiplikation der gewählten Kristallradien R_i und der Eiskristallanzahl N_i zusammensetzt. $N_i \bar{R}_i$ ist für die drei Radien $R_i = 1, 2, 10 \mu\text{m}$ mit der gleichen Kennzeichnung wie in Abbildung 4.6 abgebildet. Für den kleinsten Eiskristallradius $R_i = 1 \mu\text{m}$ ist $N_i \bar{R}_i$ am größten, für den größten Radius $R_i = 10 \mu\text{m}$ ist $N_i \bar{R}_i$ am kleinsten. $N_i \bar{R}_i$ verhält sich also durch die Berechnung der N_i aus dem IWC antiproportional zum Kristallradius R_i .

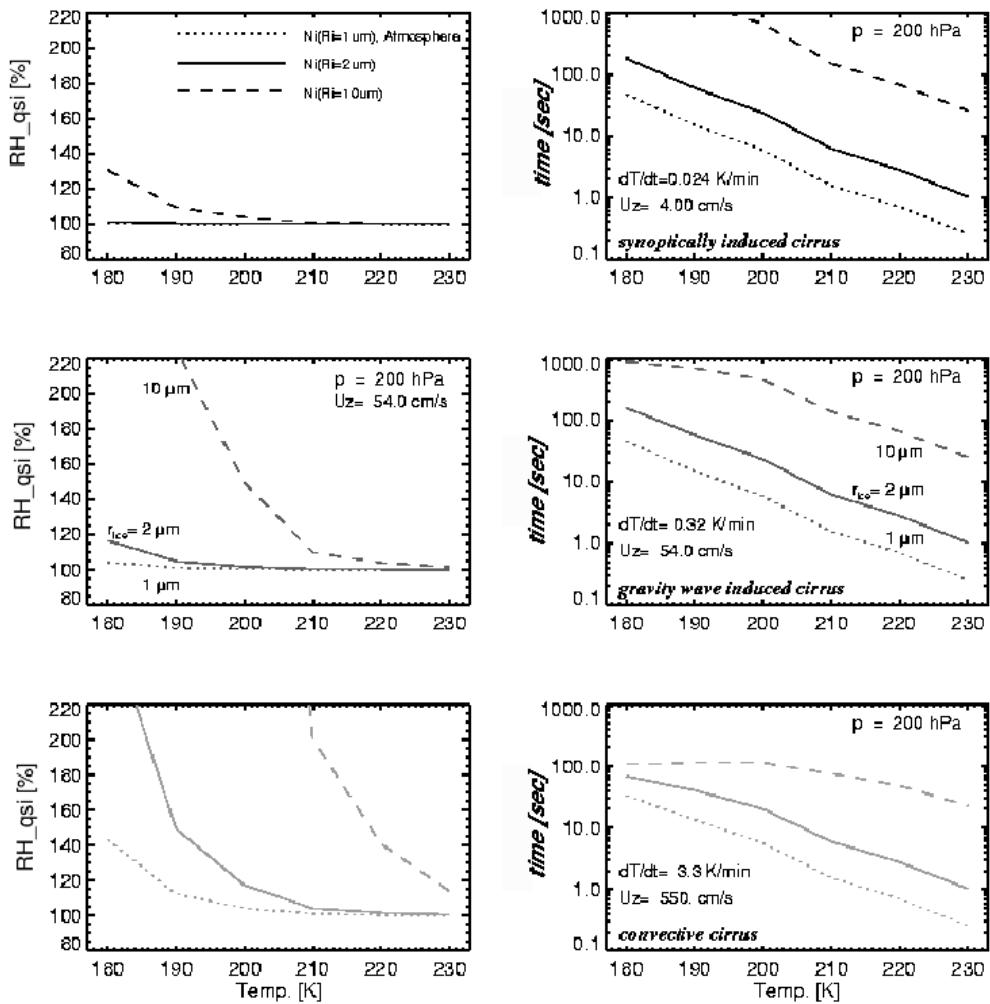


Abbildung 4.8: Der Zirrus-Parameter $N_i \bar{R}_i$ aus Abbildung 4.7 verwendet für Berechnungen von RH_{qsi} und τ . Mittlere Kristallradien \bar{R}_i : 1, 2, und $10 \mu\text{m}$; Vertikalgeschwindigkeiten u_z : 4, 54 und $550 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$; Druck p : 200 hPa

Die relativen Feuchten RH_{qsi} und Relaxationszeiten τ bei dynamischem Gleichgewicht, die in Abbildung 4.8 dargestellt sind, wurden mit den für Zirren genäherten $N_i \bar{R}_i$ aus Abbildung 4.7 berechnet. Sie stellen also RH_{qsi} und τ dar, die mit In-situ-Messungen in Zirren verglichen werden können. Die drei eingezeichneten Linien in Abbildung 4.8 entsprechen den $N_i \bar{R}_i$, die aus den drei \bar{R}_i in Abbildung 4.6 resultieren. Auf der linken Seite sind RH_{qsi} zu drei verschiedenen Vertikalgeschwindigkeiten $u_z = 4 \text{ cm/s}$, $u_z = 54 \text{ cm/s}$ und $u_z = 550 \text{ cm/s}$ bzw. entsprechenden Kühlraten² $\frac{dT}{dt} = 0.024 \frac{\text{K}}{\text{min}}$

²Die Kühlraten spielen insofern eine größere Rolle als die Vertikalgeschwindigkeiten, als dass selbst große u_z keine Wolken erzeugen würden, wenn die Temperatur der Atmosphäre sich nicht mit der Höhe ändert würde.

(typisch für synoptischen Kühlung) $\frac{dT}{dt} = 0.32 \frac{K}{min}$ (typisch für orographische Wellen) und $\frac{dT}{dt} = 3.3 \frac{K}{min}$ (konvektive Kühlung), von oben nach unten dargestellt. Es wird deutlich, dass hohe u_z und kleine $N_i \bar{R}_i$ hohe RH_{qsi} bei kurzen Relaxationszeiten τ in Zirren verursachen.

Eine Zirruswolke im Temperaturbereich zwischen 180 und 230 K mit kleinem integralen Radius $N_i \bar{R}_i$ ($R_i = 10 \mu m$) und hohen relativen Feuchten $RH_{ice} \geq 160\%$ wird durch konvektive Kühlraten entstanden sein und relaxieren besonders schnell aufgrund der großen Differenz zwischen e_{H_2O} und $e_{H_2O_sat}$. Für eine Wolke mit großen Integalem Radius $N_i \bar{R}_i$ ($R_i = 1 \mu m$) wird sich die relative Feuchte im quasi-stationären Zustand um 100 % RH_{ice} befinden. Nur Konvektion kann bei diesen niedrigen $N_i \bar{R}_i$ höhere RH_{qsi} bis zu 150 % bei 200 hPa im Temperaturbereich zwischen 180 und 230 K verursachen. Die Relaxationszeit τ ist bei großem integalem Radius $N_i \bar{R}_i$ immer geringer als bei kleinem $N_i \bar{R}_i$. Ein großer $N_i \bar{R}_i$ gewährleistet einen schnellen Abbau der relativen Feuchte in der Wolke.

Die Bestimmung der $N_i \bar{R}_i$ ist in dieser Arbeit eine erste Abschätzung für Zirren. Für eine genaue Klimatologie sind weitere gemessene Parameter wie N_i und/oder \bar{R}_i notwendig, wie in [Krämer et al., 2005] weiter entwickelt wurde.

4.2 In-situ-Messungen von RH_{ice}

In diesem Abschnitt werden RH_{ice} -in-situ-Messungen der CIRRUS-Kampagnen und TROCCINOX2005, aber auch von Messflügen älterer Kampgagnen in Zirren präsentiert und mit den Berechnungen der RH_{qsi} , die in den vorangegangenen Abschnitten vorgestellt wurden, verglichen.

Für den Zirrus-Datensatz aus allen vergangenen Kampagnen des ICG-I wurde eine aufwändige Datenaufbereitung durchgeführt. Da die Messungen des Gasphasenwassers mit FLASH³ oder mit OJSTER in den meisten Fällen von dem zuverlässigen Wassermessgerät FISH abweichen, mussten die Gasphasenwasser-Messungen korrigiert werden. Da FISH Gesamtwasser ($\mu_{H_2O} + \mu_{H_2O\text{kondensiert}} = \mu_{H_2O\text{tot}}$) misst, konnten zur Korrektur nur Daten ausserhalb von Wolken verwendet werden, wo $\mu_{H_2O} = \mu_{H_2O\text{tot}}$ ist. Aufgrund der signifikanten Differenz von $\mu_{H_2O\text{tot}}$ zu μ_{H_2O} innerhalb von Zirren, konnten Messungen innerhalb von Zirren gut von Messungen außerhalb von Zirren unterschieden werden. Die μ_{H_2O} von FLASH oder OJSTER wurden in der Wolkenumgebung auf die FISH-Daten adjustiert. Diese Adjustierung war oft druckabhängig, sodass für verschiedene Flugniveaus unterschiedliche Korrektur-Koeffizienten aus den Adjustierungen gewonnen wurden. Da die Messungen zu $\mu_{H_2O\text{tot}}$ aufgrund regelmäßiger Kalibration des Geräts sehr

³Fluorescent Airborne Stratospheric Hygrometer, Central Aerological Observatory, Moscow Region, Dolgoprudny, Russia, Nikolai Sitnikov

zuverlässig sind und zu allen Flügen Daten in Ein-Sekunden-Intervallen ($\approx 200m$ bei einer Fluggeschwindigkeit von $200 \frac{m}{s}$) existieren, ist der Zirrus-Datensatz mit insgesamt 42 Flügen und 22 Stunden in Zirren ein wertvoller und weltweit einzigartiger Datensatz.

Besonders bei kalten Temperaturen wurden in Zirruswolken sehr hohe Übersättigungen beobachtet, für deren Erscheinung es lange keine physikalische Erklärung gab. In Abschnitt 4.2.1 werden Thesen vorgestellt, die besonders hohe beobachtete Übersättigungen in kalten Zirren erklären können.

4.2.1 Das Innere von Zirren

In [Gao et al., 2004] wird basierend auf gleichzeitigen RH_{ice} und Salpetersäure-Messungen (HNO_3) in Zirren eine Verbindung der hohen Übersättigungen in kalten Zirren ($T < 202K$) zur HNO_3 -Anwesenheit gezogen. HNO_3 auf der Oberfläche der Eiskristalle (Δ -Eis) soll die Wolke davon abhalten, ihren Gleichgewichtszustand zu erreichen – ähnlich einem Mechanismus der Frostpunktterniedrigung durch bestimmte Proteine [Gao et al., 2004]. Die von GAO ET AL. [2004] erhobene These ist in Fachkreisen sehr umstritten.

Mit Abbildung 4.9 wird in [Gao et al., 2004] gezeigt, dass die Eiskristalle in Zirren bei Temperaturen $195K < T < 202K$ und hohen RH_{ice} bis zu 160 % auf ihrer Oberfläche HNO_3 aufgenommen haben. Es ist möglich, dass das HNO_3 auf der Oberfläche von Eiskristallen das Wachstum der Eiskristalle mit H_2O verlangsamt.

Abbildung 4.10 zeigt RH_{ice} -Messungen aus [Ovarlez and et al., 2002] in Zirren auf Süd- und Nordhalbkugel. OVARLEZ ET AL. [2002] haben auf der Südhalbkugel (Punta Arenas) zusätzlich deutlich kältere Zirren erfasst als auf der Nordhalbkugel. Die kältesten Messungen der INCA-Kampagne bei 213 K sind noch deutlich wärmer als die kältesten Zirren der ICG-I-Datensammlung (183 K). Datenmesspunkte, die über der Wassersättigung liegen, wurden als Messartefakte aus dem Datensatz entfernt. Auf beiden Erdhalbkugeln wurden sehr hohe Übersättigungen (150% und höher) beobachtet, allerdings tendieren die auf der Südhalbkugel erfassten Daten zu höheren RH_{ice} als auf der Nordhalbkugel [Ovarlez and et al., 2002]. Der Unterschied stammt vermutlich aus einer unterschiedlich hohen Gefrierschwelle auf den beiden Halbkugeln und/oder aus einer unterschiedlichen Relaxationszeit der Zirren. Dies kann zum Beispiel einen Unterschied in der Luftbelastung mit heterogenen Eiskeimen zur Ursache haben [Ovarlez and et al., 2002].

Abbildung 4.11 beinhaltet RH_{ice} aus fast allen Flugzeugmesskampagnen mit Messflügen in Zirren, die am ICG-I durchgeführt wurden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden einige dieser Messflüge für eine Zirrenauswertung überarbeitet und aus allen vorhandenen Messdaten der Zirren-Datensatz der am ICG-I gesammelten Daten zur weiteren Verarbeitung zusammengestellt. In Abbildung 4.11 wurden die RH_{qsi} der einzelnen

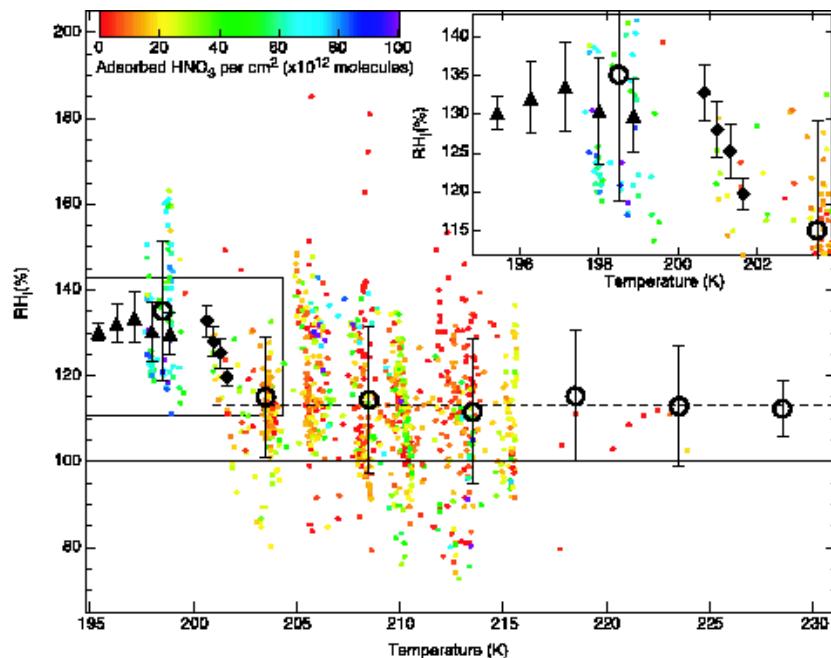


Abbildung 4.9: RH_i values as a function of temperature for measurements obtained in cirrus and contrail clouds over southern Florida. The open black circles are values averaged in temperature bins for the entire aircraft data set [4000 data points (each a 10-s average) taken over 10 flights]. The clouds were sampled at an altitude between 10 and 15 km. The horizontal dashed line at 113% represents the average of data above 202 K. The colored points are from four flights for which HNO_3 data are also available (11, 13, 19, and 21 July). The colors correspond to adsorbed HNO_3 surface coverage of cirrus ice as shown by the color bar. The black solid triangles and diamonds represent averages of 1-s contrail data for 13 July (270 data points) and 19 July (72 data points), respectively, over temperature bin widths of 0.86 and 0.33 K, respectively. Data for temperatures less than 204 K are expanded in the inset. The contrail measurements confirm the uptake of HNO_3 on contrail particles, but the large uncertainty in the surface area measurements at small particle sizes precludes calculating a surface area coverage [Gao et al., 2004].

Vertikalgeschwindigkeiten mit dem $N_i \bar{R}_i$ für $R_i = 2\mu\text{m}$ bzw. $R_i = 10\mu\text{m}$ aus Abbildung 4.7 berechnet.

Die zeitliche und damit auch räumliche Auflösung des ICG-I-Datensatzes ist mit Messungen in Sekundenintervallen deutlich höher als die Auflösung der Messungen von GAO ET AL. [2004] mit 10-Sekundenmittel und von OVARLEZ ET AL. [2002] mit einem 4-Sekundenmittel. Dies bedeutet, dass man mit einer Messung in Sekundenintervallen sehr viel näher an den Zirren deren Umgebung misst. In der Zirrenumgebung können höhere RH_{ice} erfasst werden, da in der Umgebung der Zirren zu der Zirruswolke hin RH_{ice} zunimmt. Der Zirren-Datensatz des ICG-I umfasst Zirren bei Temperaturen von 183 K bis 240 K, also einen deutlich größeren Temperaturbereich als in [Gao et al., 2004] mit $T_{min} = 195K$ und in [Ovarlez and et al., 2002] mit $T_{min} = 213K$ dargestellt wurde. Wie schon erwähnt, ist der ICG-I Zirren-Datensatz zur Zeit die größte Datensammlung von

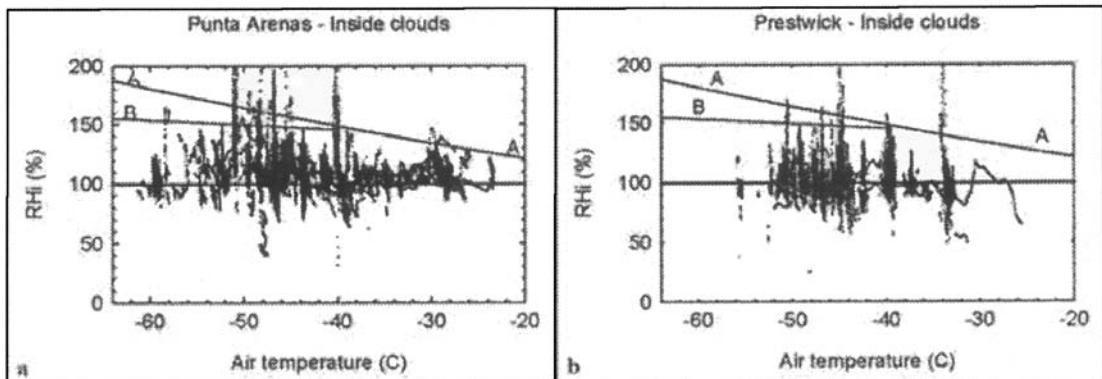


Abbildung 4.10: RH_{ice} -Messungen innerhalb von Zirren auf Süd- (a) und Nordhalbkugel (b) aus [Ovarlez and et al., 2002]

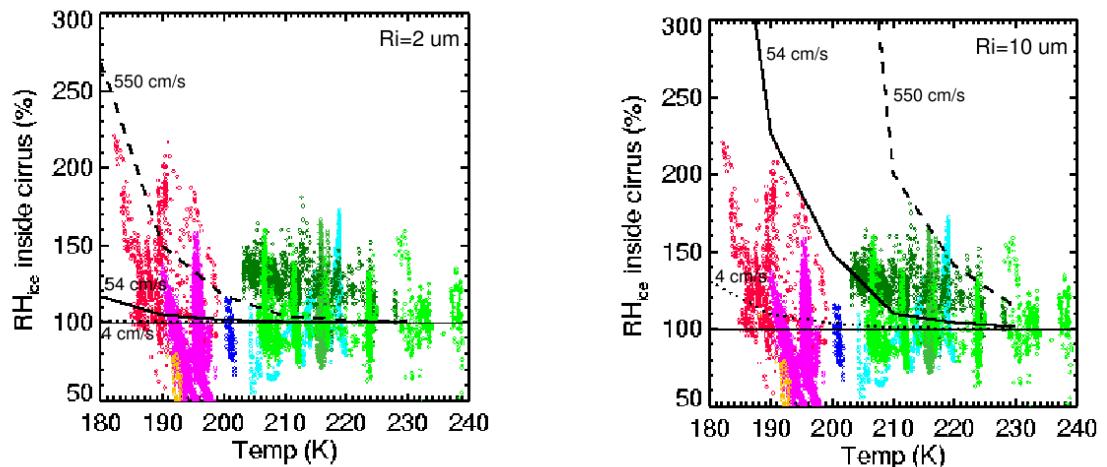


Abbildung 4.11: In-situ-Messungen von RH_{ice} in Abhängigkeit der Temperatur und Vergleich zu RH_{qsi} mit $u_z = 5.5, 0.54, 0.04 \frac{m}{s}$ mit $N_i \overline{R_i}$ für $R_i = 2\mu m$. Auf den y-Achsen ist RH_{ice} aufgetragen. Auf den x-Achsen ist die Umgebungstemperatur T eingezeichnet. Die Färbung der Datenpunkte aus den In-situ-Messungen entspricht den einzelnen Kampagnen, wobei Rottöne (rot: APE THESEO1990, pink: TROCCINOX2005) Messungen in den Tropen, Grüntöne (graugrün: ENVISAT2002, dunkelgrün: CIRRUS2003 und hellgrün: CIRRUS2004) Messungen in mittleren Breiten und Blautöne (dunkelblau: ENVISAT2003, hellblau: EUPLEX2003) Messungen in polaren Gebieten kennzeichnen. Die eingezeichneten Linien stellen die RH_{qsi} aus Abbildung 4.8 zu verschiedenen u_z dar. Die gestrichelte Linie mit den hohen RH_{qsi} -Werten entspricht $u_z = 5.5 \frac{m}{s}$, die durchgezogene Linie $u_z = 0.54 \frac{m}{s}$ und die gepunktete Linie der synoptischen Vertikalgeschwindigkeit $u_z = 0.04 \frac{m}{s}$.

In-Situ-Messungen in und um Zirren und bietet damit eine sehr gute Statistik hinsichtlich der Menge der Datenpunkte.

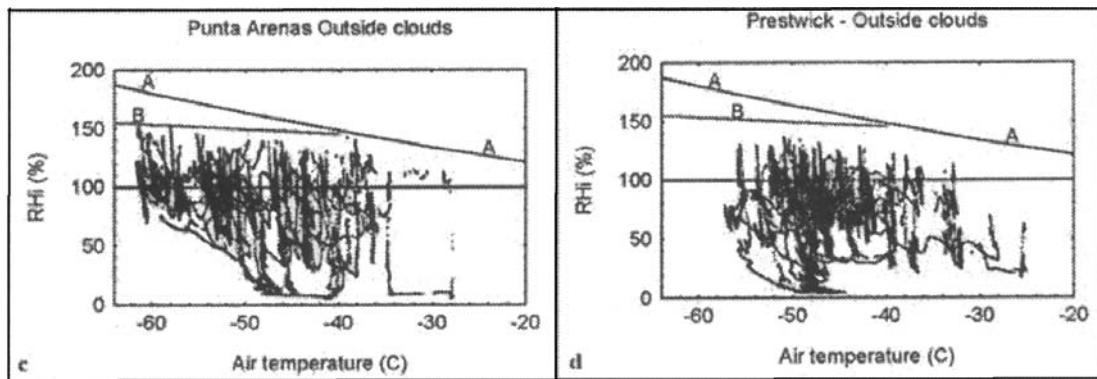


Abbildung 4.12: RH_{ice} in Abhängigkeit der Temperatur. Die Graphen a und b stellen Messungen innerhalb von Zirren dar. RH_{ice} außerhalb von Zirren ist in c (Südhalbkugel) und d (Nordhalbkugel) eingezeichnet. In allen Plots kennzeichnet Linie A die Sättigung über Wasser und Linie B die Gefrierschwelle für homogene Eisnukleation nach KOOP ET AL. [2000] [Ovarlez and et al., 2002].

Ein Vergleich der RH_{qsi} mit den gemessenen RH_{ice} z.B. der Tropenmessungen zeigt, dass aufgrund der theoretischen Betrachtung nach [Korolev and Mazin, 2003] die RH_{ice} -Werte dieser Messungen mit entweder hohen vertikalen Geschwindigkeiten $u_z \approx 550 \frac{cm}{s}$ und kleinen Eiskristallen ($\bar{R}_i \approx 2 \mu m$) oder aber auch durch langsame Kühlung der Luftpakete ($u_z \approx 5.5 \frac{cm}{s}$) und große Eiskristalle ($\bar{R}_i \approx 10 \mu m$) erzeugt werden können. Die Gesamtheit der RH_{ice} -In-Situ-Messungen kann durch die theoretischen Werte RH_{qsi} abgedeckt werden. Dies bedeutet, dass sich insbesondere auch ungewöhnlich hohe Übersättigungen von bis zu 120 % ($RH_{ice} = 220 \%$) rein physikalisch und ohne jeden Einfluss von z.B. HNO_3 (vergleiche [Gao et al., 2004]) oder heterogenen Eiskeimen (vergleiche [Ovarlez and et al., 2002]) erklären lassen. Dies zeigt, dass die Zirrenbildung ein sehr komplexer Prozess ist und Messungen in Zirren notwendig sind, mit denen alle Möglichkeiten der Zirrenbildung untersucht werden können.

Doch nicht nur Messungen innerhalb von Zirren liefern Informationen über die Entwicklung einer Wolke. Die direkte Umgebung eines Zirrus kann Hinweise auf die Nukleation der Eiskristalle geben. Darum wird in Abschnitt 4.2.2 die Umgebung von Zirren genauer untersucht.

4.2.2 Zirrenumgebung

In diesem Abschnitt werden insbesondere Messungen in der Zirrenumgebung betrachtet. Da sich in der Umgebung der Zirren RH_{ice} nicht durch Kristallentstehung und -wachstum abbauen konnte, entspricht RH_{ice} in der Zirrenumgebung im Wesentlichen einem Zustand kurz vor Beginn der Eisnukleation.

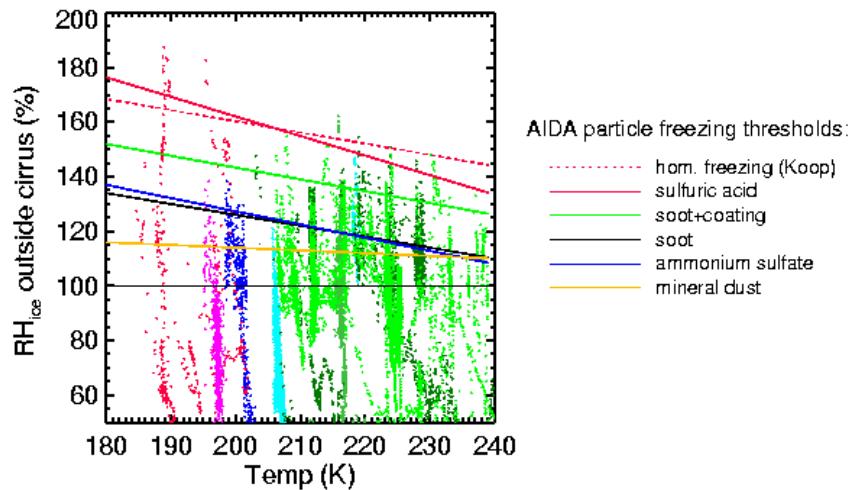


Abbildung 4.13: RH_{ice} außerhalb von Zirren in Temperaturabhängigkeit aller Zirrusmessungen des ICG-I. Eingezeichnet sind die homogene Gefrierschwelle nach [Koop et al., 2000] und Gefrierschwellen für die Aerosole Schwefelsäure (Rot), Ruß + Coating (Grün), Ruß (Schwarz), Ammoniumsulfat (Blau) und Mineralstaub (Orange) nach [Mangold, 2004].

OVARLEZ ET AL. [2002] haben im Rahmen der INCA-Kampagne Messungen von RH_{ice} innerhalb und außerhalb von Zirren auf Nord- und Südhalbkugel der Erde erforscht. Die Ergebnisse von OVARLEZ ET AL. bezüglich $RH_{ice}(T)$ sind in Abbildung 4.12 dargestellt. In den Plots sind die Wassersättigung für flüssiges Wasser (A) und die Gefrierschwelle für homogene Eisnukleation nach KOOP ET AL. [2000] (B) eingezeichnet. Ausserhalb der Zirren gibt es einen Unterschied in RH_{ice} zwischen Nord- und Südhalbkugelmessungen. Die RH_{ice} erreichen auf der Südhalbkugel höhere Werte als auf der Nordhalbkugel. Dies kann auf stärkere Verschmutzung der Luft auf der Nordhalbkugel zurück geführt werden. Da auf der Südhalbkugel unserer Erde weniger Landmasse und weniger Bevölkerung zu finden sind, ist auch die Troposphäre weniger mit heterogenen, anthropogenen erzeugten Eiskeimen belastet als die Troposphäre der Nordhalbkugel. OVARLEZ ET AL. [2002] vermuten, dass heterogene Eiskeime die RH_{ice} auf der Nordhalbkugel im Vergleich zu den Messungen auf der Südhalbkugel herabgesetzt haben.

In Abbildung 4.13 sind RH_{ice} -Messungen in Zirrusumgebungen der am ICG-I gesammelten Zirrusdaten abgebildet. Die eingezeichneten Linien entsprechen Gefrierschwellen für homogene Eisnukleation nach [Koop et al., 2000] (rot, gestrichelt) und für Eisnukleation bei Anwesenheit verschiedener heterogener Eiskeime nach [Mangold, 2004] aus Eisnukleationsexperimenten im Labor (vergleiche Abbildung 2.3). Die Gefrierschwellen für die Aerosole Schwefelsäure (Rot), Ruß + Beschichtung (Grün), Ruß (Schwarz), Ammoniumsulfat (Blau) und Mineralstaub (Orange) wurden durch Eisnukleationsexperimente an der AIDA-Aerosolkammer des Forschungszentrums Karlsruhe bestimmt. Überschreitet RH_{ice} bei Anwesenheit einer der heterogenen Eiskeime die Gefrierschwelle, so bilden

sich Eiskristalle. Diese wachsen und RH_{ice} baut sich über das Kristallwachstum bis zum dynamischen Gleichgewichtszustand ab. Die gemessenen RH_{ice} in der Umgebung der Wolke lassen darauf schliessen, wie hoch RH_{ice} in etwa war, als die Eisnukleation eingesetzt hat. In Verbindung mit den Gefrierschwellen lassen sich Vermutungen bezüglich der Einflüsse von Aerosolen auf die Eisnukleation anstellen.

Die tropischen Zirren der APE THESEO-Kampagne (Rot) wurden in einer sehr feuchten Umgebung ($RH_{ice} > 160\%$) über dem Meer gemessen. RH_{ice} liegt dort deutlich über der Gefrierschwelle für homogene Eisnukleation. Es liegt daher nahe, dass die Eiskristalle dieser Wolken durch homogene Eisnukleation entstanden sind. Die Messung der TROCCINOX-Kampagne (Pink) in Zirren fand über Landmasse statt. Die RH_{ice} dieser Messung überschreiten gerade nur die Gefrierschwellen für Ruß und Ammoniumsulfat. Für die Nukleation der Eiskristalle der Zirren dieser Messungen könnte also homogene Nukleation mit gelöstem Ammoniumsulfat oder heterogene Eisnukleation an Rußpartikeln stattgefunden haben. Die RH_{ice} der Messungen in Zirrusumgebungen mittlerer Breiten überschreiten die Gefrierschwelle für beschichteten Ruß, der die Gefrierschwelle dieser Zirren beeinflusst haben könnte.

Der integrale Radius $N_i \overline{R_i}$, speziell die Eiskristallanzahl N_i , wird durch die Art der Eisbildung (homogen oder heterogen) beeinflusst. Dies gilt insbesondere bei langsamem Auftriebsgeschwindigkeiten (1 bis $13 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$) [Kärcher, 2003]. Sind ausreichend heterogene Eiskeime, neben homogen gefrierenden Aerosolen, vorhanden, so kann beim Immersionsgefrieren durch die heterogene Eisnukleation die Eiskristallanzahl N_i herabgesetzt werden. Da die Gefrierschwellen der meisten heterogenen Eiskeime unterhalb der Gefrierschwelle für homogenes Gefrieren liegt, werden zuerst wenige Eiskristalle heterogen gebildet. Durch das Anwachsen dieser Kristalle wird das Wasser in der Gasphase reduziert und weitere Gefrierschwellen können nicht mehr erreicht werden, um neue Eiskristalle zu bilden. Dies ist der sogenannte negative Twomey-Effekt [Twomey, 1977]. Die Aerosole, die als Eiskeime fungieren, beeinflussen also auch aufgrund der RH_{ice} -Reduzierung durch den negativen Twomey-Effekt die weitere Partitionierung von Wasser im Zyklus einer Zirruswolke. Außerdem wird aufgrund der reduzierten Eiskristallanzahl über den integralen Radius $N_i \overline{R_i}$ die Eismikrophysik verändert, wenn heterogene Eiskeime an der Bildung eines Zirrus beteiligt sind.

Dass die RH_{ice} -Messwerte der INCA-Kampagne generell tiefer liegen als die Messwerte der ICG-I-Daten liegt wiederum an der unterschiedlichen zeitlichen Auflösung der Messungen und damit der Nähe der Messpunkte zu den Zirren (vergleiche Abschnitt 4.2.1).

4.2.3 Zusammenfassung: RH_{ice} in Zirren

In diesem Kapitel wurde das theoretische Rahmenwerk von KOROLEV UND MAZIN [2003] vorgestellt und erfolgreich für Abschätzungen von RH_{ice} innerhalb von Zirren an-

gewendet. Das Ergebnis der Berechnungen von RH_{qsi} und der Relaxationszeit τ zeigte im Vergleich mit In-situ-Messdaten, dass Messungen von sehr hohen Übersättigungen in Zirren (auch bei tiefen Temperaturen) auf mikrophysikalische Prozesse zurückzuführen sein können. Im Vergleich der Thesen aus [Gao et al., 2004] und [Ovarlez and et al., 2002] wird die Komplexität der Zirrenbildung deutlich. RH_{ice} außerhalb von Zirren wurden mit Ergebnissen aus Eisnukleationsexperimenten nach [Mangold, 2004] verglichen. Es konnten Vermutungen zum Einfluss von heterogenen Eiskeimen auf die Eiskristallbildung gemacht werden. Für die Wasserpartitionierung in Zirren heißt das, dass Gasphase und Eisphase von H₂O eng aneinander gekoppelt sind. Einflüsse auf RH_{ice} , wie das Herabsetzen von Gefrierschwellen durch heterogenes Gefrieren von Eiskristallen oder verschiedene Vertikalgeschwindigkeiten u_z (vergleiche auch Abbildung 2.4), wirken sich auf Anzahl und Größe der sich bildenden Eiskristalle aus. Und umgekehrt bestimmen Anzahl und Größe der Eiskristalle die Entwicklung der RH_{ice} in Zirren.

Kapitel 5

CIRRUS2004 – Eine Fallstudie

Während der Flugzeugmesskampagne CIRRUS2004 wurde am 24.11.2004 über Norwegen der in diesem Kapitel vorgestellte Zirrus beobachtet. Die gemessenen Parameter wie relative Feuchte (RH_{ice}), Wassergehalt der Eiskristalle (IWC), Gesamtpartikelanzahlen (N_{ges}) und Partikelgrößenverteilungen und nicht zuletzt Temperatur und Druck geben die Eigenschaften der untersuchten Zirruswolke wieder. Satellitenbilder und Wetterkarten liefern Informationen über die Wetterbedingungen. Trajektorienrechnungen mit dem CLaMS-Trajektorienmodul¹ zeigen den zeitlichen Werdegang der gemessenen Luftpakte. Basierend auf diesen Informationen konnte mit dem Modell EuLag² der Bildungsmechanismus dieser Zirruswolke simuliert werden.

5.1 Wetterbedingungen

In diesem Abschnitt wird die Wettersituation des Messflugs am 24.11.2004 vorgestellt. Für die Bildung von Zirruswolken müssen bestimmte Bedingungen erfüllt sein, wie zum Beispiel genügend Wasserdampf übersättigung und genügend große Vertikalgeschwindigkeiten bzw. Kühlraten. Die Wetterbedingungen waren für den observierten Fall einer Zirruswolke am 24.11.2004 über Norwegen ideal für Zirren, die sich synoptisch vor Warmfronten bilden. Dies spiegeln auch die Positionen der Fronten in der Wetterkarte des Messtags in Abbildung 5.1 wieder. Über Norwegen befindet sich ein Hochdruckgebiet. Mit den beiden nördlicher gelegenen Tiefdrucksystemen entwickelt sich eine Strömung von Südwest nach Nordost, die auch die Warmfront vorantreibt, die auf der Karte über

¹The Chemical Lagrangian Model of the Stratosphere, Beschreibungen des Modells mit seinen Modulen sind in [McKenna et al., 2002] zu finden.

²Eulerian-Lagrangian Modell: Dieses anelastische Modell wird z.B. in [Smolarkiewicz and Margolin, 1997] und dessen Eismikrophysikmodul in [Spichtinger and Gierens, 2006] beschrieben

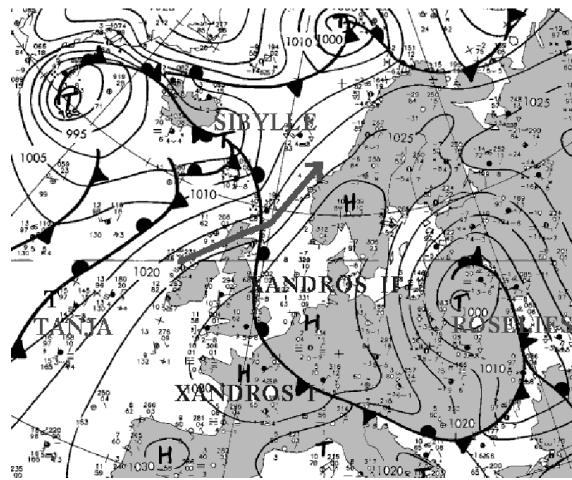


Abbildung 5.1: Wetterkarte für den 24.11.04 00:00:00 Uhr vom Deutschen Wetterdienst, Fronten und Isobaren sind eingezeichnet. Der Pfeil markiert die Strömungsrichtung, mit der sich auch die Warmfront in Richtung Skandinavien bewegt.

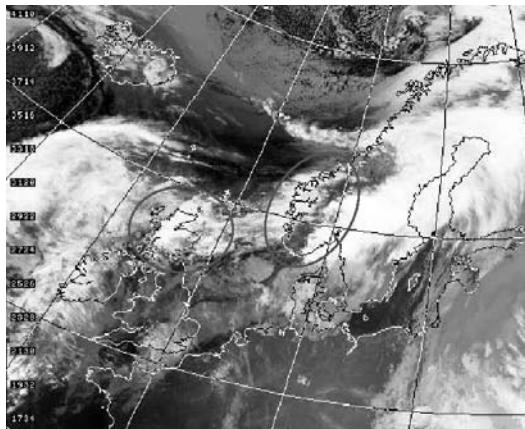


Abbildung 5.2: Satellitenbild (NOAA channel 5, NERC): Infrarotbild vom 24.11.2004, in dem Zirruswolken sichtbar werden. Möglicherweise orographisch beeinflusste Zirren sind mit Ellipsen markiert.

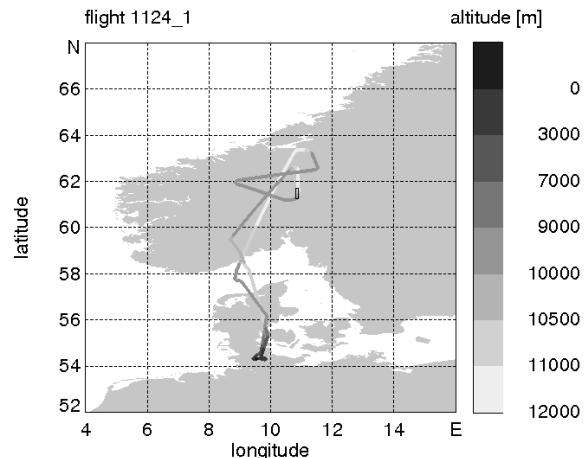


Abbildung 5.3: Flugpfad für den Messflug am 24.11.2004. Die Schattierung kennzeichnet die Höhenlevels des Fluges. Die maximale Höhe betrug etwa 11,5 km.

England zu sehen ist. Die Strömungsrichtung ist mit dem Pfeil in Abbildung 5.1 gekennzeichnet. Durch die Bewegung der Warmfront, die sich über kalte Luftmassen schiebt, werden wärmere Luftmassen synoptisch, das heißt mit Vertikalgeschwindigkeiten kleiner als $8 \frac{cm}{s}$ [Koop et al., 2000], angehoben. Warme, feuchte Luft wird mit der Aufwärtsbewegung abgekühlt und Zirruswolken können sich bilden. Diese Frontzirren weisen meist Eiskristall-Anzahlkonzentrationen zwischen 10^{-3} und 10^0 Eiskristallen pro cm^3 auf [Koop et al., 2000]. Die gemessene Eiskristall-Anzahlkonzentration N_i ist im folgenden eine wichtige Größe, um den Bildungsmechanismus der beobachteten Zirruswolke im

Modell zu simulieren. Die Parameter zur Initialisierung des Modells müssen so gewählt werden, dass gemessene N_i durch die Simulation erzeugt werden können.

Das Satellitenbild 5.2 zeigt die Zirruswolken-Situation am 24.11.2004 über Großbritannien und Skandinavien. Am nördlichsten Ende Schottlands befindet sich ein Zirruswolkenhaufen, den man im Vergleich mit anderen Satellitenbildern häufig bei ähnlichen Strömungsverhältnissen finden kann. Über bzw. hinter dem skandinavischen Gebirge ist eine Lücke im Wolkenband, die auch häufig beobachtet werden kann. Diese beiden Charakteristika, im Satellitenbild eingekreist, sind ein Hinweis auf verstärkte Wolkenbildung durch orographische Wellen über dem schottischen Hochland bzw. dem norwegischen Küstengebirge.

Der Flugpfad, den der *enviscope*-Learjet, das Messflugzeug, am 24.11.2004 genommen hat, ist in Abbildung 5.3 dargestellt. Die maximale Höhe in diesem Flug betrug etwa 11,5 km und ist in der Abbildung fast weiß abgebildet. Der Flug fand hauptsächlich über der Landmasse von Norwegen statt und deckte mit den In-situ-Messungen vertikal wie horizontal einen großen Bereich der Zirruswolke ab.

5.1.1 Thermische Schichtung der Atmosphäre

Die thermische Schichtung der Atmosphäre ist für die Wolkenbildung wichtig, da durch sie bestimmt ist, wie sich Störungen auf Luftpakete in der Atmosphäre auswirken können. Die Größe der potentiellen Temperatur θ dient hierbei im Höhenprofil als Indikator für eine stabile, labile oder neutrale Schichtung. Eine stabile thermische Schichtung bei adiabatischen Prozessen zeichnet sich durch eine Zunahme von θ mit der Höhe aus [Roedel, 2000].

$$\frac{d\theta}{dz} > 0 \quad (5.1)$$

Wird ein Luftpaket aus seiner Ruheposition ausgelenkt, so wird dieses Luftpaket in einer stabilen Schichtung wieder in die Ausgangsposition zurückkehren. (Vergleiche hierzu eine genaue Beschreibung der thermischen Schichtung im Anhang B, insbesondere Abbildung B.1.) Ist die Atmosphäre instabil geschichtet, so gilt:

$$\frac{d\theta}{dz} < 0 \quad (5.2)$$

Ein Luftpaket, das in einer instabilen Schichtung von seiner Ruhelage ausgelenkt wird, bewegt sich beschleunigt immer weiter weg von der Ausgangslage (siehe Abbildung B.2). Bei einer neutralen Schichtung mit

$$\frac{d\theta}{dz} = 0 \quad (5.3)$$

nimmt das Luftpaket immer sofort die Temperatur der Umgebung an und erfährt dadurch keinerlei Auftriebskräfte [Roedel, 2000].

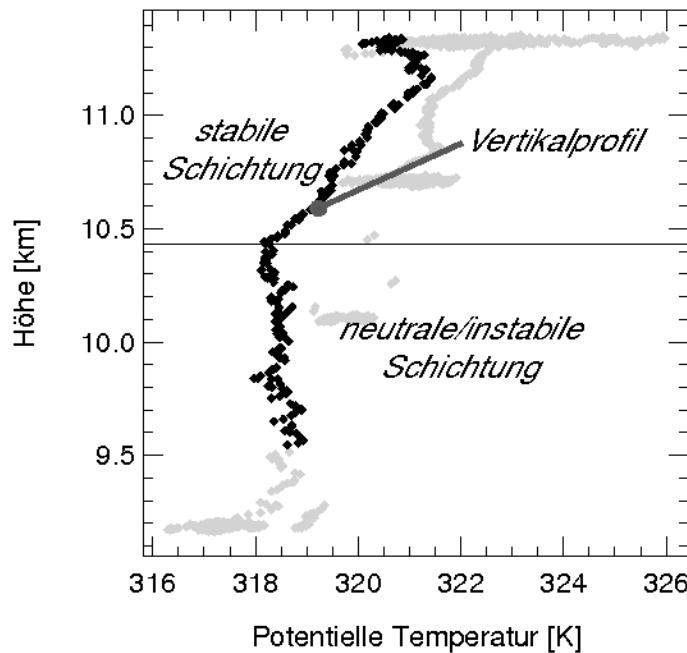


Abbildung 5.4: Die potenzielle Temperatur $\theta[K]$ im Höhenprofil für den Flug am 24.11.2004 liefert Informationen über die thermische Schichtung der Luftmassen.

In Abbildung 5.4 ist die potenzielle Temperatur $\theta[K]$ im Höhenprofil dargestellt. Die schwarzen Datenpunkte in dem Graphen entsprechen einem Profil, welches während des Messflugs am 24.11.2004 in einer Zeit von 4 Minuten und 47 Sekunden über den Längengraden 10,807 bis 10,901 und den Breitengraden 61,248 bis 61,693 in dem Zirrus aufgenommen wurde. Abbildung 5.4, das Höhenprofil der potenziellen Temperatur θ , zeigt, dass von 9,5 bis etwa 10,4 km eine leicht instabile bis neutrale thermische Schichtung vorliegt ($\frac{d\theta}{dz} \leq 0$), da Theta mit der Höhe abnimmt. Oberhalb von 10,4 km ist die Schichtung stabil ($\frac{d\theta}{dz} > 0$). Wie im Kasten auf Seite B.1 erklärt ist, können aufgrund einer instabilen Schichtung der Atmosphäre höhere Vertikalgeschwindigkeiten als in stabiler Schichtung erwartet werden. Dies spiegelt sich in den Modellrechnungen mit dem EuLag-Modell wieder (siehe dazu auch Abschnitt 5.4.2).

5.2 In-situ-Messungen

In diesem Abschnitt werden die In-situ-Messungen während des Flugs am 24.11.2004 präsentiert. Anhand der Messungen kann die Zirruswolke charakterisiert und eine Initialisierung des Modells EuLag zur Simulation der Zirruswolken-Bildung erstellt werden (siehe Abschnitt 5.4).

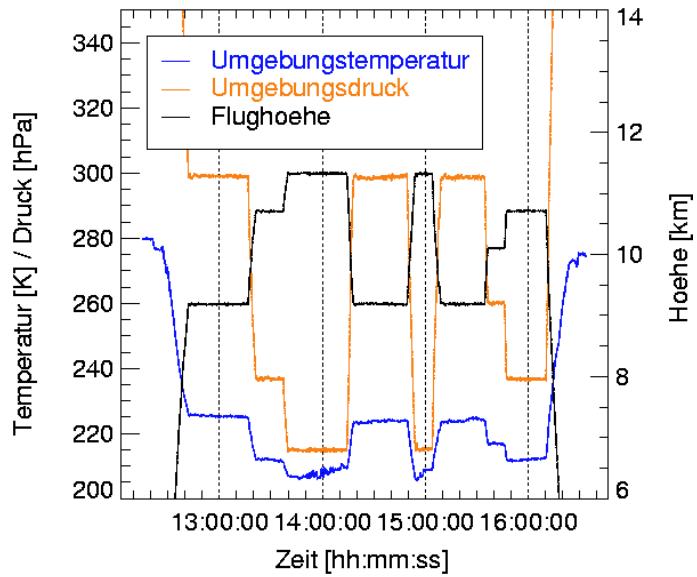


Abbildung 5.5: Zeitserie zu den Umgebungsdaten Druck (p), Temperatur (T) und der Flughöhe (h) am 24.11.04

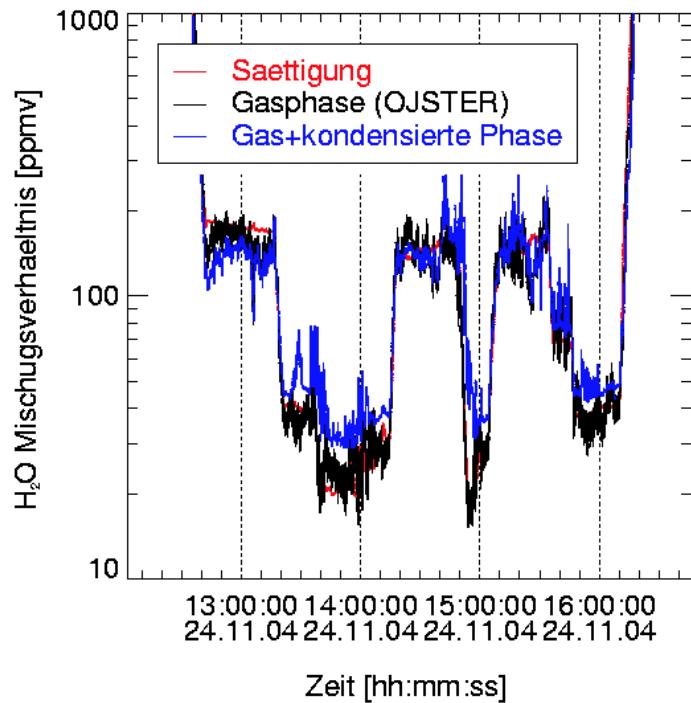


Abbildung 5.6: Zeitserie der Mischungsverhältnisse bezüglich Wasserdampf [OJSTER] und Gesamtwasser [FISH] (Gasphase + kondensierte Phase) am 24.11.2004

Zeitreihen der Messdaten liefern Informationen über den zeitlichen Verlauf der Messungen. Eine Zeitreihe der Umgebungsvariablen Druck (p), Temperatur (T) und der

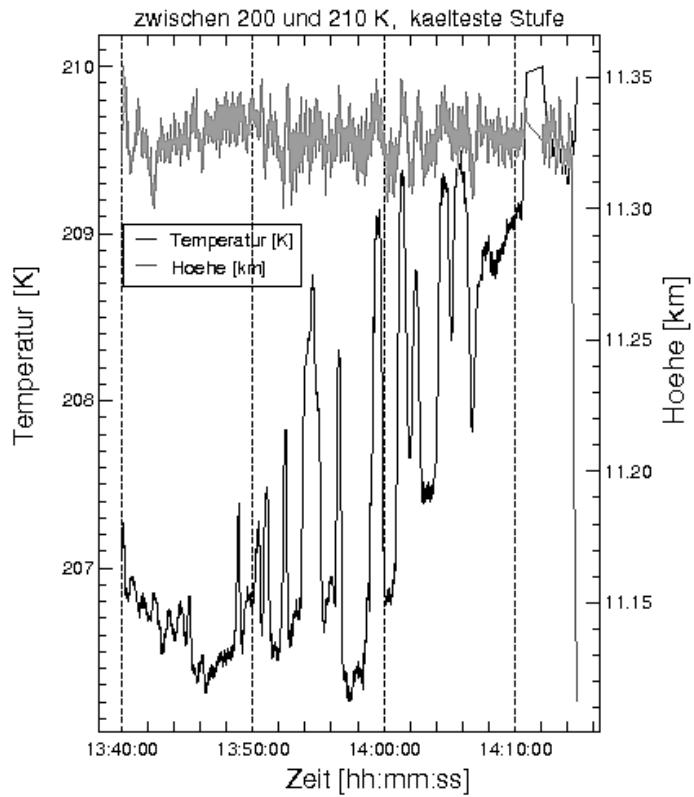


Abbildung 5.7: Wellen in der Temperatur auf dem höchsten Fluglevel (11.4 km) des Messflugs.

Flughöhe (h) ist in Abbildung 5.5 dargestellt. Die Zirruswolke wurde auf fünf verschiedenen Höhenleveln observiert (9,3 km, 10,0 km, 10,3 km, 10,7 km und 11,5 km). Die Temperatur variierte hierbei von 206 K auf dem höchsten Höhenlevel bis 227 K auf dem niedrigsten Höhenlevel. Im Graphen 5.6 ist die Zeitreihe der Wasserdaten abgebildet. In Rot ist das Sättigungsmischungsverhältnis bezüglich einer Eisfläche abgebildet, welches aus Umgebungsdruck und -temperatur nach Marti und Mauersberger [Marti and Mauersberger, 1993] bestimmt wird. Die schwarze Linie zeigt des Mischungsverhältnis des Wasserdampfes und in Blau ist das Mischungsverhältnis des Gesamtwassers (Gasphase plus kondensierter Phase) dargestellt.

Die Grafik 5.6 zeigt, dass der *enviscope*-Learjet bis auf wenige kurze Zeitspannen ausschließlich innerhalb der Zirruswolke geflogen ist, da die Überschreitung des Gesamtwasser-Mischungsverhältnisses über das Gasphasenwasser-Mischungsverhältnis bei den niedrigen Umgebungstemperaturen (maximal 227 K (-46°C)) ein eindeutiges Indiz für gemessene Eiskristalle ist ($\mu_{H_2O_{total}} - \mu_{H_2O_{gas}} = \mu_{H_2O_{ice}}$). Aufgrund der großen Sammeleffizienz [Krämer and Afchine, 2004] für Gesamtwater-Mischungsverhältnisse ist dieser Datensatz ein wirkungsvolles Werkzeug zur Unterscheidung gemessener Luftmassen inner- und außerhalb der Zirruswolke.

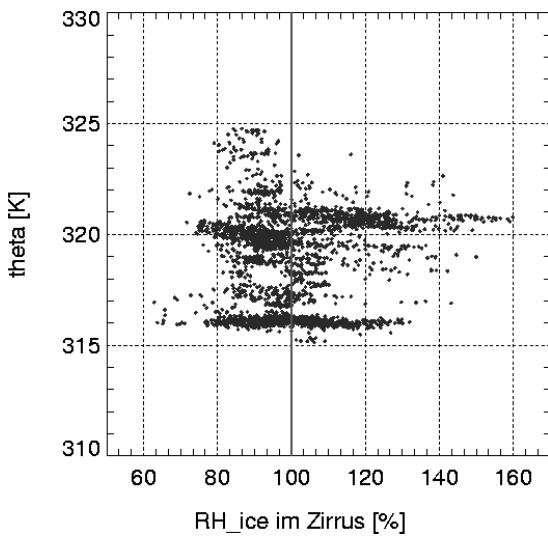


Abbildung 5.8: RH_{ice} [%] innerhalb der Zirruswolke am 24.11.2004 in Abhängigkeit der potenziellen Temperatur θ [K]

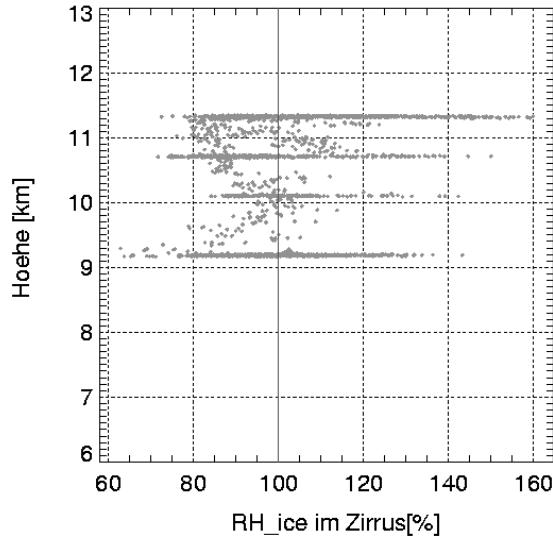


Abbildung 5.9: RH_{ice} [%] innerhalb der Zirruswolke am 24.11.2004 in Abhängigkeit der Höhe [km]. Anhäufung von vielen Datenpunkten auf den Flugleveln.

Eine genaue Untersuchung der In-situ-Temperaturdaten zeigt Wellen auf dem höchsten Fluglevel des Messflugs (siehe Abbildung 5.7). Auch in niedrigeren Luftschichten konnten Wellen identifiziert werden, die aber nicht so ausgeprägt waren wie die Wellen in der Temperatur in Abbildung 5.7.

Ist der zeitliche Verlauf der Messungen untersucht, so interessieren nun die vertikalen Strukturen der Zirruswolke. Abgesehen von der Höhe und dem damit verbundenen Umgebungsdruck ist die potenzielle Temperatur θ als Erhaltungsgröße für adiabatische Prozesse eine wichtige Höhenkoordinate (vergleiche Abschnitt 5.1.1).

5.2.1 Das Zirruswolkenprofil

Die vertikalen Strukturen einer Zirruswolke sind von besonderem Interesse, um die Wolke genau zu charakterisieren und um damit evtl. auf einen Bildungsmechanismus der Wolke zurückzuschließen zu können. Im Folgenden werden weitere Parameter, wie die relative Feuchte bezüglich Eis (RH_{ice}), die Verteilung der Eiskristalle und deren Eigenschaften im Höhenprofil der Zirruswolke, betrachtet. In diesem Abschnitt werden Profile der genannten Parameter präsentiert. Dazu wurden als Höhenkoordinaten einerseits die Höhe z und andererseits die potenzielle Temperatur θ verwendet, da mit den unterschiedlichen Darstellungen verschiedene Aspekte der Messungen unterschiedlich gut ersichtlich werden.

Die Abbildungen 5.8 und 5.9 zeigen die relative Feuchte bezüglich Eis der Gasphase in der beobachteten Zirruswolke. In Abbildung 5.8 wird die potenzielle Temperatur θ , als Höhenkoordinate verwendet. Die physikalische Bedeutung der potenziellen Temperatur ist in 5.1.1 genauer erklärt. In Abbildung 5.9 wird die Flughöhe als Koordinate verwendet. In beiden Abbildungen ist zu erkennen, dass die maximale relative Feuchte einen Wert von nahezu 160 % erreicht. Dieser Wert ist außerordentlich hoch für einen synoptisch gebildeten Zirrus. Bei einem synoptisch gebildetem Frontzirrus würde man Werte im Temperaturbereich $T > 200K$ leicht oberhalb von 100 % erwarten. Wie schon in Kapitel 4 ausführlich dargestellt wurde, gilt

$$RH_{ice} = \frac{\mu_{H_2O}}{\mu_{H_2O\ sat}} \cdot 100\%. \quad (5.4)$$

Das Sättigungsmischungsverhältnis $\mu_{H_2O\ sat}$ wird durch die Temperatur T bestimmt. $\mu_{H_2O\ sat}$ sinkt mit sinkender Temperatur. μ_{H_2O} wird durch den Transport der Wassermoleküle von der Gasphase in die Eiskristalle bestimmt. Dieser Transport ist langsamer, je kälter es ist. Die relative Feuchte wird also aus dem Wechselspiel von Kühlung und H_2O -Fluss auf die Eiskristalle bestimmt. In Zirren mit $T < 200K$ und konvektiver Kühlrate konnten sehr hohe RH_{ice} gemessen werden, da der Prozess der Diffusion der Wassermoleküle in die Eiskristalle nicht so schnell abläuft wie der Kühlprozess, durch den RH_{ice} ansteigt. Bei dem in diesem Kapitel untersuchten Zirrus waren die Temperaturen $T > 200K$, und mit einer synoptischen Kühlrate müsste sich RH_{ice} schnell genug abbauen können, um sich dem dynamischen Gleichgewicht der Wolke RH_{qsi} nähern zu können. Die RH_{ice} des Zirrus am 24.11.2004 liegen aber weit über den RH_{qsi} . (Siehe Abbildung 4.11.) Hohe gemessene RH_{ice} (bis 160 %) deuten auf höhere Vertikalgeschwindigkeiten als synoptische hin (vergleiche hierzu Kapitel 4, Abschnitt 4.1.1). Am oberen Rand des Zirrus ist RH_{ice} am größten. Dies ist am besten in Abbildung 5.9 zu erkennen. Die hohen RH_{ice} am oberen Rand des Zirrus lassen sich über die Temperaturabhängigkeit der relativen Feucht erklären (vergleiche die Formeln zur Berechnung der relativen Feuchte im grauen Kasten auf Seite 6). In die Formel zur Berechnung der relativen Feuchte geht ein Faktor $10^{\frac{1}{T}}$ ein. Dies bedeutet, bei der gleichen absoluten Menge Wasser in der Gasphase ist RH_{ice} bei niedrigen Temperaturen höher als bei hohen Temperaturen.

Der Eiswassergehalt gibt an, wieviel Wasser sich in fester Phase befindet. In den Abbildungen 5.10 und 5.11 ist der Eiswassergehalt in Abhängigkeit der potenziellen Temperatur bzw. der Flughöhe abgebildet. In Abbildung 5.10 ist zu erkennen, dass der größte Wert für den Eiswassergehalt bei 317 K potenzieller Temperatur liegt. Dies entspricht in Abbildung 5.11 einer Höhe von etwa 10 km. Das Maximum des Eiswassergehaltes liegt also im Bereich der instabilen thermischen Schichtung (vergleiche Abschnitt 5.1.1) im unteren Bereich der Wolke. Das Maximum liegt im Übergangsbereich von instabiler zu stabiler Schichtung. Dies bedeutet, dass an dieser Stelle im vertikalen Profil der Zirruswolke das meiste Eis vorhanden ist. Aufgrund der thermischen Schichtung wird die

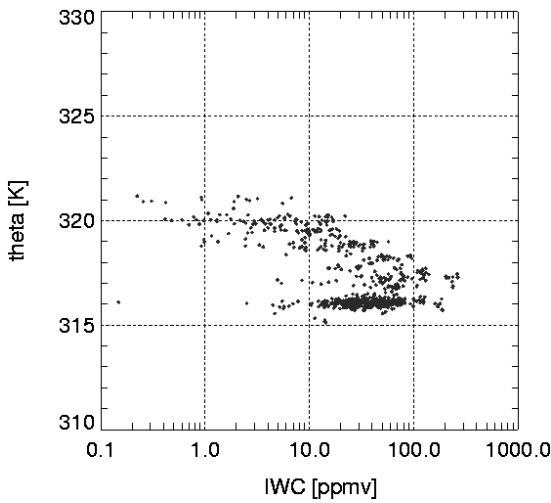


Abbildung 5.10: Eiswassergehalt [ppmv] der Zirruswolke am 24.11.2004 in Abhängigkeit der potenziellen Temperatur θ [K]

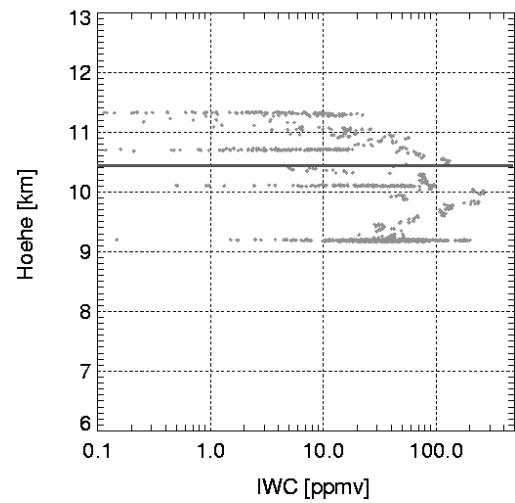


Abbildung 5.11: Eiswassergehalt [ppmv] der Zirruswolke am 24.11.2004 in Abhängigkeit der Flughöhe [km]. Die Linie trennt die Bereiche von neutraler/instabiler Schichtung zu stabiler Schichtung oberhalb von 10,4 km.

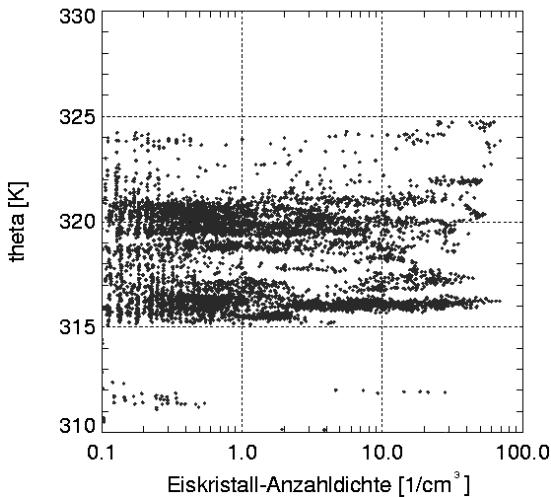


Abbildung 5.12: Eiskristallkonzentration [$1/cm^3$] der Zirruswolke am 24.11.2004 in Abhängigkeit der potenziellen Temperatur θ [K]

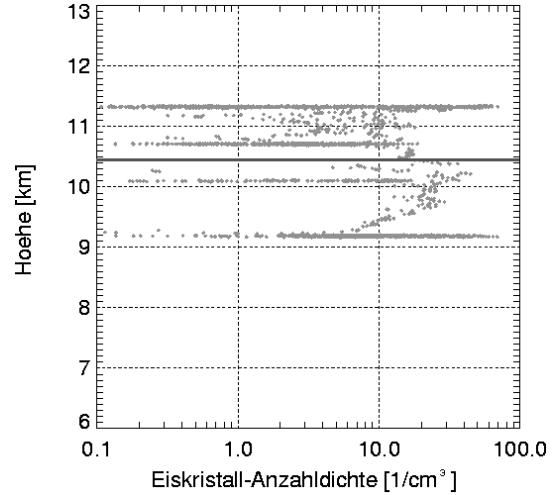


Abbildung 5.13: Eiskristallkonzentration [$1/cm^3$] der Zirruswolke am 24.11.2004 in Abhängigkeit der Flughöhe [km]. Die Linie trennt die Bereiche von neutraler/instabiler Schichtung zu stabiler Schichtung oberhalb von 10,4 km.

Aufwärtsbewegung der Luftmassen und damit die Eisbildung in der stabilen Schichtung oberhalb von 10,4 km gedämpft.

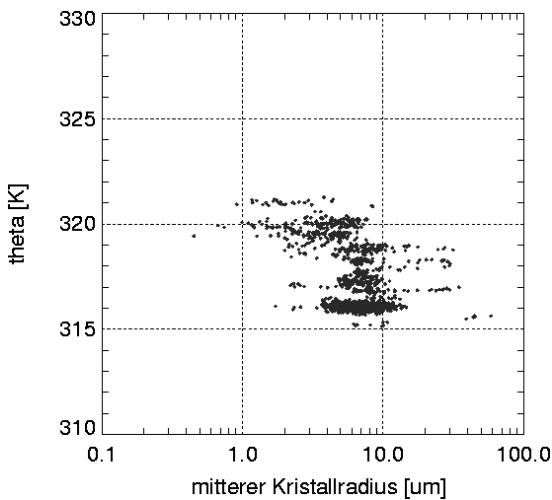


Abbildung 5.14: Mittlerer Eiskristallradius [μm] der Zirruswolke am 24.11.2004 in Abhängigkeit der potenziellen Temperatur θ [K]

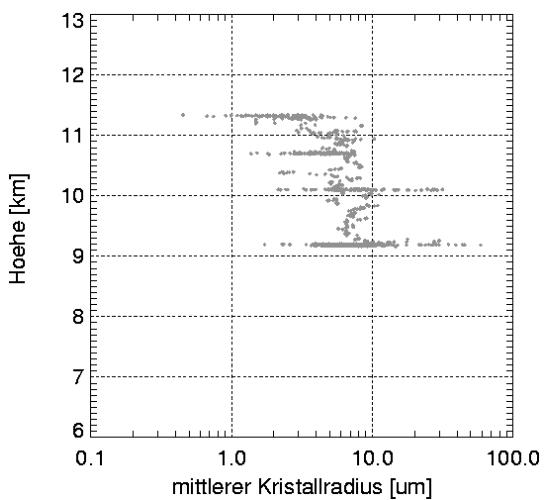


Abbildung 5.15: Mittlerer Eiskristallradius [μm] der Zirruswolke am 24.11.2004 in Abhängigkeit der Flughöhe [km]

In den Grafiken 5.12 und 5.13 ist die Eiskristallkonzentration in $1/\text{cm}^3$ abgebildet. In Abhängigkeit der potenziellen Temperatur ist in Abbildung 5.12 zu erkennen, dass die Eiskristallkonzentration bis zu $80/\text{cm}^3$ beträgt. In Abbildung 5.13 sind Strukturen in Abhängigkeit der Höhe zu erkennen, die (worauf später eingegangen wird) auf Wellen in der Temperatur zurückzuführen sind. Allerdings ist auch in Abbildung 5.13 der Übergang der thermischen Schichtung von instabil zu stabil bei 10,4 km mit einer erhöhten Anzahl von Eiskristallen im Vergleich zur vertikalen direkten Umgebung zu erkennen. In Abbildung 5.12 findet man bei 317 K die gleichen Werte wie in Abbildung 5.13 bei 10,4 km. Allerdings sind die höhenabhängigen Strukturen nicht mehr so deutlich sichtbar.

Das Maximum von N_i und das Maximum von IWC liegen in den In-Situ-Messungen beide am Übergang der instabilen bzw. neutralen Schichtung zur stabilen thermischen Schichtung. Dieses Phänomen wird in Abschnitt 5.4.2 mit der Simulation reproduziert und dort erklärt werden.

Die Datenpunkte in Abbildungen 5.14 und 5.15 wurden aus dem Eiswassergehalt und der Kristallanzahl berechnet. Bei dieser Berechnung werden die Eiskristalle zu Kugeln vereinfacht. Reale Eiskristalle in Zirren haben eine hexagonale Grundstruktur und können darauf aufbauend Stäbchen bilden, die mehrfach verzweigt sein können. Auch Rosetten und Mischformen wurden in Zirruswolken beobachtet [Korolev et al., 2004].

Der mittlere Radius der (kugelförmigen) Eiskristalle wurde über Gleichung 4.7 bestimmt. Die daraus entstandene Verteilung ist in Abbildung 5.14 und 5.15 dargestellt. In beiden Abbildungen wird deutlich, dass sich die größten Eiskristalle, ab Radius größer als $10\mu\text{m}$, im unteren Bereich der Zirruswolke befinden, wo aber auch die thermische Schichtung instabil ist. Eine Ursache kann Sedimentation größerer Eiskristalle von der oberen in

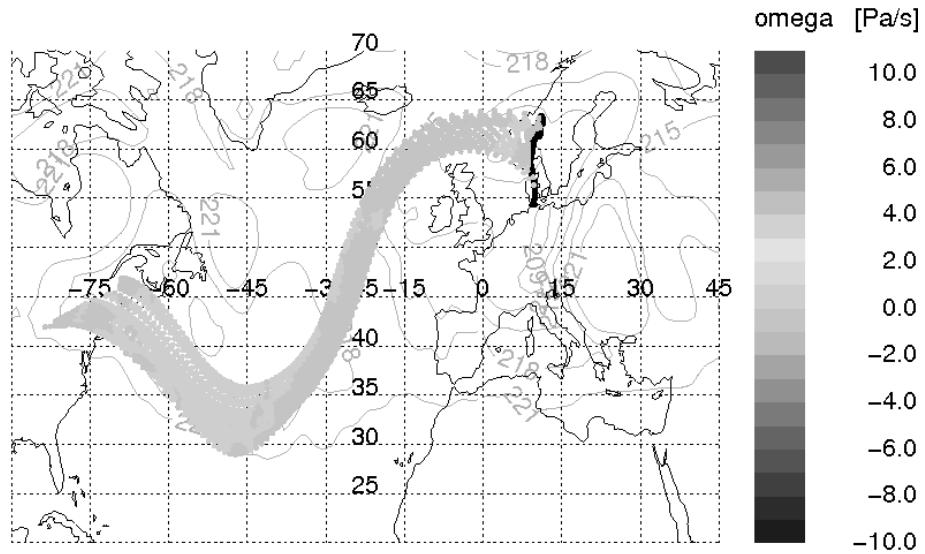


Abbildung 5.16: Rückwärtstrajektorien vom 24.11.04 16 Uhr bis 21.11.04 12 Uhr in der Vertikalgeschwindigkeit u_z [Pa/s], die dargestellten Punkte entsprechen einer Vertikalgeschwindigkeit von $0.02 \frac{m}{s}$ bzw. einer Kühlrate $\frac{dT}{dz} = -0.0075 \frac{K}{m}$

die untere Wolkenschicht sein. Dass sich diese Eiskristalle aber auch noch so hoch in der Wolke (bis 10,4 km) halten und nicht vereinzelt weiter herausfallen, lässt auf höhere Vertikalgeschwindigkeiten als synoptische schließen. Die Ursache dieser Vertikalgeschwindigkeiten wird in Abschnitt 5.4 untersucht.

5.3 Rückwärtstrajektorien

Mit Berechnungen von Rückwärtstrajektorien können Luftpakete zeitlich rückwärts verfolgt werden. Es werden die Bahnen berechnet, die die Luftpakete von einem gewählten Zeitpunkt in der Vergangenheit bis zum Zeitpunkt der Messung genommen haben. Anhand dieser Trajektorien können Parameter, wie Temperatur, Druck, Windgeschwindigkeiten, die in ECMWF³-Daten enthalten sind, entlang der Trajektorien ermittelt werden. Dies ist insbesondere von Nutzen, wenn Prozesse in diesen Luftmassen untersucht werden sollen, die stark von der zeitlichen Änderung solcher Parameter abhängen, wie die Wolkenbildung.

Die Rückwärtstrajektorien wurden mit dem Trajektorienmodul aus dem Modell CLaMS für Datenpunkte entlang des Flugpfads am 24.11.2004 berechnet. Eine genaue Beschreibung des Modells ist in [McKenna et al., 2002] zu finden.

³European Centre for Medium-Range Weather Forecasts

Diese Rechnungen zeigten, dass die Luftmassen, die in der Zirruswolke vermessen wurden, sich synoptisch nördlich von Schottland bis nach Norwegen bewegt haben. Dass diese Trajektorien keine höheren Vertikalgeschwindigkeiten als synoptische ($< 8 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$) aufweisen, liegt sehr wahrscheinlich am verwendeten ECMWF-Winddatenfeld. Kleinskalige Prozesse mit hohen u_z liegen eventuell zwischen den Gitterpunkten der ECMWF-Datensätze, sodass diese kleinskaligen Prozesse nicht in den Winddatenfeldern vorhanden sind. Anhand der Rückwärtstrajektorien von den Messdaten des 24.11.2004 konnte nur von einem synoptisch gebildetem Zirrus in einem Warm-Conveyor-Belt ausgegangen werden.

Ein Vergleich von LIDAR-Messungen mit ECMWF-Analysen zeigte, dass ECMWF erstaunlich gut synoptisch gebildete Zirren berechnen konnte. Bildeten sich Zirren aufgrund von höheren Vertikalgeschwindigkeiten, so berechnete ECMWF die Zirruswolken nur noch mangelhaft bis gar nicht (vergleiche [Imm, 2006]).

Anhand der In-situ-Messungen (vergleiche Abschnitt 5.2.1, Abbildung 5.12) müssen zur Entstehung des Zirrus höhere Vertikalgeschwindigkeiten u_z vorhanden gewesen sein als synoptische u_z , da sich sonst die hohen Eiskristallanzahlen und auch RH_{ice} in der Wolke nicht erklären lassen (vergleiche Abbildung 2.4). Da aber im Zeitraum der Messung keine Konvektion beobachtet wurde, können atmosphärische Wellen, wie orographische Wellen, homogene sowie heterogene Eisnukleation die Entwicklung des Zirrus beeinflusst haben. Ein großer Einfluss von heterogenen Eiskeimen auf die Eisnukleation wurde aufgrund der großen gemessenen Eiskristallanzahlen vernachlässigt.

Um den Einfluss von thermischer Schichtung mit synoptischen Kühlraten und den Einfluss von orographischen Wellen zur Zirrenbildung zu untersuchen, werden in Abschnitt 5.4 Modellrechnungen zu diesen beiden Fällen gemacht.

5.4 Modellrechnungen

In Zusammenarbeit mit der ETH Zürich⁴ wurden Modellrechnungen mit dem Modell EuLag durchgeführt. Das Ziel dieser Simulationen war, den Entstehungsmechanismus der Zirruswolke zu verstehen, die am 24.11.2004 über Norwegen beobachtet wurde. Hierzu wird das Modell vorgestellt und die Modellierung der beiden Szenarien der synoptischen Wolkenbildung und der Entstehung von Zirren durch orographische Wellen präsentiert.

⁴Peter Spichtinger, ETH, Institute of Atmospheric and Climate Science, Zürich, Schweiz

5.4.1 Das Modell EuLag

Das Modell Eulag ist ein 3D-Modell, in dem die anelastischen, nichthydrostatischen Gleichungen zur Beschreibung von thermodynamischen Prozessen (beschrieben z.B. in [Grabowski and Smolarkiewicz, 2002]) gelöst werden. Die anelastischen Gleichungen für trocken-adiabatische, dynamische Prozesse können als

$$\frac{d\vec{u}}{dt} = -\nabla\left(\frac{p'}{\bar{\rho}}\right) + \vec{g}\left(\frac{\theta'}{\bar{\theta}}\right) - \vec{f} \times \vec{u}' + \vec{M}' \quad (5.5)$$

$$\text{und } \frac{d\theta'}{dt} = -\vec{u} \cdot \nabla \theta_e \quad (5.6)$$

geschrieben werden. Hierbei ist \vec{u} der Geschwindigkeitsvektor, \vec{g} ist der Gravitationsvektor und \vec{f} der Coriolis -Vektor. $\bar{\theta}$ beschreibt die potenzielle Temperatur des Grundzustands. \vec{M} enthält entsprechende metrische Terme. Die gestrichenen Variablen bezeichnen Abweichungen vom Umgebungszustand e (z.B. $\theta' = \theta - \theta_e, \vec{u}' = \vec{u} - \vec{u}_e$). Das anelastische Dichteprofil des Grundzustands ist mit $\bar{\rho}$ gegeben [Grabowski and Smolarkiewicz, 2002].

Zum Lösen der Gleichungen wird der vereinheitlichte Semi-Lagrange'sche - Euler'sche Zugang nach [Smolarkiewicz and Margolin, 1997] verwendet. Die Modellgleichungen können damit sowohl mit einem Euler'schen als auch mit einem semi-Lagrange'schen Advektionsschema gelöst werden. An die vorhandenen Gleichungen für trocken-adiabatische Prozesse wurde mit einer Ergänzung für feucht-adiabatische Prozesse

$$\theta_d = \theta + \bar{\theta} \cdot \epsilon q_v - q_{ice} \quad (5.7)$$

die neu entwickelte Eismikrophysik angekoppelt. Hierbei sind das Mischungsverhältnis für Wasserdampf q_v , für Eis q_{ice} , $\epsilon = \frac{R_v}{R_d} - 1$ und die Gaskonstanten für feuchte R_v und trockene Luft R_d . Die Eismikrophysik wurde von SPICHTINGER UND GIERENS [2006] entwickelt und enthält die folgenden Prozesse: Kristallwachstum und Verdampfen der Eiskristalle, Nukleation mit einer Parametrisierung für homogene und für heterogene Eisnukleation und Sedimentation der Eiskristalle.

SPICHTINGER UND GIERENS [2006] verwenden zur Simulation von Kristallwachstum bzw. Verdampfen von Eiskristallen ein Zwei-Momente-Schema der prognostischen Variablen Eiswassergehalt (IWC) und Eiskristallanzahl (N).

Für das **Depositionswachstum** eines Kristalls wird der Koenigsche Ansatz

$$\frac{dm}{dt} = a \cdot m^b \quad (5.8)$$

verwendet. Der Koenigsche Ansatz gilt für große Kristalle. Für ein Mehr-Momente-Schema benutzt man für die Berechnung der Kristallanzahldichte N und den Eiswas-

sergehalt IWC die Ausdrücke

$$\begin{aligned} N_i &= \int_0^\infty f(m) dm = \mu_0[m] \quad \text{und} \\ IWC &= \int_0^\infty f(m) \cdot m \cdot dm = \mu_1[m] \end{aligned} \quad (5.9)$$

mit einer Massenverteilung der Eiskristalle $f(m)$. Unter der Annahme einer zeitlich konstanten Größenverteilung berechnet sich der Zuwachs des Eiswassergehaltes aus

$$\frac{dIWC}{dt} = a \cdot \mu_b[m] \quad (5.10)$$

mit der Voraussetzung, dass sich in der Massenverteilung ausschließlich die mittlere Masse ($\frac{IWC}{N_i}$) verändert. Die Koeffizienten a und b hängen, da sie das Kristallwachstum beschreiben, von Druck, Temperatur und Übersättigung ab (vergleiche Kapitel 4). Zusätzlich werden Korrekturen für kleine Eiskristalle eingefügt. (Details siehe [Spichtinger and Gierens, 2006].)

Die **Nukleation** von Eiskristallen im EuLag-Modell beinhaltet Parametrisierungen für homogene und für heterogene Nukleation (siehe Kapitel 2.1.1). Für die **homogene Eisnukleation** werden Schwefelsäure-Tröpfchen mit einer mittleren Größe von 10 nm in einer Log-Normalverteilung vorausgesetzt. Diese Aerosoltröpfchen nehmen, durch die relative Feuchte RH_{ice} gesteuert, Wasser auf und werden so zu wachsenden Tröpfchen wässriger Lösung (Köhler-Theorie [Pruppacher and Klett, 1997]). Ab einer kritischen relativen Feuchte $RH_{ice_crit.}$ beginnen diese Tröpfchen zu gefrieren. Diese kritische $RH_{ice_crit.}$ hängt von der Temperatur ab und wurde von [Koop et al., 2000] entlehnt. Die Anzahl der entstandenen Eiskristalle im Zeitintervall Δt wird durch

$$N_i = N_{aerosol} \int_0^\infty f(r) \exp(-V \cdot J_{hom} \Delta t) dr \quad (5.11)$$

mit dem Volumen der Lösungstropfen V , der Anzahl der Aerosoltröpfchen $N_{aerosol}$, der Verteilung des trockenen Schwefelsäure-Aerosols $f(r)$ und der homogenen Nukleationsrate J_{hom} beschrieben. Zusätzlich wird beachtet, dass größere Tropfen früher gefrieren als kleinere. Dies geschieht durch die Bestimmung eines Eismassenanteils durch Integration über die Größenverteilung der Tropfen wässriger Lösung von großen Tropfen zu kleinen hin. Die heterogene Eisnukleation wurde nicht verwendet und wird deswegen nicht an dieser Stelle beschrieben. Genauere Informationen zur heterogenen Eisnukleation im Modell EuLag können [Spichtinger and Gierens, 2006] entnommen werden.

Für die **Sedimentation** von Eiskristallen werden zwei Endgeschwindigkeiten benötigt. Eine dieser Geschwindigkeiten ist massengewichtet, die andere ist anzahlgewichtet. Diese beiden Fallgeschwindigkeiten entstammen dem Fluss-Dichte-Konzept [Gierens and Spichtinger, 2006]. Außerdem werden Masse-Größen-Relation und Größen-Geschwindigkeits-Relation aus [Heymsfield and Iaquinta, 2000] verwendet. Das Prinzip ist, dass Eiskristalle ab einer bestimmten Größe und bestimmten Umgebungsbedingungen (nicht genügend Auftrieb) nach unten fallen.

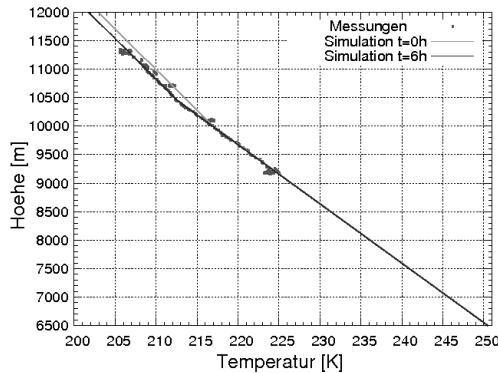


Abbildung 5.17: Initialisierung der Temperatur für Säulen-Modellrechnung

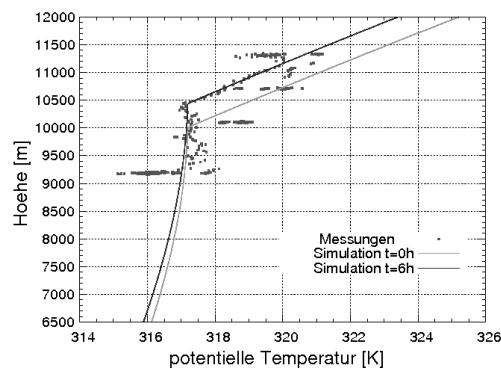


Abbildung 5.18: Initialisierung der potenziellen Temperatur für Säulen-Modellrechnung

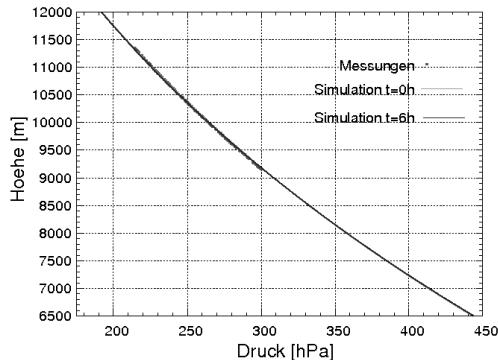


Abbildung 5.19: Initialisierung des Drucks für Säulen-Modellrechnung

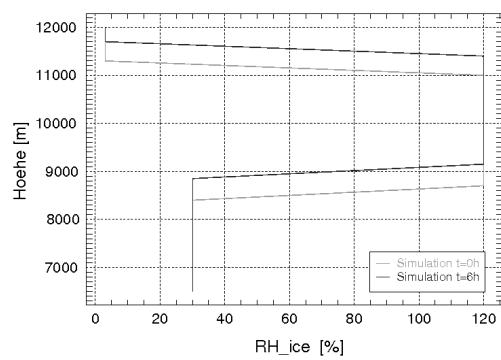


Abbildung 5.20: Initialisierung der relativen Feuchte RH_{ice} für Säulen-Modellrechnung

5.4.2 Thermische Instabilität

In der Säulen-Simulation werden 64 Säulen mit der horizontalen Ausdehnung von je $dx = 100m$ und einer vertikalen Schichtung zwischen 6 und 12 km Höhe (121 Schichten mit $dz = 50m$) betrachtet. Diese Säulen werden Anfangsbedingungen, wie Temperatur T , Druck p , RH_{ice} , potenzieller Temperatur θ und eine Kühlrate $\frac{dT}{dt}(u_z)$, vorgegeben. Der Temperatur T kann im Modell ein gaußförmiges Rauschen mit $\sigma = 0.01K$ überlagert werden. Dieses Rauschen kann unterschiedliche Entwicklungen der Eisnukleation bzw. RH_{ice} in den einzelnen Säulen verursachen und gewährleistet einen vertikalen Austausch der Luftmassen im Modell [Spichtinger, 2006a].

Die Initialisierung der Säulen-Simulationen wurde anhand der In-situ-Messungen des Zirrus am 24.11.2004 vorgenommen (siehe Abschnitt 5.2), um durch die Simulationen potenzielle Bildungsmechanismen für diese Wolke bestätigen zu können.

In den Abbildungen 5.17 bis 5.20 ist die Initialisierung des Modells dargestellt. Die roten Punkte in den Graphen stellen die In-situ-Messdaten vom 24.11.2004 dar. Die grünen

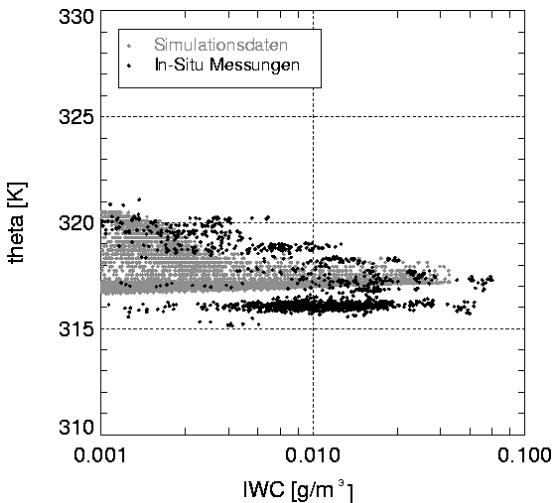


Abbildung 5.21: Eiswassergehalt(θ). Ergebnisse der Simulation (in Grau) mit synoptischer Vertikalgeschwindigkeit $u_z = 0.02 \frac{m}{s}$ ergeben Erwartungsraum für In-Situ-Messungen (in Schwarz). Modell-Daten und In-Situ-Messungen stimmen gut überein.

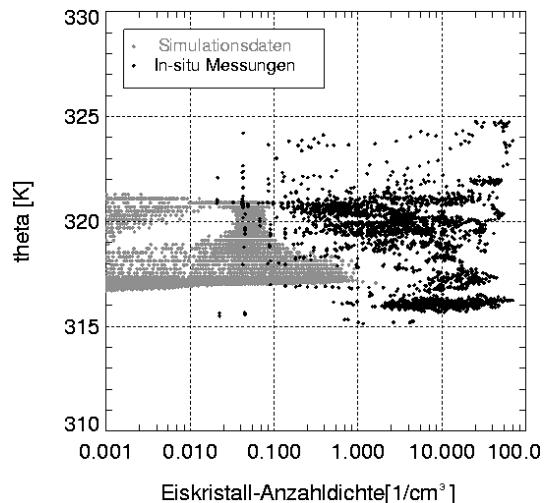


Abbildung 5.22: Eiskristall-Anzahlkonzentration(θ): Ergebnisse der Simulation (in Grau) mit synoptischer Vertikalgeschwindigkeit $u_z = 0.02 \frac{m}{s}$ ergeben Erwartungsraum für In-Situ-Messungen (in Schwarz). Es gibt keine Übereinstimmung von Simulation und Messung. Höhere Vertikalgeschwindigkeiten sind zur Simulation der gemessenen N_i notwendig.

Linien symbolisieren die initialisierten Parameter für den Startzeitpunkt der Simulation. Die blauen Linien stellt die Werte der Parameter um den Endzeitpunkt der Simulation dar. Die Kühlrate, die in der Größenordnung durch die Rückwärtstrajektorien bestimmt wurde (siehe Abschnitt 5.3), legte die Startwerte der Temperatur fest. Denn von der initialisierten Temperatur sollten mit der Kühlrate die in-situ gemessenen Temperaturen am Ende der Simulation erreicht werden. Die hier dargestellte Simulation wurde mit einer synoptischen Kühlrate, die einer Vertikalgeschwindigkeit $u_z = 0.02 \frac{m}{s}$ entsprach, durchgeführt. Der gewählte Eisnukleationsmechanismus war homogenes Gefrieren, da sehr hohe Eiskristallanzahlen (N_i bis zu 85 Eiskristalle pro cm^3) gemessen wurden. Die meisten Messpunkte der N_i liegen im Bereich $10^0 \geq N_i \leq 10^2$. Um eine solche Eiskristallanzahl mit heterogener Eisnukleation (und synoptischer Kühlrate) erzeugen zu können, müssten viel mehr Aerosolpartikel als Eiskristalle in der Umgebung der Wolke vorhanden sein, als gemessen wurden. Da bei heterogener Eisnukleation die RH_{ice} -Gefrierschwelle niedriger ist als die des homogenen Gefrierens, wachsen die zuerst gebildeten Eiskristalle stark an und reduzieren dadurch den RH_{ice} -Anstieg. Dies führt dazu, dass keine weiteren Gefrierschwellen $RH_{ice, hetero}$ erreicht werden können. Somit wirken keine weiteren Aerosole als Eiskeime [Mangold, 2004].

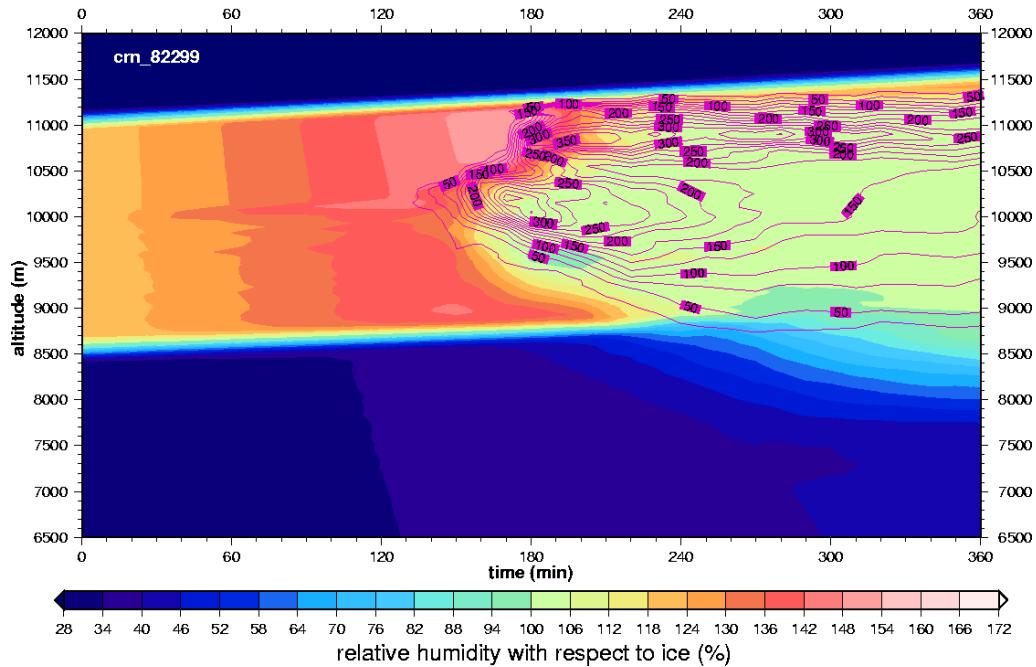


Abbildung 5.23: Entwicklung der relativen Feuchten bezüglich Eis [%] in Farbe und der Eiskristallkonzentration (pinke Isolinien) [$\frac{1}{m^3}$] mit der Zeit im Modell

Die Ergebnisse der Säulen-Simulation sind in den Abbildungen 5.21 bis 5.23 dargestellt. Der IWC wurde in Abbildung 5.21 in Abhängigkeit der potenziellen Temperatur θ abgebildet. Abbildung 5.21 zeigt die in-situ-Messdaten in Blau und die IWC der Simulation in Rot. Die Modell-Daten aus der Simulation mit synoptischer Vertikalgeschwindigkeit $u_z = 0.02 \frac{m}{s}$ stellen einen Erwartungsraum von Messdaten für die In-Situ-Messungen dar. Aus Abbildung 5.21 geht eine gute Übereinstimmung der $IWC_{in-situ}$, mit den $IWC_{simulation}$ hervor. Dies resultiert aus einer guten Initialisierung der Parameter Temperatur und RH_{ice} anhand der Messungen. Abbildung 5.21 zeigt deutlich den größten IWC (Messung und Simulation) am Übergang der labilen zur stabilen thermischen Schichtung bei etwa 317 K ($\hat{=} 10.4$ km Höhe).

In Abbildung 5.22 ist die Eiskristallanzahl N_i in Abhängigkeit von θ dargestellt. Ein Vergleich der Messdaten (blau) mit den simulierten N_i zeigt eine deutliche Differenz um eine Größenordnung. Die Anzahl der kleinen gemessenen Partikel mit einem Radius kleiner als $1.5\mu m$ ist aber in diesem Fall um mehr als einen Faktor vier geringer als die Anzahl der Eiskristalle. Eine Simulation mit synoptischen Kühlraten und homogener Nukleation kann *nicht* die Anzahl der Eiskristalle, die in dem Zirrus am 24.11.2004 gemessen wurde, reproduzieren. Die hohe Anzahl von Eiskristallen (bis zu 85 Kristalle pro cm^3) weist deutlich auf den Einfluss von Schwerewellen bei der Zirrenbildung hin [Koop et al., 2000] (siehe hierzu Abbildung 2.4 in Kapitel 2.1).

Die in diesem Abschnitt präsentierte Simulation (crn_82299) wurde aus allen Säulen-Simulationen mit synoptischen Kühlraten ausgewählt, da anhand dieser Simulation der Einfluss der thermischen Schichtung der Atmosphäre auf die Zirrenbildung besonders eindrucksvoll zur Geltung kommt.

Abbildung 5.23 stellt die zeitliche Entwicklung der relativen Feuchten bezüglich Eis (RH_{ice}) dar. Die Zeitachse entspricht der Zeit, die im Modell angenommen wurde. Die Isolinien stellen Kristallkonzentrationen [$x \cdot 1/m^3$] dar. Im Modell werden die Luftpakete aufgrund der vorgegebenen synoptischen Kühlrate aus ihrer Ruhelage ausgelenkt. Dies bedeutet ansteigende Vertikalgeschwindigkeiten bzw. Kühlraten durch beschleunigtes Aufsteigen aufgrund der instabilen Schichtung der Atmosphäre unterhalb von 10,4 km (vergleiche Abschnitt 5.1.1). Da kurz vor dem Übergang von instabiler zu stabiler Schichtung die Vertikalgeschwindigkeiten und damit auch die Kühlraten am höchsten sind, bilden sich dort zuerst Eiskristalle. Durch die Nukleation von Eiskristallen wird latente Wärme frei. Das Luftpaket ist also noch wärmer als seine Umgebung, steigt stärker auf, und die folgenden Nukleationen werden deutlich verstärkt, erreichen jedoch trotzdem nicht die in-situ gemessenen N_i und IWC . Dass diese instabile Schichtung im EuLag-Modell eine solch große Auswirkung auf die Nukleation von Eiskristallen hat, ist eine neue Erkenntnis. Und im Hinblick auf die Zirrenbildung ist der Einfluss der thermischen Schichtung der Atmosphäre nahezu unerforscht. Aufgrund der zuvor diskutierten Hinweise in den Messdaten auf größere Vertikalgeschwindigkeiten durch Wellen und aufgrund des Satellitenbildes (Abbildung 5.2) wurden neue Modellannahmen zu orographischen Wellen gemacht.

5.4.3 Orographische Wellen

In dem in Abbildung 5.2 gezeigten Satellitenbild, das im Infrarotbereich aufgenommen wurde, ist der durchflogene Zirrus abgebildet (vergleiche mit Abbildung 5.3 für den Flugpfad des Messflugzeugs). In Abbildung 5.2 sind zwei Bereiche zu erkennen, an denen orographische Wellen eine Rolle spielen können: am nördlichsten Ende von Schottland und an der norwegischen Westküste. Hinter der Küste Norwegens ist eine langgezogene Lücke in dem eher dichten Wolkenband zu sehen. Dies könnte ein Tal einer so genannten Leewelle sein. Auf den höchsten Flugniveaus bei 11,5 km ist im Temperatursignal eine ausgeprägte Wellenstruktur mit Wellenlängen zwischen 9 und 22 km je nach Flugzeuggeschwindigkeit zu erkennen.

Abgesehen von den Indizien aus den Messdaten und dem Satellitenbild ist die Region, in der die Messung stattfand, aufgrund ihrer Topographie prädestiniert für orographische Wellen. Die meist aus Westen kommende Strömung der Luftmassen trifft auf die Berge an der Küste Skandinaviens. Das Überströmen der Berge verursacht orographische Wellen, die in der Höhe größere Vertikalgeschwindigkeiten erzeugen [Atkinson, 1981].

Schwerewellen und Brunt-Väisälä-Schwingungen:

Bringt man ein Luftpaket mit Druck und Temperatur der Umgebung aus seiner Ausgangslage, so ändert sich im angenommenen Fall die Temperatur des Luftpakets trocken-adiabatisch.

$$T(z) = T_0 - \Gamma \cdot \Delta z \quad (5.12)$$

Die Umgebungstemperatur ändert sich bei zunehmender Höhe mit dem aktuellen Temperaturgradienten $-\gamma$. Für die Vertikalbeschleunigung gilt mittels der Differenz der Umgebungstemperatur von der Temperatur des Luftpakets:

$$\frac{dv_g}{dt} = g \cdot \frac{\gamma - \Gamma}{T} \cdot \Delta z \frac{dv_z}{dt} = -\frac{g}{\theta} \cdot \frac{d\theta}{dz} \cdot \Delta z \quad (5.13)$$

Das Stabilitätsmaß $-B^2 = -\frac{g}{\theta} \cdot \frac{d\theta}{dz} = \frac{dv_z}{dt} \cdot \frac{1}{\Delta z}$ ist negativ bei stabiler Schichtung, Null für neutrale Schichtung und positiv für labile Schichtung. Ein negatives Vorzeichen ist gleichbedeutend mit einer zur Ausgangslage zurücktreibenden Beschleunigung. Die Bewegungsgleichung entspricht in diesem Fall einer Bewegungsgleichung eines harmonischen Oszillators. Multipliziert man die Bewegungsgleichung mit der Dichte ρ , so erhält man als Lösung der Bewegungsgleichung die so genannte Brunt-Väisälä-Frequenz als Frequenz der Schwerewelle

$$\nu = \frac{b}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \cdot \sqrt{\frac{g}{\theta} \cdot \frac{d\theta}{dz}} \quad (5.14)$$

Schwerewellen können als orographische Wellen im Lee von Gebirgszügen auftreten und beachtliche Amplituden und Vertikalgeschwindigkeiten verursachen. Durch die Auslenkung der Strömung am Gebirge kann eine Schwingung ausgelöst werden, die sich über weite Strecken und Höhen fortpflanzt. Überschreiten die Luftmassen, die der Welle folgen, ihre Kondensationsgrenze, so entstehen an dieser Stelle Wolken [Roedel, 2000].

In Abbildung 5.7 ist die Wellenstruktur in der Temperatur dargestellt. Aus der Temperatur wurden mit Hilfe der Flugzeuggeschwindigkeit Wellenlängen zwischen 9 und 22 km berechnet.

Mit dem EuLag-Modell ist es auch möglich, orographische Wellen in Verbindung mit dem Eismikrophysikmodul zu simulieren. Zur Initialisierung der Simulation des beobachteten Zirrus am 24.11.2004 durch orographische Wellen wurde eine stabile thermische Schichtung der Atmosphäre gewählt, da sich sonst im Modell keine Wellen ausbreiten können. Die Initialisierung der Hintergrundparameter, wie Temperatur- und Windfeld, basierte auf Höhen-Profilen aus ECMWF-Analysen des 24.11.2004. Die Temperaturänderung mit der Höhe betrug $\frac{dT}{dz} = -0,0075 \frac{K}{m}$. Das Windprofil betrug am unteren Rand der Modellrechnung $10 \frac{m}{s}$ und stieg bis 12 km Höhe linear auf $20 \frac{m}{s}$ an. Zum Dämpfen der

Welle ändert sich am oberen Rand das Windprofil linear von 12 auf 15 km Höhe von $20 \frac{m}{s}$ auf $-10 \frac{m}{s}$.

Die Bildsequenzen in Abbildungen 5.24 bis 5.27 (siehe Seite 73) zeigen die Simulation von orographischen Wellen und deren Wirkung auf ein übersättigtes Luftpaket. In der Grafik 5.24 ist das übersättigte Luftpaket in einer trockenen Umgebung. Die relativen Feuchten sind in Farben dargestellt (vergleiche Abbildung 5.28). Der geschichtete Wind (wie zuvor beschrieben) beginnt, von links nach rechts zu strömen. Abbildung 5.25 zeigt die Situation zu einem späteren Zeitpunkt (nach 120 Minuten Modellzeit). Durch die laminare Anströmung des kleinen Berges am unteren Rand der Modellbox entstehen Wellen. Das Luftpaket hat sich fast bis zu den Wellen bewegt und wird schon dort in der relativen Feuchte von den Wellen leicht beeinflusst. In Abbildung 5.26 ist dieses Szenario nach 240 Minuten Modellzeit dargestellt. Das Luftpaket befindet sich zu diesem Zeitpunkt in den Wellen. Durch die starken von den Wellen verursachten Vertikalgeschwindigkeiten und den damit verbundenen starken Kühlraten steigt die relative Feuchte im betrachteten Luftpaket auf Werte bis zu 150 % an. Eiskristalle bilden sich mit Eiskristallkonzentrationen bis zu $60/cm^3$. Der Eiswassergehalt ist im Luftpaket mit den schwarzen Isolinien gekennzeichnet und erreicht um $100 mg/m^3$. Nach 290 Minuten Modellzeit (Abbildung 5.27) hat das beobachtete Luftpaket die Wellenstruktur passiert. Die relativen Feuchte sind wieder gesunken. Am unteren Rand sind noch Isolinien des Eiswassergehaltes zu erkennen.

Die Ergebnisse dieser Wellensimulation zeigen deutliche Parallelen zu den in-situ-Messungen am 24.11.2004. Die in-situ-Messungen weisen Wellenstrukturen in den Temperaturdaten auf. Eiskristallkonzentrationen, Eiswassergehalt und relative Feuchten liegen bei Modellrechnung und in-situ-Messungen im gleichen Größenbereich. Durch die Wellen werden auch höhere Vertikalgeschwindigkeiten von bis zu $100 \frac{cm}{s}$ erzeugt. Damit wirkt eine große Kühlrate auf das Luftpaket, und wesentlich mehr Eiskristalle können homogen gebildet werden [Kärcher and Lohmann, 2002]. Mit diesen Ergebnissen wird ein großer Einfluss von orographischen Wellen auf die beobachtete Zirruswolke vom 24.11.2004 bestätigt.

Während der Kampagne SUCCESS [Jensen et al., 1998] wurden ebenfalls hohe N_i von bis zu $50 \frac{1}{cm^3}$ erfasst. HOYLE ET AL. [2005] führen diese hohen Eiskristallkonzentrationen auf Temperaturfluktuationen aufgrund von Brechung von Schwerewellen zurück. Durch diese Brechungen treten Turbulenzen auf, die sehr kleinskalige Temperaturfluktuationen verursachen können. In [Hoyle et al., 2005] wurden in den Simulationen von vornherein synoptische Kühlraten mit kleinskaligen Temperaturfluktuationen von 1 bis 2 K überlagert. Diese Studie weist Parallelen zur Fallstudie des Zirrus am 24.11.2004 auf. In beiden Fällen wurden Temperaturfluktuationen in Kombination mit sehr hohen Eiskristallkonzentrationen N_i beobachtet. Allerdings weist die Wellenlänge der Welle (9 – 22 km) in den Temperaturdaten des 24.11.2004 auf orographische Wellen hin, da die Wellenlänge für Temperaturfluktuationen in Turbulenzen zu groß ist. Außerdem wurden in den Simulationen mit der Säulenkühlung kleine Temperaturfluktuationen vorausgesetzt, die durch

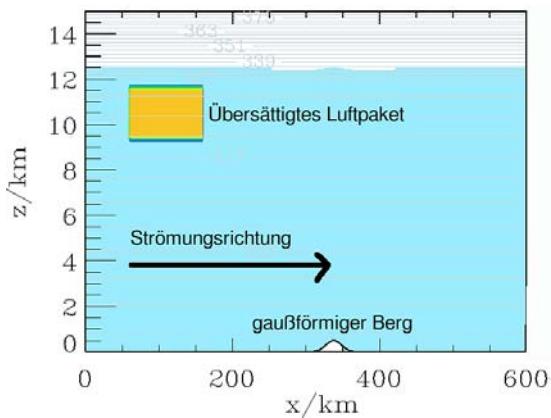


Abbildung 5.24: $t = 0$ min: Übersättigtes Luftpaket (oben links) in trockener Umgebung. Kleiner gaußförmiger Berg am unteren Modellrand bei 370 km. Wind strömt parallel zum unteren Modellrand von links nach rechts.

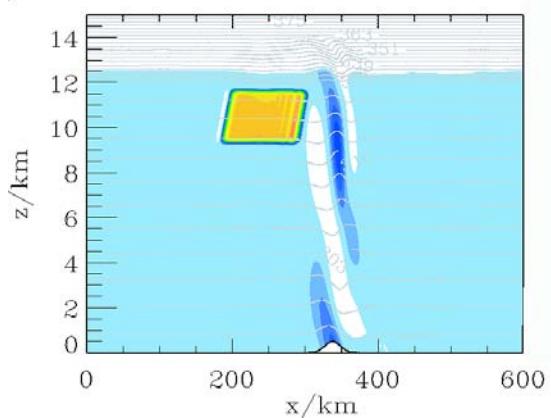


Abbildung 5.25: $t = 120$ min: Wellen haben sich gebildet. Einflüsse der Wellen schon jetzt auf das übersättigte Luftpaket erkennbar. RH_{ice} im Luftpaket zeigt Wellen. Das Luftpaket folgt den grauen θ -Linien.

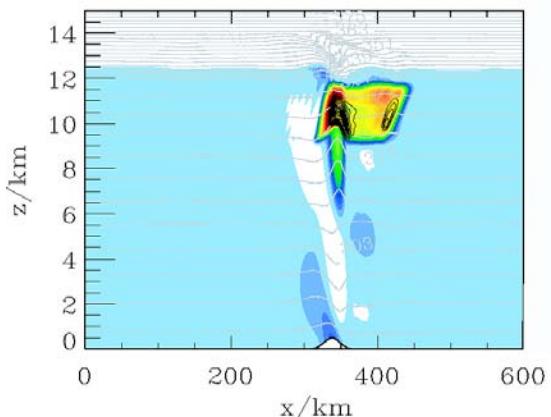


Abbildung 5.26: $t = 240$ min: Das Luftpaket befindet sich in den Wellen. RH_{ice} steigt bis zu ca. 150 % im übersättigten Luftpaket. IWC_{max} entspricht 100 $\frac{mg}{m^3}$, N_i bis zu 60 $\frac{1}{cm^3}$.

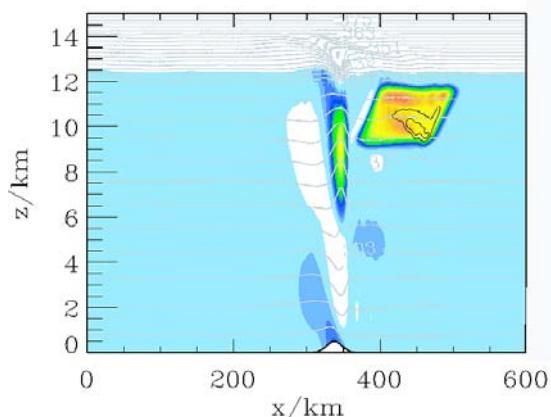


Abbildung 5.27: $t = 290$ min: Luftpaket befindet sich nicht mehr im Bereich der orografischen Wellen. RH_{ice} ist gesunken. Schwarze Isolinien zeigen IWC am unteren Rand des Pakets \Rightarrow große Eiskristalle am unteren Rand = Sedimentation.

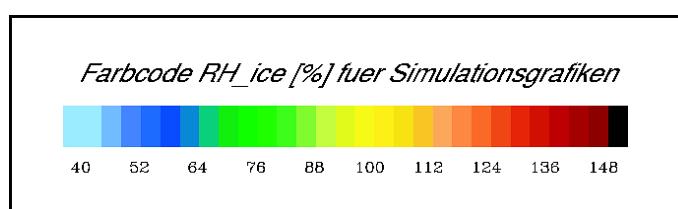


Abbildung 5.28: Farbcode für RH_{ice} in Abbildungen 5.24 bis 5.27

die instabile Schichtung der Atmosphäre verstärkt wurden. Trotzdem konnten mit diesen Simulationen nicht die hohen gemessenen Eiskristallkonzentrationen von $N_i \leq 80\text{cm}^{-3}$ nachgebildet werden. Eine Quantifizierung der Temperaturfluktuationen, die durch die instabile thermische Schichtung entstehen, kann Gegenstand zukünftiger Arbeiten sein.

Die größten Eiskristalle sind in Messung und Simulation am unteren Rand der Zirruswolke zu finden. Dies ist auf Sedimentation der großen Kristalle zurückzuführen, und aufgrund von hohen Vertikalgeschwindigkeiten können die Kristalle auch in der Wolke verbleiben und fallen nicht noch weiter nach unten. Die Ergebnisse der Modellrechnung zu orographischen Wellen, die Wellenstruktur in den in-situ-Temperaturdaten und das Satellitenbild deuten darauf hin, dass orographische Wellen die Bildungsursache für die beobachtete Zirruswolke sind. KÄRCHER [2003] zeigt mit einer Modellstudie im Vergleich zu Messdaten aus der INCA-Kampagne, welche Rolle Einflüsse wie Variabilität von Aerosolen, Temperatur und Vertikalgeschwindigkeit auf die Entstehung von Zirruswolken auf beiden Erdhemisphären haben. Basierend auf den Messdaten erzeugte [Kärcher, 2003] numerisch einen großen Datensatz zu Eiskristallanzahlen N_i . Die Häufigkeit der berechneten N_i wurde mit der Häufigkeit der gemessenen N_i verglichen. Eindeutig hatte die Vertikalgeschwindigkeit den größten Einfluss auf die Anzahl der Eiskristalle N_i in Zirren.

In den mittleren Breiten entwickeln sich die meisten Zirren in synoptischen Wetterbedingungen. Allerdings werden die mikrophysikalischen Prozesse zur Eisbildung durch mesoskalige Schwankungen in der Vertikalgeschwindigkeit, wie durch Wellen verursacht, bestimmt [Haag and Kärcher, 2004]. Zu klären ist aber noch, ob die Topographie die einzige mögliche Ursache in dem beobachteten Fall ist. Auch große Windscherungen, wie sie in der Nähe des polaren Jets in der oberen Troposphäre auftreten, können Wellen verursachen [Plougonven and Snyder, 2006].

5.4.4 Polarjet-Wellen

Mit dem Modell CLaMS⁵ wurde der Messflug vom 24.11.2004 als Funktion der Höhenkoordinate der hybriden potenziellen Temperatur (für feucht adiabatische Prozesse) dargestellt. Abbildung 5.29 zeigt die spezifische Feuchte (SH [ppmv]), die ECMWF bereitstellt. Der dazugehörige Farbcode ist neben der Grafik zu erkennen. Der Flugpfad ist in Schwarz eingezeichnet, wobei die Datenpunkte des Flugpfades auf die 12 Uhr-Position der Luftpakete mittels Trajektorien und den ECMWF-Windfeldern zurückgerechnet wurden. Dies war notwendig, um die in-situ-Messungen mit den ECMWF-Daten vergleichen zu können, die alle sechs Stunden zur Verfügung stehen. Die schwarzen Linien entsprechen der neuen Höhenkoordinate ζ , die in der Stratosphäre mit den θ -Linien (magenta) und in der Troposphäre Temperaturen mit den Druckleveln (cyan) zusammenfallen. Die

⁵In Zusammenarbeit mit Paul Konopka, ICG-I.CLaMS:Chemical Lagrangian Model of the Stratosphere

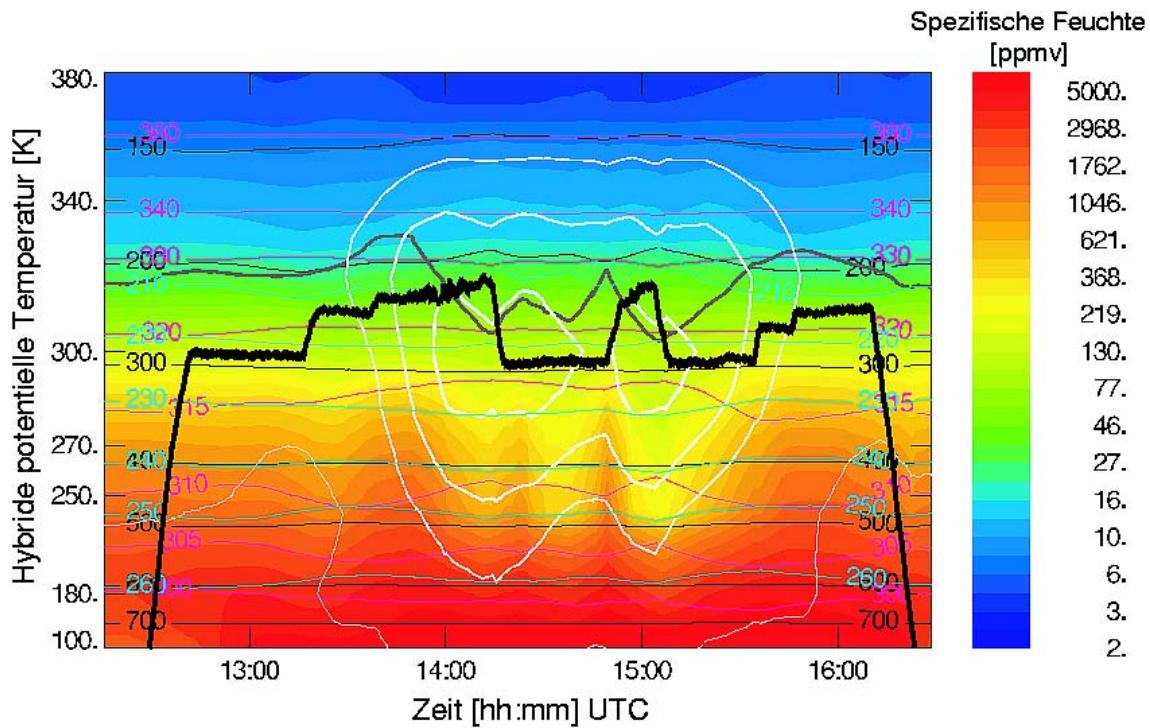


Abbildung 5.29: 12 Uhr-Projektion des Fluges am 24.11.2004 in Abhängigkeit der hybriden potenziellen Temperatur; in Schwarz ist der Flugpfad, in Weiß sind Isolinien von Windgeschwindigkeiten $20, 30, 35, 40 \frac{m}{s}$ (Polarjet), in Pink die potenzielle Temperatur θ und in Hellblau der Druck abgebildet. Es ist deutlich zu erkennen, dass mit dem Messflug Luftpakete gemessen wurden, die durch den Polarjet beeinflusst sein können.

Tropopause ist mit einer grauen Linie gekennzeichnet. Die weißen Isolinien entsprechen sehr hohen Windgeschwindigkeiten, dem Polarjet bei $20, 30, 35, 40 \frac{m}{s}$. Aus Abbildung 5.29 wird deutlich, dass die observierten Luftmassen durch den Polarjet beeinflusst sein können. Der Polarjet kann durch Windscherungen Wellen verursachen, deren Ausmaße aber noch nicht gut erforscht sind [Preusse, 2006, Plougonven and Snyder, 2006]. Das Satellitenbild spricht zwar sehr stark für Wellen, die durch die Topographie verursacht wurden, dennoch liegt an dieser Stelle Potenzial für weitere Untersuchungen.

5.5 Zusammenfassung der Fallstudie

Der beobachtete Fall einer Zirruswolke am 24.11.2004 über Skandinavien zeigt mehrere interessante Eigenschaften. Die instabile thermische Schichtung beeinflusst die Bildung von Eiskristallen im Modell in nicht vermuteten Ausmaßen [Spichtinger, 2006b]. Simulationen mit dem einfachen Szenario der Säulenkühlung zeigten, dass durch Eisnukleation freiwerdende latente Wärme die Vertikalgeschwindigkeiten im Bereich der instabilen

thermischen Schichtung stark angetrieben werden. Gefriert durch die instabile Schichtung das meiste Wasser in unteren Bereichen der Wolke, so kann dies zu einer Umschichtung von H₂O führen, das bei rein stabiler Schichtung weiter nach oben gekommen wäre. Allerdings konnten mit einem synoptisch initialisierten Windprofil und rein homogener Nukleation auch durch diesen Effekt nicht die hohen in-situ gemessenen Eiskristallanzahlen von 80 Eiskristallen pro cm³ im Maximum erklärt werden. Für die Erzeugung solch hoher Eiskristallanzahlen müssen höhere Vertikalgeschwindigkeiten als synoptische ($< 8 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$) vorhanden gewesen sein (vergleiche Abbildung 2.4).

Wellenstrukturen in den Temperaturdaten und ein Satellitenbild des Messtages lassen einen Einfluss von orographischen Wellen vermuten, mit denen Vertikalgeschwindigkeiten bis zu $100 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$ erreicht werden können. Mit dem simulierten Szenario von Wellen, die durch Topographie verursacht wurden, lassen sich die Eiskristallkonzentrationen, der Eiswassergehalt und die relative Feuchte, die in der Zirruswolke gemessen wurden, größtenteils reproduzieren. Dies spricht für eine Zirruswolke, die durch orographische Wellen beeinflusst wurde. Ob und welchen Einfluss der Polarjet auf die beobachtete Zirruswolke am 24.11.2004 ausüben konnte, kann Gegenstand zukünftiger Arbeiten sein.

Zur Entstehung dieses Zirrus können also der synoptische Aufstieg der Luftmassen durch den Einfluss der Warmfront, die instabile thermische Schichtung der Atmosphäre, orographische Wellen und/oder Wellen, die durch den polaren Jet verursacht wurden, mit homogener sowie heterogener Nukleation beigetragen haben. Mit dieser Fallstudie wurde bestätigt, dass die Vertikalgeschwindigkeit einen großen Einfluss auf die Entstehung der Zirruswolke mit ihren Kristalleigenschaften (besonders die Kristallanzahl) hat.

Turbulenzen und Wellen in der Atmosphäre, die auch in den Temperaturschwankungen der In-Situ-Messungen zu sehen waren, erzeugen mehr Eis in Zirren. Dies kann dazu führen, dass Zirren zunehmend erwärmend auf das Klima wirken. Bei einer Erwärmung der Troposphäre werden Turbulenzen und Schwankungen in Temperatur vermehrt auftreten. Allerdings gibt es noch keinen globalen Datensatz zu mesoskaligen Schwankungen in den vertikalen Luftmassenbewegungen, mit dem globale, klimatische Veränderungen im Hinblick auf die Eigenschaften von Zirruswolken parametrisiert und simuliert werden können.

Kapitel 6

Zusammenfassung

Das Ziel dieser Arbeit waren Untersuchungen zur Wasser-Partitionierung in Zirren. Die Erkenntnisse über die Wasser-Partitionierung können dazu beitragen, Zirren und ihre Wirkung auf den Klimawandel und auf das Wasserbudget in der UT/LS (Upper Troposphere/Lower Stratosphere) besser einschätzen zu können, als dies bisher der Fall ist. In dieser Arbeit wurden Aspekte der Wasser-Partitionierung in Zirren zu unterschiedlichen Entwicklungsstadien von Zirren untersucht. Dafür wurden In-Situ-Messungen zu Wasserdampf und Eiswassergehalt in Zirren und deren Umgebung durchgeführt. Das Wasserdampf-Messgerät OJSTER wurde im Rahmen dieser Arbeit in Betrieb genommen und evaluiert. Messdaten von OJSTER und Messdaten anderer Kampagnen am ICG-I¹ wurden aufbereitet und im Hinblick auf die H₂O-Partitionierung in Zirren ausgewertet. Dadurch entstand die derzeit größte In-Situ-Datensammlung zu Zirruswolken mit insgesamt 42 Flügen mit 22 Meßstunden (≈ 79200 Sekunden), die Tropen, mittlere Breiten und polare Gebiete sowie einen Temperaturbereich von 180 bis 240 K abdeckt.

Am Anfang jeder Zirruswolke steht die Eisnukleation. Aufbauend auf der Arbeit von MANGOLD 2004 wurden Gefrierschwellen ($RH_{icecrit.}$) für unterschiedliche Aerosoltypen aus Laborexperimenten verwendet, um Hinweise auf mögliche heterogene Eiskeime in natürlichen Zirren zu erhalten. Die RH_{ice} in der direkten Umgebung von Zirren werden nicht unmittelbar durch Eiskristallbildung beeinflusst und liegen deshalb noch nahe an der Gefrierschwelle der beobachteten Zirren. Ein Vergleich der Umgebungs- RH_{ice} des Zirrusdatensatzes des ICG-I mit den Gefrierschwellen der verschiedenen Aerosoltypen ergab, dass die tropischen Zirren der Kampagne APE THESEO wahrscheinlich durch homogene Eisnukleation entstanden sind, während für die Zirren der CIRRUS-Kampagnen beschichteter Ruß als Eiskeim-Aerosol in Frage kommen könnte. Ein Vergleich des ICG-I-Datensatzes mit Daten der Kampagne INCA und auch mit Daten aus [Gao et al., 2004], die ebenfalls RH_{ice} in Zirren und deren Umgebung untersucht haben, zeigte, dass die

¹In Zusammenarbeit mit Nicole Spelten, Iulia Gensch, Susanne Rohs, Nikolai Sitnikov, Armin Afchine, Fabio H. Silva dos Santos, Cornelius Schiller und Martina Krämer.

Daten der anderen Arbeitsgruppen aufgrund ihrer geringeren zeitlichen Auflösung der Messungen generell niedrigere RH_{ice} beobachtet haben als im ICG-I-Datensatz erfasst wurden. Aufgrund der Flugzeuggeschwindigkeit liegen einzelne Messpunkte bei einer geringen zeitlichen Auflösung räumlich weit auseinander. Ist das Messintervall sehr lang, so werden weniger Messpunkte in den inhomogenen Randbereichen und der direkten Umgebung von Zirren erfasst. Da RH_{ice} zu Zirren hin zunimmt, werden durch lange Messintervalle ($> 1s$) möglicherweise besonders hohe RH_{ice} in der direkten Umgebung der Zirren nicht wahrgenommen. Mit dem ICG-I-Zirrendatensatz kann wegen der hohen zeitlichen Auflösung des Messintervalls von einer Sekunde der Zustand der RH_{ice} in der Zirrenumgebung sehr genau erfasst werden. Aufgrund von größeren Datenmengen, zeitlich besserer Auflösung der Messungen sowie größerem abgedeckten Temperaturbereich ist der Zirrendatensatz des ICG-I statistisch besser verwertbar als Datensätze anderer Arbeitsgruppen.

Nach der Eisnukleation wachsen die gebildeten Eiskristalle und nehmen dabei Wasser aus der Gasphase auf. Dadurch sinkt RH_{ice} innerhalb von Zirren. Wenn ein Zirrus in seiner Entwicklung mindestens so lange gekühlt wird, wie seine Relaxationszeit τ ist, so erreicht RH_{ice} einen quasi konstanten Wert RH_{qsi} im dynamischen Gleichgewicht der Wolke. Die theoretischen Betrachtungen des dynamischen Gleichgewichts von Zirren lieferten Erkenntnisse über den Einfluss von physikalischen Größen auf RH_{qsi} und die Relaxationszeit τ . Beispielsweise werden durch konvektive Vertikalgeschwindigkeiten bzw. Kühlraten sehr hohe $RH_{qsi} > 200\%$ erreicht, während die Relaxationszeiten τ kurz werden (wenige Minuten). Der integrale Radius $N_i \overline{R}_i$ spiegelt über Eiskristallanzahl N_i und mittleren Radius der Eiskristalle \overline{R}_i den Eisgehalt der Zirren wider und beeinflusst damit RH_{qsi} , indem bei hohem $N_i \overline{R}_i$ RH_{qsi} und τ klein werden. Bei kalten Temperaturen wird RH_{qsi} groß, da einerseits RH_{ice} bei kalten Temperaturen die Luft weniger Wasser aufnehmen kann als warme Luft und bei einer Kühlung damit RH_{ice} steigt. Andererseits ist bei kalten Temperaturen die kinetische Energie der Luft geringer, und alle Bewegungsprozesse, wie der Transport von Wasser aus der Gasphase auf die Eiskristalle, sind langsamer als bei hohen Temperaturen, und τ wird groß. Die Dampfdiffusion von Wasserdampf hängt vom Druck ab. Bei niedrigen Drücken ist die freie Weglänge der Wassermoleküle größer als bei hohem Druck, sodass bei hohem Druck der Fluss der Wassermoleküle aus der Gasphase auf die Eiskristalle langsamer abläuft. Dadurch steigen RH_{qsi} und auch τ mit steigendem Druck. Die RH_{qsi} bedeuten auch einen minimalen Wert für RH_{ice} , solange die Zirren sich noch nicht wieder auflösen. Deshalb können die theoretischen Betrachtungen des dynamischen Gleichgewichts von Zirren als Anhaltspunkt für den Einfluss von physikalischen Prozessen in der Entwicklung von natürlichen, gemessenen Zirren verwendet werden.

In einer Fallstudie eines Zirrus vom 24.11.2004 über Skandinavien wurden In-Situ-Messungen dazu verwendet, den Zirrus zu studieren und mittels Simulationen mit dem Modell EuLag Hinweise auf Entstehung und Entwicklung der beobachteten Zirruswolke zu erhalten. In den In-Situ-Messdaten waren hohe $RH_{ice} \leq 160\%$ am oberen Rand

der Wolke und sehr hohe Eiskristallanzahlen $N_i \leq 80 \frac{1}{cm^3}$ auffällig. Bei 10,4 km und etwas darunter lag der maximale Eiswassergehalt (ca. 200 ppmv) dieses Zirrus, und die größten Eiskristalle waren am unteren Rand der Wolke mit mittlerem Radius von maximal $60\mu m$. Aus einem gemessenen Höhenprofil innerhalb der Wolke ergab die Änderung der potentiellen Temperatur θ mit der Höhe, dass die thermische Schichtung unterhalb von 10,4 km Höhe instabil bis neutral und oberhalb stabil war. Anhand einer Simulation mit synoptischer Kühlrate und den In-Situ-Messungen zur Initialisierung der Simulation konnte ein Effekt der thermischen Schichtung auf die Eiskristallbildung reproduziert werden. Für ein feuchtes Luftpaket in einer thermisch instabilen Schichtung bedeutet eine Kühlrate in der Simulation eine Auslenkung des Luftpakets nach oben. In einer instabilen Schichtung wird das Luftpaket beschleunigt nach oben steigen und damit stärker gekühlt werden als ein Luftpaket in einer stabilen Schichtung. Aus diesem Grund nukleieren in der Simulation am oberen Rand der instabilen Schichtung Eiskristalle zuerst. Durch die Eisnukleation wird latente Wärme frei, durch die das Luftpaket weiter nach oben beschleunigt wird. So ist in der Simulation auch der größte Eiswassergehalt kurz unterhalb der Grenze zur stabilen Schichtung. Mit dieser Simulation konnte das Auftreten des maximalen Eiswassergehalts mit der thermischen Schichtung der Atmosphäre des Zirrus vom 24.11.2004 erklärt werden. Aufgrund von Schwankungen in den Temperaturdaten des 24.11.2004 und aufgrund der Satellitenbilder dieses Tages wurde eine Simulation von Zirrenbildung aufgrund von orographischen Wellen in Betracht gezogen. Diese wurde mit dem Modell EuLag durchgeführt. Mit dieser Simulation konnten die beobachteten hohen RH_{ice} und auch die großen Eiskristallanzahlen des Zirrus am 24.11.2004 aufgrund von Vertikalgeschwindigkeiten im Bereich zwischen 50 und $100 \frac{cm}{s}$ reproduziert werden, die durch Wellen verursacht wurden. Dass die größten Eiskristalle der Wolke am unteren Rand des Zirrus zu finden sind, ist auf Sedimentation zurückzuführen. Mit den Simulationen mittels des Modells EuLag konnte gezeigt werden, dass sowohl die thermisch instabile Schichtung als auch orographische Wellen Einfluss auf Entstehung und Entwicklung des beobachteten Zirrus gehabt haben können. Weitere mögliche Mechanismen, die auf die Zirruswolke eingewirkt haben können, wie heterogene Eisnukleation und durch den Polarjet verursachte Wellen, konnten aufgrund von Zeitmangel nicht näher untersucht werden. Dennoch wurde hier gezeigt, dass die Vertikalgeschwindigkeit u_z und damit die Kühlrate einen wesentlichen Beitrag zu Entstehung und Entwicklung von Zirren leisten kann.

In kalten Zirren wurden in der Vergangenheit sehr hohe Übersättigungen erfasst, für die es lange keine Erklärung gab. Mit der theoretischen Betrachtung des dynamischen Gleichgewichts von Zirren und mit den Studien zu dem beobachteten Zirrus am 24.11.2004 wurde gezeigt, dass hohe RH_{ice} ($\leq 160\%$) allein durch physikalische Prozesse, insbesondere durch hohe Vertikalgeschwindigkeiten und kalte Temperaturen, verursacht werden können. Zusätzliche Mechanismen wie von GAO ET AL. [2004] IN SCIENCE diskutiert, sind nicht dringend zur Erzeugung von sehr hohen Übersättigungen in kalten Zirren erforderlich.

Die Wasser-Partitionierung in Cirren wird von vielen Prozessen beeinflusst. Vertikalgeschwindigkeiten bzw. Kühlraten spielen eine wichtige Rolle in der Entstehung und Entwicklung von Cirren. Aber auch heterogene Eiskeime beeinflussen nicht nur die Entstehung von Cirren, sondern auch über die Eiskristalle (in Anzahl und Größe), die dadurch entstanden sind, die weitere Entwicklung des Gasphasenwassers in den Eiswolken. Mit dieser Arbeit ist ein wichtiger Beitrag zur Klärung der Entwicklung der Wasser-Partitionierung in Cirren geleistet worden. Dennoch bleiben einige Fragestellungen, wie der Einfluss von Polarjetwellen auf den Zirrusfall am 24.11.2004 oder für tropische Cirren die Entwicklung der Cirren aus Mischwolken, offen und bedürfen weiterer Forschung. Auch sind die bestehenden Datensätze zu Cirren noch nicht umfassend genug, um eine gezielte Parametrisierung für Cirren in Klimamodelle einzufügen zu können, sodass weitere Messungen unabdingbar sind.

Anhang A

OJSTER in Labor- und Feldkampagnen

Im Rahmen dieser Arbeit wurden mehrere Messkampagnen mit dem Tunable Diode Laser Hygrometer OJSTER durchgeführt. Zuerst werden Kalibrations- und Evaluierungskampagnen für OJSTER in Abschnitt A.1 vorgestellt. Abschnitt A.2 stellt die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Feldkampagnen mit Zielen, Messgeräten und Wetterbedingungen vor und zeigt OJSTER im Feldeinsatz im Vergleich zu Referenzgeräten.

A.1 Labormessungen zur OJSTER- Kalibration

Drucksensoren-Kalibration Da die OJSTER-Drucksensoren bei Auslieferung des Geräts nicht zufriedenstellend funktionierten, war es erforderlich, die Drucksensoren erneut zu kalibrieren. Eine exakte Druckmessung ist zur Bestimmung von Wasserdampfmisschungsverhältnissen $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ unbedingt notwendig (vergleiche Kapitel 3.1.3). Mit den Drucksensortests wurden die Drucksensoren des abstimmbaren Diodenlaser-Hygrometers OJSTER in einer Drucktonne getestet und kalibriert. Abbildung A.1 zeigt eine Skizze der Instrumentierung der Drucktonne bei diesen Drucksensortests. OJSTER befand sich inklusive Elektronikbox und Messkopf innerhalb der Tonne. Die Kabel für Datenaustausch und Spannungsversorgung wurden über eine Vakuumverbindung nach Außen geleitet. An der Drucktonne wurden über KF-Flansche der Referenzdruckmesser, ein Differenzdruckmessgerät der Firma Baratron, ein Ventil zum Belüften der Tonne und der Schlauch zur Pumpe angebracht. Mit Hilfe der Pumpe konnte die Tonne bis auf 10^{-5} hPa abgepumpt werden und war in diesem Druckbereich über mehrere Stunden dicht.

Die Drucktonne wurde bis auf wenige hPa abgepumpt und auf die verschiedene Druckstufen aufgefüllt. Die Druckmessungen von OJSTER wurden mit dem Referenzgerät

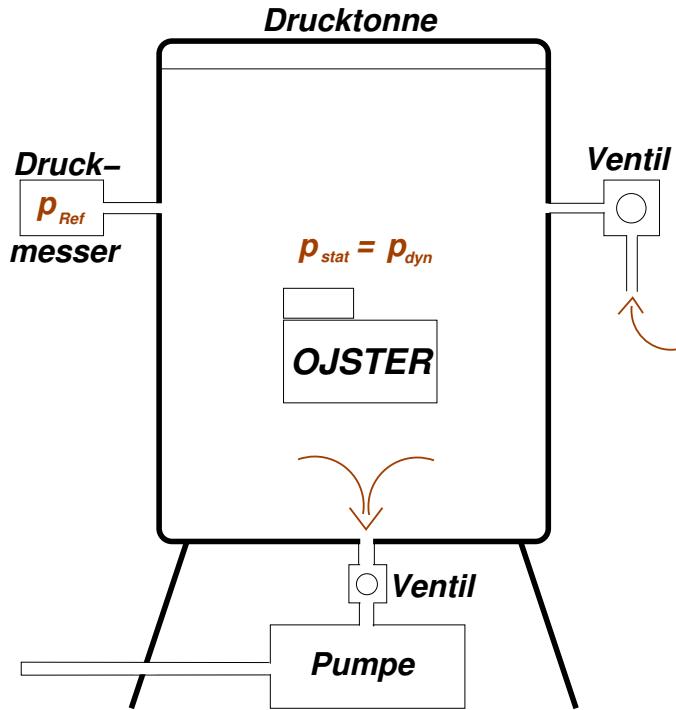


Abbildung A.1: Schema der Drucktonne und der Instrumentierung während der Drucksensor tests

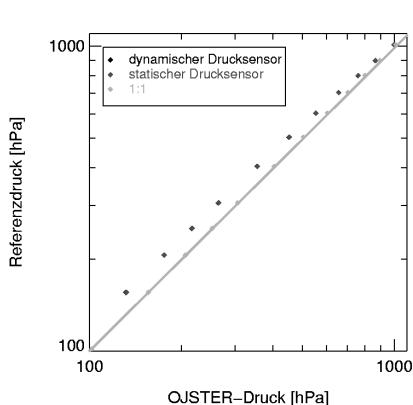


Abbildung A.2: OJSTER Drucktest am 21.09.2004 in der Drucktonne

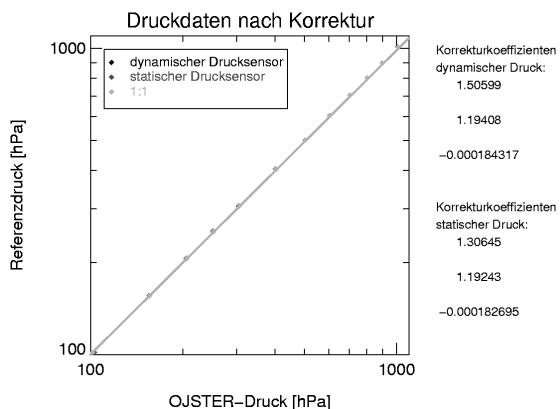


Abbildung A.3: OJSTER Drucktest am 21.09.2004 in der Drucktonne, korrigierte Druckdaten

verglichen und auf die Druckwerte des Referenzgerätes adjustiert. Die Messreihe am 21.09.2004 in Abbildung A.2 wurde speziell auf den Druckmessbereich angepasst, für den OJSTER spezifiziert ist und wird hier exemplarisch für alle durchgeführten Messungen in der Drucktonne präsentiert¹. Zu den Messungen am 21.09.2004 wurden die in

¹Messungen in der Drucktonne vor dem 21.09.2004 wurden mit einem anderen Referenzdruckmesser durchgeführt, der sich als defekt herausstellte.

der Software von OJSTER notierten Druckkorrekturfaktoren zur Berechnung der Druckwerte ausgeschaltet und anhand der Messungen neu bestimmt. Dies ist notwendig, da zur Berechnung der Druckwerte ein Polynom 2. Ordnung zur Korrektur der Druckwerte verwendet wird.

Die gemessenen Druckstufen wurden einige Minuten gehalten, sodass in der Drucktonne auf den Druckstufen statische Bedingungen herrschten. Die Sensoren für dynamischen Druck und statischen Druck von OJSTER sollten somit gleiche Druckwerte messen. In Abbildung A.2 liegen die Datenpunkte des Sensors zur Messung des dynamischen und des statischen von OJSTER direkt übereinander, sodass nur die Punkte des statischen Drucksensors sichtbar sind.

Trägt man den Referenzdruck gegen die von OJSTER gemessenen Drücke auf, so kann man mit einer Fitfunktion 2. Ordnung ($p_{\text{korr}} = k_0 + k_1 * p + k_2 * p^2$) die Korrekturfaktoren k der beiden Drucksensoren von OJSTER bestimmen. Die ermittelten Korrekturfaktoren sind in Tabelle A.1 zusammengefaßt.

	Sensor für $p_{\text{stat.}}$	Sensor für p_{dyn}
k_0	1.306	1.506
k_1	1.922	1.194
k_2	-0.00018	-0.00018

Tabelle A.1: Korrekturkoeffizienten für die Drucksensoren von OJSTER

Durch die Korrektur der Druckdaten von OJSTER liegen alle Datenpunkte in Abbildung A.3 übereinander. Abgesehen von den Abweichungen konnten keine weiteren Fehlfunktionen (Ausfälle oder Sprünge in den Daten) der OJSTER-Drucksensoren bei diesen Messungen beobachtet werden.

H₂O-Messungen in der Klimakammer des ICG-II: In der Klimakammer des ICG-II wurden in den Jahren 2003, 2004 und 2005 Vergleiche der Wassermessung von OJSTER mit den Messungen von Referenzgeräten, einem Lyman-Alpha-Hygrometer und einem Taupunkt-Hygrometer, durchgeführt.

In Bild A.4 ist die Instrumentierung der Klimakammer des ICG-II mit H₂O-Messgeräten abgebildet. Das Lyman- α -Hygrometer, das prinzipiell wie FISH [Korrekturen zum Drucktest am 21.09.2004] funktioniert (siehe [Zöger, 1996]), und das Taupunkt-Hygrometer sind standardmäßig vom ICG-II in der Klimakammer eingebaut und in Verwendung. In Abbildung A.4 sind einzelne sichtbare Teile des Lyman-Alpha-Hygrometers auf der rechten Seite gekennzeichnet. Rechts unten im Bild ist die Elektronikbox von OJSTER zu erkennen. Die Elektronikbox verblieb auch während der Messung im Inneren der Kammer. Auf der linken Seite sind von oben nach unten der Messkopf von OJSTER, der Belüftungsschacht, durch den die gekühlte feuchte Luft in die Kammer gespült wird, und das Taupunkt-Hygrometer in einer grünen Box mit seinem Einlass gekennzeichnet.

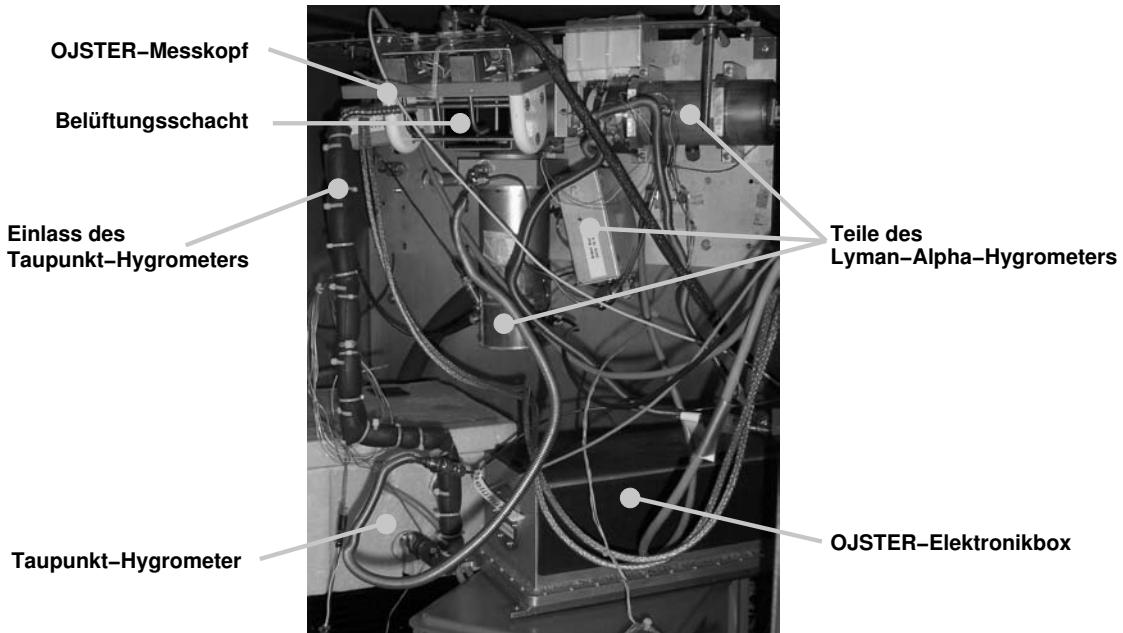


Abbildung A.4: Instrumentierung der Klimakammer mit H_2O -Messgeräten

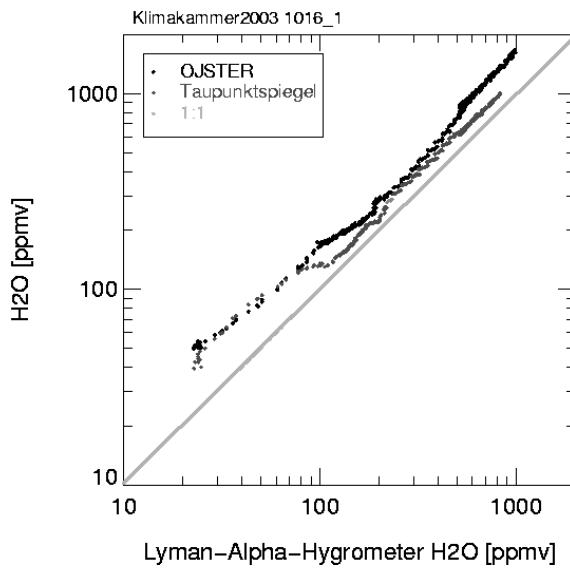


Abbildung A.5: Messung in der Klimakammer am 16.10.2003, Lyman-Alpha-Hygrometer als Referenz

Alle H_2O -Messgeräte sind in der Kammer so angebracht, dass sie die gleiche Probenluft messen. Technische Daten zur Klimakammer des ICG-II sind im Anhang F zu finden.

Messreihe aus 2003 Im Jahr 2003 fand am 16.10.2003, also vor der Kampagne CIR-RUS2003, eine Vergleichsmessung von $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ in der Klimakammer der ICG-II statt. Der

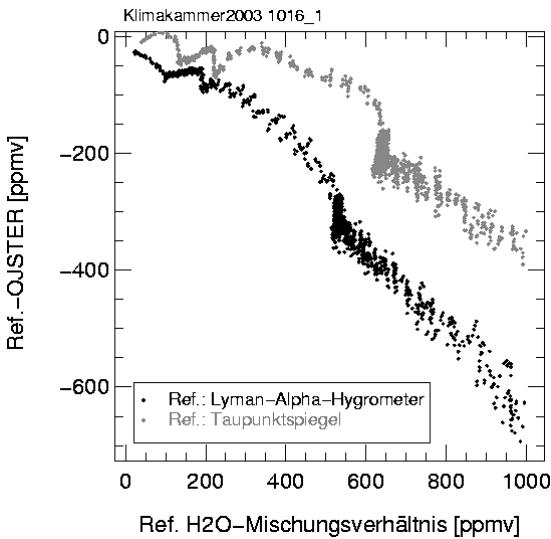


Abbildung A.6: Differenz der $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ von OJSTER und der Referenz- H_2O -Messgeräte in ppmv

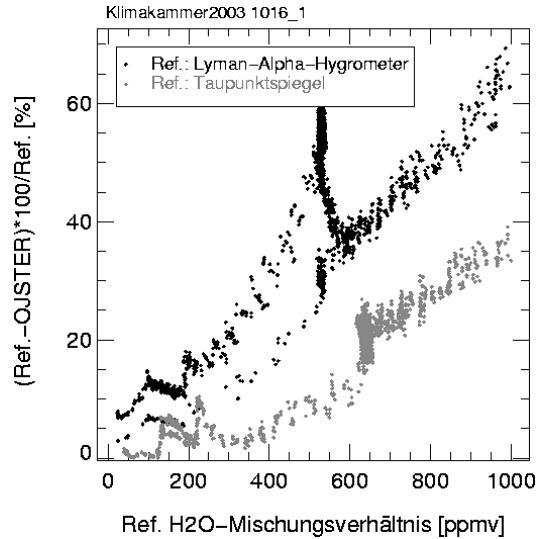


Abbildung A.7: Abweichung der OJSTER $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ von den Referenz- H_2O -Messgeräten in %

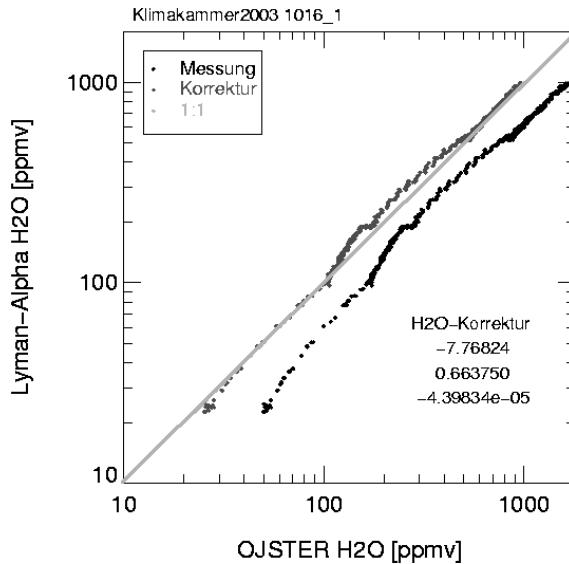
Druck in der Klimakammer wurde während der Messungen in der Klimakammer am 16.10.2003 konstant auf 200 hPa gehalten. Die Temperatur wurde in fünf Stufen von -30°C über -40, -45, -50 auf -70°C variiert. Abbildung A.5 zeigt $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ des Lyman-Alpha-Hygrometers ($\mu_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{LA}}$) auf der x-Achse und $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ von OJSTER ($\mu_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{OJ}}$) in Schwarz und $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ des Taupunkt-Hygrometers ($\mu_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{TP}}$) in Grau auf der y-Achse aufgetragen. In Abbildung A.5 ist zu erkennen, dass die $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ -Messwerte von OJSTER besser mit den Werten des Taupunkt-Hygrometers als mit denen des Lyman-Alpha-Hygrometers übereinstimmen, da die schwarzen $\mu_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{OJ}}$ im $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ -Bereich bis 85 ppmv mit den grau eingeziehenen $\mu_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{TP}}$ zusammenfallen. Für $\mu_{\text{H}_2\text{O}} > 85 \text{ ppmv}$ liegen die $\mu_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{OJ}}$ dichter an $\mu_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{TP}}$ als an $\mu_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{LA}}$.

Die absoluten Abweichungen der $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ [ppmv], also $|\text{Referenz}-\mu_{\text{H}_2\text{O}}-\mu_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{OJ}}|$, sind in Abbildung A.6 dargestellt. Es sind deutliche Differenzen zu erkennen. So ist z.B. die Differenz $\mu_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{LA}}-\mu_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{OJ}}$ mit bis zu 700 ppmv deutlich größer als die Differenz $\mu_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{TP}}-\mu_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{OJ}}$ mit maximal 400 ppmv. Die prozentualen Abweichungen, die in Abbildung A.7 abgebildet sind, zeigen, dass die Abweichungen von OJSTER zu den Referenzgeräten mit zunehmender $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ größer wird.

In Tabelle A.2 sind die prozentualen Abweichungen $\mu_{\text{H}_2\text{O}}^{\text{OJ}}$ von den Referenz- H_2O -Messgeräten für unterschiedliche $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ -Messbereiche aufgelistet. Die Temperaturmessungen von OJSTER und den Temperatursensoren der Klimakammer weichen während der Messung um 5 – 10% voneinander ab.

Zur Ermittlung von Korrekturfaktoren wurden die OJSTER- H_2O -Daten mit denen des Lyman-Alpha-Hygrometers verglichen. In Abbildung A.1 ist eine Korrektur der $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ von

$\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ -Messbereich	Abweichung zu $\mu_{\text{H}_2\text{O}}^{LA}$	Abweichung zu $\mu_{\text{H}_2\text{O}}^{TP}$
0 - 100 [ppmv]	7 – 15%, linear steigend	< 2,5%
100 - 300 [ppmv]	max. 20 %	< 10%
300 - 600 [ppmv]	20 - 63 %, linear steigend	3 - 15 %, linear steigend
600 - 1000 [ppmv]	35 - 70 %, linear steigend	25 - 40 %, linear steigend

Tabelle A.2: Prozentuale Abweichungen $\mu_{\text{H}_2\text{O}}^{OJ}$ von den Referenz- H_2O -MessgerätenAbbildung A.8: Fit der OJSTER- $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ an die Daten des Lyman- α -Hygrometers

OJSTER dargestellt. Die OJSTER- $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ wurden auf die x-Achse aufgetragen, die $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ -Daten des Lyman-Alpha-Hygrometers auf die y-Achse. Mit einem Fit einer Funktion 2. Ordnung werden Korrekturfaktoren für die OJSTER-Daten ermittelt. Allerdings ist in Abbildung A.1 zu erkennen, dass im Bereich zwischen 100 und 500 ppmv die korrigierten OJSTER- $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ -Werte nicht auf der Sollgeraden liegen. Darum wurde dieser Bereich gesondert betrachtet. Abbildung A.1 zeigt die OJSTER-Daten in Schwarz und in Grau korrigierte OJSTER-Daten, deren Korrekturfaktoren gesondert für den Bereich zwischen 100 und 500 ppmv berechnet wurden. Die ermittelten Korrekturfaktoren $c_{0\dots 2}$ sind für alle Bereiche in Tabelle A.3 aufgeführt.

	Korrektur 0-1000 ppmv	Korrektur 100-500ppmv
c_0	-7.768	-55.33
c_1	0.664	1.045
c_2	$-4.4e - 5$	-0.00043

Tabelle A.3: H₂O-Korrekturfaktoren für H₂O-Berechnungen von OJSTER

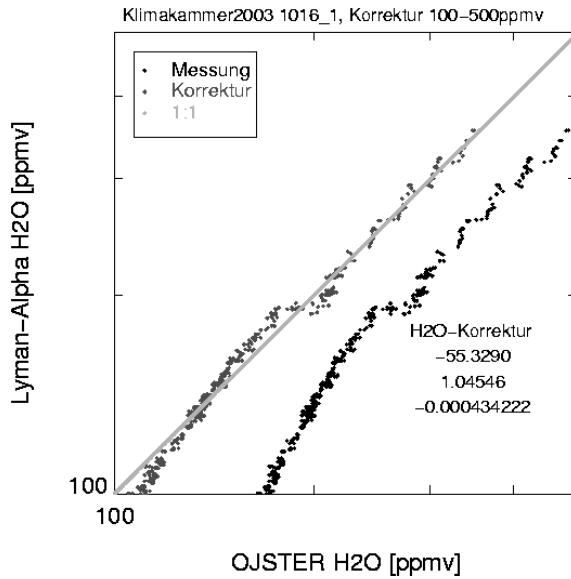


Abbildung A.9: Fit der OJSTER- $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ an die Daten des Lyman- α -Hygrometers im Bereich zwischen 100 bis 500 ppmv

Die großen Unterschiede in den Korrekturfaktoren lassen darauf schließen, dass eine Betrachtung und Korrektur der $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ von OJSTER separat auf bestimmte $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ -Bereiche reduziert werden sollte, da eine Korrektur einen großen Messbereichs der $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ nicht möglich ist.

Messreihen aus 2004 Im Jahr 2004 wurden am 14. und 15.09.2004 nach einer Änderung des Messmodus (Linelock-Modus nach Peak-2f-Modus)² von OJSTER zwei identische Messreihen in der Klimakammer des ICG-II durchgeführt, um eine Reproduzierbarkeit der OJSTER-Messungen zu überprüfen. Neben dem abstimmbaren Diodenlaser-Hygrometer OJSTER wurde auch ein schnelles Frostpunkt-Hygrometer (CR1) getestet, das gleichzeitig mit OJSTER während der Feldkampagne CIRRUS2004 messen sollte. Während der Messungen 2004 in der Klimakammer wurden Drucke und $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ so gewählt, wie sie für eine Flugzeug-Messkampagne erwartet wurden.

Druck	Temperatur	$\mu_{\text{H}_2\text{O}}$
200 hPa	-40°C	400, 200, 100 und 20 ppmv
400 hPa	-20°C	250 ppmv und 400 ppmv

Tabelle A.4: Druck- und Temperaturbedingungen während Klimakammermessungen (2004)

²Der Messmodus von OJSTER wurde aufgrund der höheren zeitlichen Auflösung des Peak-2f-Modus auf diesen umgestellt.

Tabelle A.4 listet die Druck- und Temperaturbedingungen und die gemessenen $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ auf. Am 14.09.2004 gab es einen Datenausfall der OJSTER-Messung, der nicht gezielt reproduziert werden konnte. Bis auf den Datenausfall wurden die Messergebnisse von OJSTER des ersten Messtages am zweiten Messtag reproduziert. Darum werden in diesem Abschnitt nur die Messergebnisse des zweiten Messtages am 15.09.2004 vorgestellt.

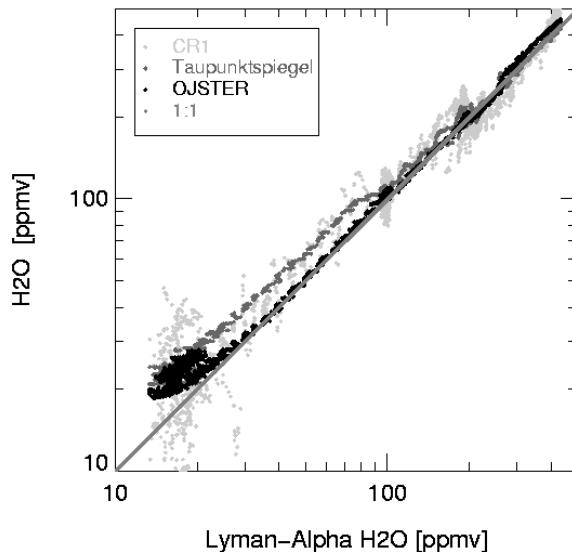


Abbildung A.10: $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ in Abhängigkeit der Lyman-Alpha-Hygrometer-Messwerte am 15.09.2004

In Abbildung A.10 ist $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ der Messung am 15.09.2004 in Abhängigkeit der $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ des Lyman-Alpha-Hygrometers abgebildet. Die OJSTER-Daten sind in Abbildung A.10 in Schwarz, CR1 in Hellgrau und die Daten des Taupunkt-Hygrometer des ICG-II in Dunkelgrau dargestellt und wurden in Abhängigkeit der $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ des Lyman-Alpha-Hygrometers (in Rot) abgebildet. $\mu_{\text{H}_2\text{O}}^{OJ}$ stimmt mit $\mu_{\text{H}_2\text{O}}^{LA}$ oberhalb von 30 ppmv gut überein. Das Rauschen bei niedrigeren $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ ist auf ein Problem der Temperatur-Regelung der Klimakammer zurück zu führen. Die niedrigen $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ wurden bei -40°C aufgenommen und der notwendige Temperaturgradient zwischen der Luft der Klimakammer und der Wand der Klimakammer war zu klein für die Temperaturregelung der Klimakammer.

Die prozentualen Abweichungen der durch CR1 und OJSTER gemessenen $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ von den $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ des Lyman-Alpha-Hygrometers sind in Abbildung A.11 veranschaulicht. $\mu_{\text{H}_2\text{O}}^{OJ}$ weicht in dieser Messung um maximal 10 % von $\mu_{\text{H}_2\text{O}}^{LA}$ ab. Aufgrund der guten Übereinstimmung der $\mu_{\text{H}_2\text{O}}^{OJ}$ mit den $\mu_{\text{H}_2\text{O}}^{LA}$ wurden keine weiteren Kalibrationen zu diesem Zeitpunkt als notwendig erachtet. Die $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ des CR1 streuen sehr stark für $\mu_{\text{H}_2\text{O}} < 300 \text{ ppmv}$. Für Messungen über 300 ppmv $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ weicht $\mu_{\text{H}_2\text{O}}^{CR1}$ maximal um 20% von den Referenzwerten des Lyman-Alpha-Hygrometers ab.

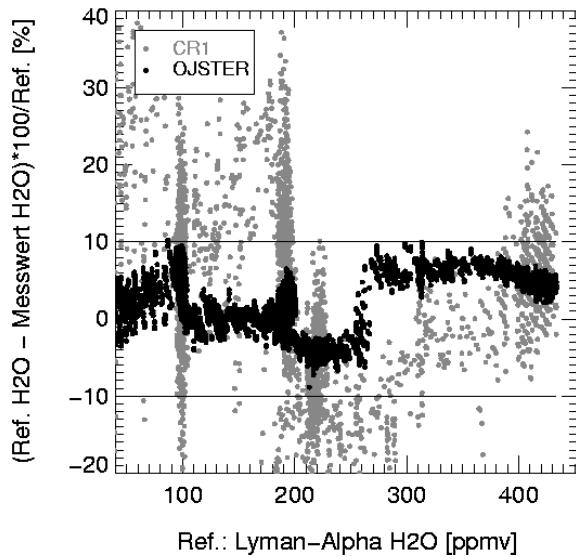


Abbildung A.11: Abweichungen der $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ gegen die $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ des Lyman-Alpha-Hygrometers geplottet für die Messung am 15.09.2004

A.1.1 Vergleichsmessungen in der AIDA Aerosolkammer

Die in diesem Abschnitt beschriebene Kampagne wurde im Juli 2005 zum Vergleich von Wassermessgeräten an der AIDA Aerosolkammer im Forschungszentrum Karlsruhe durchgeführt. Der Vorteil der Messungen an der AIDA-Kammer ist der direkte Vergleich zu einem H_2O -Messgerät, das die gleiche Messmethode wie OJSTER verwendet. In noch ausstehenden Vergleichen kann die verwendete H_2O -Absorptionslinie von OJSTER direkt mit der Absorptionslinie des ISLAS (In-Situ-Laser-AbsorptionsSpektroskopie) verglichen werden. Die Kampagne dauerte fünf Tage. Der Aufbau der AIDA Aerosolkammer mit den verwendeten Messgeräten und den Messmöglichkeiten ist in [Wagner et al., 2006], [Möhler et al., 2003] oder auch in [Mangold, 2004] genau beschrieben. Der große Vorteil dieser Kammer ist ihre hohe Variabilität von Druck und Temperatur, ihr großes Volumen von 84 m^3 und die vielseitige Instrumentation, die ein breites Band an Informationen über die Substanzen und deren Zustand in der Kammer bieten. [Mangold, 2004] genau beschrieben. Der große Vorteil dieser Kammer ist ihre hohe Variabilität von Druck und Temperatur, ihr großes Volumen von 84 m^3 und die vielseitige Instrumentation, die ein breites Band an Informationen über die Substanzen und deren Zustand in der Kammer bieten.

Im Rahmen der Auswertung dieser Laborkampagne wurde versucht, auch im Hinblick auf die Daten der Kampagne TROCCINOX2005/PAZI II gemeinsame Korrekturfaktoren für die OJSTER-Daten aller drei Messreihen zu finden. Dies war nicht möglich, da eine nicht lineare Temperaturabhängigkeit der Abweichungen festgestellt wurde. Mit diesen Messungen standen nur drei Temperaturnummern zur Verfügung. Drei Temperaturmes-



Abbildung A.12: Vakuumbehälter für OJSTER, Aufbau zum Dichtigkeitstest des Behälters

spunkte reichen nicht aus, um die Form der Temperaturabhängigkeit dieser Messungen zu bestimmen.

Für die Messungen von OJSTER an der AIDA Aerosolkammer wurde eine Vakuumbehälter für OJSTER so umgebaut, dass das Gerät darin betrieben werden konnte. Der Betrieb von OJSTER in dem Vakuumbehälter war die bezüglich Kosten und Aufwand günstigere Lösung als OJSTER direkt in das Innere der Aersolkammer einzubauen.

An den ersten beiden Tagen der Kampagne wurde die Dichtigkeit dieses Vakuumbehälters getestet. In Abbildung A.12 ist der Vakuumbehälter, der den Messkopf von OJSTER beinhaltet, in besagter Kühlbox abgebildet. Auf der rechten Seite des vakuumdichten Stahlbehälters ist die Vakuumdurchführung der Glasfaser von der Elektronikbox zum Messkopf von OJSTER zu sehen. Die Vakuumdurchführung ist speziell für diese Kampagne angefertigt worden. Auf der linken Seite ist der Flansch mit der Vakuumdurchführung für die Datenverbindung des OJSTER-Messkopfes mit seiner Elektronikbox abgebildet (vergleiche Aufbau von OJSTER in Kapitel 3.1.1).

Der Vakuumbehälter konnte abgepumpt und mit flüssigem Stickstoff gekühlt werden. Diese Vorgänge wurden an einem Bildschirm mittels der OJSTER-Messwerte von Druck und Temperatur beobachtet. Durch Abpumpen des Behälters im warmen und im kalten Zustand und dem Verlauf der Drucke, die OJSTER im Inneren des Behälters gemessen hat, konnte festgestellt werden, dass der Behälter für die vorgesehenen Messungen an der AIDA Aerosolkammer dicht genug war.

Am zweiten Kampagnentag wurde der Vakuumbehälter mit dem Messkopf von OJSTER in den Zwischenraum der AIDA-AuSSenhaut und der tatsächlichen Aerosolkammer ein-



Abbildung A.13: Position des Vakuumbehälters an der AIDA: Zwischen Außenhaut und Aerosolkammer

gebaut. In Abbildung A.13 ist dargestellt, wie der Vakuumbehälter mit dem Messkopf von OJSTER an der AIDA Aerosolkammer angebracht wurde. Auf der rechten Seite ist die Außenhaut der AIDA zu erkennen. Durch die Außenhaut wurden die Verbindungskabel des Messkopfes von OJSTER zur Elektronikbox geführt. Die Elektronikbox befand sich außerhalb der Kammerkonstruktion. Der Vakuumbehälter war über einen Wellenschlauch mit der Aerosolkammer verbunden. Der Wellenschlauch, der von dem Vakuumbehälter nach außen zu einer Pumpe führte ist rechts im Bild in Abbildung A.13 zu sehen. Die Pumpe, die außerhalb der AIDA positioniert war, gewährleistete einen konstanten Probenluftfluss durch den Vakuumbehälter auch bei niedrigen Drücken bis zu 100 hPa.

An den drei folgenden Messtagen fanden Messungen mit unterschiedlichen Temperaturen statt. Am 27.07.2005 war der wärmste Messtag in der Aerosolkammer mit +20 °C. Die Vorgehensweise zu den Messungen war an allen drei Tagen gleich. Die AIDA Aerosolkammer wurde bis auf 100 hPa abgepumpt und danach so befüllt, dass verschiedene Druckstufen erreicht wurden.

Messtag	Lufttemperatur [°C]	Druckstufen [hPa]
27.07.2005	+20	100, 200, 300, 400, 600, 800, 990
28.07.2005	-20	100, 200, 300, 400, 600, 800, 990
29.07.2007	-30	100, 150, 200, 400, 600, 800, 990

Tabelle A.5: Übersicht der Temperatur- und Druckbedingungen der Versuchstage

Tabelle A.5 enthält eine Übersicht der Temperatur- und Druckbedingungen der drei Versuchstage. Aufgrund der Befüllung der Aerosolkammer mit trockener Luft, um auf eine höhere Druckstufe zu gelangen, wurde $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ mit jeder Erhöhung der Druckstufen

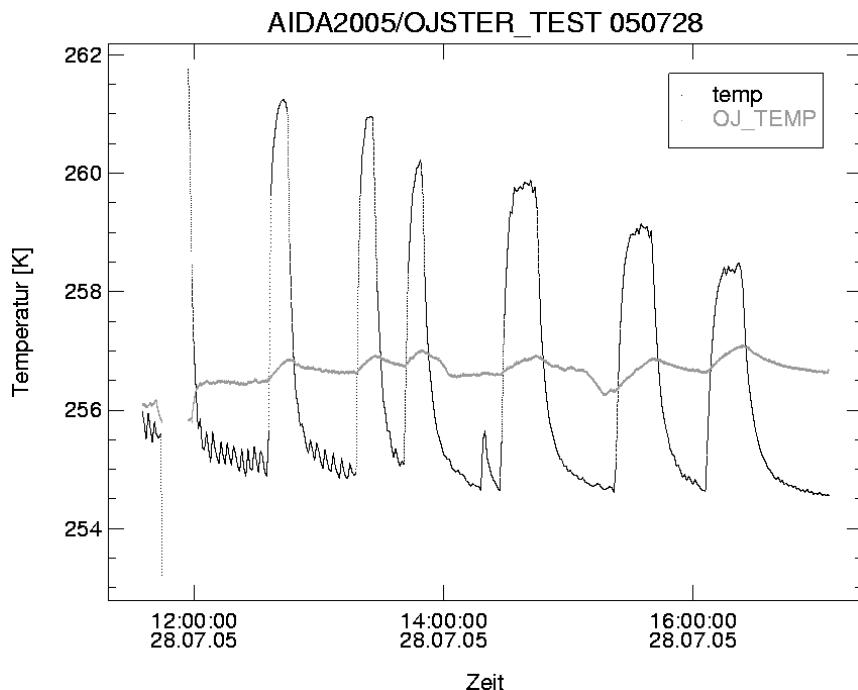
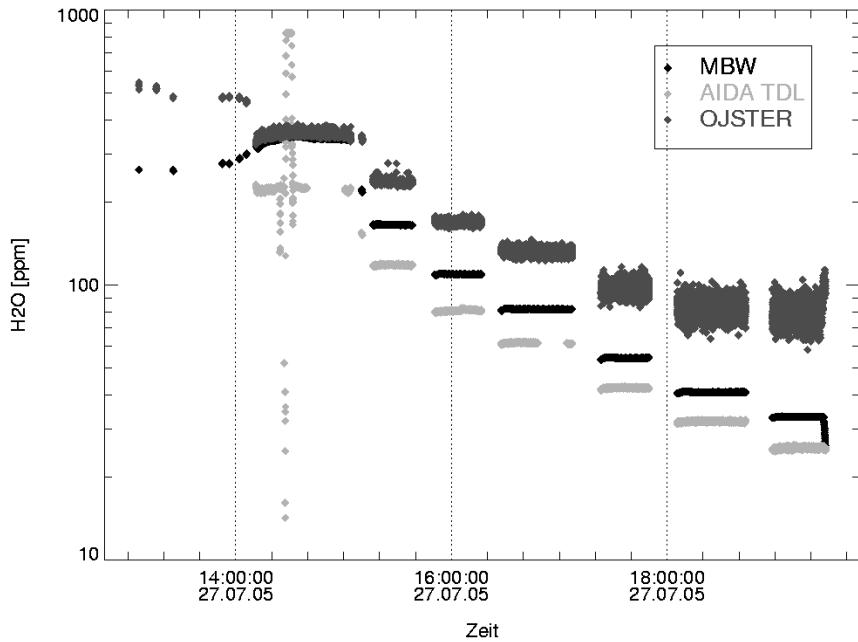


Abbildung A.14: Temperaturverlauf während des Versuchs am 28.07.2005

reduziert. Durch das Befüllen wurde auch die Temperatur des Gases in der Kammer beeinflusst. Mit jeder Befüllung stieg die Temperatur aufgrund der Kompression des Gases in der Aerosolkammer und relaxierte dann wieder auf die geregelte Temperatur zurück.

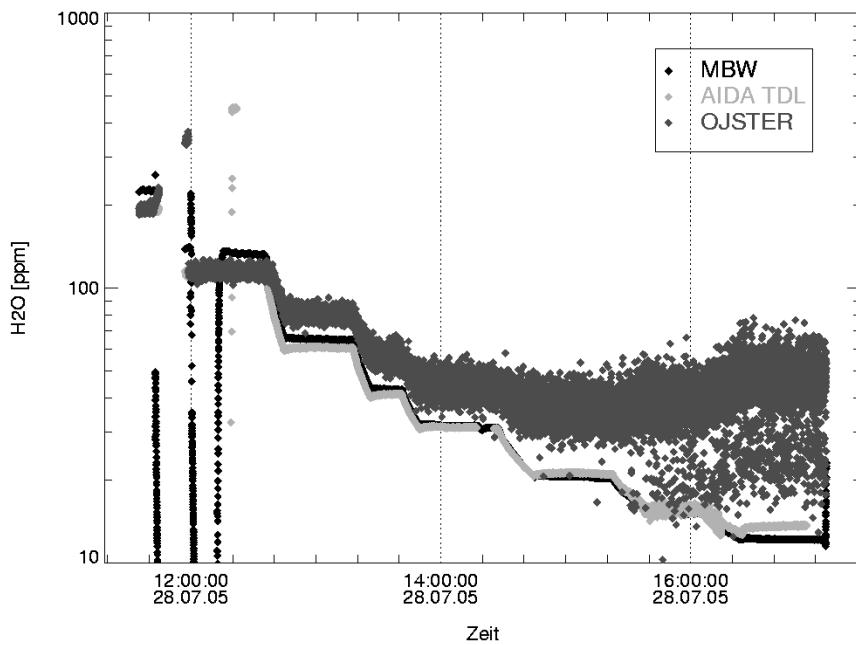
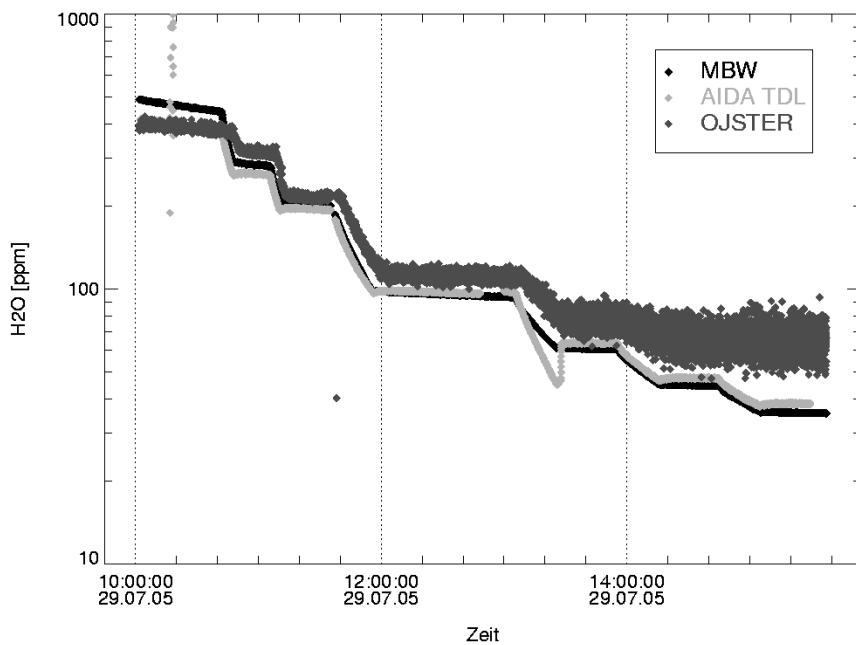
In Abbildung A.14 ist exemplarisch für alle Messungen der zeitliche Temperaturverlauf während des Versuchs am 28.07.2005 dargestellt. Der schwarze Graph entspricht der Temperatur des Gases innerhalb der Aerosolkammer. Deutlich sind die Ausschläge der Temperatur beim Befüllen der Aerosolkammer zu erkennen. Der rote Graph stellt die Temperatur in dem Vakuumbehälter mit dem optischen Messkopf von OJSTER. Die Temperatur im Vakuumbehälter ist generell etwas höher als in der Aerosolkammer und die Temperaturausschläge beim Befüllen der Anlage sind nicht so stark ausgeprägt wie in der Kammer selbst. Die Abweichung der Temperatur röhrt daher, dass der Vakuumbehälter über ein kleines Volumen und mit vergleichbar großer Masse verfügt. Das kleine Volumen ist optimal für einen schnellen Luftmassenaustausch während der Messungen. Allerdings sorgt die große Masse des Behälters dafür, dass die Temperatur der Probenluft im Vakuumbehälter nur leicht um die Temperatur des Vakuumbehälters schwankt. Daraus folgt für die Probenluft, die OJSTER im Vakuumbehälter misst, dass deren Temperatur wärmer als die Grundtemperatur des Gases in der Aerosolkammer war und außerdem die großen Ausschläge der Temperatur abgedämpft wurden. Da die Lufttemperatur aber keinen direkten Einfluss auf ein bestimmtes μ_{H_2O} hat, sollten die Messungen von OJSTER in

Abbildung A.15: Zeitreihe der $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ -Messungen 27.7.2005

seinem Vakuumbehälter mit den Messungen der anderen Geräte in der Aerosolkammer AIDA übereinstimmen.

Die Geräte, die zur Validierung der OJSTER-Messwerte verwendet wurden, waren ein schnelles und genaues Taupunktspiegel-Hygrometer der Herstellerfirma MBW und ein abstimmbares Diodenlaser-Hygrometer. Das Taupunktspiegel-Hygrometer befindet sich außerhalb der Aerosolkammer und wird über ein Pumpensystem mit Probenluft aus der Aerosolkammer versorgt. Das abstimmbare Diodenlaser-Hygrometer (ISLAS: In-Situ-Laser-AbsorptionsSpektroskopie) misst quer durch die Aerosolkammer (optische Weglänge: 82m [Ebert et al., 2005]) mit einer White-Zelle. In [Giesemann, 2003] werden die Entwicklung dieses abstimmbaren Diodenlaser-Hygrometers und seine Charakteristika im Detail beschrieben. Die beiden erwähnten Referenz-Geräte werden vom IMK-AAF des Forschungszentrums Karlsruhe betrieben.

In Abbildungen A.15 bis A.17 sind die Zeitreihen der $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ der drei Versuche, die in der AIDA Aerosolkammer stattfanden, abgebildet. Bei allen drei Messreihen zeigte OJSTER keine Funktionsstörungen. Die Linienposition war konstant und Druck- und Temperaturmessung zeigten eine zuverlässige Funktionsweise. In den Abbildungen A.15 bis A.17 sind die Messwerte des Taupunktspiegel-Hygrometers (MBW) in Schwarz, in Rot die Messwerte des ISLAS und in Blau die Messwerte von OJSTER dargestellt. In allen drei Messreihen ist ein starkes Rauschen der Messwerte von OJSTER zu beobachten. Dieses Rauschen konnte auf einen losen Spiegel der Herriott-Zelle zurückgeführt werden. Außerdem weicht das OJSTER- $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ stark von den Messwerten der beiden Referenzgeräte ab. Diese große Abweichung resultiert aus einer verkürzten optischen

Abbildung A.16: Zeitreihe der $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ -Messungen 28.7.2005Abbildung A.17: Zeitreihe der $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ -Messungen 29.7.2005

Weglänge des Laserlichts in der optischen Messzelle von OJSTER; bei Reparaturarbeiten zu Beginn der TROCCINOX2005/PAZI II Kampagne (siehe Abschnitt A.2.4) mußte der Laserstrahl in der Messzelle neu justiert werden und wurde dabei auf eine optische Weglänge von weniger als vier Metern eingestellt. Der Schaden am Spiegel und die unkorrekte

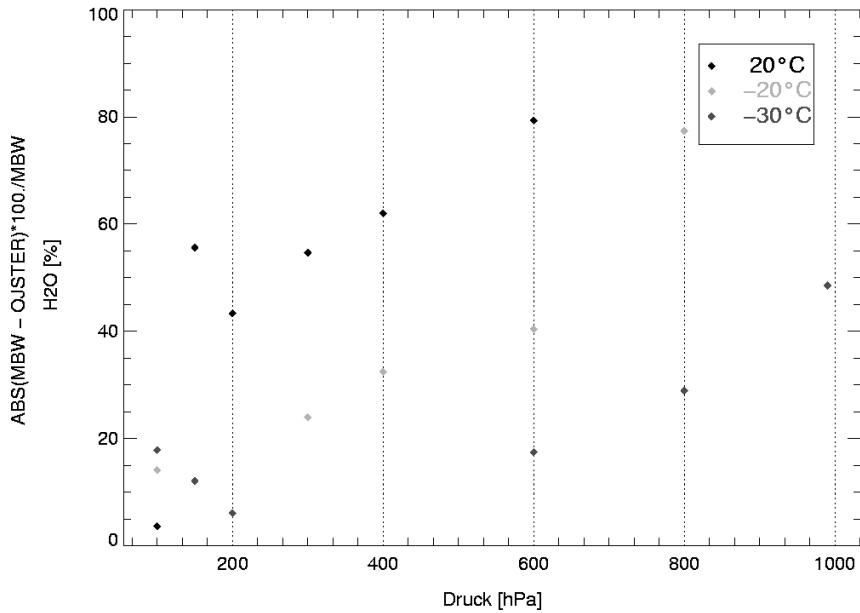


Abbildung A.18: Prozentuale Abweichung der OJSTER-Messwerte von den MBW-Messwerten in Abhängigkeit des Drucks für die drei Temperaturen der Messreihen

Justierungen wurden nach der in diesem Abschnitt beschriebenen Laborkampagne von der Firma MayComm behoben.

Am 28.07.2005 wurden während der Messreihe weitere Tests durchgeführt. Auf der 300 hPa- und der 600 hPa-Stufe wurde der Fluss durch den Vakuumbehälter, der den OJSTER-Messkopf enthielt, variiert, um einen Einfluss des Probenflusses auf das Messergebnis ausschließen zu können. Als Ergebnis dieser Tests wurde eine Druckvariation aufgrund der Flussveränderung von maximal 1,5 hPa festgestellt. Dies liegt im Rahmen des Fehlers der Druckmessung. Ein Einfluss auf das $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ wurde nicht beobachtet.

Auf der 400 hPa- und der 800 hPa-Stufe der Messreihe am 28.07.2005 wurde die Spiegelheizung wiederholt kurzzeitig ausgeschaltet und dann wieder eingeschaltet. Da die Spiegel des OJSTER-Messkopfs nicht innerhalb von Sekunden auskühlen, konnte ein Effekt durch Eisbildung ausgeschlossen werden. Aber auch die elektronische Störung, die durch das plötzliche Aus- und Einschalten der Spiegelheizung auftreten könnten, wurden hiermit ausgeschlossen.

Abbildung A.18 zeigt die prozentuale Abweichung der OJSTER- $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ von den Messungen des MBW. In den unterschiedlichen Farben sind die Messungen bei den in der Legende angegebenen Temperaturen dargestellt. In Abbildung A.18 scheint es, dass die Abweichungen der OJSTER-Daten zu niedrigeren Temperaturen hin geringer wird. Allerdings war es durch Fitten der Daten nicht möglich, gemeinsame Korrekturfaktoren für die Messungen bei den unterschiedlichen Temperaturen zu bestimmen.

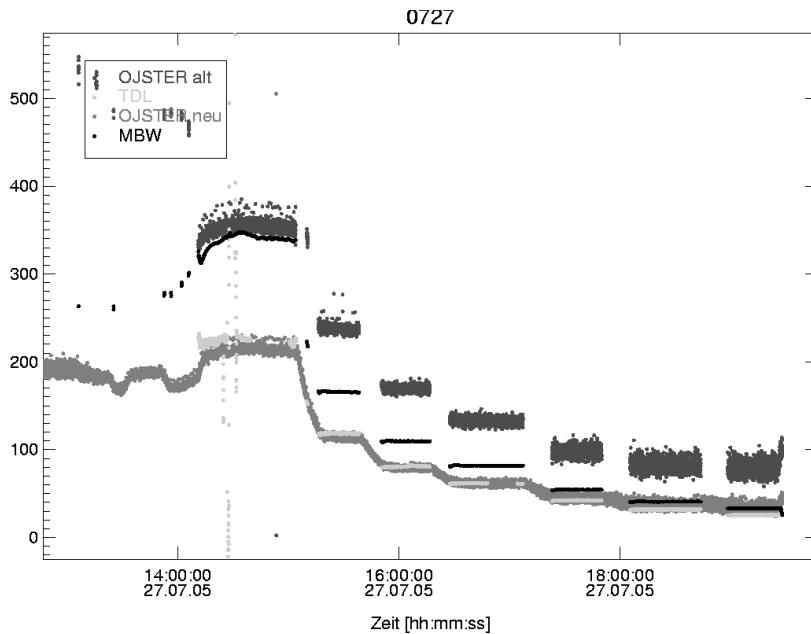


Abbildung A.19: Nach der Neubestimmung von OJSTER-vmr mit $R_{calib} = 21.0$ stimmen die OJSTER- μ_{H_2O} (Rot) gut mit den μ_{H_2O} von ISLAS (Hellgrau) überein. Allerdings ist das MBW (Schwarz) das Referenzgerät, da es sehr zuverlässig misst.

Aus dieser Auswertung resultierten prozentuale Abweichungen der OJSTER-Messwerte (bei den beiden Messreihen mit tiefen Temperaturen) zu den Referenzgeräten von bis zu 50%, wobei die größte Abweichung bei niedrigen μ_{H_2O} von 10 bis 50 ppmv und hohen Drücken 600 bis 990 hPa lagen. Die Messungen bei niedrigen Drücken (100 bis 400 hPa) zeigten Abweichungen der μ_{H_2O} von weniger als 10% im Vergleich zu den Messungen des ISLAS.

Da aber die optische Weglänge des OJSTER-Messsystems nicht der optimalen optischen Weglänge entsprach, wurde für die Datensätze der Vergleichsmessungen an der AIDA Aerosolkammer ein neuer Gerätefaktor R_{calib} bestimmt (siehe [May and Webster, 1993] zur genaueren Beschreibung des Gerätefaktors und seiner eigentlichen Bestimmung). Im Rahmen dieser Auswertung wurde der Gerätefaktor R_{calib} durch Trial-and-Error von ursprünglich 8,46 auf 21,0 gesetzt. Eine Neubestimmung von R_{calib} durch Messungen war aufgrund von fehlender Ausrüstung nicht möglich. Mit der Neuberechnung der OJSTER- μ_{H_2O} mit dem neuen Wert von R_{calib} , vergleiche zur Berechnung der μ_{H_2O} Kapitel 3.1.3, wurde eine Näherung der OJSTER-Messwerte an die MBW-Messwerte der μ_{H_2O} erreicht. Außerdem wurde durch diese Neuberechnung der OJSTER-Daten eine gute Übereinstimmung der μ_{H_2O} mit denen des ISLAS erzielt (siehe Abbildung A.19).

Nach dieser Neuberechnung der μ_{H_2O} von OJSTER mit dem neuen Gerätefaktor wurde eine Beer-Gesetz-Korrektur durchgeführt (siehe Kapitel 3.1.3). Das MBW-Hygrometer

	27.7.05	28.7.05	29.7.05
c_0	-18.17	-22.18	-15.21
c_1	1.49	2.13	1.86
c_2	$4.9e - 4$	-0.0017	0.00175

Tabelle A.6: Korrekturfaktoren ermittelt nach Beer-Gesetz-Korrektur

wurde dazu als Referenzgerät verwendet. In Tabelle A.6 sind die Korrekturfaktoren aufgelistet, die durch die Beer-Gesetz-Korrektur ermittelt wurden.

Diese Korrekturfaktoren und der neu ermittelte Gerätefaktor R_{calib} wurden als Ausgangspunkt für μ_{H_2O} -Korrekturen der OJSTER-Messung während der Troccinox2005/paziII verwendet. Weitere Auswertungsmöglichkeiten liegen in der Bestimmung der optischen Weglänge über ein Auswerteprogramm des IMK-AAF [Saathoff, 2006].

A.2 Feldkampagnen

A.2.1 UTOPIHAN ACT

Der Name UTOPIHAN ACT steht für Upper Tropospheric Ozone: Processes Involving HOx and NOx The Impact of Aviation and Convectively Transported Pollutants in the Tropopause Region. Das Kampagnenziele war, bessere Prognosemöglichkeiten bezüglich der Einflüsse des Flugverkehrs und konvektiv transportierter, verschmutzter Luft auf die Photochemie der oberen Troposphäre zu erhalten. Außerdem wurden Variabilität, Saisonalität und Menge des Ozons in der oberen Tropopausenregion untersucht. Das Institut für Atmosphärenchemie des Max-Planck-Instituts in Mainz bestückte den *enviscope*-Learjet mit ihren Geräten und bot uns an, unser neues Gerät OJSTER im Flug zu testen³.

Während dieser Kampagne konnte der Einsatz des Gerätes OJSTER am *enviscope*-Learjet erprobt und Fehler in der Software des Betriebsprogrammes aufgedeckt werden. Aufgrund dieser Fehler im Programm sind die Datensätze dieser Kampagne von OJSTER fehlerhaft und nicht wissenschaftlich zu verwenden.

A.2.2 CIRRUS2003

Die Kampagne CIRRUS2003 war die erste reine Zirrenkampagne am ICG-I. Sie wurde von Dr. Martina Krämer geplant und geleitet. Das Ziel dieser Kampagne waren In-Situ-Untersuchungen in Zirruswolken. Sie fand im Dezember 2003 in Hohn (Norddeutschland)

³Mehr Informationen zu dieser Kampagne sind unter <http://dionysos.mpch-mainz.mpg.de/reus/utopian/> zu finden.

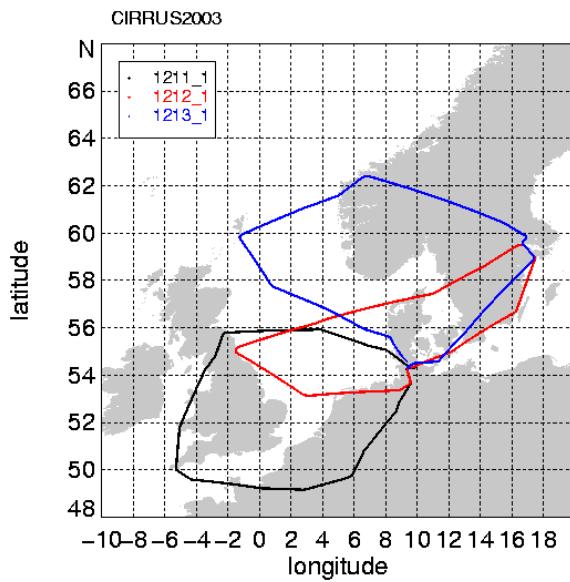


Abbildung A.20: Flugpfade des *enviscope*-Learjet der Kampagne CIRRUS2003

mit dem *enviscope*-Learjet statt. Herbst und Winter bieten ideale Bedingungen, um Zirren in Frontensystemen zu untersuchen (siehe Kapitel 2.2). Der *enviscope*-Learjet wurde für die Kampagne im Innenraum umgestaltet, um den Messgeräten Raum zu bieten. In den Wing Pods, den Behältern unter den Flügeln des Flugzeugs, wurden weitere Geräte angebracht.

In Abbildung A.20 sind die Flugpfade der drei Flüge der Kampagne CIRRUS2003 eingezeichnet. Der mit Schwarz eingezeichnete Pfad für den Flug am 11.12.2003 führt von Hohn nach England, über Frankreich und die Benelux-Staaten wieder zurück zur Basisstation in Hohn. Der Messflug am 12.12.2003, in Rot eingezeichnet, fand zunächst über Skandinavien statt und führte dann über die Nordsee nach England und wieder zurück. Der dritte und letzte Flug dieser Kampagne, in Blau eingezeichnet, fand am 13.12.2003 statt. Der Flugpfad befand sich hauptsächlich über Skandinavien und der Nordsee. Im folgenden Abschnitt wird die Kampagne CIRRUS2003 in Stichworten mit einem Steckbrief vorgestellt. Die Flüge werden mit Datum und Flugzahl bezeichnet. Zum Beispiel 1211_1 setzt sich aus Monat 12, Tag 11 und der Zahl des Flugs an diesem Tag _1 zusammen.

Steckbrief CIRRUS2003

Kampagnenziel	Zirruswolken, untere Stratosphäre	
Anzahl der Flüge	3	
mittlere Flugdauer	ca. 4h	
Flüge in Zirruswolken	1212_1 und 1213_1	
Flüge ohne Wolken	1211_1 und Teile von 1212_1 und 1213_1	
Längen- (LON) /	1211_1	LON -5,5 bis 9,7; LAT 49 bis 56
Breitengrade (LAT)	1212_1	LON -1,8 bis 17,5; LAT 51 bis 59,5
	1213_1	LON -1,3 bis 17,5; LAT 54,5 bis 62,5
Messgeräte	OJSTER	$\mu_{\text{H}_2\text{O}}$
	FISH	$\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ für Gesamtwasser
	AIS	Sammler für Aerosole und Eis
	LICOR	$\mu_{\text{H}_2\text{O}}$
	AVIONIK	Druck, Temperatur, Flughöhe, Flugzeugposition, Windgeschwindigkeit, Fluggeschwindigkeit
Erzeugte Datensets	1211_1	Masterfile
	1212_1	Masterfile, Zirrusauswertung (incl. OJSTER-Korrektur)
	1213_1	Masterfile, Zirrusauswertung (incl. OJSTER-Korrektur)
Wetterbedingungen (siehe Anhang G)	1211_1	Frontensystem
	1212_1	Frontensystem
	1213_1	Warmfront

Zirrusflug 1212_1

In Abbildung A.21 ist der Flugpfad des Fluges 1212_1 der Kampagne CIRRUS2003 in Schwarz dargestellt. Mit Rot ist der Teil des Fluges markiert, auf dem der *enviscope*-

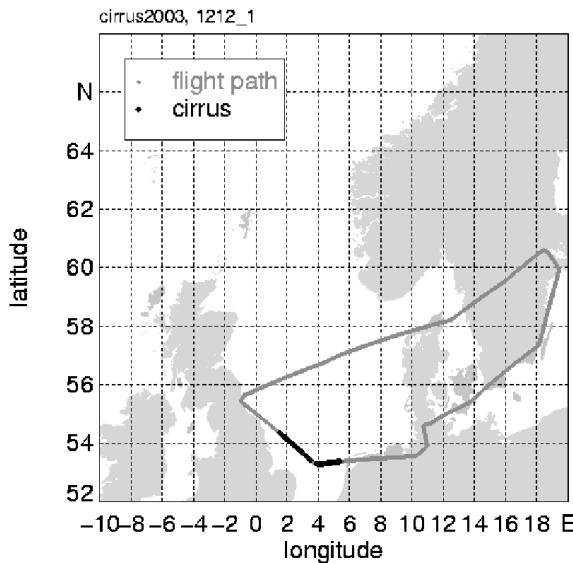


Abbildung A.21: Flugpfad des Flugs 1212_1, Zirruswolke gekennzeichnet

Learjet in Zirruswolken geflogen ist. Die Zirren wurde in einer Flughöhe von 11,2 km beobachtet.

Steckbrief 1212_1

Flugmuster	4 Höhenlevel, aufsteigend
Höhenlevel	11,2 km, 12 km, 12,8 km, 13 km
θ	323 K, 334 K, 347 K, 361 K
Temperatur	210 K, 212 K, 213 K, 213,5 K
Druck	221 hPa, 190 hPa, 173 hPa, 164 hPa
maximaler IWC (FISH)	70 ppmv

Zirrusflug 1213_1

Die Zirruswolke, die am 13.12.2003 untersucht wurde, ist in Rot in Abbildung A.22 auf dem Flugpfad gekennzeichnet. Der erste Teil der Zirruswolke wurde noch im Aufstieg auf das erste Höhenlevel von 12,1 km beobachtet. Auf dem ersten Höhenlevel befand sich keine Wolke. Danach wurde die Zirruswolke stufenweise durchflogen.

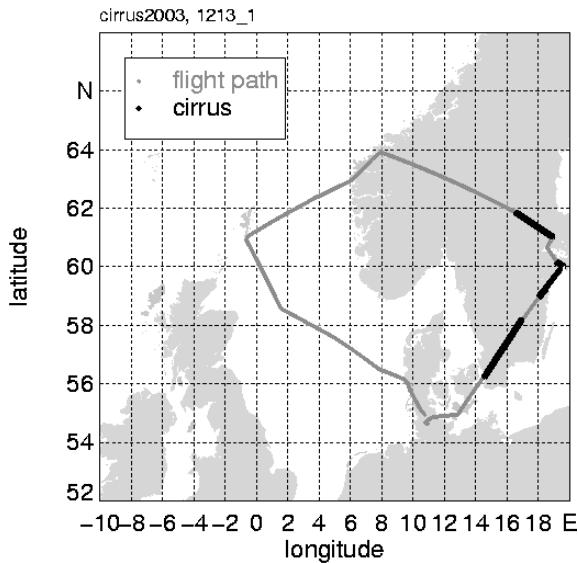


Abbildung A.22: Flugpfad des Flugs 1213_1, Zirruswolke gekennzeichnet

Steckbrief 1213_1

Flugmuster	8 Höhenlevel, davon 5 im Zirrus
Höhenlevel	12,1 km, 11,2 km, 9,3 km, 8,7 km, 8 km, 12,1 km, 12,14 km, 9,3 km
θ	240 K, 321 K, 310 K, 308 K, 305 K, 355 K, 360 K (kein klares Level), 319 K
Temperatur	212 K, 208 K, 219 K, 224 K, 228 K, (starke Schwankung), 224 K
Druck	190,5 hPa, 223 hPa, 296 hPa, 324 hPa, 353 hPa, 190,5 hPa, 182 hPa, 296 hPa
maximaler IWC (FISH)	246 ppmv

1211_1: FISH versus OJSTER

Der Flug am 11.12.2003 war ein Flug ohne Wolken. Dies sind optimale Bedingungen, um FISH und OJSTER miteinander vergleichen zu können. FISH misst Gesamtwasser, d.h. $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ der kondensierten- plus der Gasphase. Sind keine Wolken vorhanden, so existiert

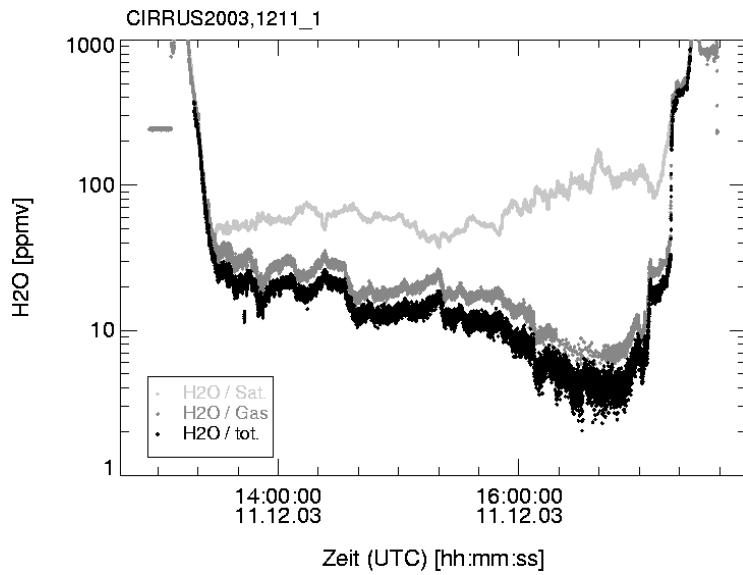


Abbildung A.23: H_2O -Zeitreihe des Messflugs am 11.12.2003. H_2O -Gas wurde von OJSTER und H_2O -Tot. von FISH erfasst. In Hellgrau ist das Wasserdampfsättigungsmischungsverhältnis dargestellt

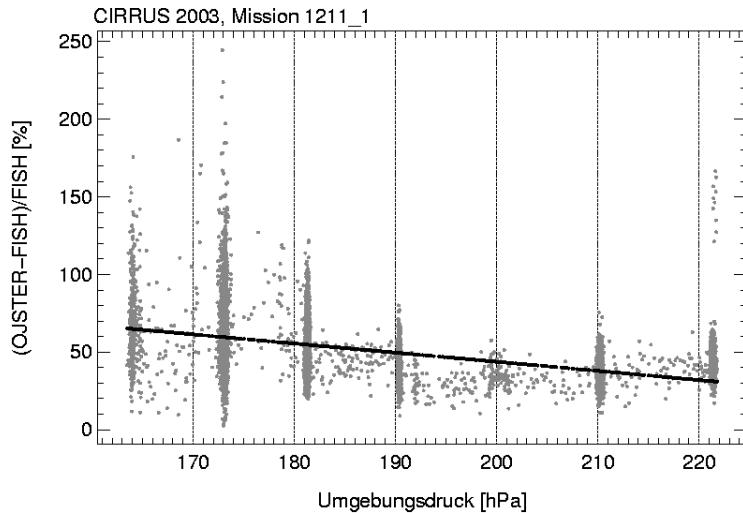


Abbildung A.24: Prozentuale Differenz der OJSTER- $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ von FISH- $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ in Abhängigkeit des Umgebungsdrucks.

keine kondensierte H_2O -Phase und FISH und OJSTER sollten gleiche Messergebnisse produzieren. In Abbildung A.23 ist zu sehen, dass die Messpunkte von FISH in Schwarz und OJSTER in Dunkelgrau zwar exakt gleiche Strukturen aufweisen, im Absolutwert aber differieren.

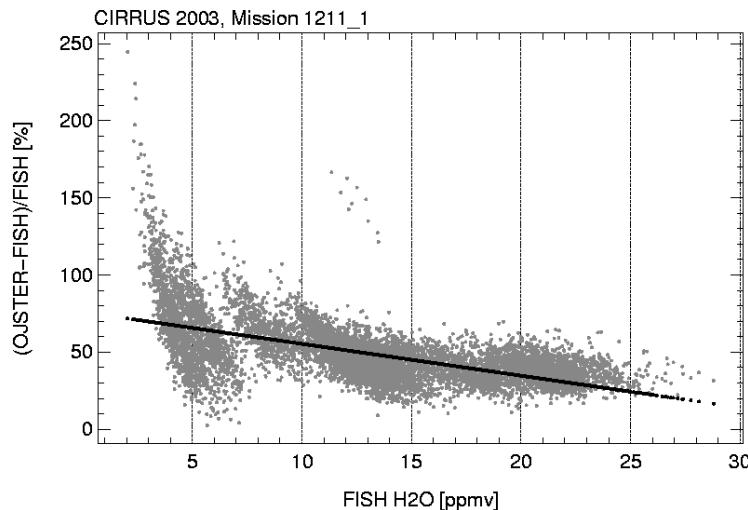


Abbildung A.25: Prozentuale Differenz der OJSTER- $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ von FISH- $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ in Abhängigkeit der FISH- $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$.

Die Abweichung der beiden H₂O-Messgeräte kann druckabhängig sein (siehe Kapitel 3.1.3). Die Druckabhängigkeit der Differenz [%] der Messwerte der beiden Geräte ist in Abbildung A.24 dargestellt. Die Abweichung wird bei abnehmendem Druck größer.

In Abbildung A.25 ist die Abweichung der Messungen von FISH und OJSTER in Abhängigkeit der FISH- $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ abgebildet. Die Abweichung ist bei niedrigen $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ unter 5 ppmv im Mittel um 75%. Ab 13 ppmv reduziert sich die Differenz auf 50%. Dieser Flug ist mit maximal 30 ppmv auf den Flugleveln. Mit diesem Flug am 11.12.2003 können keine Aussagen über den gesamten $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ -Messbereich getroffen werden. Zur wissenschaftlichen Verwendung der OJSTER- $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ wurden die OJSTER-Daten an die $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ von FISH angepasst (vergleiche Kapitel 4.2).

A.2.3 CIRRUS2004

Im November 2004 fand die zweite CIRRUS-Kampagne statt, die vom ICG-I organisiert und durchgeführt wurde. Das MPI Mainz und die Universität Mainz haben sich an der Kampagne mit zwei Partikelmessgeräten beteiligt. Das FSSP-300 (Forward Scattering Spectrometer Probe) ist ein kommerziell erhältliches Partikelmessgerät, das Partikel ab einer Größe von 300 nm Durchmesser messen kann. Das FSSP ist in [Dye and Baumgardener, 1984], [Baumgardener et al., 1985] und [Baumgardener and Spowart, 1990] ausführlich beschrieben. Das zweite Partikelmessgerät COPAS (COndensation PArticle System) verwendet die Kondensation von Butanol auf Partikeln, um die Partikel wachsen zu lassen, damit kleinste Partikel ($> 10\text{nm}$) noch gemessen werden können. In [Weigel, 2005] wird dieses Gerät vorgestellt. Als Basis für

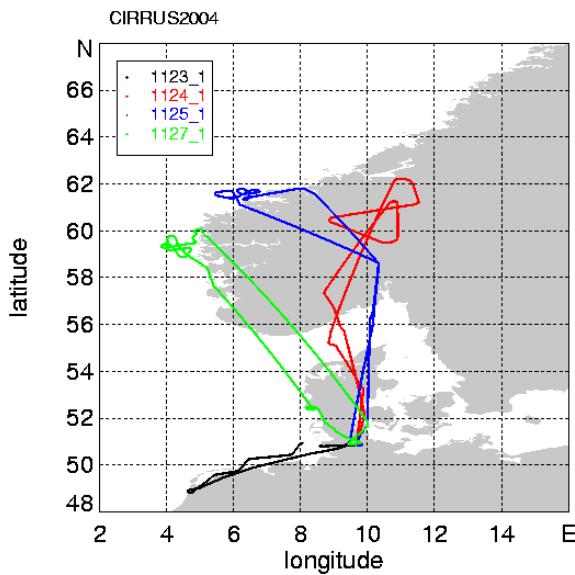


Abbildung A.26: Flugpfade des *enviscope*-Learjet der Kampagne CIRRUS2004

die Messflüge diente wie schon zu CIRRUS2003 der Flughafen in Hohn, Norddeutschland mit dem *enviscope*-Learjet als Messflugzeug.

Abbildung A.26 zeigt die Flugpfade aller Flüge der Kampagne CIRRUS2004. In Schwarz ist der Testflug am 23.11.2004 eingezeichnet. Die Flüge am 24.11.2004 (Rot), am 25.11.2004 (Blau) und 27.11.2004 (Grün) beinhalteten Flugsequenzen in Zirruswolken.

Steckbrief CIRRUS2004

Kampagnenziele	Zirruswolken
Anzahl der Flüge	4
mittlere Flugdauer	ca. 4h
Flüge in Zirruswolken	1124_1, 1125_1 und 1127_1
Flüge ohne Wolken	1123_1

Steckbrief CIRRUS2004 (2)

Längen- (LON) /	1123_1	LON 4,5 bis 9,7; LAT 49 bis 51
Breitengrade (LAT)	1124_1	LON 8,7 bis 9,5; LAT 51 bis 62,3
	1125_1	LON 5,5 bis 10,3; LAT 51 bis 62
	1127_1	LON 3,8 bis 9,7; LAT 51 bis 62
Messgeräte	OJSTER	$\mu_{\text{H}_2\text{O}}$
	FISH	$\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ für Gesamtwasser
	AIS	Sammler für Aerosole und Eis
	FSSP	Partikel > 300nm: N _{tot} , r_{eff} , Volumen, Oberfläche von Partikeln, Größenvertei- lungen
	COPAS	Partikel > 10nm:N _{tot}
	AVIONIK	Druck, Temperatur, Flughöhe, Flugzeugposition, Windgeschwindigkeit, Fluggeschwindigkeit
Erzeugte Datensets	1123_1	Masterfile
	1124_1	Masterfile, Zirrusauswertung (incl. OJSTER-Korrektur)
	1125_1	Masterfile
	1127_1	Masterfile, Zirrusauswertung (incl. OJSTER-Korrektur)
Wetterbedingungen (siehe Anhang G)	1123_1	Frontensystem
	1124_1	Warmfront
	1125_1	Frontensystem
	1127_1	Okklusion

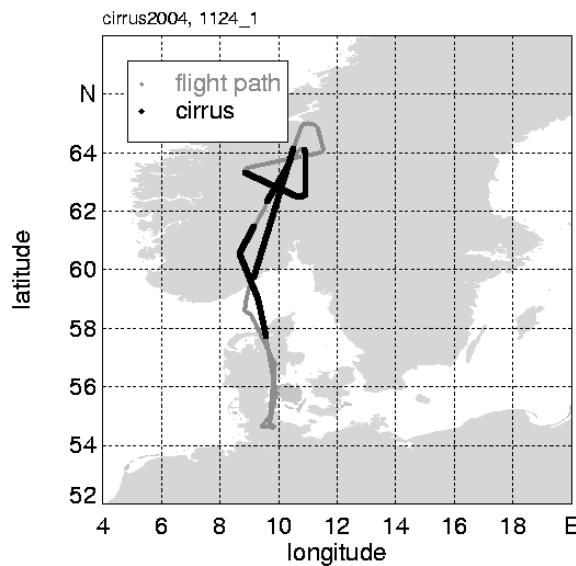


Abbildung A.27: Flugpfad des Flugs 1124_1,

Zirrusflug 1124_1

Der Flugpfad des Messflugs am 24.11.2004 während der Kampagne CIRRUS2004 ist in Abbildung A.27 dargestellt. In Kapitel 5 wird die an diesem Tag beobachtete Zirruswolke in einer Fallstudie ausführlich abgehendelt.

Steckbrief 1124_1

Flugmuster	8 Höhenlevel, davon 7 im Zirrus
Höhenlevel	9,1 km, 10,7km, 11,3 km, 9,1 km, 11,3 km, 9,1 km, 10,1 km, 10,7 km
θ	318 K, 320 K, 323 K, 315 K, 323 K, 317 K, 319 K, 321 K
Temperatur	226 K, 212 K, 208 K (Wellen), 224 K, 208 K (Wellen), 225 K, 217 K, 212 K
Druck	298 hPa, 237 hPa, 217 hPa, 298 hPa, 217 hPa, 298 hPa, 261 hPa, 237 hPa
maximaler IWC (FISH)	278 ppmv

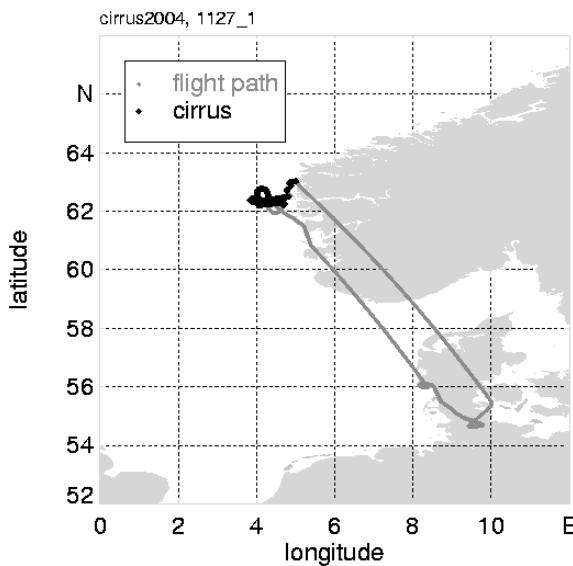


Abbildung A.28: Flugpfad des Flugs 1127_1,

Da für den Flug am 25.11.2004 aufgrund eines Ausfalls von OJSTER keine $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ -Daten in der Zirruswolke vorhanden sind, wird auf diesen Flug in dieser Arbeit nicht weiter eingegangen.

Zirrusflug 1127_1

Der Flugpfad des Messflugs am 27.11.2004 während der Kampagne CIRRUS2004 ist in Abbildung A.28 dargestellt. Diese Wolke war räumlich nicht weit ausgedehnt, sodass das Flugmuster in der beobachteten Wolke angepaßt werden musste.

Steckbrief 1127_1

Flugmuster	1 Höhenlevel, Muster in der Wolke
Höhenlevel	10 km, 6,2 - 9,5 km
θ	318 K, 285 - 310 K
Temperatur	218 K, 216 - 237 K
Druck	261 hPa, 284 - 490 hPa
maximaler IWC (FISH)	430 ppmv

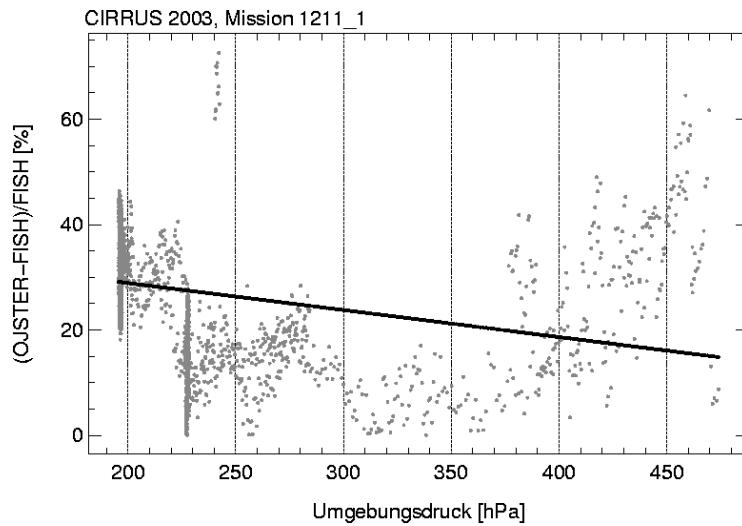


Abbildung A.29: Prozentuale Abweichung OJSTER von FISH in Abhängigkeit des Drucks.

1123_1: FISH versus OJSTER

Zum Vergleich von OJSTER mit FISH wurde in der Kampagne CIRRUS2004 der Messtag am 23.11.2004 ausgesucht, da an diesem Tag keine Wolken gemessen wurden. Wenn keine Wolken vorhanden sind, ist das Wasser in der Atmosphäre in der Gasphase, sodass FISH und OJSTER die selben Messwerte $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ produzieren sollten. In Abbildung A.29 sind die druckabhängigen Differenzen

$$\frac{\text{OJSTER } \mu_{\text{H}_2\text{O}} - \text{FISH } \mu_{\text{H}_2\text{O}}}{\text{FISH } \mu_{\text{H}_2\text{O}}} * 100\% \quad (\text{A.1})$$

dargestellt. Im Bereich des Drucks zwischen 200 und 400 hPa nimmt die Abweichung von OJSTER zu FISH von 45% auf 20% ab. Die H_2O -Daten zu den höheren Drücken wurden während Auf- und Abstieg des Flugzeuges aufgenommen. Dabei unterliegen die Messungen größeren dynamischen Bewegungen des Flugzeugs (siehe Abschnitt 3.2). Die Differenz der $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ der beiden Geräte nimmt ab 400 ppmv wieder zu und erreicht bei 500 hPa 70%.

In Abbildung A.30 ist die Abweichung OJSTER- H_2O von FISH- H_2O in Abhängigkeit der FISH- H_2O abgebildet. Die niedrigen $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ (0 bis 100 ppmv) beinhalten nicht die Auf- und Abstiege des Flugzeugs und entsprechen damit den $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ auf den Flugleveln. In diesem Bereich ist eine große Streuung der Differenzen aus Formel A.1 zwischen 2 und 50 % zu erkennen, was mit den unterschiedlichen Umgebungsdrucken zusammen hängt (siehe Abbildung A.29).

In der Kampagne CIRRUS2004 entspricht die Übereinstimmung von FISH- H_2O -Messung und OJSTER- H_2O -Messung nicht den Erwartungen von maximal 10 % Abweichung.

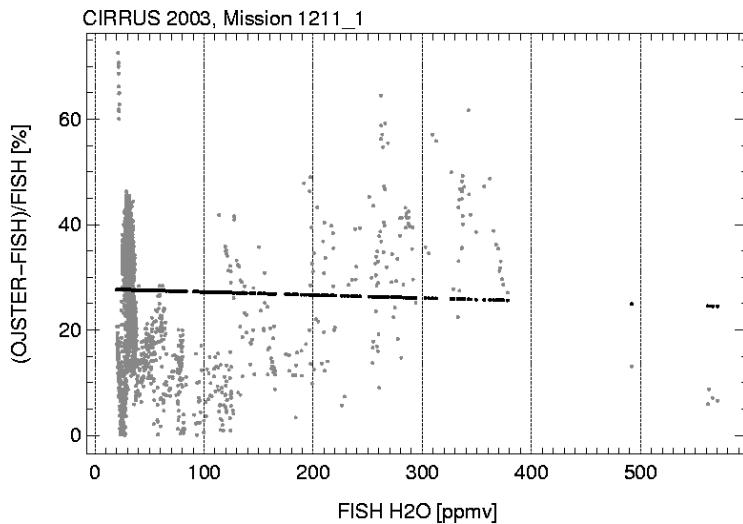


Abbildung A.30: Prozentuale Abweichung OJSTER von FISH in FISH- $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ -Abhängigkeit

A.2.4 TROCCINOX2005

TROCCINOX steht für Tropical Convection, Cirrus and Nitrogen Oxides Experiment. Die Kampagne TROCCINOX2005 fand im Januar und Februar 2005 in Aracatuba, Sao Paulo, Brasilien statt. Ziel der Kampagne war, den Einfluss tropischer Prozesse auf die Zusammensetzung der Atmosphäre, die Ozonschicht in der Stratosphäre und den Zustand des globalen Klimas zu untersuchen. Dazu wurden insbesondere Konvektionsereignisse, Spurengase und ihre Quellen und Wolken und Partikel betrachtet [DLR, 2006]. Für dieses Experiment standen drei Flugzeuge zur Verfügung. An den Messungen auf zweien davon, der DLR Falcon und der GEOPHYSICA war das ICG-I beteiligt. OJSTER wurde auf der DLR Falcon eingesetzt, war aber aufgrund eines Defektes nicht während der ganzen Kampagne einsatzfähig.

In diesem Abschnitt werden kurz die Flüge, zu denen auswertbare Datensätze von OJSTER bestehen, vorgestellt, da die Reparatur des Gerätes und die Messungen im Rahmen dieser Doktorarbeit durchgeführt wurden. Eine Überblick aller Flüge mit OJSTER während TROCCINOX2005 ist in Tabelle A.7 zu finden.

Die korrigierten OJSTER-Daten wurden in die TROCCINOX-Datenbank der DLR eingepflegt. Im folgenden Abschnitt A.3 wird die Handhabung der OJSTER-Daten beschrieben, die für die Daten der einzelnen Kampagnen verwendet wurde.

Flugnummer	Wetterbedingungen	Status OJSTER-Daten
falcon0209_1	Zirren	korrigiert
falcon0210_1	Zirren	korrigiert
falcon0214_1	Wolken im Aufstieg, sonst freier Himmel	nicht auswertbar
falcon0215_1	freier Himmel	nicht auswertbar
falcon0217_1	Zirren	korrigiert
falcon0218_1	Zirren	korrigiert
falcon0218_2	Zirren	korrigiert
falcon0219_1	freier Himmel	korrigiert

Tabelle A.7: Flüge mit OJSTER während der Kampagne TROCCINOX2005

A.3 OJSTER: Datenverarbeitung

Ungenauigkeiten in den Wasserdampfmischungsverhältnissen, die von OJSTER erfasst wurden, konnten korrigiert werden. Mit einer in dieser Arbeit entwickelten Auswerte-Prozedur (inklusive Programmentwicklung) konnten die $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ aus den Rohdaten des Messgerätes neu berechnet werden.

Da die OJSTER-Drucksensoren sehr unzuverlässig arbeiteten (Ausfälle der Sensoren, Sprünge in den Druck-Werten), konnten mittels dieser Auswerte-Prozedur die zur $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ -Berechnung unbedingt notwendigen Druck- und Temperaturdaten korrigiert, bzw. durch Daten aus der AVIONIK-Messung ersetzt werden und zur Neuberechnung der $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ verwendet werden. Trotz dieser Neuberechnung mit korrigierten Druck- und Temperaturmesswerten wurden Abweichungen zwischen OJSTER- $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ und $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ von Referenzgeräten aufgrund von Kalibrationsdefiziten festgestellt. Deswegen wurde eine Adjustierung der OJSTER- $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ notwendig, um wissenschaftlich verwendbare $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ -Messwerte zu erhalten. Die Gasphasen-Messungen von H_2O in Zirren sind wichtig, um Übersättigungen in Zirren quantifizieren zu können. In Kombination mit dem Gesamtwasser-Messgerät FISH konnte der Eiswassergehalt präzise bestimmt werden.

Die Kampagnen-Messflüge mussten einzeln betrachtet und teilweise in verschiedene Flugsequenzen unterteilt werden, um eine Übereinstimmung der OJSTER- $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ mit den $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ der Referenzgeräte außerhalb von Wolken zu erhalten. Für die Flüge der CIRRUS-Kampagnen wurde FISH als Referenzgerät verwendet, da dieses Gerät durch regelmäßige Kalibration sehr zuverlässige Messwerte liefert. FISH misst aufgrund seines Probeneinlasses in Wolken Gesamtwasser ($\mu_{\text{H}_2\text{O}} + \mu_{\text{H}_2\text{O kondensiert}} = \mu_{\text{H}_2\text{O total}}$). Um die Geräte vergleichen zu können wurden die Flüge in Zirrussequenzen und Clear Air unterteilt. Die OJSTER-Messwerte wurden in Clear Air an die FISH-Messwerte adjustiert, da unter diesen Luftbedingungen $\mu_{\text{H}_2\text{O}} = \mu_{\text{H}_2\text{O total}}$ ist. Da die Abweichungen der Geräte druckabhängig war wurden die Drucklevel der Flüge teilweise einzeln betrachtet und korrigiert.

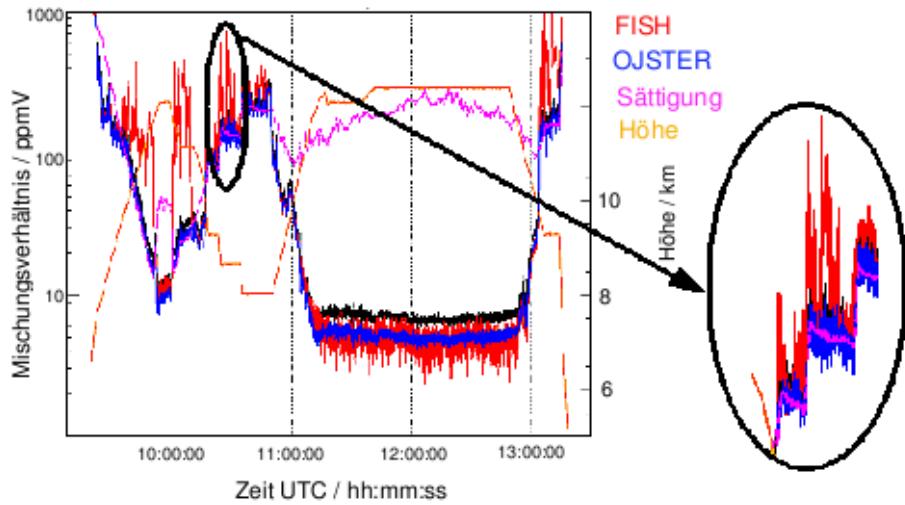


Abbildung A.31: Datenverarbeitung der OJSTER-Daten: Zeitreihen (13.12.2003, CIRRUS2003 von FISH- $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ (unkorrigiertes Enhancement, Rot), OJSTER- $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ (Schwarz), Sättigungs- $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ (Pink), Flughöhe (Orange) und adjustierte bzw. korrigierte OJSTER- $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ (Blau). Der Ausschnitt zeigt, wie deutlich in einem Zirrus $\mu_{\text{H}_2\text{O total}}$ (Rot) von $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ (Blau) unterschieden werden kann. Diese Differenz wird verwendet, um Wolken von Clear Air sekunden-genau zu unterscheiden.

In Abbildung A.31 sind Zeitreihen des Gesamtwassermessgerätes FISH und OJSTER dargestellt. Durch eine Adjustierung der OJSTER-Messwerte an die Messwerte von FISH außerhalb von Wolken konnten die schwarzen OJSTER-Datenpunkte auf die blauen Datenpunkte korrigiert werden. Zirren kann man in den Zeitreihen an den Spikes aufgrund von Eiskristallen in den Gesamtwassermessungen erkennen. Die Kombination von Gesamtwasser- und Gasphasenwassermessung ist hilfreich, um Zirren präzise von ihrer Umgebung zu unterscheiden. Innerhalb der Zirren befinden sich die am Referenzgerät adjustierten OJSTER-Messdaten für den Messflug am 13.12.2003 nahe an der $\mu_{\text{H}_2\text{O}}\text{-Sättigung}$ (Pink), was auch den $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ entspricht, die man in diesem Zirrus erwartet. In Zirren misst FISH aufgrund seiner Sammeleffizienz erhöhte Werte für $\mu_{\text{H}_2\text{O total}}$ [Krämer and Afchine, 2004]. Diese Eigenschaft wurde bei der Unterscheidung von Messdaten inner- und außerhalb von Zirren ausgenutzt. Da die Differenz der unkorrigierten $\mu_{\text{H}_2\text{O total}}$ und der $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ in Zirren sehr groß ist, können die Datenpunkte sekundengenau in Messpunkte innerhalb oder außerhalb von Zirren eingeteilt werden. Trotz der Probleme mit dem $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ -Messgerät OJSTER konnten die Daten, die mit dem Gerät gesammelt wurden, korrigiert und wissenschaftlich verwendet werden.

Anhang B

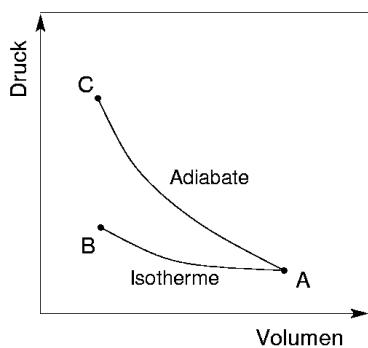
Die potentielle Temperatur θ

Die potentielle Temperatur θ ist konstant bei adiabatischen Bewegungen eines Luftpakets. **Adiabatisch** bedeutet, dass kein Wärmeaustausch zwischen dem Luftpaket und seiner Umgebung stattfindet:

$$dq = 0 \quad (\text{B.1})$$

In unten stehender Abbildung ist schematisch die Bewegung eines Luftpaketes auf einer Isotherme ($A \rightarrow B$) und auf einer Adiabate ($A \rightarrow C$) dargestellt. Bei der isothermen Zustandsänderung des Luftpaketes wird das Volumen des Paketes verringert. Der Druck nimmt dadurch leicht zu. Aber da dieses Luftpaket Wärme an seine Umgebung abgeben kann, bleibt die Temperatur des Luftpakets konstant.

Bei einer adiabatischen Zustandsänderung eines Luftpaketes kann die Wärme, die durch die Volumenverringerung produziert wird nicht abgegeben werden. Die Temperatur steigt im Luftpaket, wodurch der Druck stärker erhöht wird als bei einem isothermen Prozess.



Die potentielle Temperatur ist über die Poisson-Gleichung definiert:

$$\theta = T \cdot \left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{R}{c_p}} \quad (\text{B.2})$$

mit der Temperatur $T[K]$, dem Normaldruck $p_0 = 1013\text{hPa}$, dem Druck $p[\text{hPa}]$, der Gaskonstante $R = 287 \frac{\text{J}}{\text{K} \cdot \text{kg}}$ und der spezifischen Wärme bei konstantem Druck $c_p = 1004 \frac{\text{J}}{\text{K} \cdot \text{kg}}$.

Die potentielle Temperatur θ ist konservativ unter adiabatischen Bedingungen. Dies ist ein nützlicher Parameter in der Atmosphärenodynamik, da viele Prozesse nahezu adiabatisch verlaufen [Wallace and Hobbs, 2006].

B.1 Thermische Schichtung

Um den Zusammenhang zwischen θ und der Stabilität der thermischen Schichtung zu verstehen, wird zunächst der trocken-adiabatische Temperaturgradient Γ_d betrachtet. Für eine adiabatische Änderung des Luftpaketes gilt:

$$d(c_p T + \Phi) = dq = 0 \quad (\text{B.3})$$

$$\text{mit } d\Phi = g \cdot dz = -\frac{1}{\rho} dp \quad (\text{B.4})$$

und geteilt durch dz ergibt sich

$$-\frac{dT}{dz} = \frac{g}{c_p} \equiv \Gamma_d \quad (\text{B.5})$$

der trocken-adiabatische Temperaturgradient.

Nun wird der Zusammenhang des Gradienten der potentiellen Temperatur $\frac{d\theta}{dz}$ und dem Gradienten der aktuellen Temperatur $\frac{dT}{dz}$ hergestellt. Dazu wird das vollständige Differenzial

$$d\theta = \frac{\partial \theta}{\partial T} \cdot dT + \frac{\partial \theta}{\partial p} \cdot dp \quad (\text{B.6})$$

gebildet. Mit Gleichung B.2 folgt daraus

$$\frac{d\theta}{\theta} = \frac{dT}{T} - \frac{R}{c_p} \cdot \frac{dp}{p}. \quad (\text{B.7})$$

$$\text{Mit } \frac{dp}{p} = -\frac{M \cdot g}{R \cdot T} \cdot dz \quad (\text{B.8})$$

wird Gleichung B.7 zu

$$\frac{1}{\theta} \cdot \frac{d\theta}{dz} = \frac{1}{T} \cdot \frac{dT}{dz} + \frac{\Gamma_d}{T}, \quad (\text{B.9})$$

da $M \cdot g / c_p = \Gamma_d = -\frac{dT}{dz}$ adiabatisch ist.

Nach Multiplikation von Gleichung B.9 mit θ erhält man den gesuchten Zusammenhang

$$\frac{d\theta}{dz} = \frac{\theta}{T} \cdot \left(\frac{dT}{dz} + \Gamma_d \right) = \frac{\theta}{T} \cdot (\Gamma_d - \gamma) \quad (\text{B.10})$$

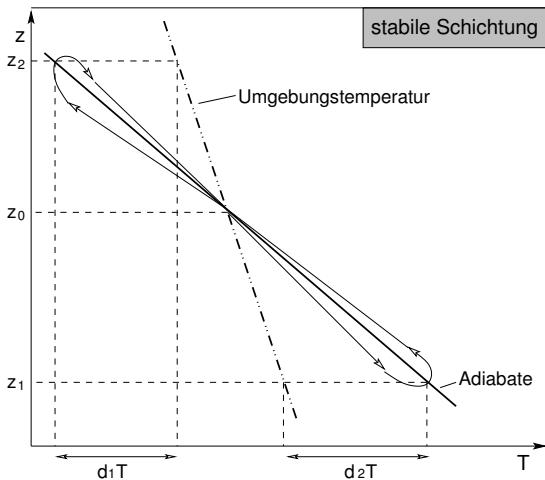


Abbildung B.1: Skizze zur stabilen Schichtung [Roedel, 2000]

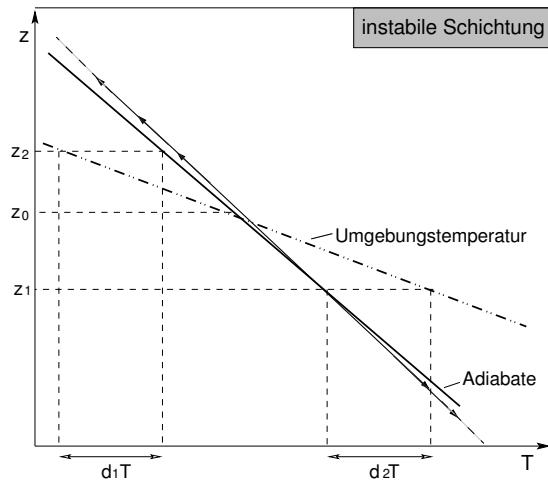


Abbildung B.2: Skizze zur labilen (instabilen) Schichtung [Roedel, 2000]

mit dem trocken-adiabatischen Temperaturgradienten $\Gamma_d = -(\frac{dT}{dz})_{\text{adiabatisch}}$ und dem Temperaturgradienten der Umgebungstemperatur $\gamma = -\frac{dT}{dz}$, wird deutlich, dass selbst bei $T = \text{const.}$ und $\gamma = 0$, einer isotherm geschichteten Atmosphäre, die potentielle Temperatur mit der Höhe exponentiell steigt. Dies hat in der Stratosphäre potentielle Temperaturen bis zu einer Größenordnung von 1000 K zur Folge [Roedel, 2000].

Abbildung B.1 stellt eine Skizze zur **stabilen thermischen Schichtung** dar. Auf der x-Achse ist die Temperatur und auf der y-Achse die Höhe aufgezeichnet. Die punktgestrichelte Linie stellt die Umgebungstemperatur $T(z)$ dar. Die Adiabate, auf der sich ein Luftpaket bewegt ist mit einer durchgezogenen Linie eingezeichnet. Wird ein Luftpaket aus seiner Ursprungslage z_0 nach z_2 ausgelenkt, so ist die Temperatur des Luftpakets geringer. Da kalte Luft nach unten sinkt, wird dieses Luftpaket wieder an seine Ausgangslage z_0 zurück kehren. Umgekehrt verhält es sich, wenn das Luftpaket nach z_1 ausgelenkt wird. Am Punkt z_1 hat das Luftpaket eine höhere Temperatur als seine Umgebung. Deshalb wird das Luftpaket wieder nach z_0 aufsteigen.

In der **instabilen Schichtung**, siehe Abbildung B.2, ist das Verhältnis der Temperatur des Luftpakets zu der Temperatur seiner Umgebung umgekehrt zur stabilen Schichtung. Wird in dieser Temperatursituation das Luftpaket von seiner Ruhelage z_0 auf der Adiabaten (durchgezogene Linie) nach z_2 bewegt, so ist die Temperatur des Luftpaktes immer höher als die Temperatur seiner Umgebung (punktgestrichelte Linie). Dies bewirkt, dass das Luftpaket sich immer weiter von seiner Ausgangslage z_0 entfernt. Je weiter es sich von z_0 entfernt, desto größer ist der Unterschied der Temperaturen und das Luftpaket wird immer schneller aufsteigen. In einer instabilen thermischen Schichtung ($\frac{d\theta}{dz} < 0$) können also höhere Vertikalgeschwindigkeiten erwartet werden als in einer stabilen Schichtung ($\frac{d\theta}{dz} > 0$).

Ist $\gamma = \Gamma_d$ bzw. $\frac{d\theta}{dz} = 0$, so nimmt das Luftpaket immer sofort die Temperatur der Umgebung an und erfährt dadurch keinerlei Auftriebskräfte. Die **Schichtung ist neutral** [Roedel, 2000].

Anhang C

OJSTER-Spezifikation

Unteres Detektionslimit	4 ppmv (aufgrund der optischen Weglänge)
Genauigkeit	+2% bei Werten $> 100\text{ppmv}$, +5% bei Werten $< 100\text{ppmv}$
Präzision	+2% für 1s Integrationszeit, +4% bei 100Hz Betrieb
Proben-Update-Rate	0, 1s in 2f-Scanning-Modus, 0.01s in Line-Lock-Modus
Optische Weglänge	4m in offener Herriott-Zelle
Spektrallinie Wasserdampf	7306, 752 cm^{-1} (1368, 6nm)
Modulationsamplitude	0.075 cm^{-1} (am Peak, optimiert für 250hPa)
Referenz Mischungsverhältnis	100ppmv
Temperaturbereich	180 – 310K
Druckbereich	100 – 1000hPa

Anhang D

Sättigungsmischungsverhältnis: Flüssiges H₂O versus Eis

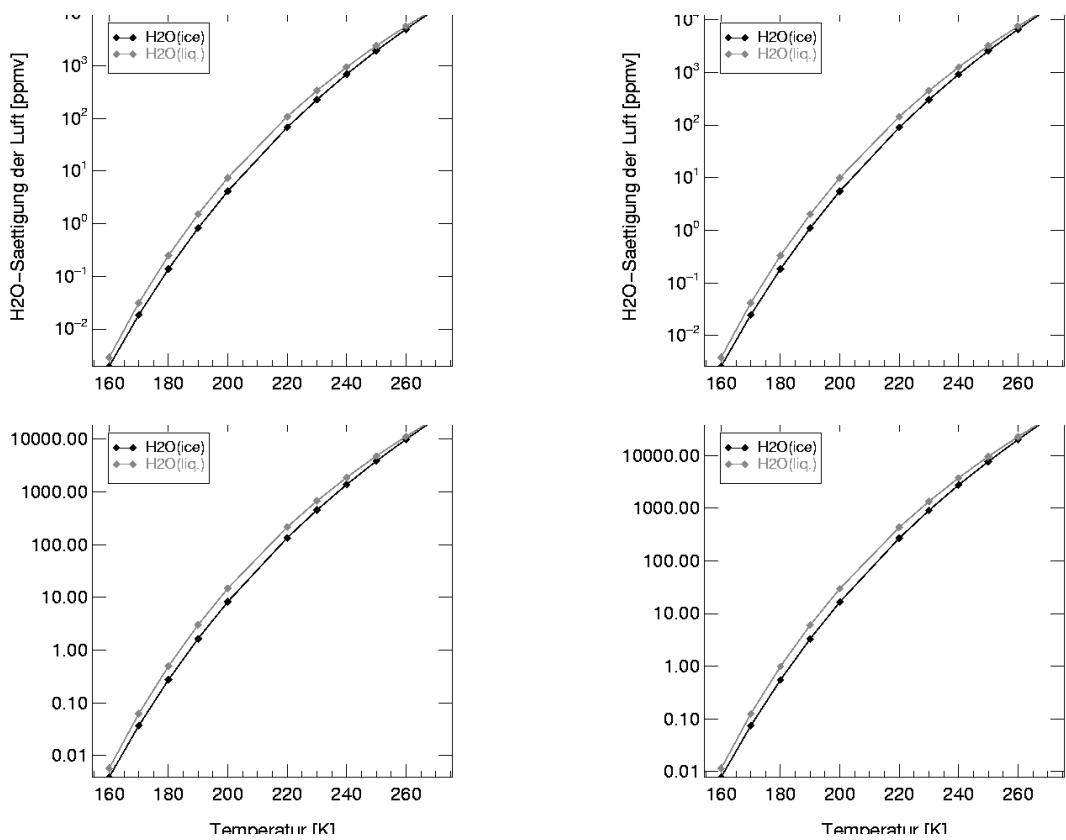


Abbildung D.1: $\mu_{\text{H}_2\text{O}} \text{sat}$ bezüglich Wasser H₂O(liq.) und bezüglich Eis H₂O(ice) bei verschiedenen Drücken

Anhang E

Strömungsrechnung OJSTER-Messkopf an *enviscope-Learjet-Wingpod*

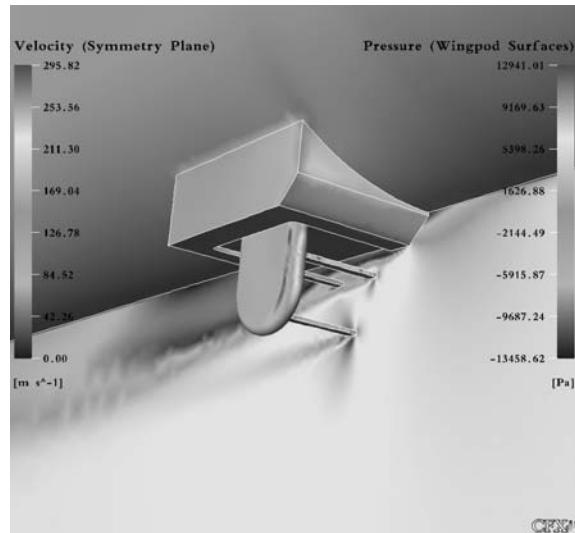


Abbildung E.1: Qualitative Strömungsrechnung mit dem Programm CFX von Armin Afchine: Der linke Farbcode gibt die Strömungsgeschwindigkeiten in der Ebene an, der rechte Farbcode ist für Druck auf der Oberfläche des Wingpods und der OJSTER-Messzelle. An den Stabilisationsstäben der Messzelle von OJSTER bilden sich Verwirbelungen aus, die sich bis in die Mitte der Messzelle, wo die Absorption des Laserlichts an Wasserdampf stattfindet. Für eine Quantifizierung des Einflusses der Geometrie auf die Strömung der Probenluft müssen aufwändiger Geometrieeingaben in CFX erfolgen.

Anhang F

Technische Daten Klimakammer

Herstellerfirma	Brabender Realtest-Umweltsimulatoren
Ansprechpartner im ICG-II	Herman Smit und Wolfgang Stäter
freies Volumen	80 cm x 80 cm x 80 cm (ca. 0,5 m ³)
gesamtes Luftvolumen	1 m ³
Kühlleistung	20 kW
Heizleistung	50 kW
realisierbarer Temperaturbereich	-80°C bis 40°C
maximale Kühlrate	2°C/Minute
Druckbereich	2 hPa bis Umgebungsdruck
mittlere Luftgeschwindigkeit	0,5 m/sec

Anhang G

Wetterkarten

G.1 CIRRUS2003 und CIRRUS2004

Die in diesem Abschnitt abgebildeten Wetterkarten wurden vom Deutschen Wetterdienst erstellt. Ein Teil der Karten sind unter www.wetterpate.de herunterzuladen. Sie sind an dieser Stelle abgebildet, um einen Überblick über die Wettersituation an den einzelnen Flugtagen zu geben, und um zukünftige Auswertungen zu vereinfachen.

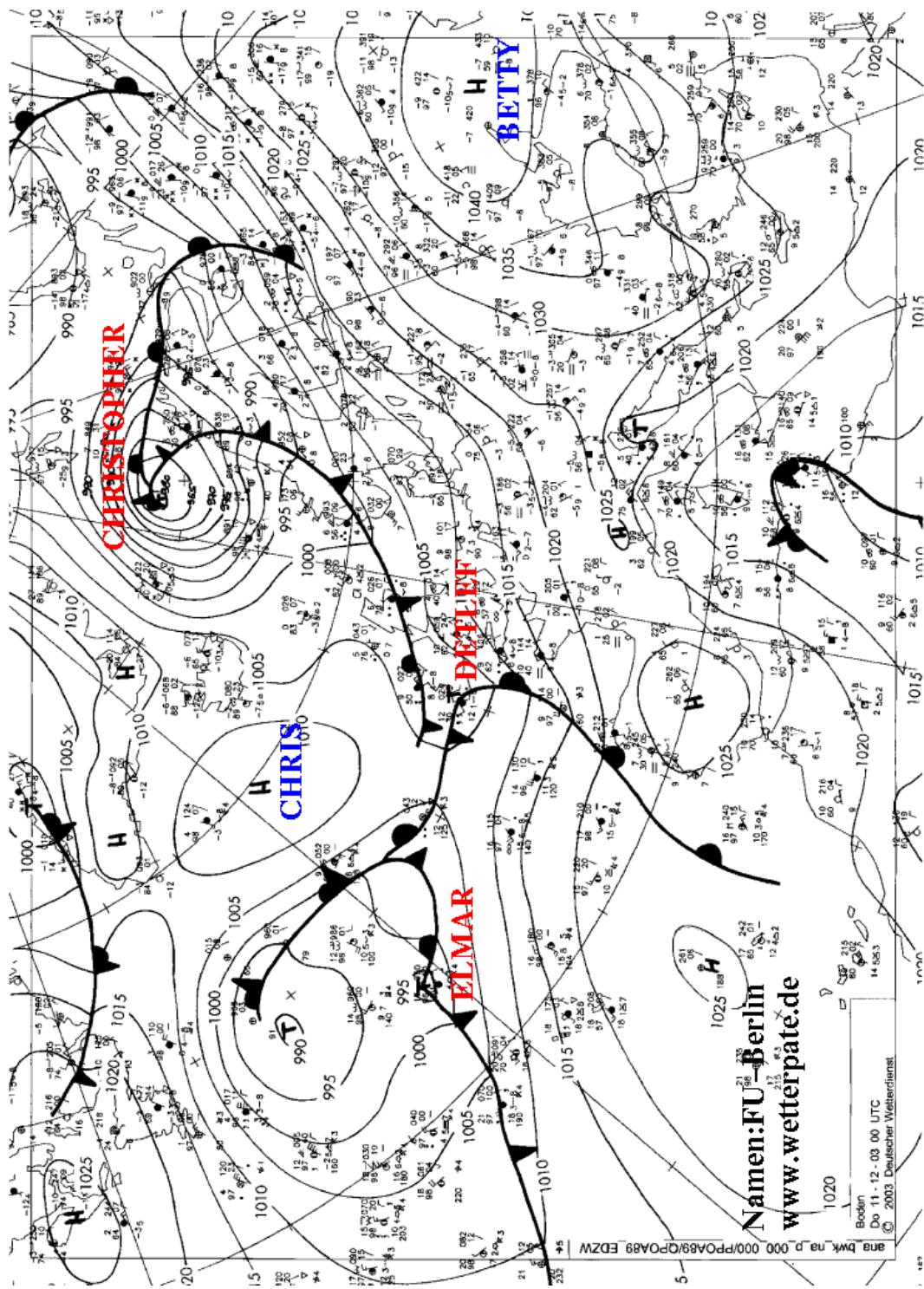


Abbildung G.1: Wetterkarte für den 11.12.2003

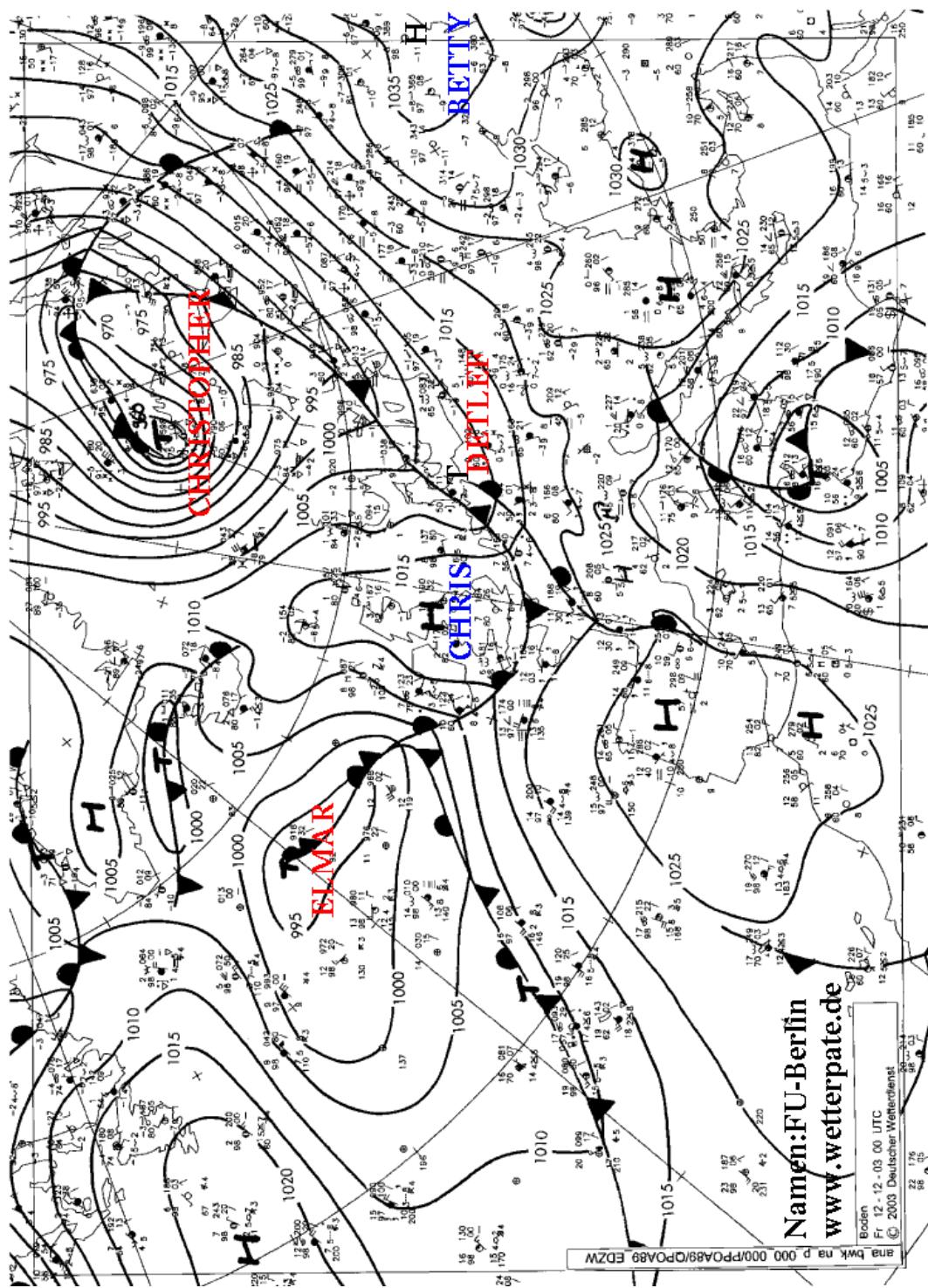


Abbildung G.2: Wetterkarte für den 12.12.2003

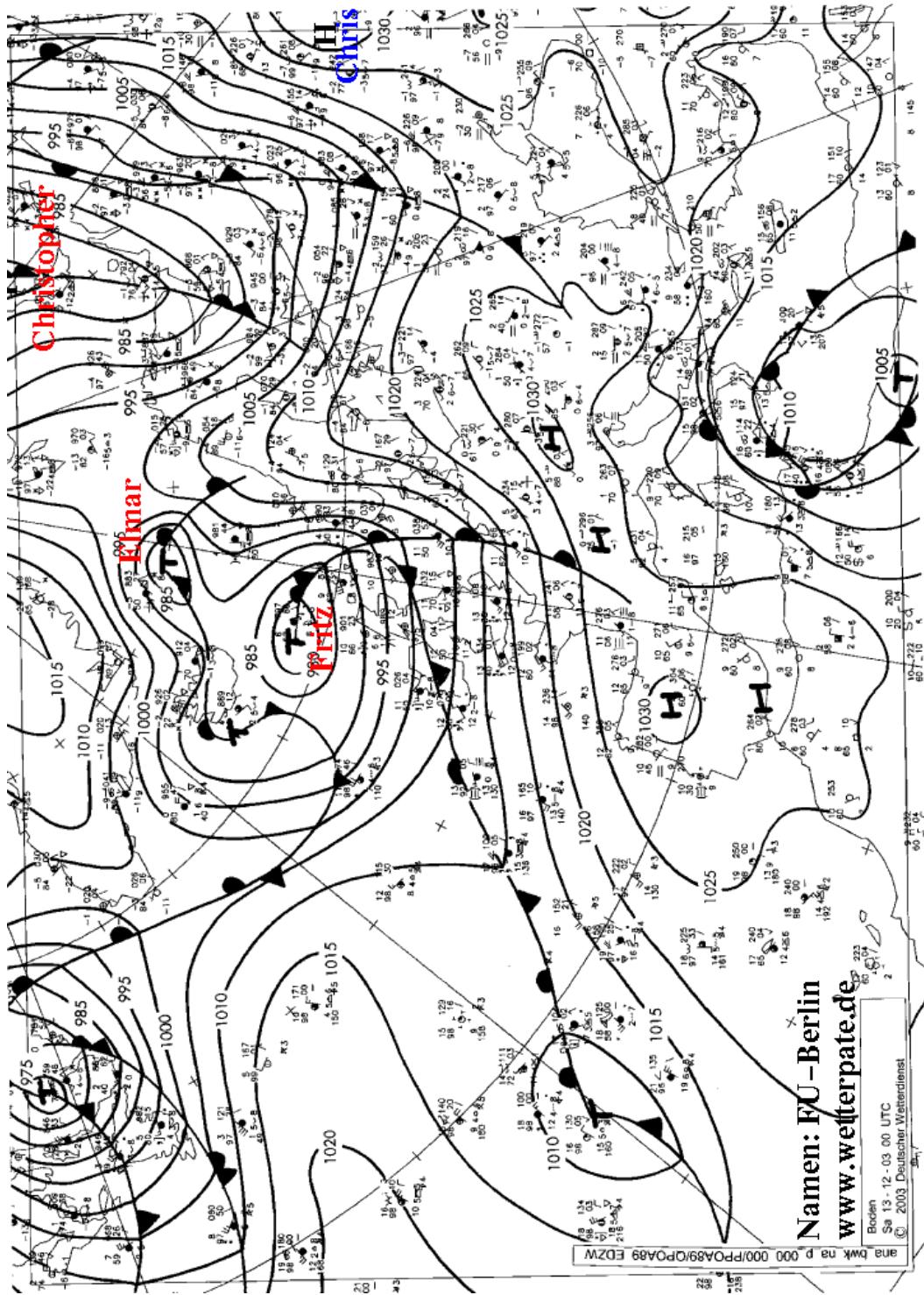


Abbildung G.3: Wetterkarte für den 13.12.2003

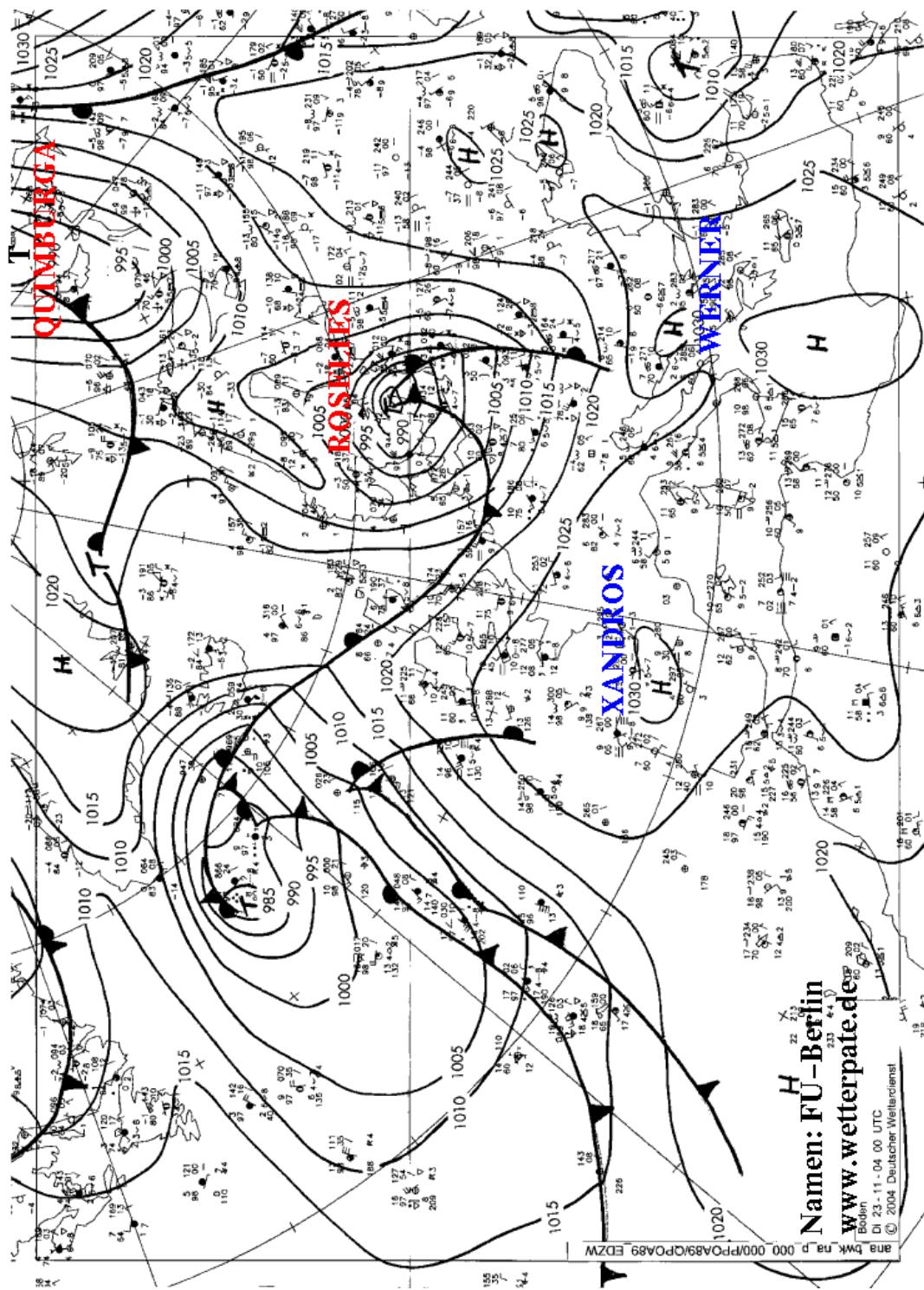


Abbildung G.4: Wetterkarte für den 23.11.2004

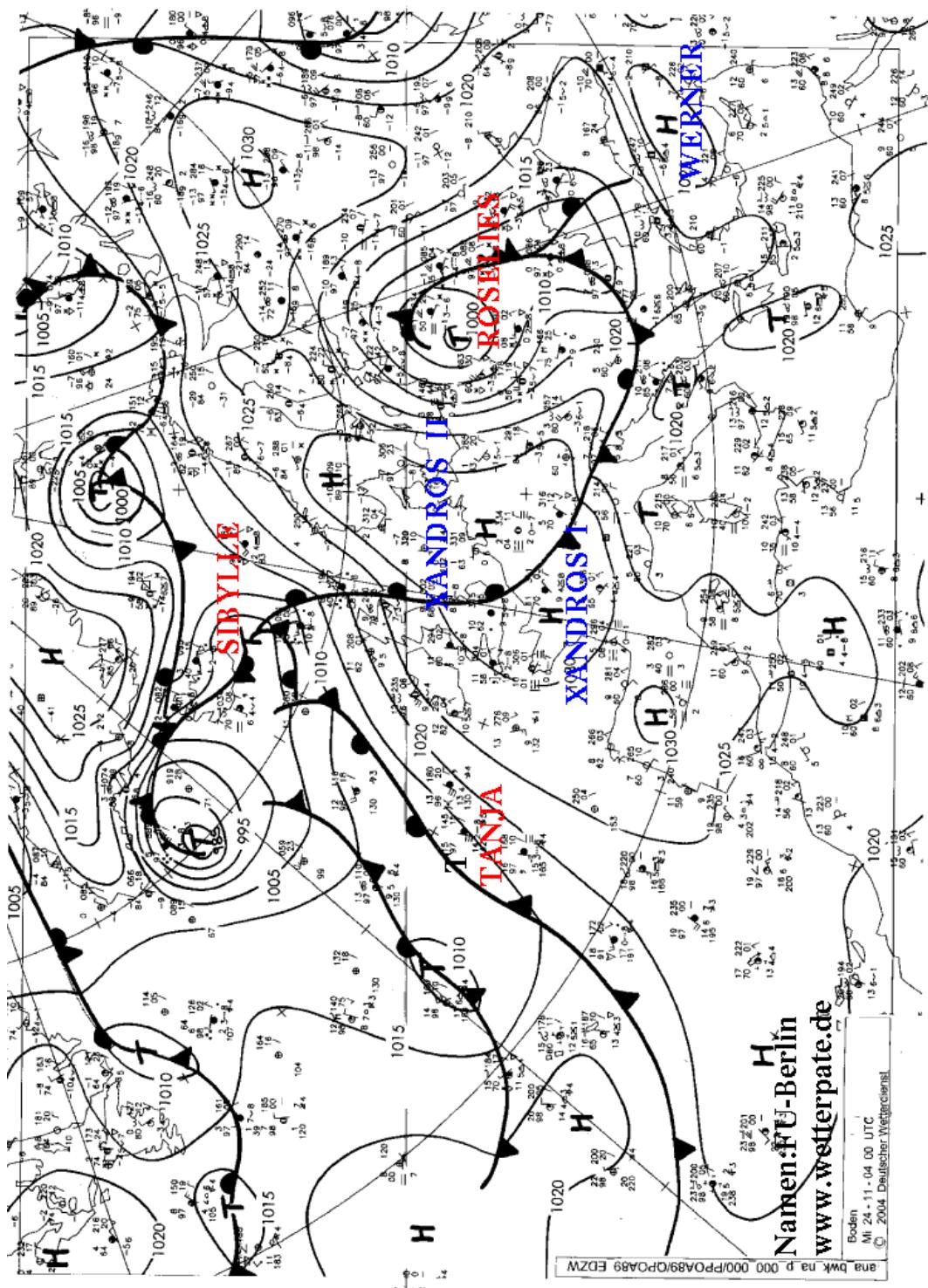


Abbildung G.5: Wetterkarte für den 24.11.2004

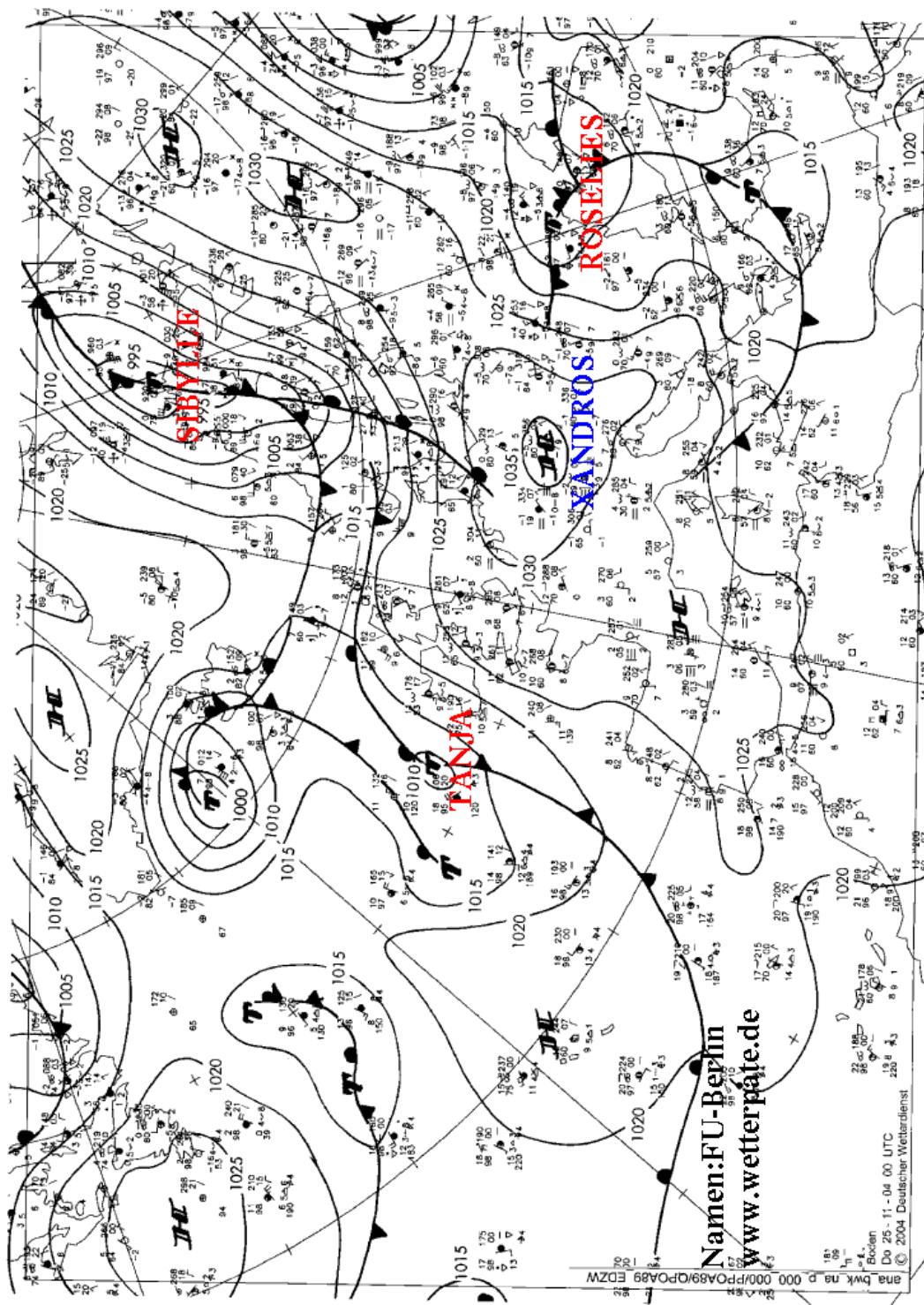


Abbildung G.6: Wetterkarte für den 25.11.2004

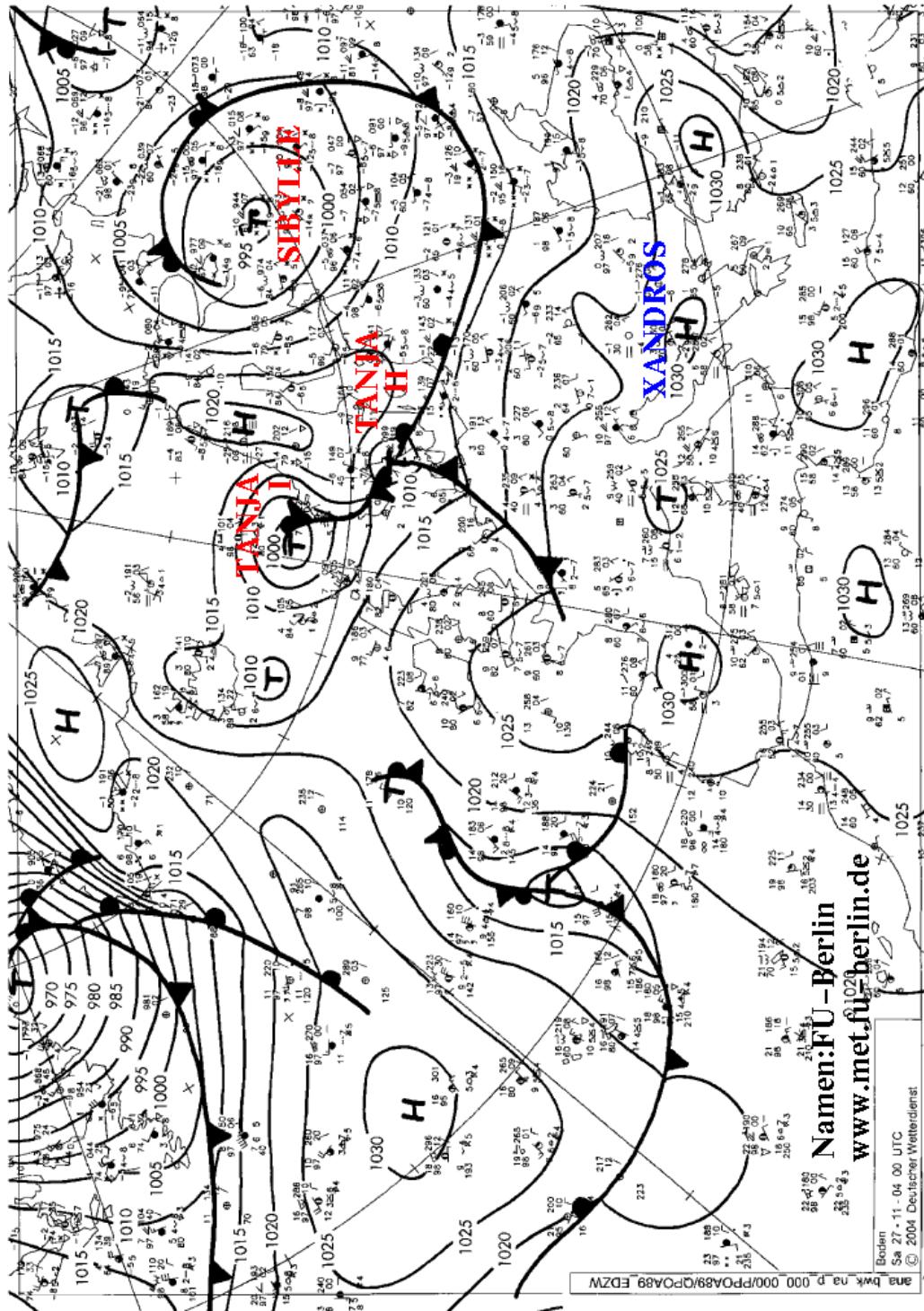


Abbildung G.7: Wetterkarte für den 27.11.2004

Literaturverzeichnis

- [IPC, 2001] (2001). "Climate Change 2001: The Scientific Basis". http://www.grida.no/climate/ipcc_tar/index.htm.
- [Imm, 2006] (2006). *Subvisible cirrus clouds in the upper troposphere: A comparison of lidar observations with ECMWF operational analysis data*. European Geoscience Union.
- [Atkinson, 1981] Atkinson (1981). *Meso-scale Atmospheric Circulations*, chapter 2: Lee Waves. Academic Press.
- [Baumgardener and Spowart, 1990] Baumgardener, D. and Spowart, M. (1990). "Evaluation of the Forward Scattering Spectrometer Probe. Part III: Time Response and Laser Inhomogeneity Limitations". *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 7(5), pp. 666 – 672.
- [Baumgardener et al., 1985] Baumgardener, D.; Strapp, W.; and Dye, J. E. (1985). "Evaluation of the Forward Scattering Spectrometer Probe. Part II: Corrections for Coincidence and Dead-Time Losses". *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 2(4), pp. 626 – 632.
- [Beuermann, 2000] Beuermann, J. (2000). *Einfluss von Transportprozessen auf die Wasserdampfverteilung in der Tropopausenregion*. Doctoral thesis, Institut für Chemie und Dynamik der Geosphäre - I, Forschungszentrum Jülich GmbH, Universität Köln.
- [Beyerle et al., 1998] Beyerle, G.; Schäfer, H.-J.; Neuber, R.; Schrems, O.; and McDermid, I. (1998). "Dual wavelength lidar observations of tropical high-altitude cirrus clouds during the ALBATROSS 1996 campaign". *Geophysical Research Letters*, 25(6), pp. 919 f.
- [Bohl, 2001] Bohl, W. (2001). *Technische Strömungslehre*, chapter Umströmung von Körpern. Vogel Fachbuch, Kamprath-Reihe.
- [Comstock et al., 2004] Comstock, J. M.; Ackerman, T. P.; and Turner, D. D. (2004). "Evidence of high ice supersaturation in cirrus clouds using ARM Raman lidar measurements". *Geophysical Research Letters*, 31.

- [Demtröder, 1993] Demtröder, W., editor (1993). *Laserspektroskopie, Grundlagen und Techniken*. Springer Verlag.
- [DLR, 2006] DLR (2006). <http://www.pa.op.dlr.de/troccinox/>, Stand 05-2006.
- [Dudhia, 2004] Dudhia, A. (2004). *RFM Software User's Manual*. Department of Atmospheric, Oceanic and Planetary Physics, University of Oxford, United Kingdom. <http://www.atm.ox.ac.uk/rfm>.
- [Dye and Baumgardener, 1984] Dye, J. E. and Baumgardener, D. (1984). "Evaluation of the Forward Scattering Spectrometer Probe. Part I: Electronic and Optical Studies". *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 1(4), pp. 329 – 344.
- [Ebert et al., 2005] Ebert, V.; Teichert, H.; Giesemann, C.; Saathoff, H.; and Schurath, U. (2005). "Fasergekoppeltes In-situ-Laserspektrometer für den selektiven Nachweis von Wasserdampfspuren bis in den ppb-Bereich". *Technisches Messen*, 72, pp. 23 – 30.
- [Fleer, 2006] Fleer, H. (2006). Aus Vorlesung: Einführung in die Klimatologie, Uni Bochum.
- [Fu and Liou, 1993] Fu, Q. and Liou, K. N. (1993). "Parameterization of the radiative properties of cirrus clouds". *Journal of Atmospheric Science*, 50, pp. 2008–2025.
- [Gao et al., 2004] Gao, R.; Popp, P.; Fahey, D.; Marcy, T.; Herman, R.; Weinstock, E.; Baumgardener, D.; Garrett, T.; Rosenlof, K.; Thompson, T.; Bui, P.; Ridley, B.; Wofsy, S.; Toon, B.; Tolbert, M.; Kärcher, B.; Peter, T.; Hudson, P.; Weinheimer, A.; and Heymsfield, A. (2004). "Evidence That Nitric Acid Increases Relative Humidity in Low-Temperature Cirrus Clouds". *Science*, 303, pp. 516 – 520.
- [Gierens, 2004] Gierens, K. (2004). "Report to the COST Office on the COST 723 Workshop on Cirrus Clouds and their Supersaturated Environment". http://www.cost723.org/meetings/wg3_1/.
- [Gierens and Spichtinger, 2006] Gierens, K. and Spichtinger, P. (2006). "Mesoscale modelling of homogeneous and heterogeneous cloud formation and evolution using EuLag . Part 2:". *Atmospherical Chemistry and Physics (Discussions)*. not yet published.
- [Giesemann, 2003] Giesemann, C. (2003). *Entwicklung und Einsatz eines Diiodenlaserspektrometers zum quantitativen In-situ-Nachweis von Methan und Wasser in der Stratosphäre*. Doctoral thesis, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg.
- [Grabowski and Smolarkiewicz, 2002] Grabowski, W. W. and Smolarkiewicz, P. K. (2002). "A Multiscale Anelastic Model for Meteorological Research". *Monthly Weather Review*, 130, pp. 939 – 956.

- [Haag and Kärcher, 2004] Haag, W. and Kärcher, B. (2004). "The impact of aerosols and gravity waves on cirrus clouds at midlatitudes". *Journal of Geophysical Research*, 109, pp. not available.
- [Herriott et al., 1964] Herriott, D.; Kogelnik, H.; and Kompfner, R. (1964). "Off-Axis Paths in Spherical Mirror Interferometers". *APPLIED OPTICS*, 3(4), pp. 523 –.
- [Heymsfield and Iaquinta, 2000] Heymsfield, A. and Iaquinta, J. (2000). "Cirrus crystal terminal velocities". *Journal of Atmospheric Science*, 57, pp. 916 – 938.
- [Heymsfield and McFarquhar, 2002] Heymsfield, A. and McFarquhar, G. (2002). *CIR-RUS*. Oxford University Press.
- [Hoyle et al., 2005] Hoyle, C.; Luo, B.; and Peter, T. (2005). "The Origin of High Ice Crystal Number Densities in Cirrus Clouds". *Journal of the Atmospheric Sciences*, 62(7), pp. 2568 – 2579.
- [Jensen and et al., 2004] Jensen, E. and et al. (2004). "Ice supersaturations exceeding 100% at the cold tropical tropopause: implications for cirrus formation and dehydration". *Atmospheric Chemistry and Physics Discussions*, 4, pp. 7433 – 7462.
- [Jensen et al., 1998] Jensen, E.; Toon, O.; Tabazadeh, A.; Sachse, G.; Anderson, B.; Chan, K.; Twohy, C.; Gandrud, B.; Aulenbach, S.; Heymsfield, A.; Hallett, J.; and Gary, B. (1998). "Ice nucleation processes in upper tropospheric wave-clouds observed during SUCCESS". *Journal of Geophysical Research Letters*, 25, pp. 1363 – 1366.
- [Kärcher, 2003] Kärcher, B. (2003). "Simulating gas-aerosol-cirrus interactions: Process-oriented microphysical model and applications". *Atmospheric Chemistry and Physics*, 3, pp. 1645 – 1664.
- [Kärcher and Lohmann, 2002] Kärcher, B. and Lohmann, U. (2002). "A parameterization of cirrus cloud formation: Homogeneous freezing of supercooled aerosols". *Journal of Geophysical Research*, 107(D2), pp. not available.
- [Koop et al., 2000] Koop, T.; Luo, B.; Tsias, A.; and Peter, T. (2000). "Water activity as the determinant for homogeneous ice nucleation in aqueous solutions". *Nature*, 406, pp. 611 – 614.
- [Korolev and Mazin, 2003] Korolev, A. M. and Mazin, I. P. (2003). "Supersaturation of Water Vapor in Clouds". *American Meteorological Society*, 60, pp. 2957 – 2976.
- [Korolev et al., 2004] Korolev, A. V.; Bailey, M. P.; Hallet, J.; and Isaac, G. A. (2004). "Laboratory and In Situ Observation of Deposition Growth of Frozen Drops". *Journal of Applied Meteorology*, 43, pp. 612 – 622.
- [Krämer, 2006] Krämer, M. (2006). "persönliches Gespräch: AIDA-Messungen".

- [Krämer and Afchine, 2004] Krämer, M. and Afchine, A. (2004). "Sampling characteristics of inlets operated at low U/U₀ ratios: new insights from computational fluid dynamics (CFX) modeling". *Journal of Aerosol Science*, 35, pp. 683 – 694.
- [Krämer et al., 2005] Krämer, M.; Schlicht, S.; Mangold, A.; Gensch, I.; Schiller, C.; Sitnikov, N.; Ebert, V.; Saathoff, H.; and Möhler, O. (2005). "Quasi steady relative humidities and relaxation times in natural cirrus and AIDA ice clouds". In *Geophysical Research Abstracts*, volume 7. European Geosciences Union 2005.
- [Linnerud et al., 1998] Linnerud, I.; Kaspersen, P.; and Jæger, T. (1998). "Gas monitoring in the process industry using diode laser spectroscopy". *Applied Physics B, Lasers and Optics*, 67, pp. 297 – 305.
- [Liou, 1980] Liou, K.-N. (1980). *An Introduction to atmospheric radiation*, volume 26 of *International Geophysics Series*. Academic Press.
- [Lynch et al., 2002] Lynch, D.; Sassen, K.; Starr, D. O.; and Stephens, G., editors (2002). *CIRRUS*. Oxford University Press.
- [Mangold, 2004] Mangold, A. (2004). *Untersuchungen zur Mikrophysik von Eiswolken*. Doctoral thesis, Bergische Universität Wuppertal.
- [Marti and Mauersberger, 1993] Marti, J. and Mauersberger, K. (1993). "A survey and new measurements of ice vapour pressure at temperatures between 170 K and 250 K". *Geophysical Research Letters*, 20, pp. 363 – 366.
- [May, 2003] May, R. D. (2003). "Source Code of OJSTER Routines".
- [May and Webster, 1993] May, R. D. and Webster, C. R. (1993). "Data Processing and Calibration for Tunable Diode Laser Harmonic Absorption Spectrometers". *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 49, pp. 335 – 347.
- [MayComm Instruments, 2003] MayComm Instruments, L. (2003). *Enviscope Laser Hygrometer - Operations Guide*, rev. a edition. veraltet.
- [McFarquhar et al., 2000] McFarquhar, G.; Heymsfield, A.; Spinhirne, J.; and Hart, B. (2000). "Thin and Subvisual Tropopause Tropical Cirrus: Observations and Radiative Impact". *Journal of the atmospheric sciences*, 57(12), pp. 1841 – 1853.
- [McKenna et al., 2002] McKenna, D. S.; Konopka, P.; Grooß, J.-U.; Günther, G.; Müller, R.; Spang, R.; Offermann, D.; and Orsolini, Y. (2002). "A new Chemical Lagrangian Model of the Stratosphere (CLaMS) 1. Formulation of advection and mixing". *Journal of Geophysical Research*, 107, pp. not available.
- [Möhler et al., 2003] Möhler, O.; Stetzer, O.; Schaefers, S.; Linke, C.; Schnaiter, M.; Tiede, R.; Saathoff, H.; Krämer, M.; Mangold, A.; Budz, P.; Zink, P.; Schreiner, J.;

- Mauersberger, K.; Haag, W.; Kärcher, B.; and Schurath, U. (2003). "Experimental investigation of homogeneous freezing of sulphuric acid particles in the aerosol chamber AIDA". *Atmos. Chem. Phys.*, 3, pp. 211–223.
- [Mühr, 2006] Mühr, B. (2006). "Karlsruher Wolkenatlas". www.wolkenatlas.de.
- [Murphy, 2003] Murphy, D. M. (2003). "Dehydration in cold clouds is enhanced by a transition from cubic to hexagonal ice". *Geophysical Research Letters*, 30.
- [Ovarlez and et al., 2002] Ovarlez, J. and et al. (2002). "Water vapour measurements inside cirrus clouds in Northern and Southern hemispheres during INCA". *Geophysical Research Letters*, 29, pp. 60 – 1 – 60 – 4.
- [Plougonven and Snyder, 2006] Plougonven, R. and Snyder, C. (2006). "On the spontaneous generation of gravity waves by vertical motions". www-vortex.mcs.st-and.ac.uk/jean/toulouse/abstracts/Plougonven/PSToulouse05.pdf. Stand 04/2006.
- [Preusse, 2006] Preusse, P. (2006). "Persönliches Gespräch".
- [Pruppacher and Klett, 1997] Pruppacher, H. and Klett, J. (1997). *Microphysics of Clouds and Precipitation*. Kluwer Academic, 2nd edition.
- [Roedel, 2000] Roedel, W. (2000). *Physik unserer Umwelt Die Atmosphäre*. Springer Verlag.
- [Saathoff, 2006] Saathoff, H. (2006). personliches Gespräch.
- [Sassen et al., 1989] Sassen, K.; Griffin, M.; and Dodo, G. (1989). "Optical Scattering and microphysical Properties of Subvisual Cirrus Clouds and Climatic Implications". *Journal of Applied Meteorology*, 28, pp. 91 – 98.
- [Seinfeld and Pandis, 1998] Seinfeld, J. H. and Pandis, S. N. (1998). *Atmospheric chemistry and physics*. John Wiley & Sons. 1326p.
- [Smolarkiewicz and Margolin, 1997] Smolarkiewicz, P. K. and Margolin, L. G. (1997). "On Forward-in-Time Differencing for Fluids: an Eulerian / Semi-Lagrangian Non-Hydrostatic Model for Stratified Flows ". *Atmos-Ocean*, Andre Robert Memorial Volume, pp. 127 – 152. Canadian Meteorological and Oceanographical society.
- [Spichtinger, 2006a] Spichtinger, P. (2006a). Email-Korrespondenz.
- [Spichtinger, 2006b] Spichtinger, P. (2006b). personliches Gespräch.
- [Spichtinger and Gierens, 2006] Spichtinger, P. and Gierens, K. (2006). "Mesoscale modelling of homogeneous and heterogeneous cloud formation and evolution using EuLag . Part 1: Model description and validation.". *Atmospherical Chemistry and Physics (Discussions)*. not yet published.

- [Stendel and Roeckner, 1998] Stendel, M. and Roeckner, E. (1998). "Impacts of horizontal resolution on simulated climate statistics in ECHAM 4". MPI Report 253, Max-Planck-Institute for Meteorology, Hamburg.
- [Tipler, 1995] Tipler, P. A. (1995). *Physik*. Gerlich, Dieter and Jerke, Götz.
- [Twomey, 1977] Twomey, S. (1977). *Atmospheric Aerosols*. Elsevier Press London, 1st edition.
- [von Hobe, 2005] von Hobe, M. (2005). "persönliches Gespräch".
- [Wagner et al., 2006] Wagner, R.; Benz, S.; Möhler, O.; Saathoff, H.; Schnaiter, M.; and Schön, R. (2006). "Diagnostic Tool for the Characterization of Ice Clouds: Instrumentation of the Aerosol and Cloud Chamber AIDA". In *Geophysical Research Abstracts*, volume 8.
- [Wallace and Hobbs, 2006] Wallace, J. M. and Hobbs, P. V., editors (2006). *Atmospheric Science – An Introductory Survey*. Academic Press, 2 edition.
- [Weigel, 2005] Weigel, R. (2005). *Ultrafeine Aerosolpartikel in der Stratosphäre: Charakterisierung eines Kondensationskernzählers und in-situ-Messungen in polaren, mittleren und tropischen Breiten*. PhD thesis, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz.
- [Werle, 1998] Werle, P. (1998). "A review of recent advances in semiconductor laser based gas monitors". *SPECTROCHIMICA, ACTA, Part A*, 54, pp. 197–236.
- [Wienhold et al., 1998] Wienhold, F.; Fischer, H.; Hoor, P.; Wagner, V.; Königstedt, R.; Harris, G.; Anders, J.; Grisar, R.; Knothe, M.; Riedel, W.; Lübken, F.-J.; and Schilling, T. (1998). "TRISTAR-a tracer in situ TDLAS for atmospheric research". *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 67(4), pp. 411 – 417.
- [Zöger, 1996] Zöger, M. (1996). *Entwicklung eines flugzeuggetragenen Hygrometers für den Einsatz in der Stratosphäre*. Doctoral thesis, Institut für Chemie und Dynamik der Geosphäre - I, Forschungszentrum Jülich GmbH, Universität Köln.

Forschungszentrum Jülich
in der Helmholtz-Gemeinschaft



Jül-4246
März 2007
ISSN 0944-2952