

---

# **Einfluss von Gebirgswellen auf die Wasserdampfverteilung in der oberen Troposphäre und unteren Stratosphäre**

Romy Heller

---



München 2018



---

# **Einfluss von Gebirgswellen auf die Wasserdampfverteilung in der oberen Troposphäre und unteren Stratosphäre**

**Romy Heller**

---

Dissertation  
an der Fakultät für Physik  
der Ludwig-Maximilians-Universität  
München

vorgelegt von  
Romy Heller, geb. Schlage  
aus Dresden

München, den 15.10.2018

Erstgutachter:

Zweitgutachter:

Tag der mündlichen Prüfung:

Prof. Markus Rapp

Prof. Christiane Voigt

11.12.2018

---

## Zusammenfassung

Wasserdampf ist das wichtigste natürliche Treibhausgas. Änderungen in seiner Verteilung haben vor allem in der oberen Troposphäre und unteren Stratosphäre (UTLS) einen großen Einfluss auf den atmosphärischen Strahlungshaushalt. Die Wasserdampfverteilung in der UTLS wird hauptsächlich durch horizontalen und vertikalen Transport aus der Troposphäre und Stratosphäre sowie turbulente Mischung bestimmt. In dieser Arbeit liegt der Schwerpunkt auf der Untersuchung eines gebirgswelleninduzierten vertikalen Transports von Wasserdampf in die obere Troposphäre und untere Stratosphäre. Dafür werden in einer Hotspot-Region für Schwerewellen flugzeuggetragene Messungen orographisch angeregter Gebirgswellen über den Südlichen Alpen Neuseelands ausgewertet. Im Juni/Juli 2014 wurden im Rahmen der DEEPWAVE-Kampagne (*Deep Propagating Gravity Wave Experiment*) in-situ Wasserdampfmessungen mit einem Frostpunkt-Hygrometer und mit einem Laserhygrometer bei koordinierten Flügen der Forschungsflugzeuge DLR Falcon und NSF/NCAR Gulfstream 5 durchgeführt. Ein Vergleichsflug beider Flugzeuge diente der Qualitätssicherung der Wasserdampfdaten.

Bei der Auswertung eines Gebirgswellen-Ereignisses am 4. Juli 2014 auf verschiedenen Flughöhen in der UTLS werden Untersuchungen zum Spurengastransport mit Methoden der Schwerewellenanalyse kombiniert. Dieser neue Ansatz ermöglicht die Bestimmung des Ortes, der Richtung und der Irreversibilität des Wasserdampftransportes. Über dem Gebirge wird ein positiver vertikaler Wasserdampftransport gemessen. Der aufwärts gerichtete Wasserdampftransport erstreckt sich von der Troposphäre über die thermische Tropopause hinweg bis in die Stratosphäre im Höhenbereich zwischen 7,7 und 13,0 km. Waveletanalysen auf der Flughöhe von 8,9 km zeigen, dass dieser Transport von Wellen mit horizontalen Wellenlängen zwischen 22 bis 60 km bestimmt ist. Zusätzlich findet auf der Lee-Seite des Gebirges ein abwärts gerichteter Transport in Wellenlängen  $< 22$  km statt. Die Irreversibilität des Transportprozesses wurde mithilfe von Dropsondenmessungen untersucht. Geringe Richardson-Zahlen ( $Ri < 1,0$ ) an Stellen hoher Gebirgswellenaktivität weisen auf das lokale Auftreten von Turbulenz knapp unterhalb der thermischen Tropopause aufgrund von vertikaler Windscherung hin. Der Scorer-Parameter deutet zusätzlich auf eine partielle Reflektion der Gebirgswellen in der oberen Troposphäre hin, die zu Instabilitäten der atmosphärischen Luftschichten führen kann. Als Konsequenz zeigt die  $H_2O$ - $O_3$ -Korrelation eine verstärkte Mischung von Wasserdampf in der UTLS bei den Schwerewellenflügen gegenüber einem Flug in Hintergrundbedingungen. Die erhöhten Wasserdampfmischungsverhältnisse in der UTLS können lokal zu einem Strahlungsantrieb von mehr als  $1 \text{ W m}^{-2}$  führen.

Die in dieser Arbeit vorgestellte Analyse weist den Aufwärtstransport und die Mischung von Wasserdampf infolge von Gebirgswellen bis hin zu einer möglichen Auswirkung auf das Klima nach. Im Hinblick auf das weltweite Auftreten von Schwerewellen an topographischen Erhebungen motiviert diese regionale Studie somit weiterführende Untersuchungen zu den globalen Effekten von Gebirgswellen auf die Wasserdampfverteilung der UTLS und deren Einfluss auf den Strahlungshaushalt der Atmosphäre.



---

## Abstract

Water vapor is the major natural greenhouse gas. Its distribution in the upper troposphere and lower stratosphere (UTLS) region has a strong impact on the atmospheric radiation budget. As there is no important direct source of water vapor in the UTLS, the water vapor distribution is mainly determined by horizontal and vertical transport from the troposphere and stratosphere as well as turbulent mixing. This work focuses on a mountain wave induced vertical transport of water vapor through the UTLS. To this end, airborne measurements in a hot-spot region for gravity waves are investigated during an orographic mountain wave event over the Southern Alps in New Zealand. The in-situ water vapor measurements were performed with a frost point hygrometer and a laser hygrometer during the *Deep Propagating Gravity Wave Experiment* (DEEPWAVE) in June/July 2014 during coordinated flights with the DLR Falcon und NSF/NCAR Gulfstream 5 research aircraft. An intercomparison flight ensured the data quality of the water vapor measurements on both aircraft.

Different techniques common in gravity wave energy and momentum flux analysis were adapted and combined with tracer-tracer correlations to investigate water vapor transport and mixing on selected flight altitudes in the upper troposphere and lower stratosphere during a strong mountain wave event on 4 July 2014. This new approach allows quantifying location, direction and irreversibility of the water vapor transport. A large positive vertical water vapor flux has been measured above the Southern Alps. The upward transport of water vapor from the troposphere through the thermal tropopause to the stratosphere extends over the altitude range between 7.7 and 13.0 km. Wavelet analysis at 8.9 km altitude shows that the transport is driven by mountain waves with horizontal wavelengths between 22 and 60 km. In the lee-side of the mountains, an additional downward transport at wavelengths  $<22$  km was observed. While it is a priori not clear whether the observed fluxes are irreversible, low Richardson numbers ( $Ri < 1,0$ ) derived from dropsonde data indicate enhanced local turbulence and mixing just below the thermal tropopause. The turbulence is initiated by vertical wind shear and partially reflected mountain waves in the upper troposphere. Water vapor to ozone correlations suggest stronger mixing on the mountain wave flights compared to a flight in less disturbed background conditions. The enhanced water vapor mixing ratio in the UTLS caused by mountain waves could locally lead to a radiative forcing greater than  $1 \text{ W m}^{-2}$ .

By applying a combination of methods to a comprehensive meteorological data set, this work serves to establish a novel linkage between the mountain wave induced vertical transport of water vapor into the UTLS and its possible impact on the local atmospheric radiation budget. Considering the occurrence of gravity waves over topographic elevations world-wide, this regional study motivates further investigations on global effects of mountain waves on the UTLS water vapor distributions and their climate impact.





Teile dieser Arbeit zum vertikalen Wasserdampftransport durch Gebirgswellen sind in *Atmospheric Chemistry and Physics* veröffentlicht:

Heller, R., Voigt, C., Beaton, S., Dörnbrack, A., Giez, A., Kaufmann, S., Mallaun, C., Schlager, H., Wagner, J., Young, K., and Rapp, M.: Mountain waves modulate the water vapor distribution in the UTLS, *Atmos. Chem. Phys.*, **17(24)**, 14853-14869, doi:10.5194/acp-17-14853-2017, 2017.

Die Kapitel 2.2.2, 4.2 und 4.3 enthalten Inhalte der Veröffentlichung (© Author(s) 2017. This work is distributed under the Creative Commons Attribution 3.0 License)<sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup> This work is licensed under the Creative Commons Attribution 3.0 Unported License. To view a copy of this license, visit <http://creativecommons.org/licenses/by/3.0/> or send a letter to Creative Commons, PO Box 1866, Mountain View, CA 94042, USA.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung .....</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen.....</b>	<b>5</b>
2.1	Wasserdampf in der UTLS .....	5
2.1.1	Feuchtemaße .....	5
2.1.2	Wasserdampfverteilung.....	7
2.1.3	Transportprozesse in der UTLS .....	8
2.1.4	Klimawirkung von Wasserdampf .....	11
2.2	Schwerewellen .....	14
2.2.1	Anregung, Propagation, Dissipation .....	14
2.2.2	Methoden zur Analyse des schwerewelleninduzierten Spurengas- transports.....	16
2.3	Bisherige Messungen zum Spurengastransport durch Schwerewellen .....	23
<b>3</b>	<b>Wasserdampfmessungen.....</b>	<b>27</b>
3.1	Messtechniken von Wasserdampf.....	27
3.1.1	Allgemeiner Überblick.....	27
3.1.2	Das Taupunktspiegel-Hygrometer CR-2.....	30
3.1.3	Kombination von Gasphasen- und Gesamtwassermessung.....	31
3.2	Kalibration des Taupunktspiegel-Hygrometers .....	34
3.2.1	Kalibration im Labor.....	34
3.2.2	Vergleich zwischen Taupunktspiegel- und Laserhygrometer .....	38
3.2.3	Zusammenfassung.....	43
<b>4</b>	<b>Vertikaler Transport von Wasserdampf durch Gebirgswellen .....</b>	<b>45</b>
4.1	Übersicht zur DEEPWAVE-Kampagne .....	45
4.1.1	Wissenschaftliche Motivation.....	45
4.1.2	Instrumentierung der Falcon .....	47
4.1.3	Messflüge während DEEPWAVE .....	50
4.2	Vertikaler Wasserdampftransport und Mischung in der UTLS über Neuseeland .....	51
4.2.1	Meteorologische Situation am 04. Juli 2014.....	52
4.2.2	Übersicht über die in-situ Messungen.....	57
4.2.3	Vertikaler Transport von Wasserdampf über den Südlichen Alpen Neuseelands .....	64
4.2.4	Mischung von Wasserdampf.....	77
4.3	Einfluss auf den Strahlungshaushalt der Atmosphäre.....	84
4.4	Diskussion.....	87
4.4.1	Vertikaler Transport von Wasserdampf.....	87
4.4.2	Irreversible Änderung der Wasserdampfverteilung in der UTLS.....	90

---

<b>5 Zusammenfassung .....</b>	<b>93</b>
<b>6 Ausblick .....</b>	<b>97</b>
<b>A Anhang.....</b>	<b>99</b>
A.1 Publikationsliste .....	99
A.2 Übersicht über Filtermethoden in der Schwerewellenanalyse .....	101
A.3 Bestimmung des Eiswassergehaltes mit Flugzeugmessungen .....	102
A.3.1 Das TDL Laserspektrometer WARAN .....	102
A.3.2 Bestimmung des Eiswassergehaltes .....	105
A.3.3 Unsicherheit bei der Bestimmung des Eiswassergehaltes .....	114
A.4 Übersicht Flugzeugmesskampagnen 2012-2017.....	117
A.5 Vertikalprofil von Wasserdampf für den 04. Juli 2014.....	119
A.6 Datenverfügbarkeit der DEEPWAVE-Kampagne .....	121
A.7 Vertikaler Wasserdampffluss auf den Fluglegs zwischen 7,7 und 13,0 km Höhe... ..	122
<b>Abkürzungen .....</b>	<b>131</b>
<b>Formeln .....</b>	<b>135</b>
<b>Literaturverzeichnis.....</b>	<b>139</b>
<b>Danksagung.....</b>	<b>155</b>

# 1 Einleitung

Wasserdampf spielte für die Entfaltung des Lebens auf der Erde eine große Rolle. Er ist maßgeblich dafür verantwortlich, dass die Erde kein Eisball ist, sondern die mittlere Temperatur an der Erdoberfläche  $+15^{\circ}\text{C}$  beträgt (z. B. Kiehl & Trenberth, 1997). Und in seiner flüssigen Form stand Wasser in ausreichender Menge zur Verfügung, um Leben auf der Erde zu ermöglichen. Heute ist Wasser essentiell für alle Lebensprozesse innerhalb und außerhalb von Organismen (z. B. Lozan et al., 2011). Etwa 97 % ( $1,4 \cdot 10^{18}$  t) des Wasservorkommens entfallen auf die Ozeane (Chahine, 1992). Der Rest ist in Eisflächen, Schnee und unterirdischen Lagern gebunden. Nur 0,001 % des vorhandenen Wassers befinden sich in der Atmosphäre, dennoch nimmt diese eine zentrale Rolle im globalen, hydrologischen Zyklus ein (Lozan et al., 2011). Nach der Verdunstung über den Ozeanen infolge der Sonneneinstrahlung wird der Wasserdampf über große Strecken hinweg in der Atmosphäre transportiert und regnet nach einer mittleren Verweilzeit in der Troposphäre von 8-10 Tagen (Chahine, 1992; Roedel, 2000) größtenteils über den Kontinenten aus. Über Flüsse oder erneute Verdunstung und Niederschlag gelangt das Wasser wieder in die Ozeane und der Kreislauf wird geschlossen (Trenberth et al., 2007).

Aufgrund der ozeanischen Quelle zeigt das Wasserdampfprofil der Atmosphäre in Oberflächennähe die höchsten Mischungsverhältnisse (spezifische Feuchte bezogen auf das Volumen). Mit zunehmender Höhe nimmt das Mischungsverhältnis von Wasserdampf bis kurz oberhalb der Tropopause ab. In der darüber liegenden Stratosphäre nimmt das Mischungsverhältnis von Wasserdampf durch Methanoxidation wieder zu (le Texier et al., 1988), bevor es in der Mesosphäre und Thermosphäre aufgrund von Photodissoziation durch Lyman- $\alpha$ -Strahlung unter Bildung von freien Wasserstoff-Radikalen abnimmt (Brasseur & Solomon, 1986). Eine zusätzliche Senke in der oberen Stratosphäre und unteren Mesosphäre ist die Absorption von Wasserdampf im Schumann-Runge-Band des molekularen Sauerstoffs, die zur Bildung von Hydroxyl-Radikalen beiträgt (Brasseur & Solomon, 1986). Die Verteilung von Wasserdampf in der Troposphäre wird durch das Clausius-Clapeyron'sche Gesetz beschrieben. Es besagt, dass warme Luft eine größere Kapazität hat, Wasserdampf aufzunehmen und somit einen höheren Sättigungsdampfdruck von Wasser besitzt. Der Sättigungsdampfdruck beschreibt den Dampfdruck, bei dem sich Wasserdampf im thermodynamischen Gleichgewicht mit seinem flüssigen oder festen Aggregatzustand befindet. Ist der Sättigungsdampfdruck erreicht, kann Nukleation einsetzen und Wolken können gebildet werden.

Der Transport von Luftmassen von der Troposphäre in die Stratosphäre findet vornehmlich in den Tropen statt. Am kältesten Punkt in der tropischen Tropopause (*cold point tropopause*) kommt es zu einem Ausfrieren von Wasserdampf, wodurch nur geringe Feuchten in die untere Stratosphäre eingetragen werden können (Holton et al., 1995). Von der tropischen Stratosphäre ausgehend wird Wasserdampf mit der globalen Brewer-Dobson-Zirkulation in Richtung der Pole transportiert (Shepherd, 2002). Über den Extratropen und Polregionen kann Wasserdampf wieder in die Troposphäre eingetragen werden. Durch die Phasenumwandlung

von Wasserdampf in der Atmosphäre in die flüssige oder feste Form (Wolken, Niederschlag) und umgekehrt werden große Energiebeträge gebunden oder freigesetzt. Die latente Wärme wird mit der atmosphärischen Zirkulation transportiert und beeinflusst den Energiehaushalt der Atmosphäre und deren Dynamik (Quante, 2011).

Die spezifischen Eigenschaften des Wassermoleküls bedingen einen wichtigen Effekt des Wasserdampfs in der Atmosphäre. Durch Absorption der terrestrischen Strahlung im infraroten Spektralbereich trägt Wasserdampf maßgeblich zur Energiebilanz des Erdsystems bei. Der natürliche Treibhauseffekt bewirkt im Mittel eine Erhöhung der globalen Temperatur um 33°C von -18°C auf +15°C. Der troposphärische Wasserdampf ist dabei für fast 60 % des Temperaturanstiegs verantwortlich (z. B. Kiehl & Trenberth, 1997; Roedel, 2000). Die größte Sensitivität auf die Strahlungsabsorption zeigt sich in der oberen Troposphäre und unteren Stratosphäre (UTLS<sup>2</sup>, *upper troposphere/lower stratosphere*), in der geringe Wasserdampfmischungsverhältnisse vorliegen. Zur Quantifizierung der Klimawirkung durch eine Änderung im Mischungsverhältnis von Wasserdampf ist der Strahlungsantrieb eine gebräuchliche Größe, die den Unterschied der Strahlungsflussdichte am oberen Rand der Atmosphäre aufgrund einer Störung – hier durch Änderung der Wasserdampfverteilung – angibt (Myhre et al., 2013). Eine geringfügige Erhöhung der Wasserdampfmischungsverhältnisse in der UTLS führt zu einem positiven Strahlungsantrieb vor allem im langwelligen Bereich und beeinflusst die Temperaturen am Boden, in der Troposphäre und in der Stratosphäre (Solomon et al., 2010; Riese et al., 2012). Eine Ursache für erhöhte Wasserdampfmischungsverhältnisse in der UTLS könnten wärmere Temperaturen an der tropischen Tropopause sein. Durch die globale Zirkulation haben solche Veränderungen einen Effekt auf mittlere Breiten (Solomon et al., 2010).

Zusätzliche Transportprozesse, die die Wasserdampfverteilung in der UTLS ändern, finden oft auf regionaler oder lokaler Skala statt. Ein vertikaler Transport von Wasserdampf über die Tropopause hinweg von der Troposphäre in die Stratosphäre kann z. B. in hochreichender Konvektion und Gewittern erfolgen. Der Eintrag trockener, stratosphärischer Luft in die Troposphäre findet u. a. in Tropopausenfalten statt (Stohl et al., 2003). Interne Schwerewellen in der Atmosphäre können ebenfalls einen Transport in beide Richtungen ermöglichen. Schwerewellen entstehen durch vertikal ausgelenkte Luftpakete, die beim Rückgang in den Gleichgewichtszustand aufgrund der Schwerkraft in Schwingung versetzt werden. Sie treten vor allem an topographischen Erhöhungen und Gebieten mit Konvektion oder Windscherung auf (Fritts & Alexander, 2003). In der vorliegenden Arbeit liegt der Schwerpunkt auf orographisch angeregten Wellen (Gebirgswellen, *mountain waves*), die bezüglich ihrer Entstehung, Propagation und Welleneigenschaften Gegenstand vieler Untersuchungen sind (z. B. Smith et al., 2008; Kaifler et al., 2015; Wagner et al., 2017).

Schwerewellen breiten sich in Raum und Zeit aus, wobei Energie und Impuls über weite Strecken transportiert werden können (Nappo, 2012). Durch die vertikale Auslenkung ist lokal auch ein Massetransport möglich. Neben anderen Spurengasen wie Ozon und Kohlenmonoxid kann Wasserdampf bei adiabatischen Prozessen als passiver Tracer genutzt werden, um lineare Schwerewellen mit kleiner Amplitude in der UTLS zu identifizieren. Für

---

<sup>2</sup> Ein Abkürzungsverzeichnis in deutscher und englischer Beschreibung befindet sich im Anhang der Arbeit.

Gebirgswellen zeigen z. B. Moustououi et al. (2010) einen Transport auf Skalen  $< 30$  km horizontaler Wellenlänge, während Danielsen et al. (1991) Spurengastransport durch in einem Jetstream angeregte Wellen mit mittleren horizontalen Wellenlängen bis 300 km nachweist. Das Brechen der Schwerewellen kann zur Irreversibilität des Transportprozesses und Mischung der Spurengase führen (z. B. Lamarque et al., 1996; Whiteway et al., 2003).

Das Ziel dieser Arbeit ist der Nachweis eines vertikalen Transports von Wasserdampf in der UTLS-Region während eines Ereignisses mit starker Gebirgswellenaktivität. Im gewählten Fallbeispiel wurden Flugzeugmessungen über den Südlichen Alpen Neuseelands ausgewertet, letztere sind als ein Gebiet hoher Wellenaktivität während der südlichen Wintermonate bekannt (Hoffmann et al., 2016). Diese Arbeit stellt als eine der wenigen Studien den gebirgswelleninduzierten Transport von Wasserdampf in den Vordergrund. Dabei wird in wolkenfreien Bedingungen Wasserdampf als passiver Tracer betrachtet. Die Auswertung erfolgt unter Zuhilfenahme einer neu entwickelten Kombination von verschiedenen Techniken der Schwerewellenanalyse und Untersuchungen des Spurengastransports. Basierend auf der Methode von Shapiro (1980), der den Transport und die Mischung von Ozon in einer Tropopausenfalte untersucht hat, wird in dieser Arbeit der vertikale Wasserdampftransport über einem Gebirge bestimmt. Während frühere Studien meist auf eine einzige Flughöhe begrenzt waren, ermöglicht der Einsatz von zwei Flugzeugen die Analyse eines großen Höhenbereichs von 7,7 bis 13,0 km, der die obere Troposphäre und untere Stratosphäre einschließlich der Tropopausenregion abdeckt. Die Wavelet-Analyse identifiziert, ergänzend zum vertikalen Wasserdampftransport, die relevanten Wellenlängen und die Richtung des Transports. Erst die irreversible Veränderung der Wasserdampfverteilung in der UTLS aufgrund des Transports von Wasserdampf durch Gebirgswellen, könnte längerfristige Auswirkungen auf den Strahlungshaushalt der Atmosphäre haben. Frühere Studien nutzen hauptsächlich Modellsimulationen, um die Irreversibilität des beobachteten Transportprozesses nachzuweisen (Schilling et al., 1999; Moustououi et al., 2010). Im Gegensatz dazu werden in dieser Arbeit die in-situ Informationen aus  $\text{H}_2\text{O}$ - $\text{O}_3$ -Korrelationen und aus vertikalen Dropsondenprofilen genutzt. Die Dropsonden wurden im Verlauf weniger Stunden über verschiedenen Regionen des Gebirges abgeworfen und ermöglichen die Identifizierung von durchmischten Schichten in der Tropopausenregion, für die  $d\theta/dz \approx 0$  gilt. Diese Arbeit betrachtet den vertikalen Transport von Wasserdampf durch Gebirgswellen und beschreibt erstmalig einen möglichen Effekt der schwerewellenbeeinflussten Wasserdampfverteilung in der UTLS auf den Strahlungsantrieb.

Um den Transport von Wasserdampf in der Atmosphäre zu untersuchen, sind genaue Messungen der Mischungsverhältnisse von großer Bedeutung. Für eine räumlich sowie zeitlich hochaufgelöste Messung der Wasserdampfverteilung bieten sich in-situ Messungen vom Flugzeug (z. B. Rollins et al., 2014; Kaufmann et al., 2016) oder mit Ballonen (Vömel et al., 2002) an. Im Gegensatz dazu bieten Fernerkundungsmethoden vom Satelliten eine großräumige Messung (z. B. Hegglin et al., 2013). Die in dieser Arbeit genutzten Messungen eines Taupunktspiegel-Hygrometers sind Teil eines Instrumentensystems, das die gleichzeitige Bestimmung von Gasphasen- und Gesamtwasser ermöglicht. Neben der Ermittlung der relativen Feuchte über Eis ( $RH_i$ ; *relative humidity over ice*), werden so auch Informationen über das Vorkommen und die Eigenschaften von Wolken gesammelt. Die

Kombination aus zwei Instrumenten mit einfachen Messprinzipien wird platzsparend auf Forschungsflugzeugen eingebaut. Sie ist Bestandteil verschiedener Forschungskampagnen zur Untersuchung von Eis- und Mischphasenwolken sowie Kondensstreifen. In dieser Studie dient die Detektion von Wolken der Unterscheidung zwischen Flügen mit oder ohne Wolkenbildung auf Flughöhe. Nur wenn keine Wolken vorhanden sind, ist die Annahme von Wasserdampf als passivem Tracer erfüllt.

In dieser Arbeit werden flugzeuggetragene Wasserdampfmessungen genutzt, um gezielt einen bestimmten Transportprozess von Wasserdampf und dessen Auswirkungen auf den Strahlungshaushalt der UTLS zu charakterisieren. Dafür werden Messungen der Wasserdampfverteilung in einer Hotspot-Region für Schwerewellen in den mittleren Breiten der südlichen Hemisphäre durchgeführt und ausgewertet und der resultierende Strahlungsantrieb von Wasserdampf in der UTLS abgeleitet. Zusammengefasst können folgende Hypothesen für die vorliegende Arbeit formuliert werden:

1. Gebirgswellen sind für einen vertikalen Transport von Wasserdampf in der Tropopausenregion verantwortlich.
2. Im Bereich hoher Wellenaktivität führt turbulente Mischung zu einer irreversiblen Änderung der Wasserdampfverteilung in der UTLS.

Zur Einführung werden in Kapitel 2 für die Arbeit relevante Grundlagen zu Wasserdampf und Schwerewellen vorgestellt. Neben der Bedeutung von Wasserdampf in der UTLS werden wesentliche Transportprozesse skizziert. Es folgen eine Einführung in den Lebenszyklus von Schwerewellen sowie eine Beschreibung der Methoden zur Auswertung eines Gebirgswellen-Ereignisses. Das Kapitel schließt mit einem Überblick zur Bedeutung von Schwerewellen für den Transport von Spurengasen. Im folgenden Kapitel 3 werden Messtechniken zur Bestimmung von Wasserdampf in der UTLS-Region vorgestellt. Das von mir in dieser Arbeit hauptsächlich genutzte Instrument, ein Taupunktspiegel-Hygrometer CR-2, und seine Kalibration im Labor werden beschrieben und die Unsicherheiten betrachtet. Zusätzlich werden die Messungen des CR-2 mit einem Laserhygrometer während eines Messfluges verglichen, um kampagnenspezifische Abweichungen zu charakterisieren.

In Kapitel 4 wird die Messkampagne *Deep Propagating Gravity Wave Experiment* (DEEPWAVE) näher vorgestellt, die vielfältige Beobachtungsmethoden zur Untersuchung des Lebenszyklus von Schwerewellen kombiniert hat. Flugzeuggetragene in-situ Messungen an einem Tag mit starker Anregung von Gebirgswellen werden für die Analyse des vertikalen Wasserdampftransports infolge von Gebirgswellen genutzt. Neben dem Transport wird die Mischung von Wasserdampf in der UTLS mithilfe von Vertikalprofilen von Dropsonden und  $\text{H}_2\text{O}$ - $\text{O}_3$ -Korrelationen untersucht. Anschließend folgt eine Abschätzung des resultierenden Strahlungsantriebes von Wasserdampf in der UTLS. Die Fallstudie wird am Ende des Kapitels genutzt, um die oben aufgestellten Hypothesen zu beantworten.

In Kapitel 5 folgen die Zusammenfassung der Ergebnisse der Arbeit und ein Ausblick auf zukünftige Arbeiten.



## 2 Grundlagen

In diesem Kapitel werden Grundlagen erläutert, die relevant für die vorliegende Arbeit sind. In der Fallstudie in Kapitel 4 wird der Transport von Wasserdampf durch Gebirgswellen analysiert. Daher stehen zuerst die Eigenschaften von Wasserdampf in der Atmosphäre im Mittelpunkt, wobei insbesondere auf Transportprozesse und die Klimawirkung von Wasserdampf in der UTLS eingegangen wird. In dem darauf folgenden Abschnitt werden die Anregung, Ausbreitung und Dissipation von Schwerewellen kurz erläutert. Es schließt sich ein Abschnitt über Methoden der Schwerewellenanalyse an, die in dieser Arbeit Anwendung finden. Der letzte Abschnitt ist ein kurzer Abriss über die aktuelle Forschung zum Spurengastransport durch Schwerewellen, um die hier vorgestellte Fallstudie im Kontext einordnen zu können.

### 2.1 Wasserdampf in der UTLS

Wasserdampf ist das wichtigste natürliche Treibhausgas in der oberen Troposphäre und unteren Stratosphäre. Bereits kleine Änderungen seiner Verteilung in der UTLS können das Strahlungsbudget der Atmosphäre verändern und die Erdoberflächentemperaturen beeinflussen (Solomon et al., 2010; Riese et al., 2012). Daher werden in diesem Kapitel Quellen und Senken von Wasserdampf, sowie Transportprozesse in der UTLS näher beleuchtet. Abschließend wird auf die Bedeutung von Wasserdampf für den atmosphärischen Strahlungshaushalt eingegangen.

#### 2.1.1 Feuchtemaße

Wasserdampf ist eine zentrale Größe in der Atmosphäre, obwohl er nur einen kleinen Anteil der gesamten Luftmasse ausmacht (0,25 %; Möller et al. (2011)). Er ist essentiell für die Entwicklung von Wetterphänomenen, beeinflusst direkt und indirekt durch Wolkenbildung den Strahlungshaushalt der Atmosphäre und ist entscheidend für das Leben auf der Erde (Sherwood et al., 2010).

Entsprechend seiner wichtigen Rolle, haben sich verschiedene Maße zur Beschreibung des Wasserdampfgehalts in der Meteorologie etabliert (Seinfeld & Pandis, 2006). Es wird dabei zwischen Größen unterschieden, die abhängig oder unabhängig von der thermodynamischen Situation der Umgebung sind. Die Abhängigkeit von Temperatur und Druck spiegelt sich z. B. in der absoluten Feuchte wider, die die tatsächliche Masse des gasförmigen Wassers  $m_{H_2O}$  im gesamten Volumen eines Luftpakets  $V_{ges}$  beschreibt und in  $g\ m^{-3}$  angegeben wird<sup>3</sup>. Ähnliches gilt für den Wasserdampfpartialdruck  $p_{H_2O}$ , der der Druck ist, den der reine Wasserdampf hätte, wenn er das gleiche Volumen wie das gesamte Luftpaket ausfüllen würde. Um einen atmosphärischen Prozess zu beschreiben, der unabhängig vom thermodynamischen Zustand der Umgebung ist, kann die spezifische Feuchte  $s$  in  $g\ kg^{-1}$

---

<sup>3</sup> Ein Formelverzeichnis befindet sich im Anhang der Arbeit.

verwendet werden. Diese beschreibt die Masse an gasförmigen Wasser, die sich in einer bestimmten Masse feuchter Luft  $m_{ges}$  befindet. Die spezifische Feuchte lässt sich auch über den Wasserdampfpartialdruck und den Luftdruck  $p_{ges}$  bestimmen:

$$s = \frac{m_{H_2O}}{m_{ges}} = \frac{m_{H_2O}}{m_{trockene\ Luft} + m_{H_2O}} \approx 0,622 \cdot \frac{p_{H_2O}}{p_{ges}}. \quad 2.1$$

Bei der ähnlichen Definition des Wasserdampfmischungsverhältnisses  $\mu$  bezieht sich die Masse des Wassers auf die Masse der trockenen Luft. Beide Maße können genähert gleichgesetzt werden, da typischerweise  $m_{H_2O} \ll m_{ges}$  gilt. Das Mischungsverhältnis bezieht sich ursprünglich auf das Verhältnis der Stoffmenge von Wasserdampf  $n_{H_2O}$  zur gesamten Stoffmenge aller Bestandteile in einem bestimmten Volumen  $n_{ges}$ . In dieser Arbeit wird  $\mu$  aber bezogen auf das Volumen verwendet:

$$\mu =: H_2O = \frac{n_{H_2O}}{n_{ges}} = \frac{V_{H_2O}}{V_{ges}}. \quad 2.2$$

Abgeleitet aus dem Stoffmengenverhältnis ist die Einheit nach Internationalem Einheitensystem SI  $\mu\text{mol mol}^{-1}$ . In der Atmosphärenphysik hat sich aber die Bezeichnung *parts per million by volume* (ein Wassermolekül auf  $10^6$  Moleküle), abgekürzt mit ppmv, etabliert. Diese Notation wird auch in der vorliegenden Arbeit verwendet. Der Vorteil der Anwendung des Wasserdampfmischungsverhältnisses ist seine Eigenschaft als Erhaltungsgröße. Solange keine Feuchtigkeit zu- oder abgeführt wird, bleibt die Größe auch bei Volumenänderungen bzw. Druck- und Temperaturänderungen konstant. Für die Wasserdampfmesung durch einen Einlass bei Flugzeugmessungen (Kap. 3) sind somit keine Korrekturen bezüglich Druck- und Temperaturschwankungen im Rohr nötig.

Interessiert, in welchem Maße die Luft mit Wasserdampf gesättigt ist, spielt die relative Luftfeuchtigkeit über Eis  $RH_i$  eine wichtige Rolle. Vor allem bei der Betrachtung von Wolkenprozessen in der Atmosphäre ist diese Größe relevant, die das Gleichgewicht zwischen Wasser im gasförmigen und festen Zustand widerspiegelt.

$$RH_i = \frac{p_{H_2O}}{p_i} \cdot 100 \%, \quad 2.3$$

mit  $p_i$  als Sättigungsdampfdruck über Eis.

Der Sättigungsdampfdruck ist in guter Näherung nur von der Temperatur  $T$  abhängig und wird über empirische Berechnungsformeln bestimmt. In Murphy & Koop (2005) werden verschiedene Formeln für unterschiedliche Temperaturbereiche diskutiert. In dieser Arbeit wird  $p_i$  über Lösen der numerischen Form der Clausius-Clapeyron-Gleichung bestimmt (Gl. 7 in Murphy & Koop (2005)):

$$p_i = \exp\left(9,550426 - \frac{5723,265}{T} + 3,53068 \cdot \ln T - 0,00728332 \cdot T\right). \quad 2.4$$

## 2.1.2 Wasserdampfverteilung

Durch solare Einstrahlung wird Wasserdampf von der Erdoberfläche verdunstet und gelangt in die Troposphäre, wobei die Ozeane für 86 % der globalen Verdunstung verantwortlich sind (Möller et al., 2011). Der vertikale Aufwärtstransport von Wasserdampf erfolgt anschließend hauptsächlich in den Tropen durch hochreichende Gewitterzellen. Kiemle et al. (2012) zeigen anhand von Analysedaten des Europäischen Zentrums für mittelfristige Wettervorhersage (ECMWF; *European Centre for medium-range Weather Forecasts*) die Wasserdampfverteilung in der Atmosphäre am 21. Dezember 2010 von Südpol zu Nordpol (Abbildung 2.1). Die spezifische Feuchte variiert in der Höhe und mit dem Breitengrad um bis zu vier Größenordnungen (rechter Graph). Dank der Darstellung eines definierten Zeitpunktes (21.12.2010, 00 UTC) bleibt die kleinskalige Variabilität der Wasserdampfverteilung abhängig von der synoptischen Situation an diesem Tag erhalten. Mit schwarzen Pfeilen sind die globalen Transportzyklen in Troposphäre (durchgehend) und Stratosphäre (gestrichelt) dargestellt. Nach Verdunstung über den subtropischen Ozeanen wird der Wasserdampf in Bodennähe durch starke Passatwinde Richtung Äquator transportiert. In der relativ windstillen Zone nahe des Äquators (Innertropische Konvergenzzone) wird die Luft über dem Boden stark erwärmt und steigt auch bei schwachem Aufwind rasch auf. Die aufsteigende warme, feuchte Luft erreicht schnell Sättigung und Wasserdampf kondensiert, wodurch sich Wolken und Niederschlagsgebiete bilden. Dabei wird gespeicherte latente Wärme frei, was zu einem weiteren Aufstieg der Luft führt. In der Höhe findet ein Rücktransport der Luftmassen in die Subtropen statt, wo die Luft absinkt und sich erwärmt. Das sorgt für trockene, wolkenfreie Regionen. Dieser großräumige Transport von Luftmassen, wird als Hadley-Zirkulation bezeichnet (z. B. Seinfeld & Pandis, 2006). In der tropischen Tropopause sind die

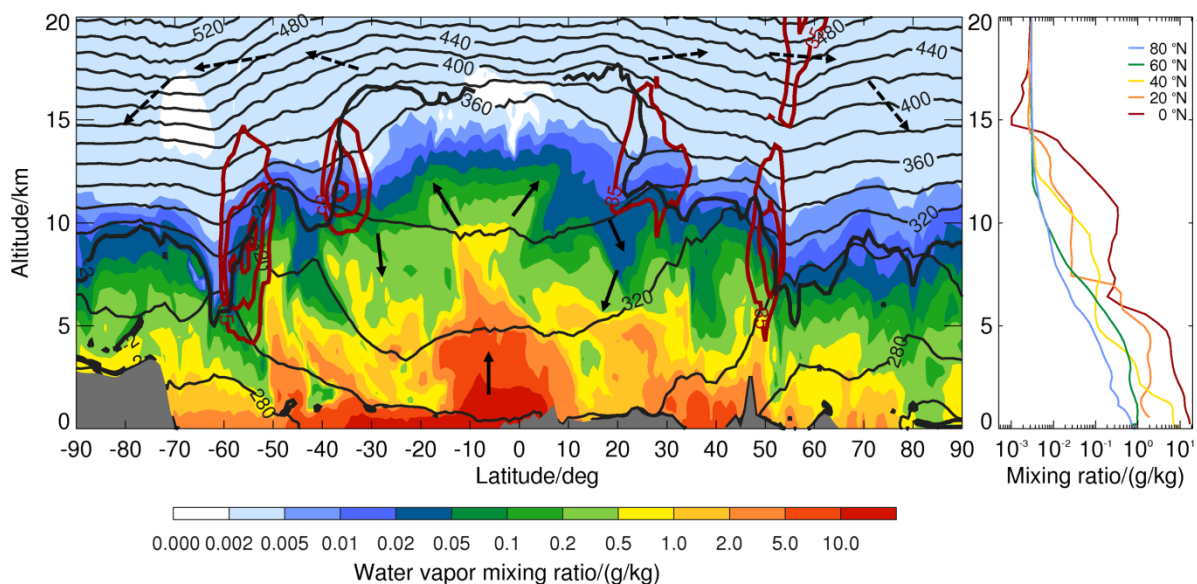


Abbildung 2.1: ECMWF Analyse der spezifischen Feuchte entlang 11° östlicher Länge vom 21. Dezember 2010. Gezeigt sind die Isentropen (dünne schwarze Linien), die dynamische Tropopause auf 2-PVU (dicke schwarze Linie) und die Windgeschwindigkeiten (dicke rote Linien). Gekennzeichnet sind die Hadley-Zirkulation in den Tropen (schwarze Pfeile) und die Brewer-Dobson-Zirkulation in der Stratosphäre (gestrichelte schwarze Pfeile). Rechts sind ausgewählte Vertikalprofile der spezifischen Feuchte auf der Nordhalbkugel gezeigt. Abbildung aus Kiemle et al. (2012) Copyright © 2012, Springer-Verlag Berlin Heidelberg.

Wasserdampfkonzentrationen aufgrund der sehr niedrigen Temperaturen sehr gering (Fueglistaler et al., 2009). Zirren sind häufig vorhanden und bestimmen den Wasserdampfpartialdruck an der Tropopause (Lelieveld et al., 2007). In der Gasphase verbleibender Wasserdampf kann in die Stratosphäre gelangen und wird im Zeitraum von Monaten bis Jahren mit der Brewer-Dobson-Zirkulation in Richtung der Pole transportiert, wo sich die Luft beim Absinken adiabatisch erwärmt (Holton et al., 1995; Fueglistaler et al., 2009). Diese Zirkulation wird zum einen durch das Temperaturgefälle zwischen Tropen, Subtropen und polaren Breiten angetrieben. Zusätzlich entsteht eine Sogwirkung durch Wellenbewegungen (Rossby-Wellen, Schwerewellen) und Wellenbrechen in der mittleren Atmosphäre (z. B. Seinfeld & Pandis, 2006; Holton & Hakim, 2012).

In dem rechten Graph in Abbildung 2.1 sind Vertikalprofile der spezifischen Feuchte für verschiedene Breitengrade der Nordhalbkugel dargestellt. Die Profile zeigen für jede Region den gleichen Verlauf: eine Abnahme der spezifischen Feuchte mit der Höhe in der Troposphäre bis zur Tropopause (deren Höhe absinkt, je weiter nördlich das Profil liegt) und in der Stratosphäre bis 20 km gleichbleibend niedrige Wasserdampfmischungsverhältnisse. Die Strukturen in den Vertikalprofilen von Wasserdampf sind saisonal verschieden (z. B. Hegglin et al., 2008) und abhängig von mesoskaligen Transportsystemen. Prozesse auf regionaler und lokaler Skala, die zu einem Austausch von Wasserdampf zwischen Troposphäre und Stratosphäre führen, sind Thema des folgenden Abschnitts.

### 2.1.3 Transportprozesse in der UTLS

Der Transport von Wasserdampf in der UTLS-Region über die Tropopause hinweg ist eine zentrale Fragestellung in dieser Arbeit. Die UTLS erstreckt sich ungefähr  $\pm 5$  km um die Tropopause, einer dynamischen Barriere für den Luftmassenaustausch mit einem starken Stabilitätsgradienten (Gettelman et al., 2011). In der UTLS koppeln die Troposphäre und die Stratosphäre über beidseitig gerichtete Transport- und Mischungsprozesse (Holton et al., 1995; Birner, 2006). Die dynamischen und chemischen Prozesse sowie die Strahlungseigenschaften der UTLS beeinflussen sich gegenseitig und haben einen Effekt auf das Wetter und das Klima (Holton et al., 1995; Gettelman et al., 2011).

Die Tropopause als Barriere zwischen oberer Troposphäre und unterer Stratosphäre kann je nach Fragestellung thermisch, dynamisch (z. B. Hoerling et al., 1991; Gettelman et al., 2011) oder chemisch (Bethan et al., 1996) definiert sein, wobei sich die Lage der Höhe, je nach Definition, um mehrere Kilometer unterscheiden kann (z. B. Pan et al., 2004). In dieser Arbeit wird der Begriff der thermischen Tropopause genutzt, deren Höhe hier aus Modelldaten oder Dropsondenprofilen abgeleitet wird. Die thermische Tropopause definiert sich über den Temperaturgradienten  $\Gamma = -\partial T/\partial z$  mit der Temperatur  $T$  und der Höhe  $z$ . Laut der Weltorganisation für Meteorologie (WMO; *World Meteorological Organization*) befindet sich diese Tropopause in der niedrigsten Höhe, in der der Temperaturgradient  $< 2 \text{ K km}^{-1}$  ist und auch der durchschnittliche Gradient auf den folgenden zwei Kilometern darüber nicht größer ist als  $2 \text{ K km}^{-1}$  (WMO, 1957). Damit kennzeichnet die thermische Tropopause die Höhe, bei der sich die vertikale statische Stabilität  $N$  von troposphärisch ( $\sim 0,01 \text{ s}^{-1}$ ) zu stratosphärisch ( $\sim 0,02 \text{ s}^{-1}$ ) ändert (Gettelman et al., 2011).

Die statische Stabilität wird durch die Brunt-Väisälä-Frequenz  $N^2$  beschrieben:

$$N^2 = \frac{g}{\theta} \cdot \frac{\partial \theta}{\partial z}, \quad 2.5$$

wobei  $g$  die Schwerebeschleunigung ist und  $\theta$  die potentielle Temperatur. Durch die global vorhandene statische Schichtung der Atmosphäre treten Schwerewellen weltweit auf und können vertikal sowie horizontal propagieren.

Die potentielle Temperatur  $\theta$  ist die Temperatur, die ein abgeschlossenes Luftpaket annehmen würde, wenn es trocken-adiabatisch auf Normaldruck  $p_0$  komprimiert wird. Daraus folgt, dass sich die potentielle Temperatur bei adiabatischer Verschiebung eines Luftpakets nicht ändert. Dadurch ermöglicht diese Größe den Vergleich der Temperaturen verschiedener Luftpakete unter identischen atmosphärischen Bedingungen (Seinfeld & Pandis, 2006) bzw. den Vergleich der Energieinhalte, wenn  $\theta$  als Maß für die Summe aus potentieller und thermischer Energie gesehen wird (Roedel, 2000):

$$\theta = T \left( \frac{p_0}{p} \right)^{R/(c_p M_{air})} = T \left( \frac{p_0}{p} \right)^{0,286}, \quad 2.6$$

mit der molaren Gaskonstante  $R$ , der spezifischen Wärmekapazitätsdichte der Luft  $c_p$  und der molaren Masse der Luft  $M_{air}$ .

Neben den globalen Transportzyklen in Troposphäre und Stratosphäre, die die Wasserdampfverteilung in der UTLS grundlegend bestimmen, gibt es eine Vielzahl weiterer Mechanismen auf regionalen und lokalen Skalen, die Wasserdampf horizontal und vertikal transportieren. Abbildung 2.2 gibt einen allgemeinen Überblick über verschiedene Transportprozesse der UTLS-Region auf der Nordhalbkugel. Die Südhalbkugel kann analog betrachtet werden, wobei Stärke und Häufigkeit der Prozesse variieren können. Als Anhaltspunkte sind die thermische Tropopause (rote Punkte) und die dynamische Tropopause (blaue Linie) in der Abbildung markiert. Der globale Transport ist mit dicken roten Pfeilen gekennzeichnet und zeigt den aufwärts gerichteten Transport von Luft über den Tropen und den abwärts gerichteten Transport über den Extratropen (ab ungefähr 25° nördliche Breite). Gettelman et al. (2011) legten den Schwerpunkt auf die extratropische UTLS, die in der Abbildung hell- und dunkelblau unterlegt ist. Als wesentliche Transportprozesse in der UTLS werden der quasi-isentrope Austausch (rote, gewellte Pfeile) und der cross-isentrope Austausch (orange, gewellte Pfeile) identifiziert. Isentropen sind Flächen gleicher potentieller Temperatur (schwarze, gestrichelte Linie), die beim Schneiden der Tropopause den Austausch von Luftmassen zwischen Troposphäre und Stratosphäre in beiden Richtungen ermöglichen (Chen, 1995). Die Austauschprozesse werden vor allem im Bereich der Jetstreams (schwarze Kreise) gefördert. Jetstreams sind Starkwindbänder in der UTLS (Windgeschwindigkeiten  $>30 \text{ m s}^{-1}$ ) über Gebieten mit starken Temperatur- oder Druckgradienten (Seinfeld & Pandis, 2006). Sie sorgen für eine Ausgleichsbewegung zwischen Tief- und Hochdruckgebieten und können über mehrere Tage hinweg stabil auftreten sowie einige Tausend Kilometer lang sein. Es wird zwischen dem Subtropenjet und dem Polarjet unterschieden. Wenn in den

Randgebieten der Jetstreams hohe Windgeschwindigkeiten auf niedrigere treffen, können Instabilitäten auftreten, die die Austauschprozesse von Luftmassen unterstützen.

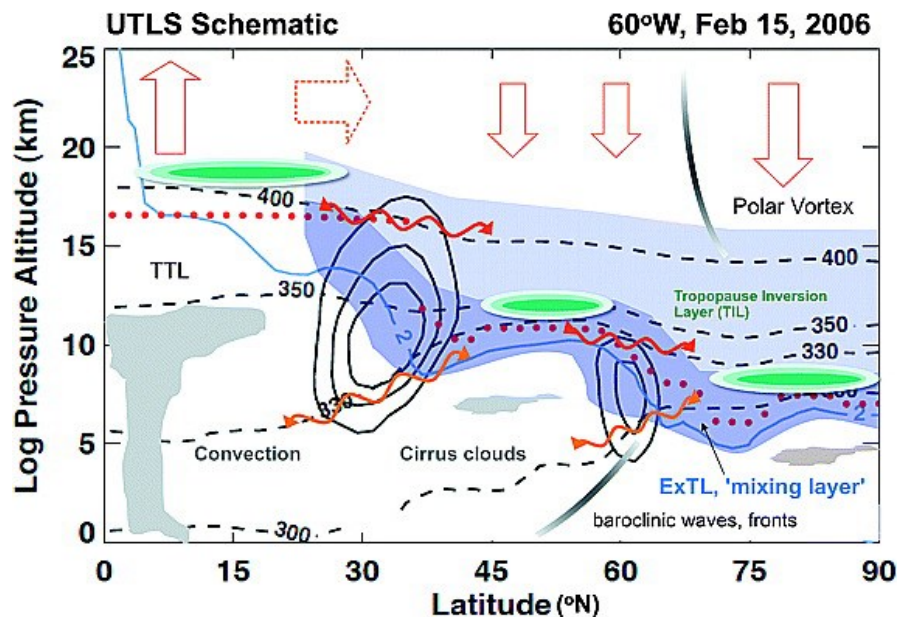


Abbildung 2.2: Schema atmosphärischer Dynamik und Austauschprozesse auf der Nordhalbkugel. Die extratropische UTLS ist hell- und dunkelblau eingefärbt. Dargestellt sind u. a. Transportprozesse, wie der quasi-isentrope Austausch (rote, gewellte Pfeile) und der cross-isentrope Austausch (orange, gewellte Pfeile). Flächen gleicher potentieller Temperatur (gestrichelte, schwarze Linien), die thermische Tropopause (rote Punkte) und die dynamische Tropopause (dünne, blaue Linie) sind als Hilfsmittel eingezeichnet. Abbildung aus Gettelman et al. (2011) Copyright © 2011, John Wiley and Sons.

Der großskalige Transport von Wasserdampf von der Troposphäre in die Stratosphäre findet, wie oben erwähnt, im Wesentlichen in den Tropen statt. Auf kleineren Skalen bis einige hundert Kilometer ist Konvektion (thermischer Auftrieb) aber nicht nur in den Tropen, sondern auch in den Extratropen ein wichtiger Prozess, um Wasserdampf vertikal nach oben zu befördern. In mittleren Breiten transportieren zusätzlich zyklonale Systeme Wasserdampf von den Ozeanen in Richtung der Kontinente (Vaughan & Timmis, 1998; Stohl, 2001). Eine Rolle spielen beispielweise großräumige Förderbänder (*warm conveyor belts*), die im Bereich einer Kaltfront warme Luft nach oben transportieren, wobei eine diabatische Erwärmung des Luftpakets stattfindet (Stohl et al., 2003). Auf lokalen Skalen (wenige Kilometer) wird Wasserdampf durch überschießende Konvektion (*overshooting convection*) von der Troposphäre in die Stratosphäre umverteilt (Fueglistaler et al., 2009). Am oberen Rand einer konvektiven Zelle können brechende Schwerwellen auftreten, die den nach oben transportierten Wasserdampf in die untere Stratosphäre einmischen (Wang, 2003; Lane & Sharman, 2006; Wang et al., 2009). Auf Transport- und Mischungsprozesse von Spurengasen infolge von Schwerwellen in der Atmosphäre wird in Kapitel 2.3 detaillierter eingegangen.

Als Transportprozesse von stratosphärischer Luft in die Troposphäre vor allem außerhalb der Tropen nennen Stohl et al. (2003) Tropopausenfalten in der Umgebung des Subtropen- und Polarjets, Gewitter und ebenfalls brechende Schwerwellen. Tropopausenfalten (z. B. Shapiro, 1980; Holton et al., 1995 und Referenzen darin) werden häufig in der Folge von Tiefdrucksystemen ausgebildet und bezeichnen eine stratosphärische Intrusion von trockener, ozonreicher Luft in die Troposphäre. Die großflächige Verformung der Tropopause ermög-

licht den Austausch von stratosphärischen und troposphärischen Luftmassen über lange Zeitskalen. Filamente stratosphärischer Luftmassen entstehen durch vertikale und horizontale Scherung in der Troposphäre. Die damit verbundene turbulente Diffusion mischt Spurengase wie  $O_3$ ,  $H_2O$ , etc. irreversibel an den Rändern der Tropopausenfalte (Roedel, 2000; Stohl et al., 2003). Quasi-isentropischer Austausch basiert auf adiabatischen Zustandsänderungen auf Zeitskalen von Stunden bis wenigen Tagen, während beim cross-isentropen Transport langsamere diabatische Prozesse mit Entzug oder Zufuhr von Strahlungsenergie die Ursache darstellen (Gettelman et al., 2011).

Der hier knapp skizzierte Überblick macht deutlich, dass die Transportprozesse von Wasserdampf in der Atmosphäre vielfältig und die Verteilung in der UTLS stark von der synoptischen Situation und geographischen Lage abhängig sind. Die Verteilung von Wasserdampf beeinflusst das Strahlungsbudget der UTLS, worauf im folgenden Abschnitt eingegangen wird. Um das Verständnis der vertikalen Wasserdampfverteilung in Abhängigkeit der verschiedenen Transportprozesse zu verbessern, wird in dieser Arbeit speziell der Transport durch Gebirgswellen untersucht (Kap. 4).

### 2.1.4 Klimawirkung von Wasserdampf

Das globale Energiebudget des Erde-Atmosphäre-Systems ergibt sich aus dem Gleichgewicht zwischen einfallender solarer Strahlung und der abgegebenen terrestrischen Infrarot (IR)- oder langwelligen Strahlung. Die Strahlungsdichten der einfallenden und ausfallenden Strahlung entsprechen dabei näherungsweise den Energiespektren eines schwarzen Körpers bei 5777 K (Sonne, Maximum im Wellenlängenbereich bei  $0,5 \mu\text{m}$ ) und bei ungefähr 300 K (Erde, Maximum im Wellenlängenbereich bei  $10\text{-}15 \mu\text{m}$ ; Seinfeld & Pandis (2006)). In Abbildung 2.3a sind die spektralen Verteilungen des Sonnenlichts an der Obergrenze der Atmosphäre (TOA; *top of the atmosphere*) und an der Erdoberfläche im Vergleich zur spektralen Verteilung einer idealen Schwarzkörperstrahlung (gestrichelt) dargestellt.

Abweichungen der Energiekurve des Sonnenlichts an der TOA von der idealen Schwarzkörperstrahlung entstehen durch Absorption von Strahlung in der Sonnenatmosphäre. Der Vergleich zu der an der Erdoberfläche ankommenden solaren Strahlung weist auf die optischen Eigenschaften der Atmosphäre hin. Einerseits wird die Intensität der Strahlung durch Streuung abgeschwächt, wobei der Einfluss mit abnehmender Wellenlänge zunimmt. Zum anderen wird das Sonnenlicht in bestimmten Wellenlängenbereichen durch Moleküle in der Atmosphäre absorbiert (grau schraffierte Bereiche). Die Absorptionsspektren einzelner Spurengase und der gesamten Atmosphäre sind in Abbildung 2.3b-d gezeigt. So filtern z. B. Sauerstoff und Ozon die einfallende Strahlung im UV-Bereich fast vollständig. Wasserdampf (c, d) ist hingegen dafür verantwortlich, dass ein großer Teil der einfallenden solaren Strahlung im Infrarot-Bereich absorbiert wird ( $0,8\text{-}3 \mu\text{m}$ ).

Die Erdoberfläche ist, wie oben erwähnt, ebenfalls ein thermischer Strahler und strahlt Energie ab. Die terrestrische Abstrahlung ist höher als die solare Einstrahlung an der TOA, wird aber in der Atmosphäre durch molekulare Absorption im IR-Bereich reduziert, so dass global ein thermisches Gleichgewicht herrscht. Wasserdampf als Treibhausgas spielt eine

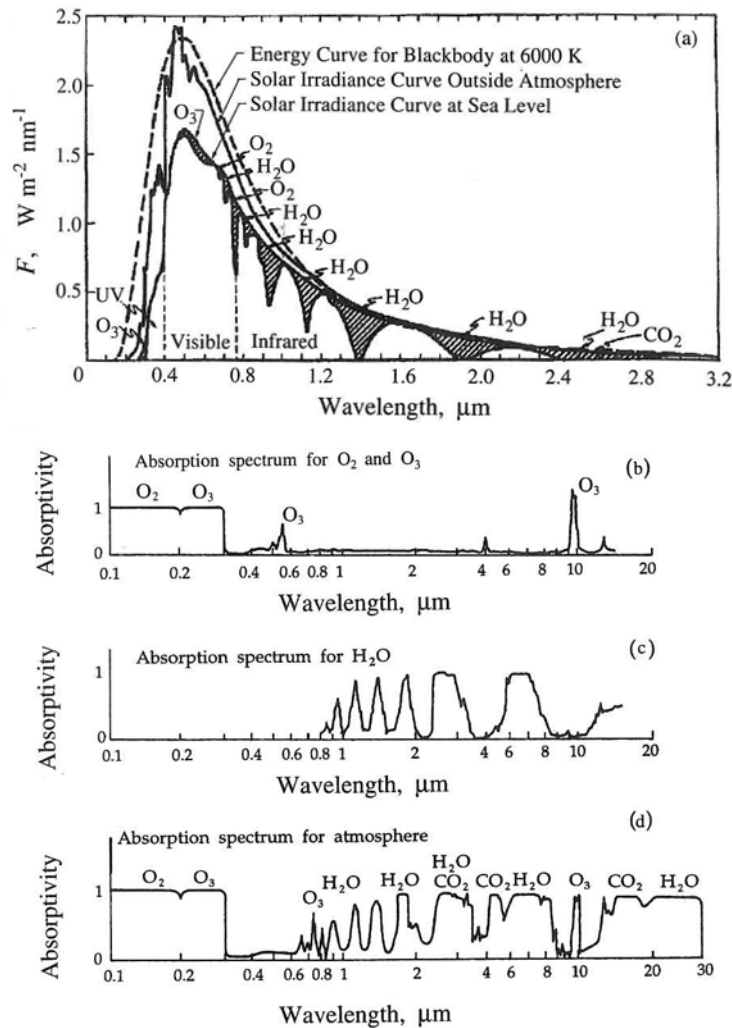


Abbildung 2.3: (a) Solare spektrale Strahlungsdichte am Rand der Atmosphäre (durchgezogene Linie) und auf Meeressniveau (durchgezogene Linie mit schraffierten Bereichen). Die schraffierten Bereiche zeigen die Moleküle, die für eine Absorption verantwortlich sind. Absorptionsspektren für (b) Sauerstoff und Ozon, (c) Wasserdampf und (d) die gesamte Atmosphäre, normiert auf einer Skala von 0 bis 1. Abbildung aus: Seinfeld & Pandis (2006) Copyright © 2016, John Wiley and Sons.

wichtige Rolle bei der Absorption terrestrischer Strahlung bei Wellenlängen  $>10 \mu\text{m}$ . Damit reduziert sich die langwellige Nettoabstrahlung der Erdoberfläche beträchtlich und ist geringer als die Energiezufuhr durch die solare Einstrahlung (Roedel, 2000). Verglichen mit einer Atmosphäre ohne Treibhausgase ergibt sich damit ein Temperaturunterschied zwischen Erdoberfläche und Atmosphäre, der als Treibhauseffekt bezeichnet wird und zu einer erhöhten Temperatur an der Erdoberfläche führt (Raval & Ramanathan, 1989).

Die Veränderung des Strahlungsbudgets des Systems Erde-Atmosphäre aufgrund einer Störung, z. B. durch Änderung der Spurengasmischungsverhältnisse, wird als Strahlungsantrieb  $RF$  (*radiative forcing*) bezeichnet und in  $\text{W m}^{-2}$  quantifiziert. Der  $RF$  wird als Änderung der Strahlungsflussdichte ausgedrückt und kann sich auf die TOA oder die Tropopause beziehen, wobei letztere ein besserer Indikator für den Einfluss auf die globalen Erdoberflächentemperaturen ist (Myhre et al., 2013). Die Beziehung zwischen  $RF$  und der globalen mittleren Oberflächentemperatur  $\Delta T$  wird über den Klimasensitivitätsparameter  $\lambda_{KS}$  hergestellt, der Änderungen in den klimarelevanten Faktoren in sich vereint:



$$\Delta T = \lambda_{KS} \cdot RF. \quad 2.7$$

Da in  $\lambda_{KS}$  sowohl die direkten Änderungen im Strahlungsfluss als auch die daraus folgenden Rückkopplungseffekte erfasst werden, ist eine klare Trennung zwischen diesen Prozessen oft nicht möglich (Myhre et al., 2013).

Der Anteil von Wasserdampf am natürlichen Treibhauseffekt ist ungefähr 2- bis 3-mal höher als der von Kohlendioxid  $\text{CO}_2$  (z. B. Kiehl & Trenberth, 1997; Pierrehumbert et al., 2007). Im hydrologischen Zyklus wird sehr wenig Wasserdampf anthropogen (z. B. durch Verdunstung von bewässerten Anbaugeländen und Kühlkreisläufen von Kraftwerken) in den Kreislauf eingebracht. Der größte Teil ist natürlichen Ursprungs. Daher ist der direkte Einfluss von troposphärischem Wasserdampf auf den anthropogen verursachten Treibhauseffekt nicht relevant (Myhre et al., 2013). Allerdings zeigt Wasserdampf einen starken positiven Rückkopplungseffekt auf die globale Erwärmung (z. B. Held & Soden, 2000; Gettelman & Fu, 2008; Dessler et al., 2013). Wenn die Temperatur steigt, nimmt die Menge an Wasserdampf zu, die in der Atmosphäre frei vorhanden sein kann (pro  $1^\circ\text{C}$  Temperaturanstieg, 7 % mehr Wasserdampf; z. B. Myhre et al. (2013)). Dies führt zu höheren Temperaturen. Und zum anderen können erhöhte Wasserdampfmischungsverhältnisse vermehrte Niederschläge und eine Häufung von Extremwetterereignissen (z. B. Dürreperioden in subtropischen Gebieten) verursachen (Trenberth et al., 2005; Sherwood et al., 2010). Die Bedeutung von Änderungen im Wasserdampfmischungsverhältnis auf die terrestrische langwellige Abstrahlung ist in Abbildung 2.4 dargestellt. Werden einheitliche Temperaturänderungen (1 K) sowie konstante relative Feuchten angenommen, nimmt die

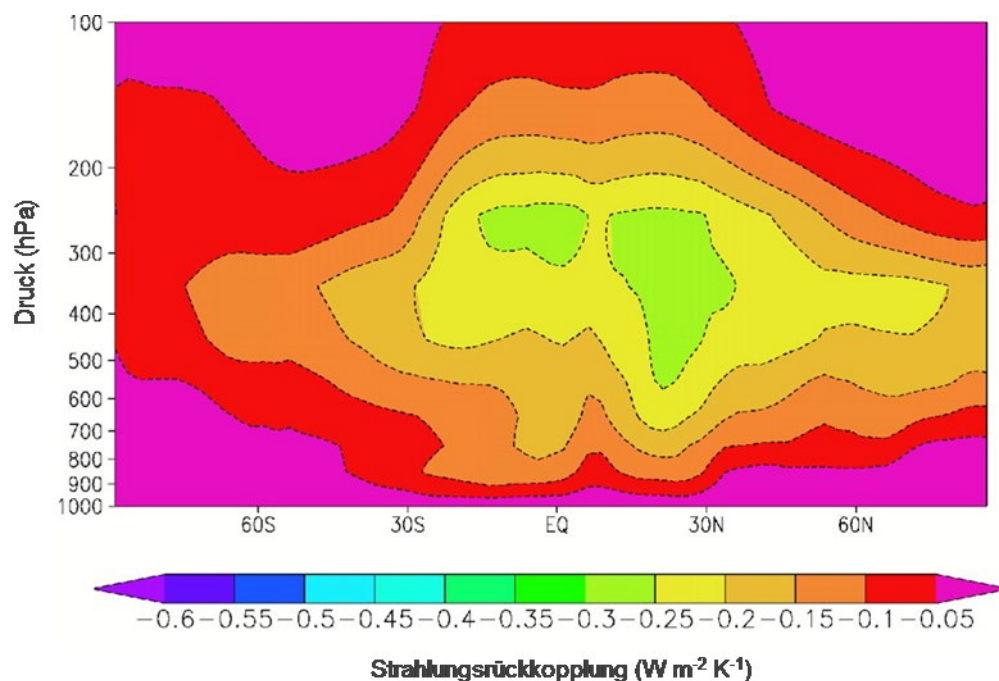


Abbildung 2.4: Vertikalschnitt der Änderung der abgegebenen IR-Strahlung bezogen auf Änderungen in der spezifischen Feuchte. Berechnung für 100 hPa-dicke Schichten und 1 K Temperaturänderung pro Schicht bei gleichbleibender relativer Feuchte. Feuchtigkeitsdaten stammen vom ECMWF und die Ergebnisse sind für Juli gezeigt. Abbildung aus: Held & Soden (2000); Republished with permission of Annual Reviews; permission conveyed through Copyright Clearance Center, Inc.

Abstrahlung langwelliger Strahlung proportional zu logarithmischen Änderungen in den Wasserdampfmischungsverhältnissen ab. Anhand der Farbverteilung in Abbildung 2.4 ist ersichtlich, dass der Rückkopplungseffekt von Wasserdampf in der UTLS-Region (500-200 hPa) auf allen Breitengraden am größten ist. Zusätzlich nimmt der Effekt von den Polen zum Äquator zu, wobei die Änderung in der IR-Strahlung in den Subtropen maximal ist. Verglichen mit dem Wasserdampfprofil der Atmosphäre bedeutet bereits eine kleine Änderung im Wasserdampfmischungsverhältnis in der UTLS-Region (niedrige Wasserdampfmischungsverhältnisse) einen großen Einfluss auf den Strahlungsantrieb (Held & Soden, 2000).

Die verschiedenen Studien zur Klimawirkung von Wasserdampf in der UTLS zeigen die Relevanz der Wasserdampfforschung in der Atmosphäre auf (z. B. Solomon et al., 2010; Riese et al., 2012). Da sich bereits kleine Änderungen in der Wasserdampfverteilung signifikant auf den Strahlungsantrieb auswirken, sind genaue Messungen der Wasserdampfkonzentration in der UTLS von Bedeutung. Die hier vorgelegte Studie zum schwerewelleninduzierten Transport und der Mischung von Wasserdampf soll zu einem besseren Verständnis der Wasserdampfverteilung in der UTLS beitragen.

## 2.2 Schwerewellen

Dieses Kapitel beschreibt einige Grundlagen der Schwerewellentheorie bezogen auf die am häufigsten anzutreffenden Anregungsmechanismen, die Ausbreitung in der Troposphäre und der Stratosphäre und die Dissipation. Im zweiten Unterkapitel werden die Methoden dargelegt, die in der vorliegenden Arbeit zur Auswertung von in-situ Messungen während eines Ereignisses mit orographisch angeregten Wellen genutzt werden. Dies umfasst Berechnungen des vertikalen Spurengasflusses und Wavelet-Analysen.

### 2.2.1 Anregung, Propagation, Dissipation

Schwerewellen sind Schwingungen von Luftpaketen, die sich in Raum und Zeit ausbreiten (propagieren) und in periodischen Änderungen von Parametern wie Druck und Windgeschwindigkeiten äußern. Nach der vertikalen Auslenkung eines Luftpakets aus seinem Gleichgewichtszustand wirkt die Schwerkraft (Gravitation) als Rückstellkraft, wobei das Luftpaket um seinen Ursprungszustand oszilliert (z. B. Holton & Hakim, 2012). Schwerewellen sind in der Atmosphäre allgegenwärtig, wobei ihre Auswirkungen nur durch z. B. Kondensation von Wasserdampf im Wellenkamm (Linsenwolken im Lee eines Gebirges oder verformte Kondensstreifen) sichtbar werden (Nappo, 2012). Sie tragen wesentlich zur Dynamik der Atmosphäre auf allen meteorologischen Skalen bei (Nappo, 2012) und zeigen unterschiedlichste Formen sowie Ausbreitungsrichtungen. Die Eigenschaften atmosphärischer Schwerewellen lassen sich auf Grundlage linearer Theorie beschreiben. Es wird davon ausgegangen, dass eine Variable in einen Hintergrundzustand und eine Störung eingeteilt werden kann, wobei der Hintergrund stationär oder nur langsam verändernd ist. Die Störungen sind wesentlich kleiner als die Hintergrundwerte und beeinflussen diese nicht.

Für einen Überblick zu Grundlagen der Schwerewellentheorie sei z. B. auf Fritts & Alexander (2003), Holton & Hakim (2012) und Nappo (2012) verwiesen. Aus der linearen Theorie

abgeleitete Annahmen werden im folgenden Kapitel 2.2.2 zu Methoden der Schwerewellenanalyse aufgegriffen.

Die wichtigsten Quellen für Schwerewellen sind Überströmung von Orographie, Konvektion und Windscherung (Fritts & Alexander, 2003). In der Umgebung von Jetstreams oder Frontsystemen werden Schwerewellen angeregt, um Strömungen wieder in das geostrophische Gleichgewicht zurückzuführen (z. B. Koch et al., 2005; Plougonven & Zhang, 2014).

In dieser Arbeit werden Gebirgswellen, die durch Anströmung der Südlichen Alpen Neuseelands angeregt wurden, als Ursache für den vertikalen Transport von Wasserdampf untersucht. Allgemein sind Gebirgswellen Gegenstand vieler Studien: sowohl theoretisch (z. B. Scorer, 1949), numerisch (z. B. Wagner et al., 2017) als auch durch Beobachtungen (z. B. Grubišić et al., 2008; Hoffmann et al., 2013; Witschas et al., 2017). Eine Übersicht über bisherige Feldkampagnen wird in Kapitel 4.1.1 bei der Einführung zur DEEPWAVE-Kampagne (Fritts et al., 2016) gegeben.

Schwerewellen können sowohl vertikal als auch horizontal propagieren (Sato et al., 2009; Nappo, 2012). Typische vertikale Wellenlängen reichen von  $\sim 2$ -5 km in der unteren Stratosphäre hin zu  $\sim 10$ -30 km in der Nähe der Mesopause. Die horizontalen Wellenlängen spannen einen wesentlich größeren Bereich von wenigen Kilometern bis hin zu mehreren 1000 km, wobei Gebirgswellen typischerweise Wellenlängen zwischen  $\sim 10$  und 100 km zeigen (Fritts & Alexander, 2003). Die vertikale Ausbreitung ist vom vertikalen Windprofil und von Stabilitätsparametern des Hintergrunds abhängig (z. B. Doyle & Jiang, 2006) und kann zusätzlich durch Brechung oder Reflektion beeinflusst werden. Atmosphärenstrukturen, die die Propagation von Schwerewellen signifikant beeinflussen können, sind z. B. die Tropopauseninversionsschicht (Gisinger et al., 2017), ein in Höhe der Tropopause liegender Jet oder das stratosphärische Windminimum in mittleren Breiten auf ungefähr 20 km Höhe (Kruse et al., 2016). Wenn die Welle auf eine abrupte Änderung in der Stabilität oder im Horizontalwind trifft oder die vertikale Wellenlänge sehr groß wird während die horizontale Wellenzahl klein ist, kann sie teilweise oder vollständig reflektiert werden. Existieren mehrere solcher Schichten in der Atmosphäre ist die Welle gefangen (*trapped* oder *ducted*). Die Wahrscheinlichkeit, dass eine Welle gefangen wird, ist für Wellen mit horizontalen Wellenlängen um 20 km oder kleiner am größten (Fritts & Alexander, 2003). Dieses Phänomen ist u. a. im Lee von Gebirgen (Lilly, 1978), in der Nähe von Gewittern (Uccellini, 1975) oder in der Tropopausenregion (Smith et al., 2008) anzutreffen.

Schwerewellen transportieren Energie und Impuls von der Anregungsregion (z. B. in der Troposphäre) über mehrere Höhenschichten hinweg und sind somit ein wichtiger Mechanismus, der die untere, mittlere und obere Atmosphäre miteinander verbindet. Wenn die Wellen dissipieren, wird die Energie und der Impuls an die Hintergrundströmung abgegeben. Dissipation ist durch Erreichen eines kritischen Niveaus, atmosphärische Instabilitäten, Welle-Welle- oder Welle-Hintergrund-Interaktionen möglich (Fritts & Alexander, 2003). Instabilitäten in der Atmosphäre entstehen z. B. in großen Höhen bei niedrigem Druck, wenn die Amplituden der Temperatur- und Windstörungen aufgrund der niedrigen Dichte immer weiter anwachsen können. Welle-Grundstrom-Wechselwirkungen führen z. B. zur Ausbildung des mesosphärischen Astes der Brewer-Dobson-Zirkulation, die

wiederum zur Ausbildung der kalten Sommermesopause führt, in der die tiefsten Temperaturen in der Erdatmosphäre erreicht werden (Becker, 2012). Die vorliegende Arbeit befasst sich statt mit Impuls- und Energietransport mit einem möglichen Massetransport von Wasserdampf. Dabei stellt sich vor allem die Frage nach der Irreversibilität des Transports, der die Wasserdampfverteilung in der UTLS verändern würde.

Im Gegensatz zu Gebirgswellen zeigen Schwerewellen, die durch Konvektion oder in der Umgebung von Jets und Frontsystemen erzeugt werden, unterschiedliche Phasengeschwindigkeiten, Frequenzen und einen großen Bereich vertikaler sowie horizontaler Skalen (Fritts & Alexander, 2003). Auch die Anregungsmechanismen sind komplexer und Gegenstand intensiver Forschung. So werden u. a. die niederfrequenten Wellen in der mittleren Atmosphäre mit einem großen horizontalem Abstand zur Quellregion gefunden. Dies macht eine Zuordnung zu bestimmten Wolken oder anderen Indikatoren der Konvektion schwierig. Die konvektive Anregung von Schwerewellen ist vielfach abhängig von der lokalen Windscherung, der vertikalen Schichtung der Atmosphäre und der Freisetzung latenter Wärme (Fritts & Alexander, 2003).

### **2.2.2 Methoden zur Analyse des schwerewelleninduzierten Spurengastransports**

Es werden Methoden zur Analyse des schwerewelleninduzierten Spurengastransports beschrieben, die in dieser Arbeit ihre Anwendung finden. In Kapitel 4 wird der vertikale Wasserdampftransport während eines Gebirgswellen-Ereignisses untersucht. Der vertikale Spurengasfluss ist eine Größe, die diesen Transport in der Atmosphäre nachweisen kann. Er wird mit einer Methode ermittelt, die Shapiro (1980) für die Untersuchung des Transportes von Ozon in einer Tropopausenfalte genutzt hat. Der Fluss kann in beide Richtungen gerichtet sein und somit einen Aufwärts- oder Abwärtstransport des Spurengases anzeigen. In dieser Studie wird diese Methode mit einer Wavelet-Analyse erweitert, die ihrerseits eine Weiterentwicklung der schnellen Fouriertransformation ist. Die Wavelet-Analyse ermöglicht eine orts-, wellenlängen- und richtungsabhängige Beschreibung des Spurengasflusses. Dabei kann der spektrale Anteil der jeweiligen Parameter am Fluss ermittelt werden.

#### **Vertikaler Spurengasfluss**

Transportprozesse von Spurengasen können mit Spurengasflüssen beschrieben werden. In dieser Arbeit wird der Transport von Wasserdampf infolge von Schwerewellen betrachtet und dafür u. a. der vertikale Spurengasfluss genutzt. Eine ausführliche Beschreibung und Anwendung der Methode anhand des Ozontransports in einer Tropopausenfalte findet sich in Shapiro (1980). Schilling et al. (1999) haben diese Methode für den Kohlenmonoxid-Transport bei einem Gebirgswellen-Ereignis aufgegriffen. In dieser Arbeit erfolgt die Anwendung auf den ebenfalls gebirgswelleninduzierten Transport von Wasserdampf.

Als Grundannahme wird von einem konservativen und passiven Tracer ausgegangen, dessen Konzentration  $q$  sich in einem Luftpaket nicht ändert, wenn dieses von einem Ort A zur Zeit  $t_0$  an den Ort B zur Zeit  $t_1$  transportiert wird. Der Tracer verfügt somit über keine Quellen und Senken innerhalb des Luftpakets:

$$\frac{dq}{dt} = \frac{\partial q}{\partial t} + \vec{v} \cdot \text{grad}(q) = \frac{\partial q}{\partial t} + u \frac{\partial q}{\partial x} + v \frac{\partial q}{\partial y} + w \frac{\partial q}{\partial z} = 0 \quad 2.8$$

Die totale Ableitung von  $q$  setzt sich aus der partiellen zeitlichen Ableitung von  $q$  sowie dem Gradienten  $q$  und dem Vektorfeld der Windkomponenten ( $w$  – vertikale Windkomponente,  $u$  – zonale Windkomponente und  $v$  – meridionale Windkomponente) zusammen.

Die Spurengas- und Windkomponenten, ausgedrückt in  $\Psi = \{q, u, v, w\}$ , setzen sich jeweils aus einem mittleren Wert (Hintergrund)  $\bar{\Psi}$  und einer Abweichung  $\Psi'$  von diesem mittleren Wert zusammen:

$$\Psi(x, y, z, t) = \bar{\Psi}(x, y, z, t) + \Psi'(x, y, z, t). \quad 2.9$$

Aus der Reynolds Zerlegung folgt, dass der Mittelwert über diese Änderungen  $\overline{\Psi'} = 0$  ist (Nappo, 2012).

Werden alle Kenngrößen gemäß Gleichung 2.9 in ihre Bestandteile von Mittelwert und Abweichung zerlegt, ergibt sich aus Gleichung 2.8:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \bar{q}}{\partial t} + \frac{\partial q'}{\partial t} + \bar{w} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} + \bar{w} \frac{\partial q'}{\partial z} + w' \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} + w' \frac{\partial q'}{\partial z} + \\ & \bar{u} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} + \bar{u} \frac{\partial q'}{\partial z} + u' \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} + u' \frac{\partial q'}{\partial z} + \bar{v} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} + \bar{v} \frac{\partial q'}{\partial z} + v' \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} + v' \frac{\partial q'}{\partial z} = 0. \end{aligned} \quad 2.10$$

Im Folgenden werden die Terme mit zonaler und meridionaler Windkomponente mit  $\{\dots\}$  abgekürzt, da sie analog zum vertikalen Wind sind. Die Terme für die Hintergrundbedingungen können in  $\frac{D}{Dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial}{\partial z}$  zusammengefasst werden:

$$\frac{D\bar{q}}{Dt} + \frac{\partial q'}{\partial t} + \bar{w} \frac{\partial q'}{\partial z} + w' \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} + w' \frac{\partial q'}{\partial z} + \dots = 0. \quad 2.11$$

Durch Mittelwertbildung der Störungen im Wind  $w'$  vereinfacht sich Gleichung 2.11 weiter:

$$\frac{D\bar{q}}{Dt} + \overline{w' \frac{\partial q'}{\partial z}} + \dots = 0. \quad 2.12$$

Durch die umgekehrte Anwendung der Produktregel ergibt sich:

$$\frac{D\bar{q}}{Dt} + \frac{\partial}{\partial z} (\overline{w' q'}) - \overline{q' \frac{\partial w'}{\partial z}} + \dots = 0. \quad 2.13$$

Für die Betrachtung des vertikalen Transports werden zum einen die Divergenzen des horizontalen Wasserdampftransports  $\frac{\partial}{\partial x} (\overline{u' q'})$  und  $\frac{\partial}{\partial y} (\overline{v' q'})$  vernachlässigt, da diese in Schwerewellen einen wesentlich kleineren Anteil des Transports im Vergleich zur Vertikalwindkomponente übernehmen (Shapiro, 1980). Zum anderen bleiben auch die horizontale  $\left(\bar{u} \frac{\partial \bar{q}}{\partial x}, \bar{v} \frac{\partial \bar{q}}{\partial y}\right)$  und die vertikale Advektion  $\left(\bar{w} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z}\right)$  unberücksichtigt, die das

Hintergrundprofil unseres Tracers ändern könnten (Kiemle et al., 2011). Dadurch ergibt sich die folgende Vereinfachung, die besagt, dass die mittlere Spurengaskonzentration nur von der vertikalen Flussdivergenz abhängt:

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (\overline{w'q'}) = 0. \quad 2.14$$

Diese Gleichung, bei der der horizontale Einfluss auf die Spurengasverteilung vernachlässigt wird, ist die Grundlage für die lokale und zeitliche Veränderung der Wasserdampfkonzentration durch den vertikalen Schwerewellentransport. Da in der später vorgestellten Fallstudie auf einzelnen Flughöhen gemessen und keine durchgehende vertikale Abdeckung in der UTLS erreicht wurde, ist die Berechnung der Divergenz  $\frac{\partial}{\partial z} (\overline{w'q'})$  nur näherungsweise möglich (vgl. Kapitel 4.2.3 und Tabelle 4.5). Für die Analysen in dieser Arbeit wird daher der lokale vertikale Spurengasfluss  $w'q'(x, z, t)$  bzw. der räumlich entlang des Flugwegs oder zeitlich gemittelte Fluss  $\overline{w'q'}$  genutzt. Der lokale Fluss ergibt sich aus den Störungen beider Parameter auf einer Flughöhe ( $z = konst.$ ):

$$w'q'(x) = w'(x) \cdot q'(x), \quad 2.15$$

wobei die Abweichungen durch Umstellung von Gleichung 2.9 bestimmt werden. Das dafür benötigte zeitliche oder räumliche Mittel kann mithilfe verschiedener Methoden bestimmt werden. Im einfachsten Fall nach:

$$\bar{q} = \frac{1}{x_2 - x_1} \cdot \int_{x_1}^{x_2} q(x) dx. \quad 2.16$$

Im folgenden Abschnitt werden Alternativen der Mittelwertsbestimmung anhand verschiedener Filterfunktionen miteinander verglichen, die eine unterschiedliche Einteilung der Wellenlängenskala ermöglichen. Zusätzlich findet sich im Anhang ein Überblick über gebräuchliche Methoden in der Schwerewellenanalyse (Tabelle A.1).

Der vertikale Fluss  $w'q'$  wird von klein-, mittel- oder großskaligen horizontalen Wellenlängen beeinflusst, denen Prozesse wie Turbulenz oder Jetstreamströmungen zugrunde liegen. Der Anteil verschiedener Skalen wird in dieser Arbeit mithilfe der Wavelet-Analyse bestimmt.

### **Filter zur Bestimmung der Fluktuation eines Parameters**

Filter dienen in der Schwerewellenanalyse zur Trennung zwischen den atmosphärischen Hintergrundwerten eines Parameters und den durch die Schwerewellen ausgelösten Fluktuationen. Die Filter werden je nach Fragestellung eingesetzt, da sie Wellenlängen unterschiedlich wichten können. Zum einen können bestimmte Skalen stärker gewichtet oder im Gegenteil auch völlig vernachlässigt werden. Zum anderen betonen die Filter Randeffekte durch die zeitlich bzw. räumlich definierten Intervalle unterschiedlich stark. Es können vertikale oder horizontale Wellenlängen der Schwerewellen charakterisiert werden. Generell werden zeitliche und räumliche Filter unterschieden. Ehard et al. (2015) vergleichen

verschiedene Filtertechniken, um Schwerewellensignaturen aus Lidar-Temperaturmessungen der mittleren Atmosphäre zu extrahieren. Der Überblick von Ehard et al. (2015) erläutert die Vor- und Nachteile der gängigsten Methoden anhand von synthetischen Daten und einer Beispielmessung. Dabei beziehen sich die Autoren auf Vertikalprofile in der mittleren Atmosphäre mit einer minimalen räumlichen oder zeitlichen Auflösung von 1 km bzw. 1 h. Die grundlegenden Ergebnisse der Studie sind auch auf in-situ Messungen im Flugzeug übertragbar, in denen horizontale Strukturen ab einer räumlichen oder zeitlichen Auflösung von ca. 180 m bzw. 1 s analysiert werden.

Einen Überblick über genutzte Filtermethoden bei Flugzeugmesskampagnen gibt Tabelle A.1 im Anhang. Spektrale Filter sowie die Methode des gleitenden Mittelwerts sind weit verbreitet, um die jeweiligen Fragestellungen zu bearbeiten. Zhang et al. (2015a) nutzen einen wavelet-basierten Bandpassfilter, um verschiedene spektrale Bereiche näher zu untersuchen und verschiedenen Ursachen zuordnen zu können. Dabei kommt eine Rekonstruktion zum Einsatz. Diese Methode entfernt das Rauschen auf allen Wellenzahlen und isoliert einzelne Ereignisse mit breitem Leistungsdichtespektrum oder multiple Ereignisse mit unterschiedlichen Wellenzahlen (Torrence & Compo, 1998).

Der gleitende Mittelwert ist ein zeitlicher Filter, der mithilfe geeigneter Fensterfunktionen Variationen mit Zeitskalen, die größer sind als das gewählte Fenster (z. B. planetare Wellen), dem Hintergrund zuordnet. Der Wellenlängenbereich bis zur maximal detektierbaren Wellenlänge wird vollständig abgedeckt. Es wird allerdings beobachtet, dass Perioden, die nahe der Fensterweite liegen, überschätzt werden. Ein zusätzliches Problem sind die Anfangs- und Endwerte der Datenreihen. Je nach Methode zur Minimierung der Randeffekte der Fensterfunktionen (keine, periodisch, gespiegelt) werden unterschiedliche Ergebnisse erhalten. Bei einem zentrierten Fenster gehen die erste bzw. letzte Hälfte der Beobachtungen nicht in den Hintergrund ein und können das Hintergrundprofil verfälschen. Das Ignorieren dieser Abschnitte würde zu wesentlich kürzeren Analyseintervallen führen und ist ebenfalls nicht wünschenswert (Ehard et al., 2015).

Räumliche Filter, die auf einer spektralen Filterung beruhen, sind zum Beispiel Hochpass-/Tiefpassfilter, Bandpassfilter oder der Butterworth-Filter, die im Fourier-Raum angewendet werden. Da die Fourier-Transformation zyklische Daten voraussetzt, sind die Anfangs- und Endwerte der Datenreihen miteinander verbunden, was künstliche Unregelmäßigkeiten verursachen kann. Die Schwerewellensignatur könnte in den Anfangs- und Endbereichen dadurch erhöht sein. Um diesen Effekt zu verringern, werden die Anfangswerte gespiegelt und an die Datenreihe angehängt. Eine Dämpfung größerer Wellenlängen (z. B. bei Ehard et al. (2015) vertikale Wellenlängen <13 km) ist in diesen Bereichen dennoch möglich. Vorteile der räumlichen Filtermethoden sind, dass sie unabhängig von der Messdauer und von Messlücken sind und einen Großteil des untersuchten Spektrums gleichmäßig abdecken.

### **Wavelet-Analysen**

Die Wavelet-Analyse ist eine verbreitete Methode in der Schwerewellenauswertung (z. B. Woods & Smith, 2010; Placke et al., 2013; Zhang et al., 2015b). Im Gegensatz zur Fourier-Transformation erhält man nicht nur Aussagen über die spektralen Eigenschaften einer

Kenngröße, sondern auch eine zeitliche Zuordnung. Über das Leistungsdichtespektrum einer Variablen werden dominante Moden und deren zeitliche Veränderungen lokalisiert (Torrence & Compo, 1998). Kreuz-Waveletspektren beschreiben die Phasenbeziehung zweier Variablen in Abhängigkeit der Wellenlänge (Zhang et al., 2015a). Aus der Betrachtung beider Spektren können der Anteil der einzelnen Parameter sowie die Wellenlängen abgeleitet werden, in denen der Fluss stattfindet. Die Parameter, die in die Wavelet-Analyse eingehen, sind in unserem Fall die durch die Gebirgswellen ausgelösten Störungen im Vertikalwind und in den Spurengaskonzentrationen gegenüber dem Hintergrund (Fluktuationen). Als Grundlage der Rechnungen dient die Beschreibung von Torrence & Compo (1998) sowie das darauf basierende IDL-Codepaket<sup>4</sup>, das hier für Labtalk<sup>5</sup> adaptiert wurde.

### Wavelet-Transformation

Bei der Wavelet-Transformation werden die Daten in einen Orts- und einen Frequenzraum aufgespalten. Dafür müssen die Daten einen gleichmäßigen räumlichen Abstand besitzen. Da dies für die verwendeten Messungen in Kapitel 4 nicht der Fall ist, werden alle Parameter auf ein äquidistantes Gitter mit dem Abstand  $\delta t$  von 200 m linear interpoliert. Zugrunde liegt zudem eine Wavelet-Funktion, die als Mittelwert Null ergibt und in Zeit- sowie Frequenzraum lokalisierbar sein muss. In dieser Analyse wird das Morlet-Wavelet  $\psi_0$  verwendet, da dieses einer planaren Welle ähnelt, deren Amplitude mit einer Gauss-Kurve moduliert wird (Woods & Smith, 2010). Dies kommt der Form von Gebirgswellen am nächsten:

$$\psi_0(\xi) = \pi^{-1/4} e^{i\omega_0\xi} e^{-\xi^2/2}, \quad 2.17$$

wobei  $\omega_0$  die dimensionslose Wellenzahl repräsentiert und  $\xi$  die dimensionslose Ortskoordinate. Für große Wellenzahlen  $\omega_0$  wird die Bedingung „Mittelwert = 0“ erfüllt, so dass  $\omega_0 = 6$  gewählt wird (Torrence & Compo, 1998).

Die kontinuierliche Wavelet-Transformation ist eine Faltung der Datenreihe  $x_n$  mit der komplex konjugierten Wavelet-Funktion  $\psi^*$ :

$$W_n(S) = \sum_{n'=0}^{N_d-1} x_{n'} \psi^* \left[ \frac{(n' - n)\delta t}{S} \right]. \quad 2.18$$

Hierbei steht  $S$  für die Wavelet-Skala und  $n$  beschreibt den Index der Position mit  $n = 0, \dots, N_d - 1$  und  $N_d$  als Gesamtzahl der äquidistanten Datenpunkte. Diese Faltung kann zu einer Multiplikation im Fourier-Raum vereinfacht werden, die wesentlich schneller berechnet werden kann. Daher wird anstelle von Gleichung 2.18 eine inverse Fouriertransformation ausgeführt:

<sup>4</sup> <http://paos.colorado.edu/research/wavelets/>

<sup>5</sup> Origin (OriginLab, Northhampton, USA); <https://www.originlab.com/doc/LabTalk>



$$W_n(S) = \sum_{k=0}^{N_d-1} \hat{x}_f \hat{\psi}^*(S\omega_k) e^{i\omega_k n \delta t}, \quad 2.19$$

wobei fouriertransformierte Daten mit  $\hat{\phantom{x}}$  gekennzeichnet sind.

Die Fouriertransformation erfolgt nach:

$$\hat{x}_f = \frac{1}{N_d} \sum_{n=0}^{N_d-1} x_n e^{-2\pi i f n / N_d}, \quad 2.20$$

mit dem Frequenzindex  $f$  ( $f = 0, \dots, N_d - 1$ ). Die Winkelfrequenz  $\omega_k$  bestimmt sich nach:

$$\omega_k = \begin{cases} \frac{2\pi f}{N_d \delta t} & f \leq \frac{N_d}{2} \\ -\frac{2\pi f}{N_d \delta t} & f > \frac{N_d}{2} \end{cases}. \quad 2.21$$

Für Gleichung 2.19 werden zyklische Daten angenommen, so dass es für einen endlichen Datensatz zu Fehlern am Anfang und Ende der Wavelet-Transformation kommen kann. Um dieses Problem zu minimieren, wird das Ende der Zeitreihe  $x_n$  mit Nullen aufgefüllt und diese nach der Wavelet-Transformation wieder entfernt. Dieses Auffüllen hat allerdings auch zur Folge, dass sich die Amplituden an den Rändern des späteren Leistungsdichtespektrums verringern. Die Region, in der diese Diskontinuitäten auftreten, wird als konusförmiger Ring im Spektrum angegeben und als *cone of influence* (COI) bezeichnet (Torrence & Compo, 1998).

Die Wavelet-Transformation ist komplex und das Leistungsdichtespektrum definiert sich nach  $|W_n(S)|^2$ . Zur besseren Vergleichbarkeit der Parameter untereinander, werden normierte Leistungsdichtespektren angegeben. Die Normierung erfolgt mit der Varianz  $\sigma^2$  des Parameters:

$$|W_n(S)|^2 / \sigma^2. \quad 2.22$$

Anstelle der nachträglichen Normierung werden hier allerdings von Anfang an standardnormalverteilte Datenreihen  $x_n$  verwendet, deren Wahrscheinlichkeitsdichte einer Gauß-Kurve mit dem Erwartungswert  $\mu = 0$  und der Varianz  $\sigma^2 = 1$  entspricht ( $x_n(\text{standardnormalverteilt}) = \frac{x_n - \mu}{\sigma}$ ). In dieser Arbeit stehen die Fluktuationen  $q'$  bzw.  $w'$  für  $x_n$ . Die Faltung während der Wavelet-Transformation beeinflusst die Standardnormalverteilung nicht.

### Cospektrum

Die Phasenbeziehung zweier Variablen in Abhängigkeit der Wellenlänge wird über das Kreuz-Waveletspektrum  $W_n^{XY}$  ermittelt (Torrence & Compo, 1998), das in dieser Arbeit dem vertikalen Spurengasfluss entspricht. Das Kreuz-Waveletspektrum beschreibt die

Kreuzkovarianz zwischen zwei Zeitreihen und setzt sich aus dem Cospektrum für gleichphasige Beziehungen (Realteil) und dem Quadratspektrum für phasenverschobene Beziehungen (Imaginärteil) zusammen. Cospektren (Gl. 2.23) analysieren die vertikal propagierenden Wellen, die auch für diese Arbeit im Vordergrund stehen, während Quadratspektren für die Analyse von gefangenen Wellen herangezogen werden.

$$W_n^{XY}(S) = \Re\{W_n^X(S)W_n^{Y*}(S)\}, \quad 2.23$$

mit zwei verschiedenen Variablen  $X$  und  $Y$ .

### Signifikanzlevel

Das Signifikanzlevel beschreibt, inwiefern sich die untersuchten Fluktuationen vom Hintergrund unterscheiden. Es wird für jede Zeitreihe ein mittleres Leistungsdichtespektrum (Hintergrund, Gl. 2.25) angenommen. Wenn ein Peak des lokalen Waveletspektrums signifikant über diesem Hintergrund liegt, kann er mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit (Konfidenz) als ein echtes Merkmal angesehen werden (Torrence & Compo, 1998). In dieser Arbeit wird als Hintergrund für die Leistungsdichtespektren ein weißes-Rauschen-Spektrum verwendet, welches unabhängig von der Frequenz ist und bei dem die analysierten Daten zufällig über den Hintergrund verteilt sind. Zusätzlich gilt die Annahme, dass das mittlere Spektrum des Datensatzes durch ein globales Wavelet-Spektrum (GWS) gegeben ist, bei dem die Summe der Leistungsdichtespektren über der räumlichen Skala durch die Anzahl der Datenpunkte geteilt wird. Das lokale Wavelet-Leistungsdichtespektrum für jeden räumlichen Punkt  $n$  und den Skalen  $s$  ist:

$$\frac{|W_n(S)|^2}{\sigma^2} = \frac{1}{2} P_k \chi_2^2, \quad 2.24$$

wobei die Verteilung  $P_k$  für weißes Rauschen als 1 definiert wird.  $\chi_2^2$  ist die Chi-Quadrat-Verteilung mit dem Freiheitsgrad  $\nu = 2$ . Das Signifikanzlevel  $\sigma$  wird hier in Übereinstimmung mit anderen Veröffentlichungen (Woods & Smith, 2010; Zhang et al., 2015a) für das 95 % Konfidenzlevel (entspricht einer Signifikanz von 5 %) angegeben.

Für das Signifikanzlevel der Cospektren wird das rote-Rauschen-Spektrum als Hintergrund genutzt (Portele et al., 2018):

$$\frac{|W_n^X(S)W_n^{Y*}(S)|}{\sqrt{|P_k^X P_k^Y|}} = \frac{\chi_\nu^2(p)}{\nu}, \quad 2.25$$

wobei das Markov'sche rote Rauschen definiert ist als:

$$P_k = \frac{1 - \alpha^2}{1 + \alpha^2 - 1\alpha \cos(2\pi k/N_d)}. \quad 2.26$$

Die Variable  $\alpha$  entspricht dem Autokorrelationsfaktor, der aus einer Kombination von zwei Autokorrelationen gewonnen wird. Die originale Zeitreihe ist mit einer zeitlich verzögerten Kopie ihrer selbst („time lag“) korreliert, um die signifikanten Bereiche des Cospektrums zu

erhalten. Ausgehend von einer lag-1 Autokorrelation wird eine weitere Korrelation so gewählt, dass alle Wellenlängen ungefähr gleich gewichtet sind. Für die hier gezeigten Analysen wird der Autokorrelationsfaktor aus einer lag-1 und einer lag-10 Autokorrelation kombiniert:

$$\alpha = \text{lag}1 + \sqrt{\text{lag}10}/2, \quad 2.27$$

so dass Signale von großen Wellenlängen (signifikant für große Zeitversätze) und von kleineren Wellenlängen (signifikant für einen geringeren Versatz) berücksichtigt werden, ohne dass bestimmte Wellenlängen besonders betont werden (Portele et al., 2018).

## 2.3 Bisherige Messungen zum Spurengastransport durch Schwerewellen

Schwerewellen transportieren nicht nur Energie und Impuls in der Atmosphäre, sondern können auch die Spurengasverteilung beeinflussen. Durch die vertikale Auslenkung eines Luftpakets durch Schwerewellen werden Fluktuationen in den Spurengaskonzentrationen auf konstanter Höhe verursacht, insofern die Spurengasverteilung einen vertikalen Gradienten hat (Smith et al., 2008). Dieses Phänomen ist in Abbildung 2.5 schematisch dargestellt: es wird eine Atmosphäre mit fein geschichteten konservativen Parametern angenommen (Einzellinien in der Wellensignatur). Fliegt ein Flugzeug, in der später vorgestelltem Studie z. B. die DLR Falcon, auf konstanter Höhe (dicke Linie auf 0 m Höhe) durch diese Schichten, dann sind die durch die Schwerewellen ausgelösten Fluktuationen in den Messungen sichtbar. Diese Fluktuationen in z. B. Wasserdampf oder der potentiellen Temperatur weisen eine 90°-Phasenverschiebung zum Vertikalwind auf, der diese Auslenkung direkt ausgelöst hat (Lin, 2007).

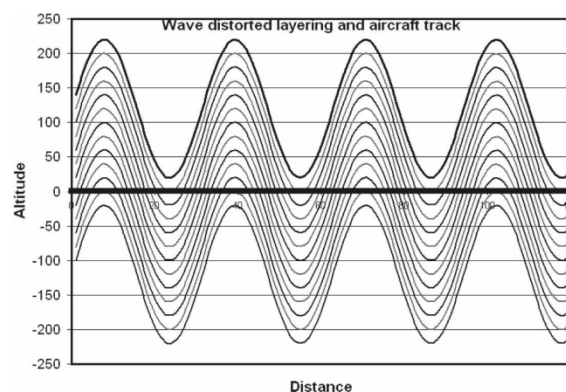


Abbildung 2.5: Schema einer durch Wellendeformation hervorgerufenen Schichtung auf dem Flugweg. Abbildung aus Smith et al. (2008) © American Meteorological Society. Used with permission.

Liegen adiabatische Prozesse vor, werden Spurengasmischungsverhältnisse und die potentielle Temperatur konserviert (Moustaoui et al., 1999). Unter dieser Voraussetzung kann Wasserdampf als Indikator für Schwerewellen in der Troposphäre und unteren Stratosphäre gewählt werden, während z. B. Ozon als stratosphärischer Indikator nutzbar wäre. Der Transport und die Mischung von Spurengasen durch Schwerewellen war bereits Gegenstand einiger Studien, wobei der Einfluss auf die Ozon- oder Kohlemonoxid-Verteilung im

Vordergrund stand (z. B. Langford et al., 1996; Teitelbaum et al., 1996; Schilling et al., 1999; Moustouai et al., 2010). Eine sehr frühe Studie dokumentiert den Einfluss von Gebirgswellen über den Rocky Mountains in Colorado auf die Struktur von Ozon und der potentiellen Temperatur in der mittleren Troposphäre (Lovill, 1970). Mithilfe von Ballon-, Flugzeug- und Satellitendaten wurden horizontale Wellenlängen von ungefähr 10 km identifiziert und die Schwerewellenaktivität in der Umgebung der Tropopause als Mechanismus eines Stratosphären-Troposphären-Austausches vermutet. Schilling et al. (1999) haben auf einer konstanten Flughöhe in der unteren Stratosphäre (11,9 km) starke Fluktuationen in den CO-Konzentrationen gemessen, die durch Gebirgswellen über Nord-Skandinavien ausgelöst wurden. Der berechnete vertikale Spurengasfluss auf dieser Höhe zeigte einen aufwärts gerichteten Transport von Kohlenmonoxid an, der in erhöhten CO-Mischungsverhältnissen auf einem höheren Fluglevel (12,5 km) resultierte. Die Autoren spekulieren, dass dynamische Instabilitäten ein Wellenbrechen auslösten und zu einem irreversiblen vertikalen Kohlenmonoxid-Transport führten. Diese Annahme basiert auf Stabilitätsberechnungen ausgehend von einer eindimensionalen Parametrisierung einer Gebirgswelle (Bacmeister et al., 1994). Der Effekt von Schwerewellen auf die Wasserdampfverteilung in der UTLS ist, aufgrund der komplexen Beziehungen zwischen Quellen und Senken (z. B. Kondensation), bisher selten beleuchtet (Moustouai et al., 1999; Pavelin et al., 2002). Die Annahme, dass Wasserdampf als konservativer Tracer nutzbar ist, wird nicht in allen synoptischen Situationen erfüllt und muss daher individuell geprüft werden. In dieser Arbeit wird ein Ereignis mit wenig Wolkenbildung (nur auf der untersten Flughöhe in der Troposphäre) gewählt, um diese Annahme zu erfüllen. Der Einfluss der Wolken in der mittleren Troposphäre auf den vertikalen Wasserdampftransport in größeren Höhen wird zusätzlich diskutiert. Die in-situ Messungen decken verschiedene Flughöhen in der UTLS ab, wobei der Einfluss der Gebirgswellen auf die Wasserdampfverteilung in allen Höhen beobachtet wird, so dass Wasserdampf als alleiniger Tracer den Transport über die Tropopause hinweg abbilden kann. Die Unsicherheiten der Wasserdampfmessung werden in Kapitel 3.2 diskutiert.

Neben dem Transport von Spurengasen durch Schwerewellen stellt sich auch die Frage nach der Irreversibilität des Transports. Diese ist häufig schwer nachweisbar, da verschiedene Transport- und Mischungsprozesse überlappen können. Mischung von Spurengasen wird durch Turbulenz gefördert, die im Falle von Schwerewellen durch nicht-lineare Welleninteraktionen oder Wellenbrechen induziert wird (Lamarque et al., 1996; Whiteway et al., 2003; Koch et al., 2005; Lane & Sharman, 2006). In Folge der Turbulenz wird kinetische Energie von großen zu kleinen Skalen transportiert und in Wärme umgewandelt (Dissipation) (z. B. Dörnbrack, 1998). Dadurch erhöht sich die Diffusion und Vermischung von Molekülen findet statt. Danielsen et al. (1991) haben ein Spektrum von klein- und großskaligen Schwerewellen am Rande des Subtropenjets untersucht. Sie zeigen, dass Schwerewellen mit großen horizontalen Wellenlängen (~36-270 km) und erhöhten vertikalen Amplituden zu einem signifikanten Transport von Energie, Impuls und Spurengasen (H<sub>2</sub>O, O<sub>3</sub>) führen können. Die zusätzlich vorkommenden kleinskaligen Wellen (horizontale Wellenlängen <30 km) verursachen hingegen die Mischung und damit die Irreversibilität des Transports, der durch die großskaligen Wellen erfolgt. Später zeigen Moustouai et al. (2010) anhand von CO- und O<sub>3</sub>-Messungen in Gebirgswellen über der Sierra Nevada (Kalifornien), dass

kleinskalige Wellen ebenso effektiv im Transport sein können. In der Studie wird hervorgehoben, dass die Änderungen in den vertikalen Gradienten von CO und O<sub>3</sub> auf nicht-linearen Wechselwirkungen von Wellen unterschiedlicher Wellenlänge beruhen. Allerdings ergaben analytische Berechnungen, dass es nicht zu einer Mischung kam, sondern dynamisch-reversible Prozesse involviert waren.

In dieser Arbeit gehen zwar keine Simulationsberechnungen in die Auswertung ein, aber aus Dropsondenprofilen sind verschiedene Parameter zur Turbulenzbetrachtung ableitbar, um die Irreversibilität des Wasserdampftransports zu beurteilen.

In einer früheren Studie von Moustouai et al. (1999) werden Wasserdampf und Ozon gleichermaßen als Indikatoren genutzt, um ein Schwerewellenereignis über dem Nord-Atlantik zu charakterisieren. Auslöser der Schwerewellen ist vermutlich ein Tiefdruckgebiet in der Höhe. Mithilfe spektraler Analysen konnten Wellen verschiedener horizontaler Wellenlängen (40 km, 120 km) identifiziert werden. Ebenso wie bei Moustouai et al. (2010) sind nicht-lineare Welle-Welle-Interaktionen Ursache für die Modulation der beobachteten Amplituden. Ein irreversibler Stratosphären-Troposphären-Austausch wird angenommen, kann aber nicht gesichert nachgewiesen werden. Auch in Pavelin et al. (2002) sind bei Messungen über Wales Fluktuationen im Wasserdampf und im Ozon zu beobachten, die auf Turbulenz und Schwerewellenaktivität knapp oberhalb der Tropopause zurückzuführen sind. Mit einem simplen Diffusionsmodell weisen die Autoren nach, dass die Turbulenz nach einigen Stunden Mischungszeit stark genug war, um die beobachteten Veränderungen in den Spurengasverteilungen zu erklären.

Bisherige Studien können einen Transport von Spurengasen infolge von orographisch und nicht-orographisch angeregten Schwerewellen nachweisen. Ob der beobachtete Transport letztlich irreversibel war, wurde versucht mit Simulationen und Erläuterungen zur Synoptik nachzuweisen. Oft bleiben die Autoren dabei spekulativ, da die Datenlage zu gering war. Zudem fanden die Flugzeugmessungen oft nur auf einer Höhe oder einigen wenigen Flughöhen statt, so dass ein Vertikalprofil der Spurengasverteilung mithilfe dessen Mischung nachgewiesen werden kann, nicht möglich war.

*In der vorliegenden Arbeit wird an diese Studien angeknüpft. Es werden der vertikale Transport und die Mischung von Wasserdampf durch Schwerewellen, genauer Gebirgswellen, anhand einer Fallstudie untersucht. Wasserdampf wird in dem Fall als konservatives Spurengas behandelt. In der mittleren Troposphäre kam es zwar kurzzeitig zu Wolkenbildung, aber der Einfluss auf den vertikalen Wasserdampftransport in größeren Höhen wird als vernachlässigbar betrachtet. Der Vorteil der hier gezeigten Analyse liegt darin, dass verschiedene Flughöhen in der UTLS-Region von 7,7 bis 13,0 km abgedeckt werden. Dies ermöglicht die Betrachtung des Transports über die Tropopause hinweg. Die Methoden zur Bestimmung des Ortes, der Richtung und der Irreversibilität des Transportes stellen eine neue Kombination dar und entstammen der Schwerewellenanalyse sowie der generellen Untersuchung atmosphärischer Transportprozesse. Im Gegensatz zu früheren Studien wird ausschließlich auf in-situ Beobachtungen von Tracer-Tracer-Korrelationen und von vertikalen Dropsondenprofilen zurückgegriffen, um die Irreversibilität des Transports zu untersuchen. Im letzten Schritt folgt eine grobe Betrachtung zur Beeinflussung der*

*Klimawirkung von Wasserdampf in der UTLS infolge des Transports und seiner Mischung durch Schwerewellen. Das fügt einen neuen Diskussionspunkt zur umfassenden Analyse eines Spurengastransports durch Gebirgswellen hinzu.*

## 3 Wasserdampfmessungen

Zur Betrachtung eines vertikalen Wasserdampftransports in der UTLS sind genaue Messungen von Wasserdampf in der Atmosphäre nötig. Die Auswertungen zu einer Fallstudie in Abschnitt 4.2 beruhen auf flugzeuggetragenen Messinstrumenten, die platzsparend sind und mit geringem Bedienungsaufwand betrieben werden. Die Qualität der Daten wird mit Laborkalibrationen und im Vergleich mit anderen Systemen während der Messkampagne sichergestellt. Eine neue Kombination aus zwei Messgeräten ermöglicht die simultane Untersuchung des Gasphasenwassers und des in Wolken gebundenen Wasserdampfs. Dieses System wird in diesem Kapitel kurz vorgestellt. Die Verknüpfung beider Messungen ermöglicht die Analyse wolkenfreier Bereiche, die Detektion von Wolken und die Bestimmung des Eiswassergehalts (*IWC*) in Wolken.

Zur Einführung werden in Abschnitt 3.1 allgemeine Messtechniken zur Wasserdampfmessung in der Atmosphäre erläutert. Dabei wird intensiver auf den CR-2 Taupunktspiegel-Hygrometer eingegangen, auf dessen Messungen die vorliegende Arbeit im Wesentlichen beruht. Es folgt die Beschreibung eines Messsystems für Flugzeugmesskampagnen, in dem der CR-2 kombiniert mit einem Laserhygrometer geflogen wird. Die damit mögliche Bestimmung des *IWC* samt Fehlerbetrachtung und Beispielen von Messkampagnen wird im Anhang A.3 beschrieben. Es folgt ein Überblick über die Kalibration des CR-2 im Labor. Anschließend wird ein Wasserdampfvergleich zwischen dem Taupunktspiegel-Hygrometer und einem Laserhygrometer unter realen Flugbedingungen vorgestellt. Auf der Grundlage dieses Vergleichs wird eine zusätzliche, kampagnenspezifische Kalibrationsfunktion für den CR-2 abgeleitet und die Unsicherheiten für den CR-2 bestimmt.

### 3.1 Messtechniken von Wasserdampf

#### 3.1.1 Allgemeiner Überblick

Die Messung von Wasserdampf in der UTLS kann entweder in-situ (z. B. auf Flugzeugen oder Ballonen) oder mithilfe von Fernerkundungsmethoden (auf Satelliten, bodengestützt oder auf Flugzeugen) erfolgen. Dementsprechend unterscheiden sich auch die Messtechniken, die zum Einsatz kommen. In-situ Messungen liefern zeitlich und räumlich hoch aufgelöste Daten, sind aber auf den Flugweg begrenzt. Fernerkundungsmethoden können hingegen Vertikalprofile oder Wasserdampfsäulen für eine große, z. T. globale, Abdeckung liefern. Nachteile sind hier aber die räumlich grobe Auflösung und die geringere Genauigkeit der Messungen. Je nach Fragestellung ist die eine oder andere Methode sinnvoller. Für einen umfassenden Überblick über die Wasserdampfverteilung in der UTLS empfiehlt sich, wenn möglich, die Kombination von in-situ und Fernerkundungsmethoden.

Für die flugzeuggetragenen Messungen kommen die Lyman- $\alpha$  Fluoreszenzspektroskopie, die Laserhygrometrie, die Messung mit einem Massenspektrometer und mit einem Taupunktspiegel-Hygrometer in Frage. Auf das letzte Prinzip wird im Anschluss an diesen

Abschnitt genauer eingegangen, da es in dieser Arbeit für die Gasphasenmessung verwendet wurde. Bei der Lyman- $\alpha$  Fluoreszenzspektroskopie wird Fluoreszenzstrahlung gemessen. Durch Bestrahlung mit einer ultraviolett (UV)-Lampe bei einer Wellenlänge  $<137$  nm werden Wassermoleküle photodissoziiert und elektronisch angeregte Hydroxyl (OH)-Moleküle erzeugt. Durch Fluoreszenz auf Wellenlängen zwischen 280 und 330 nm oder durch Kollision mit Luftmolekülen relaxieren die OH-Moleküle in ihren Grundzustand. Die Intensität der Strahlung gibt Rückschluss auf die Wasserdampfkonzentration in der Luft. Dieses Messprinzip kommt für in-situ Messungen häufig zum Einsatz, z. B. mit dem schnell messenden Hygrometer FISH (*Fast In-situ Stratospheric Hygrometer*; Zöger et al. (1999)) oder dem Harvard Lyman- $\alpha$  Instrument HWV (*Harvard Lyman- $\alpha$  in situ Water Vapor Instrument*; Weinstock et al. (2006)). Die Messungen sind v. a. für Wasserdampfkonzentrationen in der oberen Troposphäre und in der Stratosphäre geeignet.

Ein zweites Prinzip beruht auf der Messung der Absorption von Laserstrahlung. Laserhygrometer verwenden durchstimmbare Diodenlaser (TDL; *tunable diode laser*), um aus dem Absorptionsspektrum auf das Wasserdampfmischungsverhältnis zu schließen. Wassermoleküle im Lichtweg führen zu einer Absorption des Laserstrahls im nahen und mittleren Infrarot-Bereich. Durch die geringfügige Modulation der Abtastwellenlänge des Lasers während eines Messzyklus wird die Sensitivität für die Wasserdampfmessung erhöht (*2nd harmonic detection*; May & Webster (1993)). In der Praxis werden Geräte mit einer offenen oder geschlossenen Messzelle genutzt. Bei der offenen Variante wird der Laserstrahl direkt durch die Atmosphäre geleitet. So wird z. B. der Oberflächenemitterlaser VCSEL (*Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser*) am unteren Flugzeugrumpf installiert. Damit werden Einlasseffekte vermieden. Druck- und Temperaturvariationen müssen aber genau bekannt sein, um die Wasserdampfmischungsverhältnisse zu bestimmen. Der VCSEL wird auf der NSF/NCAR (*National Science Foundation/National Center for Atmospheric Research*) Gulfstream 5 (GV) geflogen und im Rahmen dieser Arbeit für die Auswertung von Wasserdampfmischungsverhältnissen der unteren Stratosphäre genutzt. Auf das Funktionsprinzip und die Messunsicherheiten wird daher im Kapitel 3.2.2 detaillierter eingegangen. Bei geschlossenen Messzellen wird die atmosphärische Luft über einen Einlass eingebracht. Druck und Temperatur in der Zelle sind hierbei gut zu kontrollieren, die Messung kann aber durch Einlasseffekte beeinflusst werden. Dieses Prinzip kommt im Laserhygrometer WARAN (*Water Vapor Analyzer*) zum Einsatz, der Bestandteil des hier vorgestellten Messsystems zur kombinierten Bestimmung von Gasphasen- und Gesamtwasser ist (Kap. 3.1.3). Das Funktionsprinzip des WARAN wird im Anhang A.3.1 näher erläutert.

Die Wasserdampfmessung mit einem Massenspektrometer wurde auf den Forschungsflugzeugen des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR) mit dem flugzeuggetragenen Massenspektrometer AIMS (*Airborne Mass Spectrometer*; Thornberry et al. (2013); Kaufmann et al. (2016)) realisiert. Das Messprinzip beruht auf der Ionisierung atmosphärischer Luft im Instrument und der Detektion der gebildeten Ionen mit einem Linearen Quadrupol Massenspektrometer. Nach Kalibration des Geräts geben die Zählraten der Ionen Aufschluss über die Wasserdampfkonzentration. AIMS misst mit großer Genauigkeit in der oberen Troposphäre und unteren Stratosphäre. Ein Vorteil gegenüber anderen Instrumenten ist die Kalibration im Flug mit Hilfe eines Kalibrationsmoduls



(katalytische Reaktion von  $H_2$  und  $O_2$ ) unter Umgebungsbedingungen, die die Genauigkeit der Wasserdampfmessung erhöhen.

Die Messtechniken der Fernerkundungsmethoden beruhen auf den optischen Eigenschaften des Wasserdampfmoleküls, wobei zwischen aktiven und passiven Techniken unterschieden wird. Ein aktives Prinzip nutzen LIDAR-Systeme (*Light Detection and Ranging*), die sowohl vom Boden als auch vom Flugzeug oder vom Satellit aus betrieben werden können. Es wird die Methode des differentiellen Absorptionslidars genutzt, bei der auf verschiedenen Wellenlängen gemessen wird. Eine Wellenlänge liegt auf der Absorptionslinie von Wasserdampf bei 935 nm (on-Wellenlänge), die zweite, nur gering verschobene Wellenlänge dient als Referenz ohne Absorption durch Wasserdampf (off-Wellenlänge). Durch Umstellung des Lambert-Beer-Gesetzes kann aus der Differenz zwischen diesen beiden Absorptionen die Wasserdampfmolekülanzahldichte als Funktion der Entfernung von dem Lasersystem berechnet werden (Wirth et al., 2009). Als passive optische Systeme, die auf Satelliten zum Einsatz kommen, dienen Infrarotspektrometer, wie z. B. MIPAS (*Michelson Interferometer for Passive Atmospheric Sounding*; Milz et al. (2005)) und SCIAMACHY (*Scanning Imaging Absorption spectrometer for Atmospheric CHartography*; Rozanov et al. (2011)) auf *Envisat* oder ACE-FTS (*Atmospheric Chemistry Experiment-Fourier Transform Spectrometer*; Hegglin et al. (2008)) auf *SCISAT-1*. Als Mikrowellensensor kommt MLS (*Microwave Limb Sounder*; Read et al. (2007)) auf *AURA* zum Einsatz. In Hegglin et al. (2013) gibt es einen Überblick über aktuelle Satellitenmessungen, die für einen umfassenden Vergleich von Wasserdampfklimatologien genutzt wurden.

Da die Wasserdampfmessungen in der UTLS-Region für die Bewertung des Strahlungshaushaltes der Atmosphäre essentiell sind, gab es im Rahmen der Initiative zu stratosphärischen Prozessen und deren Rolle im Klima (SPARC; *Stratospheric Processes and their Role in Climate*) einen umfassenden Vergleich von satelliten-, ballon-, flugzeug- und bodengestützten Wasserdampfinstrumenten (SPARC, 2000). Die Abweichungen schwanken v. a. im klimasensitiven Bereich der UTLS (1-10 ppmv) um  $\pm 1$  bis  $\pm 40$  %. Um diese Abweichungen und Unsicherheiten der Geräte bewerten zu können, wurden Vergleichsmessungen im Labor unter realen Bedingungen durchgeführt. In der Aerosol- und Wolken-Kammer AIDA (*Aerosol Interaction and Dynamics in the Atmosphere*) in Karlsruhe fanden bis zum jetzigen Zeitpunkt drei Wasserdampfvergleichskampagnen statt (Fahey et al., 2014). Anerkannte Messgeräte und Prototypen zeigten bei der ersten Kampagne 2007 für Wasserdampfmischungsverhältnisse von 10 bis 150 ppmv eine Abweichung von  $\pm 10$  %. Im Bereich zwischen 1 und 10 ppmv lagen die Abweichungen vom Referenzwert bei  $\pm 20$  %. Die Folgekampagnen 2013 und 2015 dienten der Re-Evaluierung sowie Ausweitung der Messtechniken. Die Unsicherheiten bei den satellitengestützten Messungen sind stark vom Höhenbereich abhängig. In der Stratosphäre werden relative Unsicherheiten von  $\pm 2$  bis  $\pm 6$  % erreicht, in der UTLS erhöht sich die Unsicherheit auf  $\pm 30$  bis  $\pm 50$  % (Hegglin et al., 2013).

Von unserer Arbeitsgruppe wird auf den Forschungsflugzeugen DLR Falcon und HALO (*High Altitude and Long Ranging*) eine kombinierte Wasserdampfmessung aus Gasphasenwasser und Gesamtwasser genutzt, die in Kapitel 3.1.3 vorgestellt wird. Diese ermöglicht die Unterscheidung der Gasphase und der flüssigen (Tröpfchen) bzw. festen (Eis) Phase von

Wasserdampf und damit eine umfassende Wasserdampf- und Wolkenauswertung für verschiedene Fragestellungen in der UTLS-Region. Dazu gehören unter anderem die Analyse von dynamischen Transportprozessen von Wasserdampf als passiver Tracer (nur Gasphase) sowie die Bestimmung des Eiswassergehaltes in natürlichen und anthropogenen Zirren. Für die Gasphasenmessungen kommen entweder ein CR-2 Taupunktspiegel-Hygrometer oder das am Institut entwickelte Massenspektrometer AIMS (Kaufmann et al., 2016) zum Einsatz. Die Gesamtwassermessungen erfolgen mit dem TDL-Instrument WARAN. Der CR-2 wird im Folgenden näher vorgestellt, da die Daten zur Auswertung in dieser Arbeit genutzt werden.

### 3.1.2 Das Taupunktspiegel-Hygrometer CR-2

Das CR-2 Taupunktspiegel-Hygrometer von Buck Research Instruments, LLC (Voigt et al., 2010; 2011) nutzt das Gleichgewicht zwischen Kondensation bzw. Deposition und Verdampfen bzw. Sublimation von Wasserdampf, um die Frost- bzw. Taupunkttemperatur der Umgebung zu bestimmen. Die Frostpunkttemperatur  $T_f$  ist die Temperatur, bei der der Wasserdampfpartialdruck gleich dem Sättigungsdampfdruck von Eis ist, d. h. das gemessene Volumen ist mit Wasserdampf gesättigt. Die Taupunkttemperatur  $T_d$  ist analog für flüssiges Wasser definiert. Der Partialdruck des Wasserdampfes  $p_{H_2O}$  wird nach Gleichung 2.4 bestimmt. Das Wasserdampfmischungsverhältnis ergibt sich aus dem Verhältnis von Wasserdampfpartialdruck und dem Druck in der Messzelle:

$$H_2O = \frac{p_{H_2O}}{p}. \quad 3.1$$

Der schematische Aufbau des CR-2 ist in Abbildung 3.1 illustriert. Umgebungsluft wird in den CR-2 geleitet und strömt in einer geschlossenen Messzelle über einen Metallspiegel. Der Spiegel trägt eine dünne Frostschrift, die sich aus den Wasserdampfmolekülen der Umgebung aufbaut. Ein Phototransistor misst die Reflektion von Licht auf der Schicht. Über eine PID-Regelung (Proportional-Integral-Differential) wird das Signal mit einem Sollwert der Schichtdicke abgeglichen. Je nach Abweichung vom Sollwert wird der Spiegel über eine Heizspule mehr oder weniger beheizt, um die Schichtdicke konstant zu halten. Dabei arbeitet die Heizspule permanent gegen eine Kühlung durch einen Stirlingmotor an. Ist das Gleichgewicht zwischen Kondensation und Verdampfen bzw. Sublimieren erreicht, entspricht die Spiegeltemperatur der Frost-/Taupunkttemperatur der Umgebung.

Der Messbereich des Taupunktspiegel-Hygrometers liegt zwischen  $-100^\circ\text{C}$  und  $+30^\circ\text{C}$  Taupunkt-/Frostpunkttemperatur. Dies entspricht Wasserdampfmischungsverhältnissen zwischen 1 und 20000 ppmv bei Drücken zwischen 1 und 2000 mbar, so dass die Messung von Wasserdampf von der unteren Troposphäre bis hin zur unteren Stratosphäre abgedeckt ist. Die Unsicherheit der Messung bestimmt sich laut Hersteller aus der Genauigkeit der Frostpunkttemperatur, die mit  $\pm 0,1^\circ\text{C}$  angegeben wird. Die Zeitauflösung der Datenaufzeichnung beträgt 0,3 Hz. In Abhängigkeit der Umgebungsbedingungen reagiert die Temperatureinstellung unterschiedlich schnell. Somit liegen die Ansprechzeiten für Taupunkttemperaturen zwischen  $-40^\circ\text{C}$  und  $+30^\circ\text{C}$  bei ungefähr 1 s. Für Frostpunkttemperaturen (entsprechend niedrigere Wasserdampfmischungsverhältnisse) zwischen  $-100^\circ\text{C}$  und  $-40^\circ\text{C}$  steigt die Ansprechzeit auf  $>40$  s (Buck, 2009).

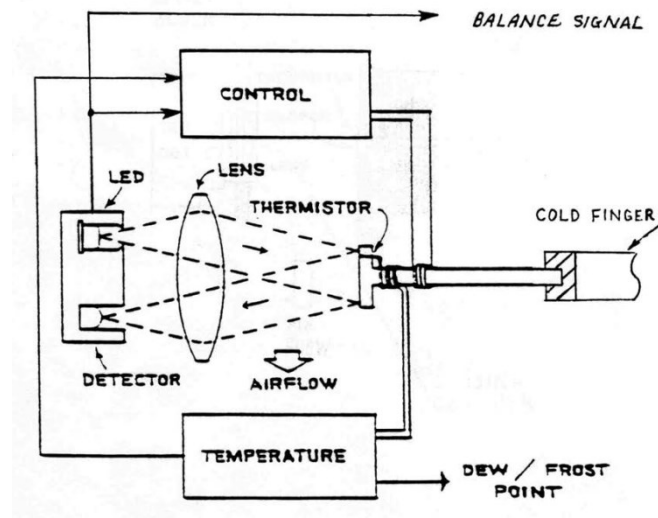


Abbildung 3.1: Blockdiagramm des CR-2 Taupunktspiegel-Hygrometers. Der Luftstrom wird senkrecht zum Spiegel durch die Messzelle geleitet. Der von der LED emittierte Lichtstrahl wird durch eine Linse fokussiert und nach Reflektion am Spiegel von dem Detektor (Phototransistor) erfasst. Die Spiegeltemperatur wird von einem Thermistor gemessen und über einen thermo-optischen Regelkreis reguliert. Über einen Stempel, der zusätzlich mit einer Heizspule umwickelt ist, ist die Spiegelfolie mit dem Kühlfinger (Stirlingmotor) verbunden. Abbildung aus Buck (2009). Used with permission of Buck Research Instruments L.L.C.

### 3.1.3 Kombination von Gasphasen- und Gesamtwassermessung

Das kombinierte Messprinzip der Wasserdampfinstrumente auf dem Forschungsflugzeug DLR Falcon ist schematisch in Abbildung 3.2 gezeigt. Beide Geräte des Messsystems sind an eine Scrollpumpe (IDP-3, Varian) angeschlossen, die über die kritischen Düsen einen konstanten (druckunabhängigen) Volumenfluss durch die Messzellen gewährleistet. Das

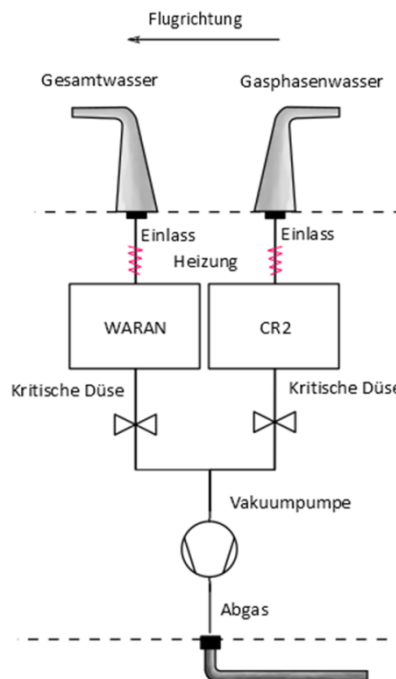


Abbildung 3.2: Schema der Wasserdampfinstrumentierung auf dem Forschungsflugzeug Falcon (S. Kaufmann, persönliche Kommunikation).

Gasphasenwasser wird über einen rückwärts gerichteten Einlass gemessen und ist damit unbeeinflusst von Flüssigkeitströpfchen oder Eisteilchen. Über den vorwärts gerichteten Einlass des WARANs werden Gasphasenwasser sowie Tropfen und Eispartikel in das Gerät geleitet. Flüssige und feste Bestandteile verdampfen auf ihrem Weg in die Messzelle und werden als Gesamtwasser erfasst.

Die Einlässe befinden sich auf dem oberen Flugzeugrumpf (Abbildung 3.3). Die Charakteristika der Einlässe sowie der kritischen Düsen variieren bei den verschiedenen Kampagnen und genutzten Flugzeugen. Die Einlässe (Abbildung 3.4b) bestehen aus Edelstahl und gehen im Flugzeuginneren in Synflex-Rohre über. Synflex (Synflex, 2018) besteht aus drei Komponenten: Polyethylen (äußere Hülle), Aluminium (innen) und Ethylen Copolymer (innere Beschichtung der Aluminiumoberfläche). Das Material ist für die Messung von Wasserdampf so gut geeignet wie Edelstahl, zeichnet sich aber durch eine mechanische Flexibilität aus, die für den Einbau ins Flugzeug von Vorteil ist (Kaufmann, 2013).



Abbildung 3.3: Position der Einlässe auf dem Flugzeugrumpf der Falcon während der ACCESS-II-Kampagne 2014. Der verwendete Einlass zur Wasserdampfmessung (Abbildung 3.4) befindet sich an vorderster Position.

Der Einbau der Instrumente in ein Flugzeugrack ist in Abbildung 3.4b gezeigt. Da der Platzbedarf der Instrumente gering ist, können weitere Instrumente in das Rack integriert werden. Die IDP-3 Scrollpumpe (ölfrei) erreicht eine Pumpleistung von  $60 \text{ L m}^{-1}$ , so dass ausreichend große Flüsse durch den WARAN und den CR-2 gewährleistet sind. Der CR-2 wird im Flug bei Volumenflüssen zwischen  $1,5$  und  $2,0 \text{ L min}^{-1}$  für Luftdrücke von 180 bis 950 hPa betrieben. Der WARAN wurde bei den Kampagnen bis Ende 2014 mit Volumenflüssen von  $3,5$  bis  $3,8 \text{ L min}^{-1}$  betrieben. Ab 2015 wurde auf einen höheren Volumenfluss von  $16 \text{ L min}^{-1}$  umgestellt. Durch den höheren Fluss wird Feuchtigkeit im Rohr nach einem Wolkendurchflug schneller abtransportiert und ein Abklingen in der Messkurve verkürzt.

Die simultane Messung von Gasphase und Gesamtwasser an der gleichen Stelle des Flugzeuges ermöglicht eine umfassende Auswertung der Wasserdampfmischungsverhältnisse innerhalb und außerhalb von Wolken. Aus der Differenz von Gesamtwasser zu Gasphasenwasser kann der Flüssigwasser- bzw. Eiswassergehalt in Wolken bestimmt werden (Anhang A.3.2). Der Eiswassergehalt *IWC* beschreibt den Massenanteil des gefrorenen

Wassers pro Volumeneinheit feuchter Luft. Er dient als Verbindungsstelle zwischen makrophysikalischen (Dicke, Höhe, Wolkenart) und mikrophysikalischen (Anzahldichte, Größe von Eispartikeln) Eigenschaften von Wolken. Somit spielt er eine wichtige Rolle bei der Untersuchung von natürlichen und anthropogenen Eiswolken und ihres Strahlungsantriebes (Abel et al., 2014). Zusätzlich zur Bestimmung des Eiswassergehaltes ist die Kombination der Geräte bei wolkenfreien Bedingungen geeignet, um die Messunsicherheit der beiden Instrumente zu validieren.

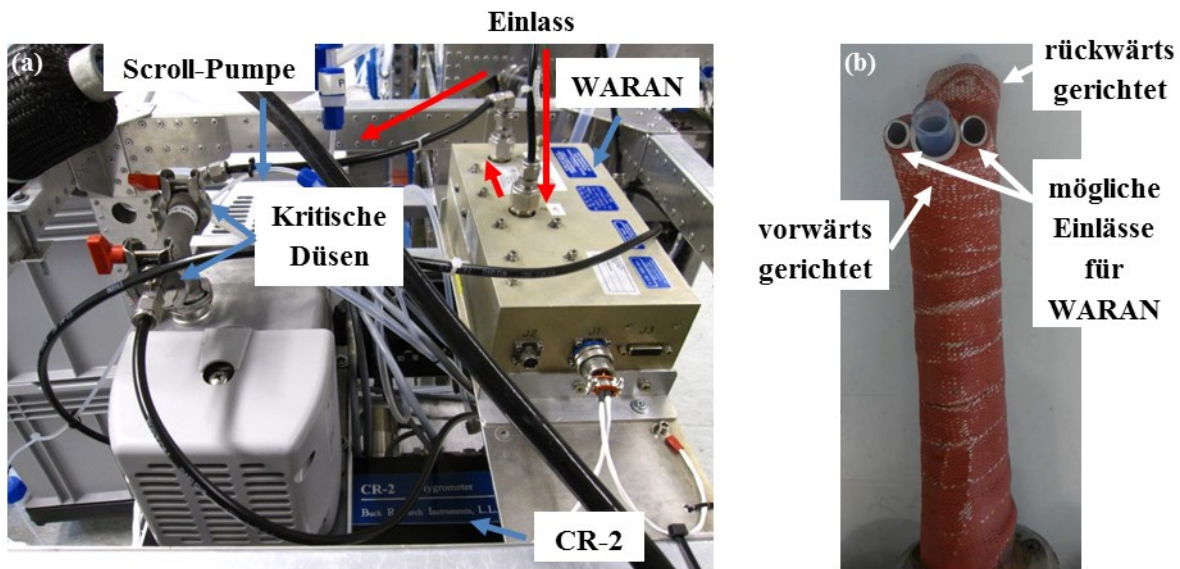


Abbildung 3.4: (a) Position der Instrumente im Mess-Rack: WARAN und Scroll-Pumpe auf oberster Schiene, CR-2 im mittleren Einschub. Rote Pfeile kennzeichnen den Weg der angesaugten Luft für den WARAN. (b) Verwendeter Einlass für die Wasserdampfinstrumentierung auf der Falcon. Für den WARAN stehen 10 mm-Edelstahlrohre in Vorwärts-Richtung zur Verfügung. In Rückwärts-Richtung gibt es für den CR-2 ein 10 mm- oder ein 1/4“-Edelstahlrohr. Der Anschluss an die Rohre ist abhängig von der Rackposition im Flugzeug. Der Einlass wird beheizt.

Die hier vorgestellte Messkombination wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit weiterentwickelt und zur Anwendung gebracht. Sie kam in den letzten Jahren bei diversen Kampagnen zum Einsatz, um Fragestellungen bezüglich der Eigenschaften verschiedener Zirrentypen in mittleren Breiten, zu Kondensstreifen aus alternativen Treibstoffen bis hin zu Zirren in Schwerewellen-Situationen zu untersuchen. Bei Falcon-Messkampagnen wird das Messsystem in der gezeigten Konfiguration geflogen. Bei Kampagnen mit dem Forschungsflugzeug HALO ist der Aufbau durch den Austausch des Instruments für die Gasphasenmessung leicht verändert. Anstatt des CR-2 wird AIMS (vgl. Kapitel 3.1) eingesetzt. Insgesamt wurden im Zeitraum 2012 bis 2017 neun Flugzeugmesskampagnen mit fast 450 Flugstunden mit dieser Messkombination durchgeführt. Ein Überblick über die einzelnen Kampagnen findet sich im Anhang A.4. Die Wasserdampfdaten werden je nach Bearbeitungsstand als vorläufige und finale Versionen auf der HALO-Datenbank<sup>6</sup> archiviert. Auf dieser Datenbank werden sämtliche Messdaten und teilweise Modelldaten zu Flugzeugkampagnen des DLR mit den Flugzeugen Falcon oder HALO gesammelt.

<sup>6</sup> <https://halo-db.pa.op.dlr.de/list/missions>

## 3.2 Kalibration des Taupunktspiegel-Hygrometers

Die Wasserdampfinstrumente werden vor und/oder nach einer Kampagne im Labor kalibriert, um Unsicherheiten und Sensitivitäten sowie Geräteänderungen zu charakterisieren. Der Ablauf der Kalibration sowie die Ergebnisse verschiedener Kalibrationen für den CR-2 werden im Folgenden (Kap. 3.2.1) diskutiert. Die Auswertung der Kalibration im Vorfeld der DEEPWAVE-Kampagne steht dabei im Vordergrund. Im Anschluss wird eine zweite Kalibrationsfunktion für den CR-2 für die Daten der DEEPWAVE-Kampagne vorgestellt. Diese leitet sich aus dem Vergleich zum parallel operierenden VCSEL-Wasserdampf-instrument auf der GV ab. Ein Überblick über die DEEPWAVE-Kampagne mit ihren wissenschaftlichen Zielen wird in Kapitel 4.1 gegeben.

CR-2 und WARAN werden in der Regel gemeinsam kalibriert. Allerdings spielen in dieser Arbeit die WARAN-Messungen für die Auswertung des vertikalen Wasserdampftransports infolge von Gebirgswellen keine Rolle. Die Ergebnisse für den WARAN werden daher in Bezug auf die Bestimmung des *IWC* im Anhang A.3.1 diskutiert.

### 3.2.1 Kalibration im Labor

Die Laborkalibration erfolgt mit dem Feuchte-Kalibrationsstand HygroStar des DLR-Flugbetriebes. Das Funktionsprinzip des Kalibrationsstandes ist in Mayerbuch (2006) erläutert. Teil des HygroStars ist das MBW 373LX Taupunktspiegel-Hygrometer (MBW Calibration Ltd.), der als Referenzinstrument dient. Das Kalibrationsmodul liefert einen Gasstrom synthetischer Luft mit Wasserdampfmischungsverhältnissen, die typisch für die jeweiligen Kampagnenbedingungen in der Atmosphäre sind (0,5 bis 10000 ppmv). Der Massenfluss des Kalibrationsgases wird dabei über zwei Massenflussregler (MFC; *mass flow controler*) für die Wasserdampfquelle und den Verdünnungsfluss mit synthetischer Luft gesteuert. Das Kalibrationsgas wird über ein T-Stück in das Referenzinstrument und das Messinstrument (CR-2 oder WARAN) geleitet. Hinter dem MBW regelt ein weiterer MFC den Fluss, so dass er durch den MBW immer konstant bleibt. Die Druckdifferenz wird über das Abpumpen des Gasstroms mit einer Scrollpumpe (IDP-3, Varian) ausgeglichen. Der Fluss durch das Messinstrument kann hingegen geändert werden. Dies ermöglicht die Einstellung von Flussbedingungen, wie sie bei den in-situ Messungen durch die kritischen Düsen vorgegeben sind.

Der MBW ist wie der CR-2, ein Taupunktspiegel-Hygrometer. Er ist allerdings für Labor-messungen optimiert und erreicht große Genauigkeiten, so dass er als Referenzinstrument sehr gut geeignet ist. Die Genauigkeit der Taupunkt-/Frostpunkttemperatur wird vom Hersteller mit  $\pm 0,1^\circ\text{C}$  angegeben (MBW, 2015). Im Zusammenhang mit dem eingestellten Wasserdampfmischungsverhältnis und dem Druck in der Messzelle ergibt sich eine Unsicherheit für das Wasserdampfmischungsverhältnis von 1 bis 2 %. Dabei sinkt die Unsicherheit mit steigendem Druck. Für die Kalibration unter Laborbedingungen sollte der MBW Taupunktspiegel-Hygrometer also bei konstantem und möglichst hohem Druck (Außendruck, ca. 1000 hPa) betrieben werden. Nach dem Einstellen einer Kalibrationsstufe wird gewartet bis der MBW und das zu kalibrierende Gerät einen konstanten Wert für das

Wasserdampfmischungsverhältnis anzeigen. Die Messwerte werden danach jeweils über 60 s gemittelt. Dadurch ergibt sich neben der systematischen Unsicherheit noch eine statistische aus der Mittelwertbestimmung, die in die Unsicherheit der Referenzmessung eingeht.

Die Schemazeichnung (Abbildung 3.5) gibt den Aufbau für eine Laborkalibration wieder. Synthetische Luft wird in den Hygrostar eingeleitet, wobei ein Teil zur Wasserdampferzeugung und der andere Teil als Verdünnungsfluss dienen. Dahinter wird das Wasserdampf-Luft-Gemisch gleichzeitig in den MBW (Referenz) und in die zu kalibrierenden Geräte geleitet. Je nach Fragestellung wird nur ein Gerät kalibriert oder zwei Geräte, die hintereinander geschaltet werden können.

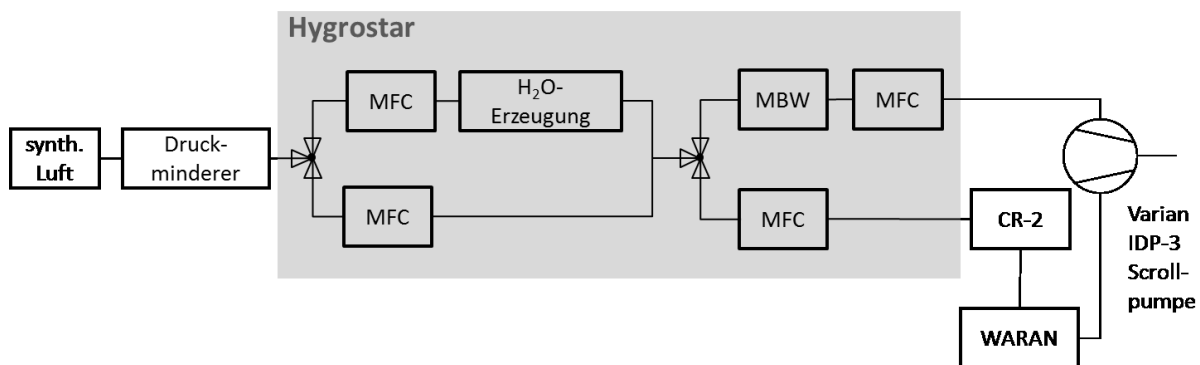


Abbildung 3.5: Schema des Kalibrationsaufbaus im Labor: Im Hygrostar (grau unterlegt) wird Wasserdampf erzeugt und für die benötigten Mischungsverhältnisse mit synthetischer Luft verdünnt. Der Gasstrom läuft durch den MBW als Referenzgerät mit einem fest eingestellten Massenfluss. Die zu kalibrierenden Geräte werden mithilfe eines anderen MFC mit dem Wasserdampf-Luft-Gemisch durchströmt. Eine Varian IDP-3 Scrollpumpe pumpt den Fluss durch die Geräte.

In Abbildung 3.6 ist die Kalibration des CR-2 vom 11.06.2014 dargestellt. Diese Kalibration fand im Vorfeld der DEEPWAVE-Kampagne (Juni/Juli 2014) für den CR-2 und den WARAN zusammen statt (Details zur Kampagne in Kapitel 4.1). Die beiden Instrumente waren bereits in der Falcon eingebaut und wurden am Boden mit dem HygroStar kalibriert. Für die Kalibration mussten die kritischen Düsen bei beiden Instrumenten ausgebaut werden. Der eingestellte Massenfluss durch den CR-2 und den WARAN betrug 5 slm (Standardliter pro Minute). Die Einheit Standardliter pro Minute gibt die Molekülmenge eines Gases an, die pro Minute unter Normalbedingungen ( $p_0 = 1013,25 \text{ hPa}$ ,  $T_0 = 273,15 \text{ K}$ ) durch einen Rohrquerschnitt fließt. Bei der Kalibration ist der Massenfluss damit größer als der Fluss durch die Geräte unter Flugbedingungen (CR-2: 0,3-1,8 slm; WARAN: 0,6-3,5 slm).

Der CR-2 zeigt für Wasserdampfmischungsverhältnisse, die typisch für die untere bis obere Troposphäre und untere Stratosphäre sind, generell eine gute Übereinstimmung mit dem MBW. Für Wasserdampfmischungsverhältnisse  $\geq 3000 \text{ ppmv}$  liegen die CR-2-Daten etwas niedriger als der MBW. Für Mischungsverhältnisse zwischen 3000 und 300 ppmv befinden sich die Punkte ungefähr auf der 1:1-Linie. In Richtung niedriger Mischungsverhältnisse nimmt die positive Abweichung des CR-2 gegenüber dem MBW zu (ab  $< 300 \text{ ppmv}$ ). In Abbildung 3.6 sind keine Fehlerbalken für den CR-2 oder MBW eingezeichnet, da der Kalibrationsfehler bei beiden Geräten weniger als 5 % beträgt. Der Kalibrationsfehler setzt

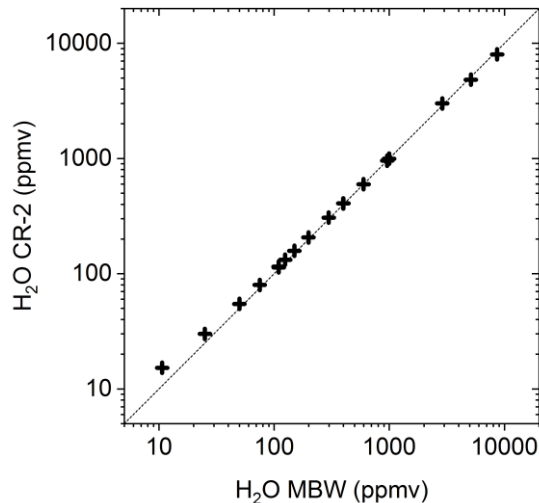


Abbildung 3.6: Kalibrationsgerade des CR-2 mit dem Referenzinstrument MBW. Die Kalibration fand am 11.06.2014 im Vorfeld der DEEPWAVE-Kampagne statt. Der CR-2 war schon im Flugzeug verbaut und wurde am Boden unter Laborbedingungen kalibriert. Druck in der Messzelle des MBW lag bei 1500 mbar. Drücke in der Messzelle des CR-2 waren zwischen 200-900 mbar, um die atmosphärischen Bedingungen abzubilden.

sich aus dem systematischen Fehler des Instruments, einem statistischen Fehler bei der Mittelung über 60 s und der Reproduzierbarkeitsrate des Feuchtstandards zusammen. Der systematische Fehler beim CR-2 hängt vom Wasserdampfverhältnis ab und basiert auf der Genauigkeit der Frostpunktmessung von  $\pm 0,1^\circ\text{C}$  (Buck, 2009). Für Wasserdampfverhältnisse  $>100$  ppmv beträgt die Unsicherheit weniger als 1 %. Die Unsicherheit steigt mit sinkender Feuchte und erreicht bei  $<4$  ppmv einen Wert von  $>10$  %. Der statistische Fehler ist im Vergleich zum systematischen Fehler sehr klein und liegt für alle Feuchten unter 1 %. Für den MBW liegt der Kalibrationsfehler unter 3 %.

Zur quantitativen Beurteilung der Kalibration werden die relativen Abweichungen des CR-2 vom MBW bestimmt. Diese sind für drei Kalibrationen zwischen 2014 und 2016 in Abbildung 3.7 dargestellt. Für die Kalibration vom Juni 2014 (schwarz umrandete Kreise)

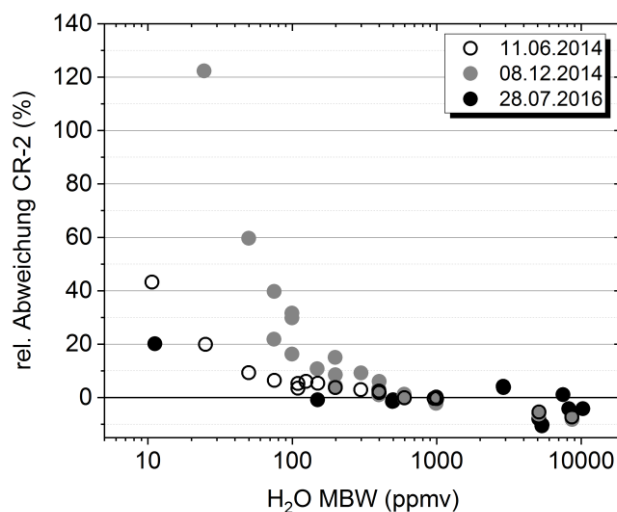


Abbildung 3.7: Relative Abweichung der CR-2-Messungen vom Referenzgerät MBW. Gezeigt sind die Kalibrationspunkte der Kalibrationen vom 06.11.2014 (schwarz umrandete Kreise), 08.12.2014 (graue Kreise) und 28.07.2016 (schwarze Kreise). Druck in der Messzelle des MBW lag bei 1500 mbar. Drücke in der Messzelle des CR-2 waren zwischen 200-900 mbar, um die atmosphärischen Bedingungen abzubilden.



liegt der CR-2 bis 100 ppmv unter  $\pm 10\%$  Abweichung vom MBW. Bis 10 ppmv steigt die Abweichung auf  $+40\%$ . Die negativen Abweichungen des CR-2 für sehr hohe Wasserdampf-mischungsverhältnisse resultieren eventuell daraus, dass so hohe Feuchten vom Kalibrationsstand mit starken Schwankungen erzeugt werden. Zusätzlich hat der MBW leichte Probleme bei diesen Feuchten eine gleichmäßige Kondensatschicht zu erhalten. Die hohen Abweichungen des CR-2 für niedrige Feuchten können mit Problemen bei der Temperaturregelung erklärt werden.

Um die Abweichungen zu korrigieren, wurde für den CR-2 eine lineare Kalibrationsfunktion für Wasserdampf-mischungsverhältnisse  $< 300$  ppmv (für  $p = 200 - 900$  mbar) aufgestellt:

$$H_2O_{CR-2, \text{ gemessen}} = 4,455 + 1,010 \cdot H_2O_{CR-2}. \quad 3.2$$

Während der Flugzeugmessungen ist hinter dem CR-2 eine kritische Düse verbaut, die den Luftstrom durch das Instrument bestimmt. (Abbildung 3.2). Kritische Düsen ermöglichen einen konstanten Volumenstrom durch das vorgeschaltete Instrument unabhängig vom Umgebungsdruck. Der Massenfluss nimmt hingegen mit sinkendem Druck in der Höhe ab. Um die Abhängigkeit der gemessenen Wasserdampf-mischungsverhältnisse von einem variierenden Massenfluss zu untersuchen, wurden bei nachfolgenden Kalibrationen möglichst reale Massenflüsse eingestellt. Statt einem konstantem Massenfluss von 5 slm (Kalibration Juni 2014), wurden die Massenflüsse bei den Kalibrationen im Dezember 2014 und Juli 2016 druckabhängig von 3 slm (900 hPa) auf unter 1 slm (200 hPa) herabgesetzt. Die Messungen zeigten, dass die Abweichung zwischen gemessenen Werten und Referenzwerten zunimmt, je geringer der Druck bzw. der Massenfluss. Allerdings ist die Abhängigkeit nicht mit einer Funktion darstellbar und wird u. a. von den Gegebenheiten des Kalibrationsstandes bestimmt. Standardmäßig ist ein Massenfluss von 5 slm vorgegeben. Bei Flüssen, die um 1 slm liegen, ist die Einstellung durch die verwendeten MFC im HygroStar schwieriger und somit nicht gleichmäßig. Zusätzlich misst der MBW bei konstantem, hohem Fluss, so dass ein direkter Vergleich mit den zu kalibrierenden Geräten nicht möglich ist. Die in Abbildung 3.6 gezeigte Kalibration kann somit die realen Bedingungen nicht abbilden, da ein hoher Massenfluss von 5 slm eingestellt war.

Während der DEEPWAVE-Kampagne wurden vom CR-2 teilweise untypisch hohe Mischungsverhältnisse in der Tropopausenregion gemessen. Daher wurde eine Nachkalibration im Labor im Dezember 2014 angesetzt. Die Abweichungen vom MBW sind als grau ausgefüllte Kreise in Abbildung 3.7 zu sehen. Abweichungen unter 100 ppmv sind deutlich größer als im Juni 2014. Der CR-2 zeigt für 100 ppmv eine Abweichung zwischen  $+20$  und  $+30\%$ , die bis 20 ppmv auf über  $120\%$  ansteigt. Die Dichtigkeit während der Kalibration war gegeben, so dass diese potentielle Fehlerquelle vernachlässigbar ist. Damit gehen die hohen Abweichungen zum Referenzinstrument (konstant hoher Massenfluss für alle Feuchten) mit sehr niedrig eingestellten Massenflüssen einher (0,7-1,3 slm für  $< 100$  ppmv). Vergleichswerte für 5 slm gibt es leider nicht. Unter Flugbedingungen bedeutet diese Abhängigkeit, dass die Instrumente auf Konzentrationsänderungen bei niedrigen Wasserdampf-mischungsverhältnissen nicht so schnell reagieren. Die Gleichgewichtseinstellung einer konstanten Spiegeltemperatur ist, wie vom Hersteller angegeben, bei tiefen Frostpunktttemperaturen verzögert. Dadurch kann sich ein Zeitversatz ergeben. Bei hohen

Wasserdampfmischungsverhältnissen hingegen wird die Messezelle eventuell nicht schnell genug gespült, was zu einem Abklingverhalten in der Konzentrationskurve führen kann.

Die Kalibrationsfunktion vom Dezember 2014 bildet keine realistische Korrektur der Messwerte der DEEPWAVE-Kampagne ab und wurde somit bei der Auswertung nicht verwendet. Beim CR-2 war ein zusätzliches Problem aufgetreten, das sich von 2014 bis 2016 verstärkt hat. Es wurde Mitte 2016 festgestellt, dass der Kontakt zwischen Heizdraht und Stromversorgung gestört war. Dieser Wackelkontakt sorgte für Probleme bei der Temperatureinstellung bei geringen Wasserdampfmischungsverhältnissen. Das Problem bestand über mehrere Kampagnen hinweg, wobei ein Anfangszeitpunkt für die Störungen nicht festgelegt werden kann. Bei der Kalibration im Juni wurden für niedrige Feuchten nur geringe Abweichungen festgestellt. Eventuell trat das Problem erstmalig während der DEEPWAVE-Kampagne auf. Mithilfe der Kalibrationen sind die daraus resultierenden Abweichungen teilweise ausgleichbar. Zum Teil mussten aber auch die Messungen bei niedrigen Feuchten aus den Datensätzen entfernt werden. Nach der Reparatur zeigt die Kalibration vom 28.07.2016 eine sehr gute Übereinstimmung des CR-2 mit dem Referenzinstrument MBW (schwarze Kreise in Abbildung 3.7). Die Abweichungen liegen oberhalb von 100 ppmv bei weniger als  $\pm 5\%$  und steigen bei 10 ppmv auf  $+20\%$ .

### 3.2.2 Vergleich zwischen Taupunktspiegel- und Laserhygrometer

Zusätzlich zu der Kalibration im Labor konnte ein Vergleich des Taupunktspiegel-Hygrometers mit einem Laserhygrometer mithilfe eines Vergleichsfluges realisiert werden. Der Vergleichsflug zwischen den Forschungsflugzeugen DLR Falcon und NSEF/NCAR GV war Teil der DEEPWAVE-Kampagne und diente vor allem dem Vergleich der meteorologischen Parameter (Temperatur, Windkomponenten) beider Flugzeuge. Flugabschnitte, bei denen beide Flugzeuge parallel Flügel an Flügel fliegen, sind geeignet, um ausgewählte Parameter direkt zu vergleichen. Es werden hier die Wasserdampfmessungen des CR-2 auf der Falcon und des VCSEL Laserhygrometers auf der GV hinsichtlich ihrer Übereinstimmung in der UTLS-Region betrachtet.

Der VCSEL ist ein Halbleiterlaser der Firma Southwest Sciences, Inc. Im Gegensatz zu den Wasserdampfinstrumenten auf der Falcon ist die Einheit an der Rumpfunterseite der GV montiert (Abbildung 3.8) und misst den Wasserdampf über eine offene Wegstrecke mit einer optischen Weglänge von 375 cm (Harriott-Zelle). Dadurch werden Leitungseffekte wie Adsorption verhindert und eine zeitliche Auflösung von 25 Hz erreicht. Der äußere Aufsatz ist so konstruiert, dass sich die Messstrecke außerhalb der Grenzschicht des Flugzeuges befindet. Der Laser emittiert bei einer Wellenlänge nahe 1854 nm und nutzt dabei eine duale Absorptionslinie. Die schwache Absorptionslinie bei 1853,3 nm ist für hohe, troposphärische Wasserdampfmischungsverhältnisse und die starke Absorptionslinie bei 1854,03 nm ist für geringe Wasserdampfmischungsverhältnisse der UTLS geeignet. Neben der Methode der Wellenlängenmodulation (2f-Technik; May & Webster (1993)) wird bei der starken Absorptionslinie auch die direkte Absorption genutzt, um den großen dynamischen Bereich optimal abzudecken. Die Präzision des Instruments liegt bei 3 % und die Unsicherheit bei  $\pm 5\%$  (Zondlo et al., 2010).

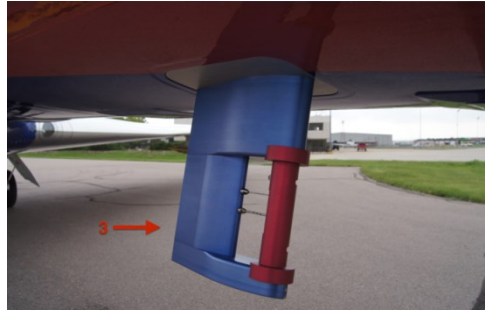


Abbildung 3.8: Äußerer Anbau des VCSEL an der Rumpfunterseite der GV. Der Pylon enthält die optische Messzelle sowie die Detektoren. Die Elektronik und der Laser sind im Inneren des Flugzeugs montiert. Abbildung von UCAR (2018) © University Corporation for Atmospheric Research (UCAR).

Der Vergleichsflug fand am 10.07.2014 im Rahmen der DEEPWAVE-Kampagne statt. In Abbildung 3.9 ist in einer räumlichen Graphik zu sehen, dass die beiden Flugzeuge vor der Ostküste der Südinsel Neuseelands Ellipsen geflogen sind und auf verschiedenen Höhen parallel gemessen haben. Für die zeitliche Einordnung ist das Flugmuster auf der yz-Ebene farbkodiert gezeigt.

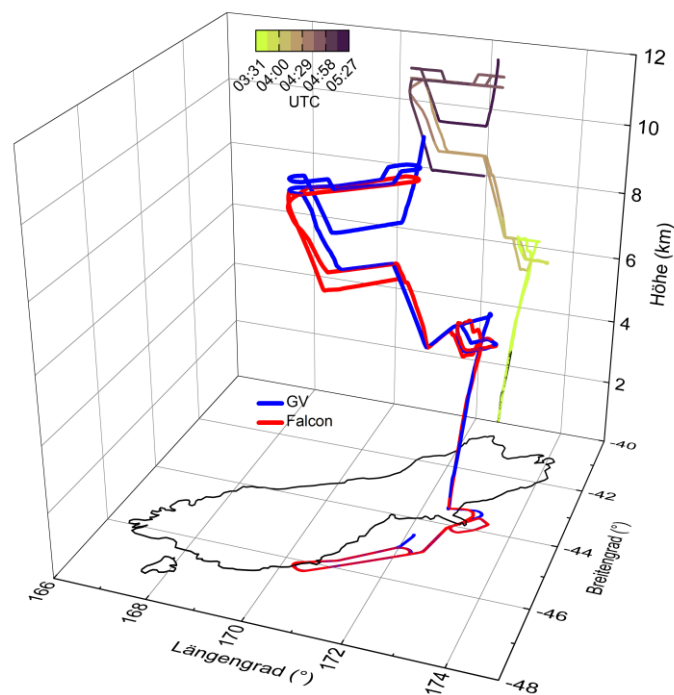


Abbildung 3.9: 3D-Darstellung des Vergleichsfluges zwischen Falcon (rot) und GV (blau) am 10.07.2014 in Abhängigkeit von Breitengrad (x), Längengrad (y) und Höhe (z). Die Flugwege sind im Raum, in der xy-Projektion und der yz-Projektion gezeigt. Der Umriss (schwarz) ist die Südinsel Neuseelands. In der yz-Ebene sind die Flugwege mit der Flugzeit farbkodiert.

In Abbildung 3.10 ist die Zeitreihe der Wasserdampfmessungen auf der Falcon (CR-2 unkorrigiert und korrigiert) und der GV (VCSEL) zu sehen. Die unkorrigierten CR-2-Daten entsprechen den Messungen, auf die die Laborkalibration (Gl. 3.2) bereits angewandt wurde. Die korrigierten CR-2-Daten entsprechen schon der Korrektur über die VCSEL-Daten (siehe unten). Um Bereiche für einen Vergleich herauszusuchen, sind zudem die Höhendifferenz und der Abstand der Flugzeuge zueinander dargestellt. Der Abstand wurde mithilfe der Haversine-

Formel aus den GPS-Koordinaten (Längen- und Breitengrad) ermittelt (siehe Gl. 4.1 und 4.2; Veness (2002)). Lediglich zu Beginn der Vergleichsstrecke gegen 03:45 UTC (*coordinated universal time*; koordinierte Weltzeit) sind die beiden Flugzeuge Flügel an Flügel geflogen (Bereich 1). Später befinden sie sich zwar auf gleicher Höhe, aber 15-20 km auseinander. Die Falcon flog in diesen Abschnitten 75-93 s hinter der GV. Insgesamt ergeben sich 5 Bereiche, die für einen Vergleich genutzt werden können, wobei die Bereiche 1 und 5 die geringsten Variationen im Abstand verzeichnen.

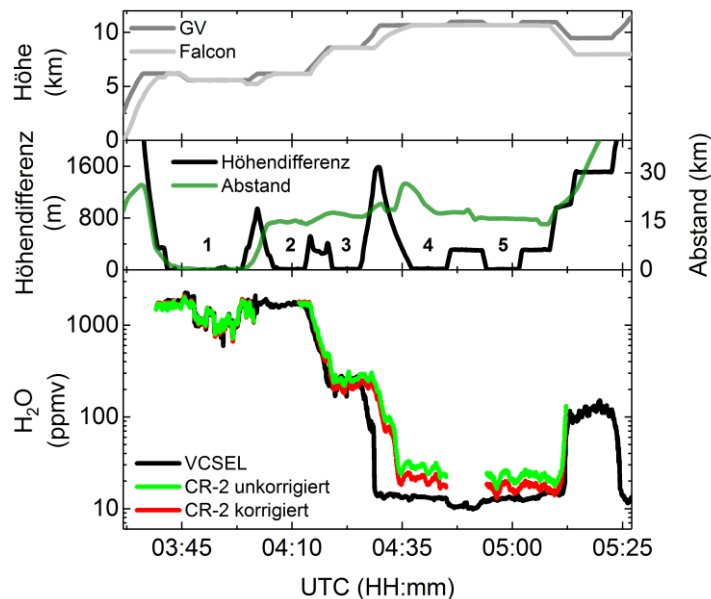


Abbildung 3.10: Zeitreihe der Flüge aus Abbildung 3.9. Das untere Panel zeigt die Wasserdampfmessung des CR-2 (korrigiert, Falcon, rot) und des VCSEL (GV, schwarz). Im mittleren Panel sind die Höhendifferenz der Flugzeuge (schwarz) und der Abstand (grün) aufgetragen. Die Zahlen bezeichnen Bereiche gleicher Höhe, die für einen Vergleich genutzt werden können. Das obere Panel zeigt die Flughöhe von GV (grau) und Falcon (hellgrau).

Unabhängig von der räumlichen Diskrepanz der beiden Flugzeuge kann ein vertikales Wasserdampfprofil verglichen werden (Abbildung 3.11b). Da der CR-2 bei starken Änderungen im Wasserdampfmischungsverhältnis, z. B. beim Aufstieg, nicht so schnell eingeregelt ist, sind hier keine Daten vorhanden und das Profil wird erst ab einer Höhe von 5 km aufgetragen. Der CR-2 wurde mithilfe einer Laborkalibration (siehe Kapitel 3.2) im Vorfeld der Kampagne kalibriert, es ist aber ersichtlich, dass er in der Tropopausenregion stark vom VCSEL abweicht. Der VCSEL ist gut charakterisiert (Zondlo et al., 2010) und wird daher in diesem Fall als Referenzinstrument genutzt, um die CR-2-Daten in der Tropopausenregion zu korrigieren. Dafür erfolgt ein höhenaufgelöstes Binning ( $\Delta z = 10$  m) für beide Instrumente, um sie direkt vergleichen zu können (Abbildung 3.11a). Verschiedene Kalibrationsfunktionen wurden getestet und der Chapman-Fit als exponentielle Kalibrationsfunktion gewählt (Gl. 3.3). Da die Abweichung in der Tropopausenregion nicht gleichmäßig ist, sondern der CR-2 einen Verlauf mit stärkeren Amplituden sieht, kann keine vollständige Korrektur der Daten erfolgen.

$$H_2O_{CR-2, \text{ gemessen}} = a \cdot (1 - e^{-b \cdot H_2O_{CR-2}})^c \quad 3.3$$

mit:  $a = 104767$ ;  $b = 6,16 \cdot 10^{-6}$ ;  $c = 0,91$ .

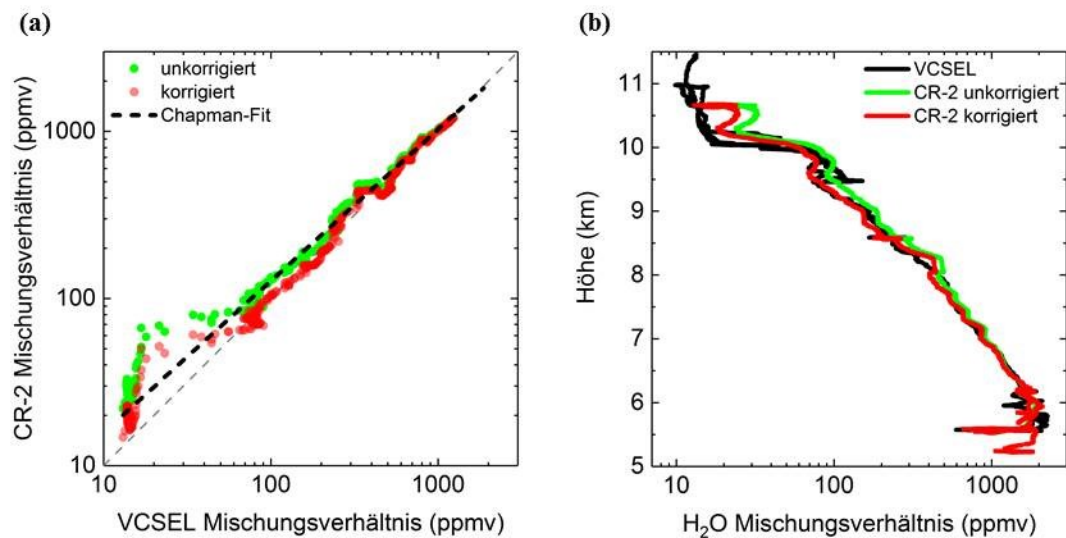


Abbildung 3.11: (a) Die H<sub>2</sub>O-Mischungsverhältnisse von CR-2 und VCSEL von den Flügen FF06 und RF20 am 10.07.2014 sind gegeneinander aufgetragen: die schwarzen Punkte zeigen die unkorrigierten Daten, die hellgrauen Punkte zeigen die mit dem Chapman-Fit korrigierten CR-2-Daten. Die rote gestrichelte Linie ist die Chapman-Fitgerade. Die schwarze gestrichelte Linie ist die 1:1-Linie. (b) Vertikalprofil der Wasserdampfmischungsverhältnisse vom VCSEL (schwarz), von den unkorrigierten CR-2-Daten (grün) und den korrigierten CR-2-Daten (rot).

Das Ergebnis im Wasserdampfprofil ist in Abbildung 3.11b zu sehen. Die korrigierten CR-2-Daten (rot) stimmen mit den VCSEL-Daten besser überein. Betrug die mittlere Abweichung des CR-2 vom VCSEL über den gesamten Feuchtebereich vor der Korrektur ungefähr +34 %, wurde die Abweichung auf +9 % reduziert. Eine Diskrepanz in der Tropopause-Region (<60 ppmv H<sub>2</sub>O) bleibt allerdings bestehen. Diese Abweichung kann mit dem in Kapitel 3.2 erwähnten gestörten Kontakt am Heizdraht des Spiegels zusammenhängen. Dieser Fehler kann bei dieser Kampagne schon aufgetreten sein und die Einstellung der Spiegeltemperatur bei niedrigen Wasserdampfmischungsverhältnissen verlangsamt haben.

Der direkte Vergleich der Wasserdampfmessungen beider Geräte ist für die Bereiche 1, 3 und 5 in Abbildung 3.12 gezeigt. Die CR-2-Daten wurden bereits mit Gl. 3.3 korrigiert. Die Bereiche repräsentieren unterschiedliche Wasserdampfmischungsverhältnisse (B1: ~600-2300 ppmv; B3: ~180-290 ppmv; B5: ~12-20 ppmv). Aufgrund des zeitlichen Versatzes zwischen GV und Falcon wurden die CR-2-Daten für B3 und B5 um eine mittlere Zeitdifferenz von 89 s bzw. 76 s nach vorne verschoben. In der Abbildung sind links jeweils die Zeitreihe der Wasserdampfmessungen, in der Mitte die relative Abweichung der CR-2-Daten vom VCSEL und rechts die Amplituden der beiden Messungen gegeneinander aufgetragen. Die Amplituden wurden durch den jeweiligen Abzug des Mittelwerts der Zeitreihe ermittelt. Für einen direkten Wasserdampfvergleich der beiden Geräte nach der Korrektur bietet sich Bereich 1 zu Beginn des Fluges an, der Flügel-an-Flügel erfolgte (obere Panel). Die relative Abweichung des CR-2 vom VCSEL im Bereich 600 bis 2300 ppmv beträgt maximal ±20 %, wobei beachtet werden muss, dass der VCSEL mehr feine Strukturen sieht, da die Zeitauflösung größer ist. Dies ist z. B. gegen 03:54 UTC der Fall, wo der CR-2 eine Struktur nicht auflösen konnte. Ansonsten sehen beide Instrumente einen ähnlichen Verlauf im Wasserdampfmischungsverhältnis. Die Amplituden stimmen ebenfalls gut

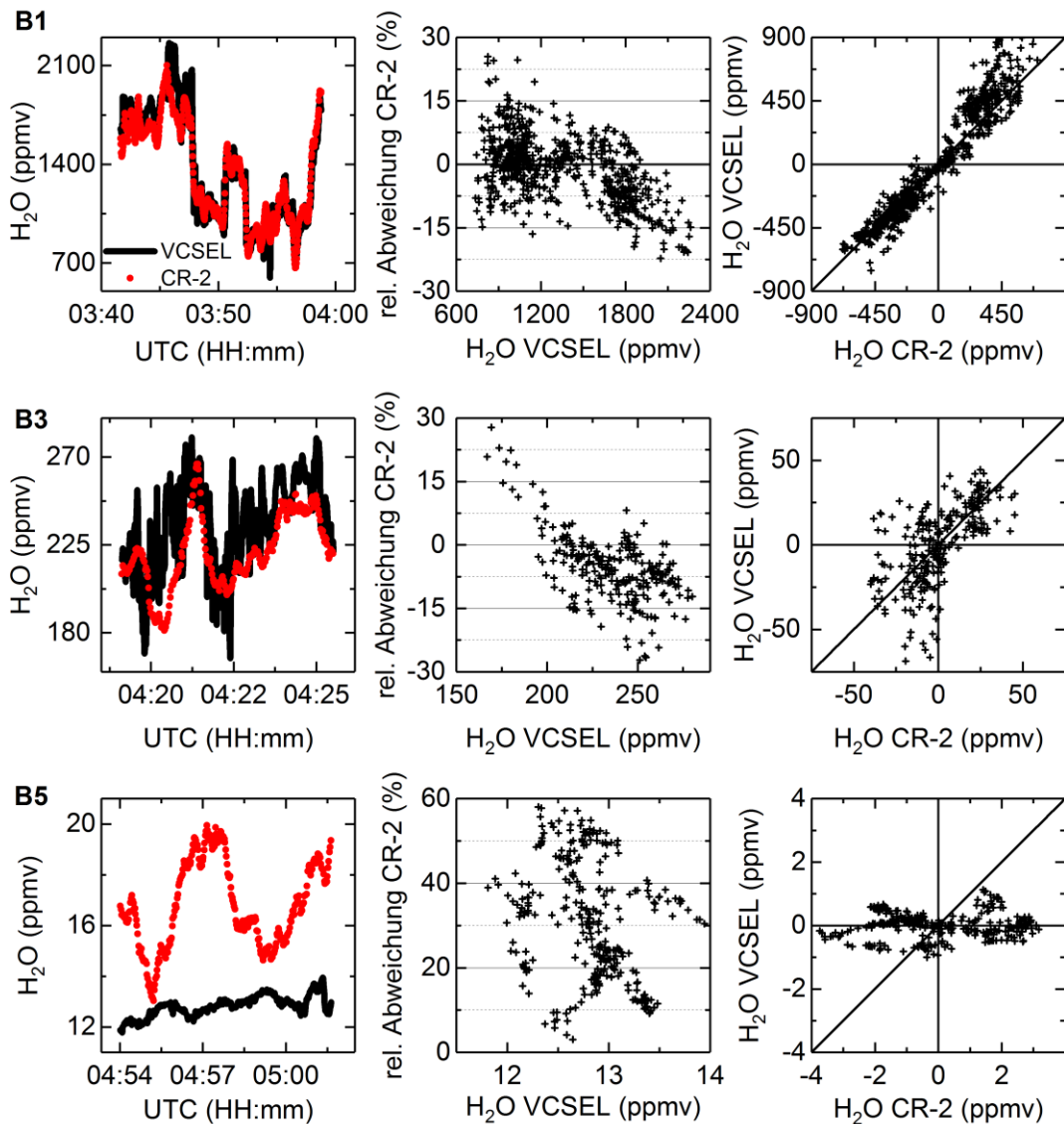


Abbildung 3.12: Vergleich der Wasserdampfdaten des Vergleichsfluges am 10.07.2014 (FF06 und RF20) im oberen Panel für den Bereich 1 (siehe Abbildung 3.10), im mittleren Panel für den Bereich 3 und im unteren Panel für den Bereich 5. Links ist die Zeitreihe der Wasserdampfdaten mit dem VCSEL (schwarz) und dem CR-2 (rot) dargestellt. Der mittlere Plot zeigt die relative Abweichung des CR-2 vom VCSEL aufgetragen über den VCSEL-H<sub>2</sub>O-Mischungsverhältnissen. Der rechte Plot zeigt den Vergleich der Amplituden der VCSEL- und CR-2-Daten mit Streuung um die 1:1-Linie. Für B3 und B5 wurden die CR-2-Daten um die zeitliche Verzögerung aufgrund des Abstandes der beiden Flugzeuge zueinander verschoben (B3:  $\overline{\Delta t} = 89$  s; B5:  $\overline{\Delta t} = 76$  s).

überein. Bei mittleren Wasserdampfmischungsverhältnissen (B3, mittlere Panel) wird deutlich, dass der CR-2 schnelle Änderungen im Mischungsverhältnis nicht auflöst, aber den Verlauf generell darstellen kann. Die Abweichungen variieren demzufolge zwischen  $\pm 30$  %. Die Amplituden liegen aufgrund des Peaks bei 04:21 UTC für beide Geräte zwischen  $\pm 50$  ppmv, streuen aber stark um die 1:1-Linie. Eine Ursache dafür ist auch, dass der zeitliche Versatz zu Beginn des Flugabschnittes größer war als am Ende, aber die CR-2-Daten nur um eine mittlere Zeitdifferenz verschoben wurden. Dadurch gibt es bis ca. 04:22 UTC größere Abweichungen zwischen der CR-2- und der VCSEL-Messung. Zusätzlich konnten sich in der Zeit zwischen beiden Flugzeugen kleine atmosphärische Strukturen geändert haben bzw. durch das vorangeflogene Flugzeug (GV) verändert worden sein. Bei geringen Wasserdampf-

mischungsverhältnissen ( $\text{H}_2\text{O} \sim 12$  ppmv; Abbildung 3.12, untere Panel) zeigt der CR-2 gegenüber dem VCSEL eine positive Abweichung von ungefähr 5 ppmv. Zusätzlich sieht der CR-2 sehr starke Schwankungen ( $\pm 4$  ppmv), während der VCSEL nur um  $\pm 1$  ppmv in dem beobachteten Flugabschnitt variiert. Dieser Unterschied kann nicht nur durch unterschiedliche atmosphärische Bedingungen erklärt werden, da Amplituden von  $\pm 4$  ppmv für die Tropopausenregion sehr hoch sind. Eine Ursache könnten Regelprobleme beim CR-2 sein, die auf den gestörten Kontakt zwischen Heizdraht und Stromversorgung hinweisen. Bei niedrigen Wasserdampfmischungsverhältnissen scheint der CR-2 unverhältnismäßig stark die Spiegeltemperatur zu regeln, allerdings so langsam, dass das Instrument es als Messwerte ansieht. Kleine Strukturen werden aufgelöst, aber es liegt eine Schwankung mit einer Periodendauer von ca. 4-5 Minuten auf den Daten.

Neben den Wasserdampfdaten können die meteorologischen Parameter miteinander verglichen werden. Es wird hier nicht ausführlich darauf eingegangen, aber die gemessenen Parameter von Falcon und GV, wie z. B. der Vertikalwind und die Temperatur, stimmen gut überein, sowohl in den Strukturen als auch in den Absolutwerten (z. B. Temperaturdifferenz 0,3-0,8 K für alle Bereiche; persönliche Kommunikation A. Dörnbrack). Für den Bereich 5 werden aber ebenfalls unterschiedliche Strukturen beobachtet, wobei der grundsätzliche Verlauf gleich ist. Im Vergleich zwischen den CR-2- $\text{H}_2\text{O}$ -Daten mit der potentiellen Temperatur der Falcon-Messdaten ergeben sich auch teilweise unterschiedliche Strukturen, was dafür spricht, dass der CR-2 bei diesem Flug in der Tropopause Schwierigkeiten hat, die atmosphärischen Mischungsverhältnisse zu erfassen.

### 3.2.3 Zusammenfassung

Der CR-2 wird zur Kontrolle der Datenqualität und Bestimmung der Unsicherheit vor oder nach Messkampagnen im Labor kalibriert. Die Kalibrationen im Verlauf von 3 Jahren (2014-2016) zeigten, dass die Messungen im Bereich niedriger Wasserdampfmischungsverhältnisse ( $< 100$  ppmv) mit der Zeit größere Abweichungen vom Referenzinstrument aufwiesen. Ein gestörter Kontakt zwischen Heizdraht und Stromversorgung war die Ursache. Dieser Wackelkontakt sorgte für Probleme bei der Temperatureinstellung bei geringen Wasserdampfmischungsverhältnissen. Der Effekt hat sich im Laufe der Jahre verstärkt, wobei der Zeitpunkt des erstmaligen Auftretens nicht bestimmt werden konnte.

Im Rahmen der DEEPWAVE-Kampagne wurde der CR-2 im Vorfeld im Labor kalibriert und eine Kalibrationsfunktion (Gl. 3.2) erstellt. Die daraus ermittelte Unsicherheit des CR-2 liegt zwischen  $\pm 3\%$  ( $> 100$  ppmv  $\text{H}_2\text{O}$ ) und  $\pm 5\%$  ( $\leq 100$  ppmv  $\text{H}_2\text{O}$ ). Während der Kampagne wurde festgestellt, dass der CR-2 in der Tropopausenregion und darüber trotz der Kalibration untypisch hohe Wasserdampfmischungsverhältnisse gemessen hat. Daraufhin wurde eine Nachkalibration im Dezember 2014 durchgeführt. Bei dieser Kalibration zeigte der CR-2 im Vergleich zur Kalibration im Juni 2014 eine dreifach erhöhte Abweichung vom Referenzinstrument MBW. Hier spielt die verlangsamte und teilweise fehlerhafte Temperatureinstellung des Spiegels eine Rolle. Bis zur letzten Kalibration im Juli 2016 hat sich dieser Effekt noch mal verstärkt. Zusätzlich verursachen die geringer eingestellten Massenflüsse in der DEEPWAVE-Nachkalibration größere Abweichungen in den

Wasserdampfmischungsverhältnissen. Es konnte aber keine Korrekturfunktion gefunden werden, die die Abhängigkeit des Mischungsverhältnisses vom Massenfluss bzw. Druck beschreibt. Als Konsequenz wurde der Massenfluss durch den CR-2 bei Messflügen erhöht. Die Kalibrationsfunktion der Nachkalibration konnte nicht auf die DEEPWAVE-Daten angewandt werden, da die Korrekturen unrealistisch groß waren. Eventuell war der Abstand zwischen Kampagne (Juni/Juli 2014) und Nachkalibration (1/2 Jahr später) zu groß und die Störung durch den Wackelkontakt bei dem späteren Zeitpunkt verstärkt.

Um die CR-2-Messungen von DEEPWAVE dennoch für eine Auswertung bezüglich des Wasserdampftransportes infolge von Gebirgswellen nutzen zu können, wurde ein Vergleich zu einem parallel operierenden Wasserdampfinstrument auf der GV durchgeführt. Dieser beruht auf dem Vergleichsflug von Falcon und GV während der Kampagne, bei dem die meteorologischen Parameter miteinander verglichen wurden. Da der VCSEL als Referenzinstrument für Wasserdampfmischungsverhältnisse zwischen 10 und 10000 ppmv gut geeignet ist, wurde für den CR-2 eine zusätzliche Kalibrationsfunktion (Gl. 3.3) erstellt. Damit reduzieren sich die mittleren relativen Abweichungen des CR-2 vom VCSEL in der mittleren Troposphäre ( $>500$  ppmv  $\text{H}_2\text{O}$ ) auf  $-1\%$ . In der oberen Troposphäre ( $200$  ppmv  $\text{H}_2\text{O}$ ) beträgt die mittlere Abweichung  $-7\%$  und in der unteren Stratosphäre ( $10$  ppmv  $\text{H}_2\text{O}$ )  $+30\%$ . Aufgrund der hohen positiven Abweichung werden Messungen des CR-2 in der unteren Stratosphäre ( $<10$  ppmv  $\text{H}_2\text{O}$ ) in der Auswertung der DEEPWAVE-Kampagne nicht genutzt. Wasserdampfmischungsverhältnisse zwischen 10 und 50 ppmv (ab ungefähr 10 km Flughöhe) sollten nur nach einem Vergleich und einer Beurteilung anhand zeitgleich stattgefundener VCSEL-Messungen verwendet werden.

Mit der zusätzlichen Unsicherheit dieser zweiten Kalibration erhöht sich die Unsicherheit der CR-2-Messungen auf  $9-12\%$  ( $10-500$  ppmv  $\text{H}_2\text{O}$ ). Die Restunsicherheit bezüglich der beeinträchtigten Temperaturregelung kann nicht quantifiziert werden. Die zweite Kalibrationsfunktion ist aus einem einzigen Flug der Kampagne hervorgegangen. Bezüglich des Messbereiches ( $10-1000$  ppmv) ist dieser Flug repräsentativ für alle anderen, die ebenfalls in der UTLS stattfanden. Es sollte dennoch bei allen Flügen kontrolliert werden, ob die Kalibration des CR-2 bei den niedrigen Wasserdampfmischungsverhältnissen realistisch ist. Zusätzlich sollte darauf geachtet werden, ob auf den CR-2-Messungen periodische Schwingungen liegen, die kein Signal der atmosphärischen Luft sind. Ob die Korrekturen für die ausgewählten Flüge realistisch sind, wird in Kapitel 4.2.2 diskutiert. Zusammenfassend kann gesagt werden, dass die zwei Kalibrationen für den CR-2, die für die DEEPWAVE-Auswertung ihre Anwendung finden, die Datenqualität für Wasserdampfmischungsverhältnisse zwischen  $>10$  und  $10000$  ppmv verbessern. Um den gesamten UTLS-Bereich mit Wasserdampfdaten abdecken zu können, werden direkt die Daten des VCSEL in der unteren Stratosphäre benutzt und ausgewertet.



## 4 Vertikaler Transport von Wasserdampf durch Gebirgswellen

Die Messkampagne Deep Propagating Gravity Wave Experiment (DEEPWAVE) fand im Juni und Juli 2014 in Neuseeland statt. Als erste umfassende Kampagne untersuchte sie die Entwicklung von Schwerewellen von ihren Quellen in der unteren Atmosphäre bis hin zur ihrer Ausbreitung und Dissipation in der Mesosphäre und unteren Thermosphäre (MLT; *mesosphere and lower thermosphere*). Dabei vereinte sie bodengebundene Messungen und Flugzeugmessungen (in-situ und Fernerkundung), um die Wellen in ihrer dreidimensionalen Struktur und Entwicklung möglichst vollständig zu erfassen. Um die Ziele zu erreichen, gab es eine enge Zusammenarbeit zwischen wissenschaftlichen Institutionen aus den USA, Europa, Neuseeland und Australien. Das DLR war mit dem Forschungsflugzeug Falcon, einem bodengebundenen Rayleigh-Lidar (z. B. Kaifler et al., 2015), Radiosondenaufstiegen sowie meteorologischer Flugplanung vor Ort im Einsatz. Die Falcon war mit verschiedenen Spurengasinstrumenten und einem nach unten gerichteten  $2\mu$ -Wind-Lidar ausgestattet. Anhand der in-situ Messungen von Wasserdampf wird das Verhalten eines Spurengases während der Schwerewellen-Ereignisse untersucht.

Nach einem Überblick über die Kampagne und die Instrumentierung folgt ein Vergleich der Wasserdampfinstrumentierung auf der DLR Falcon und der NSF/NCAR GV. Anschließend wird eine Fallstudie zum Nachweis des Transportes und der Mischung von Wasserdampf in der UTLS-Region durch Schwerewellen vorgestellt. Für die Auswertung wurde ein Flug mit starker Anregung von Gebirgswellen an den Südlichen Alpen Neuseelands gewählt. Mithilfe von Berechnungen des vertikalen Flusses und Wavelet-Analysen wird der Transport von Wasserdampf genauer charakterisiert. Die Betrachtung von Turbulenz anhand von Dropsondendaten sowie die Korrelation zwischen Wasserdampf und Ozon erlauben den Nachweis lokaler Mischung infolge des Schwerewellenereignisses. Abschließend folgt eine Abschätzung des Strahlungsantriebes von Wasserdampf in der UTLS.

### 4.1 Übersicht zur DEEPWAVE-Kampagne

Im Folgenden wird die wissenschaftliche Fragestellung der DEEPWAVE-Kampagne, die Instrumentierung des Forschungsflugzeuges Falcon und eine Übersicht der durchgeführten Messflüge vorgestellt.

#### 4.1.1 Wissenschaftliche Motivation

Die Messregion Neuseeland zählt während des Winters in der Südhemisphäre zu den „Hotspot“-Regionen für Schwerewellen in der Stratosphäre, da eine starke Anregung möglich ist (Hoffmann et al., 2016). Die Gebirgskette der Südlichen Alpen, verlaufend von Südwesten nach Nordosten auf der Südinsel, bildet eine natürliche Barriere für bodennahe Winde, deren Windrichtung häufig senkrecht zum Gebirge ausgerichtet ist (Gisinger et al., 2017). Unterstützt vom Polarfrontjet finden die am Gebirge angeregten Schwerewellen optimale Bedingungen zur vertikalen Ausbreitung durch die Stratosphäre hindurch bis in die MLT

(Fritts et al., 2016). Während des Kampagnenzeitraumes zwischen dem 6. Juni und dem 21. Juli 2014 waren zwei Forschungsflugzeuge (DLR Falcon und NSF/NCAR GV) in Christchurch auf der Südinsel Neuseelands stationiert. Von hier aus starteten Messflüge zu den Südlichen Alpen Neuseelands zur Untersuchung von Gebirgswellen und deren Propagationseigenschaften. Es interessierten besonders Instabilitäten, Impulsflüsse und Auswirkungen der Gebirgswellen von der Troposphäre bis hin zur MLT. Es werden aber auch Fragestellungen bezüglich der Schwerewellenvariation in der Stratosphäre und nicht-lineare Interaktionen im Bereich der MLT untersucht. In diesem Höhenbereich hat die Ablagerung von Impuls einen großen Einfluss auf die atmosphärische Zirkulation und Variabilität, die bisher noch große Unsicherheiten in der Parametrisierung aufweist. Die GV flog zusätzlich Richtung Tasmanien und über den südlichen Ozean Richtung Auckland Island und Macquarie Island zur Untersuchung der Vorhersagbarkeit von Schwerewellen hinsichtlich Quellen, Ausbreitung und Brechen über dem offenen Ozean und in der Umgebung des Jetstreams. Die Spurengasinstrumentierung auf der Falcon initiierte die Untersuchung des Spurengas-transportes infolge von Schwerewellen.

Die ersten Feldmessungen von Schwerewellen und insbesondere Gebirgswellen fanden in den 1930er Jahren mithilfe von Ballonen und Gleitfliegern statt (z. B. Küttner, 1938). Während des Sierra Wave Project wurden 1955 erstmals Flugzeuge zusammen mit Bodenmessungen und Radiosonden genutzt (Grubišić & Lewis, 2004). Die Messungen verbesserten das Verständnis zu den Strukturen von Gebirgswellen und den Bezug zu theoretischen Annahmen signifikant. In den 60ern und 70ern gab es diverse Studien in den Rocky Mountains, die v. a. Turbulenz und Wellenbrechen untersuchten und erste Simulationen förderten (z. B. Lilly & Kennedy, 1973; Clark & Peltier, 1977). Jüngere Kampagnen fokussierten auf Gebirgswellen über den Alpen (Bougeault et al., 1990; Bougeault et al., 2001; Doyle & Smith, 2003) und der Sierra Nevada (T-REX 2006, Grubišić et al. (2008)). Eine Vorgängerkampagne zu DEEPWAVE, *Gravity Wave Life Cycle Experiment* (GW-LCYCLE I, z. B. Ehard et al. (2016)), wurde vom DLR organisiert und fand 2013 in Schweden statt. Die Erkenntnisse aus GW-LCYCLE I dienten u. a. der Optimierung der Instrumentierung sowie der Flugplanung für 2014. Durch die Kombination verschiedener Messtechniken am Boden, auf Flugzeugen, auf Radiosonden und auf Satelliten wurden die Eigenschaften der Schwerewellen bei DEEPWAVE umfangreich charakterisiert.

Die Falcon mit einer Flugzeit von ~3-4 h (~3.000 km Distanz) konzentrierte sich auf die Anregung von Schwerewellen durch die Neuseeländischen Alpen und deren Ausbreitung in der UTLS. Fernerkundungs-Instrumente auf der Falcon (nach unten gerichtet: 2 $\mu$ -Wind-Lidar) und der GV (nach oben gerichtet: Rayleigh-Lidar, Natrium-Resonanz-Lidar, Airglow-Kameras, Abbildung mesosphärischer Temperaturen mit dem *Advanced Mesospheric Temperature Mapper* AMTM) deckten mit ihren Messungen die Troposphäre bis zur Mesosphäre ab. Einen Überblick über die Bodenmessstationen sowie die Flugwege über die Südlichen Alpen gibt Abbildung 4.1a, während Abbildung 4.1b die beteiligten Messmethoden und deren Höhen- und Breitengrad-Ausdehnung zeigt. Die in dieser Arbeit gezeigten Auswertungen beziehen sich auf die Falcon-Messungen sowie GV-in-situ Messungen und Dropsonden bis zu einer Höhe von maximal 13 km.

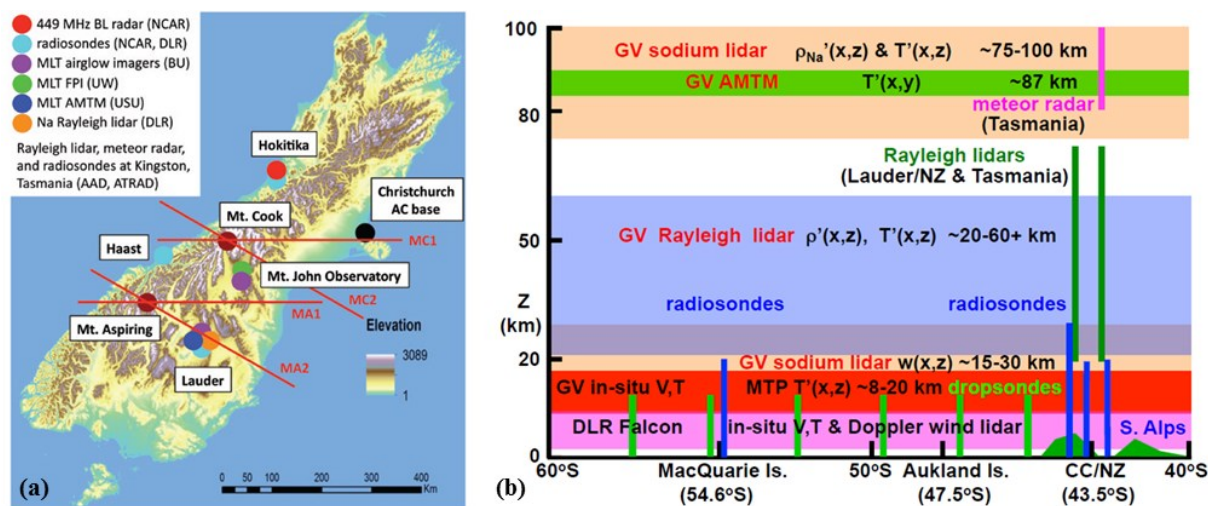


Abbildung 4.1: (a) Überblick über die Stationen der bodengebundenen Messungen auf Neuseeland (bunte Kreise, <siehe Legende>). Die Forschungsflugzeuge waren in Christchurch stationiert und flogen auf vorher festgelegten Routen (rote Linien: MA1, MA2, MC1 und MC2) über die Südlichen Alpen Neuseelands. Dabei sind Mt. Aspiring und Mt. Cook die höchsten Erhebungen. (b) Flugzeug- und bodengebundenen Instrumente entlang einer Nord-Süd-Achse mit der jeweiligen Abdeckung von Höhe und Breitengrad während der DEEPWAVE-Kampagne. Abbildungen aus Fritts et al. (2016) © American Meteorological Society. Used with permission.

In dieser Arbeit liegt der Fokus auf den Wasserdampfmessungen in Gebirgswellenereignissen. Es wird untersucht, inwieweit Gebirgswellen einen vertikalen Transport von Wasserdampf verursachen und zur Mischung von Wasserdampf beitragen. Aus früheren Studien mit anderen Spurengasen (Moustaoui et al., 1999; Schilling et al., 1999; Pavelin et al., 2002; Moustaoui et al., 2010) geht hervor, dass Schwerewellen Spurengase in der UTLS transportiert und teilweise Mischung verursacht haben. Darüber hinausgehend wird in dieser Arbeit untersucht, ob Transport- und Mischungsprozesse durch Gebirgswellen einen Effekt auf den Strahlungsantrieb von Wasserdampf haben.

Die Kombination von Wasserdampf- und anderen Spurengasmessungen an Bord der Falcon sowie Dropsondendaten geben einen Einblick in den Einfluss von Gebirgswellen auf die Spurengasverteilung in der UTLS. Zusätzlich zu den Messungen der Gasphase von Wasserdampf wurden auf der Falcon Gesamtwassermessungen mit dem WARAN realisiert. In vielen Fällen wurden bei den Schwerewellenereignissen auch Leewellenwolken auf Flugniveau gemessen, die nicht weiter Gegenstand dieser Arbeit sind.

Während eines koordinierten Fluges von Falcon und GV wurden Daten für einen Instrumentenvergleich gesammelt. Dies betrifft hauptsächlich Temperatur- und Windmessungen, kann aber auf die Wasserdampfdaten ausgeweitet werden. Der Vergleich zwischen dem CR-2 Taupunktspiegel-Hygrometer auf der Falcon mit dem VCSEL Laserhygrometer auf der GV ist in Kapitel 3.2.2 diskutiert.

#### 4.1.2 Instrumentierung der Falcon

Das DLR Forschungsflugzeug Falcon ist eine umgebaute Version einer Dassault Falcon 20E (siehe Abbildung 3.3). Die Instrumente werden in speziellen Racks in die Kabine eingebaut. Je nach Messtechnik sind die Instrumente über Einlassöffnungen und -leitungen an der

Rumpfoberseite mit der äußeren Umgebung verbunden (in-situ Instrumentierung) oder besitzen optische Fenster im Boden oder der Decke (Fernerkundungstechniken). An den Flügelunterseiten können bei Bedarf Träger für Partikelmesssysteme installiert werden. Zudem besitzt die Falcon einen fest angebrachten Nasenmast, in dem eine Rosemount-5-Lochsonde unbeeinflusst von der Aerodynamik des Flugzeuges Geschwindigkeit und Richtung der Anströmung sowie den Druck misst (Mallaun et al., 2015). Kleine Rosemount-Einlässe am unteren vorderen Flugzeugrumpf leiten die Luft zu Temperatursensoren. Die wahre statische Temperatur ergibt sich durch Korrektur der gemessenen totalen Lufttemperatur (*Total Air Temperature*) mit einem von der Machzahl abhängigen Korrekturfaktor. Die dreidimensionale Windgeschwindigkeit bestimmt sich aus dem Unterschied der Geschwindigkeit über dem Grund, ermittelt mit dem inertialen Referenzsystem und der wahren Luftgeschwindigkeit (Mallaun et al., 2015). Über ein GPS-System werden die Lageparameter aufgezeichnet (Krautstrunk & Giez, 2012; Giez et al., 2017). Die Unsicherheiten für die Messparameter sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst.

Tabelle 4.1: Messunsicherheiten der in-situ Parameter auf der Falcon.

Falcon in-situ Parameter	Messunsicherheit
Statische Temperatur	0,5 K
Statischer Druck	50 Pa
Zonalwindkomponente $u$	0,7 m s <sup>-1</sup>
Meridionalwindkomponente $v$	0,9 m s <sup>-1</sup>
Vertikalwindkomponente $w$	0,3 m s <sup>-1</sup>
Fluggeschwindigkeit über Grund	0,4 m s <sup>-1</sup>

Die Falcon kann eine wissenschaftliche Nutzlast von bis zu 1100 kg mit sich führen und hat davon abhängig eine Reichweite von bis zu 3700 km bzw. etwa 5:30 h. Die maximale Flughöhe ohne Last beträgt 12,8 km und bei voller Beladung ungefähr 11,5 km. Damit erreicht die Falcon die Reise Flughöhe von Verkehrsflugzeugen und kann in mittleren Breiten in der Troposphäre und der unteren Stratosphäre Messungen durchführen.

Während der DEEPWAVE-Kampagne war die Falcon mit einer Auswahl an Spurengasinstrumenten und einem Wind-Lidar ausgestattet. Das Kabinenlayout ist in Abbildung 4.2 schematisch dargestellt. Es wurde die maximal mögliche Zahl an Instrumenten verbaut, so dass es zwei Operatoren-Sitze gab, die während eines Fluges besetzt werden konnten. Die Einlassöffnungen (nicht gezeigt) wurden so gewählt, dass die Länge der Einlassleitungen möglichst minimal war. Die Wasserdampfmessgeräte befanden sich auf einer hinteren Position auf der rechten Seite. Die Einlassöffnung saß schräg oberhalb des Racks. Der WARAN nutzte eines der nach vorne gerichteten 10 mm-Einlassrohre des Mehrkomponenten-Einlasses (siehe Abbildung 3.4b), während der CR-2 den nach hinten

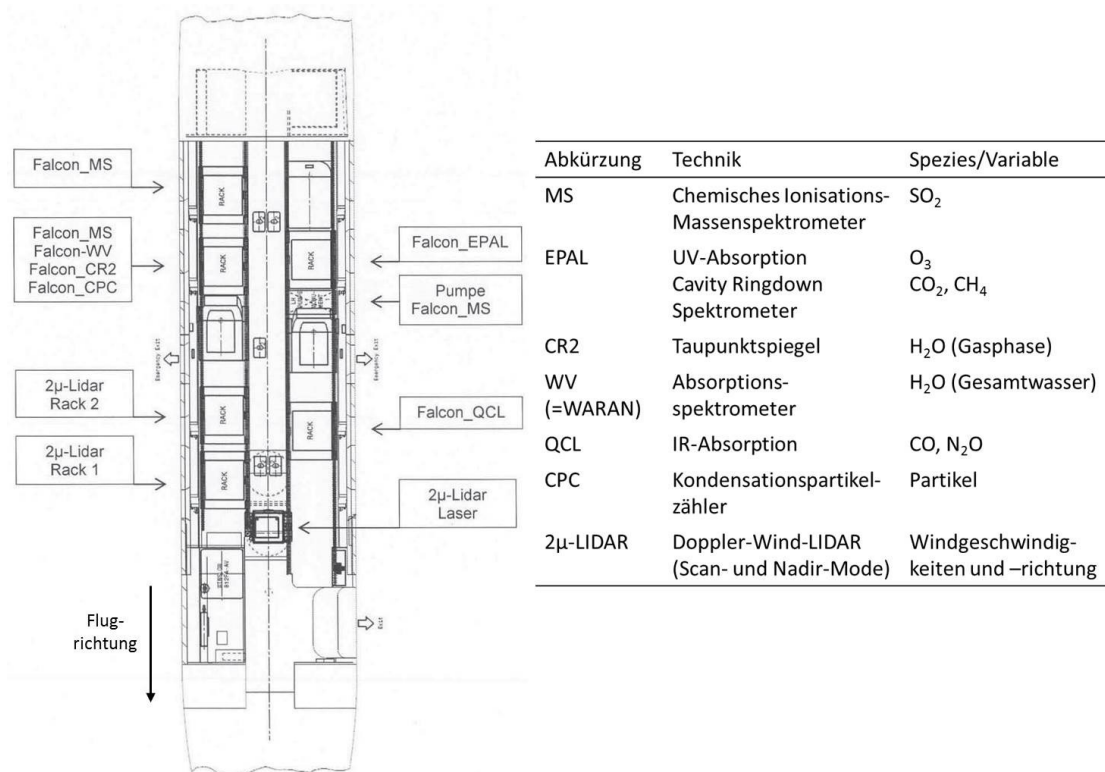


Abbildung 4.2: Schemazeichnung für das Kabinen-Layout der Falcon-20 während der DEEPWAVE-Kampagne. Rechts: Erläuterung der Abkürzungen und Messtechniken sowie gemessene Variablen. Abbildung aus DLR (2014).

gerichteten 10 mm-Einlass verwandt. Das nach hinten gerichtete  $\frac{1}{4}$ "-Rohr wurde vom Kondensationspartikelzähler (CPC) genutzt, der Aerosolpartikel in einem Größenbereich von ungefähr 10 bis 100 nm messen kann. Das verbliebene Rohr in Rückwärts-Richtung ( $\frac{1}{2}$ " war für das Massenspektrometer zur Messung von Schwefeldioxid reserviert. Gegenüber des Massenspektrometers und der Wasserdampfinstrumentierung befand sich das EPAL-Rack, in dem ein UV-Absorptionsspektrometer zur Messung von Ozon und ein Cavity Ringdown Spektrometer zur Messung von Kohlendioxid und Methan kombiniert waren. Vor dem EPAL-Rack war das QCL (*Quantum Cascade Laser*)-Rack der Universität Mainz zur Messung von CO<sub>2</sub> und N<sub>2</sub>O in der Tropopausen- und Stratosphärenregion positioniert (Müller, 2015). Und im vorderen Kabinenbereich war das 2µ-Wind-Lidar eingebaut. Durch das im Fußboden eingebaute optische Fenster wurde unterhalb des Flugzeuges entweder der vertikale oder der dreidimensionale Windvektor ermittelt (Witschas et al., 2017).

Da in der weiteren Auswertung auch Ozon genutzt wird, folgt eine kurze Beschreibung des Instruments. Das UV-Absorptionsspektrometer (Schumann et al., 2011; Huntrieser et al., 2016) ist ein modifiziertes Analyseinstrument TE49 der Firma Thermo Environmental Instruments, Inc. Bei einer Wellenlänge von 254 nm wird die Absorption von Ozon gemessen und steht über das Lambert-Beer'sche-Gesetz (Gl. A.1) in direktem Zusammenhang mit der Konzentration. Die über den rückwärts gerichteten Einlass gesammelte Luft wird in dem Gerät in zwei Gasströme aufgeteilt, wobei ein Gasstrom als Referenz dient. Aus diesem wird Ozon mithilfe einer Gaswäsche entfernt. Jeder Gasstrom wird in eine optische Messzelle geleitet, so dass eine simultane Messung beider Ströme mit zwei Detektoren möglich ist. Über ein Magnetventil alternieren Proben- und Referenzgasstrom aller 10 s in den beiden

Messzellen. Die Ansprechzeit liegt bei 15 s, da die Zellen kurz gespült werden, bevor die Messwerte aufgezeichnet werden. Die Präzision ist 1 ppbv (*parts per billion by volume*) in einem Messbereich von 1 ppbv bis 1000 ppbv. Die Genauigkeit bei dieser Kampagne lag bei  $\pm 5\%$ .

### 4.1.3 Messflüge während DEEPWAVE

Während der DEEPWAVE-Kampagne wurden mit der Falcon insgesamt 13 Messflüge zwischen dem 29. Juni und dem 21. Juli 2014 über Neuseeland durchgeführt. Die Flugwege sind in Abbildung 4.3 dargestellt. Alle Flüge starteten in Christchurch auf der Südinsel Neuseelands. Bis auf einen Flug (FF11) fanden zudem alle Flüge über der Südinsel und den Südlichen Alpen statt. Messflüge der Falcon werden im Folgenden mit „FF“ (*Falcon research Flight*) abgekürzt, während Messflüge der GV mit „RF“ (*GV Research Flight*) bezeichnet werden.

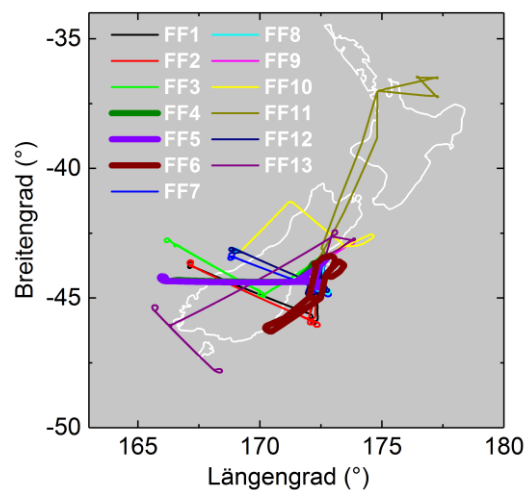


Abbildung 4.3: Übersicht über die Flugwege der Falcon während der DEEPWAVE-Kampagne. Dick hervorgehobene Flüge (FF04-FF06) sind Bestandteil der nachfolgenden Auswertung in dieser Arbeit.

Ein Überblick über die durchgeführten Flüge und ihre wissenschaftlichen Ziele ist in Tabelle 4.2 gegeben. Lediglich zwei Messflüge der Falcon wurden ohne den Einfluss eines Schwerewellenevents geplant. Flug FF03 untersuchte eine vorhergesagte Tropopausenfalte. Der Messflug zur Nordinsel (FF11) hatte die Beprobung von Vulkanemissionen zum Ziel. Während des Vergleichsfluges (FF06) zwischen Falcon und GV gab es ein Schwerewellenevent, dass aber nur von der GV im Anschluss an den Vergleich untersucht wurde. Teilweise fanden zwei Messflüge an einem Tag kurz hintereinander auf dem gleichen Flugweg statt. Dies ermöglichte ein Beobachten der zeitlichen Entwicklung der synoptischen Situation.

In der Regel folgte die Falcon einem festgelegten Weg, der das gesamte Gebirge sowie Luv- und Leewindbereiche abdecken sollte. Dieser Flugweg wurde auf konstanter Höhe geflogen und in verschiedenen Höhen wiederholt, um eine vertikale Abdeckung zu erreichen. Die Fluglevel erstreckten sich von 7,5 bis 12,0 km und deckten die obere Troposphäre sowie untere Stratosphäre ab. Die GV flog auf 12 oder 13 km, da die an Bord befindlichen Laser-Systeme erst in dieser Höhe eingeschaltet werden durften.

Tabelle 4.2: Übersicht über die Messflüge der Falcon während der DEEPWAVE-Kampagne 2014 und Zuordnung zu den intensiven Beobachtungsperioden (IOP; *intensive observing period*). Angabe der wissenschaftlichen Ziele und der an den Tagen stattgefundenen GV-Flüge (adaptiert aus Fritts et al. (2016)). FF - *Falcon research flight*, RF - *GV research flight*.

Flugnummer	Datum	IOP	zugehörige GV-Flüge	wissenschaftliche Ziele
FF01, FF02	30.06./01.07.	9	RF12 and RF13	Schwerewellen unter nicht stationärer Anströmung
FF03	02.07.	--	--	Tropopausenfalte
FF04, FF05	04.07.	10	RF16	Schwerewellen bei starker WSW-Anströmung
FF06	10.07.	10	RF20	Vergleichsflug zwischen Falcon und GV
FF07, FF08	11.07.	13	RF21	Schwerewellen bei starken NW-Winden
FF09, FF10	12./13.07.	13	RF22	Schwerewellen mit hoher lokaler Variabilität
FF11	14.07.	--	--	Vulkanemissionen
FF12	17.07.	15	--	Schwerewellen mit auf Flugniveau vorhergesagtem kritischen Strom
FF13	20.07.	16	RF26	Schwerewellen unter SW-Anströmung

## 4.2 Vertikaler Wasserdampftransport und Mischung in der UTLS über Neuseeland

Am 04.07.2014 wurde eine hohe Aktivität von Gebirgswellen gekoppelt mit einer starken bodennahen Anregung beobachtet. Neben signifikanten Wellenstrukturen in den Windkomponenten sowie der Temperatur sind auch in den Wasserdampfmessungen große Wellenamplituden zu sehen, die auf einen Einfluss von Gebirgswellen auf die Wasserdampfverteilung hinweisen. Ziel dieser Studie ist es, einen vertikalen Transport von Wasserdampf über die Tropopause hinweg zu untersuchen und die Mischung infolge der Schwerewellenausbreitung zu belegen. Dafür werden Messungen auf der Falcon und der GV am 04.07.2014 über Neuseeland analysiert. Erstmals werden verschiedene Methoden kombiniert, die in der Schwerewellenforschung und in Analysen zur Mischung von Spurengasen zum Einsatz kommen. Ein vertikaler Transport wird über Flussberechnungen von Wasserdampf und Vertikalwind untersucht. Mithilfe verschiedener Fluglevel in der UTLS von beiden Flugzeugen kann ein Vertikalprofil der Flussdivergenz erstellt werden

(siehe Gl. 2.14). Die Wavelet-Analyse ermöglicht die wellenlängenaufgelöste Lokalisierung und Richtung des Transports. Da die Flüsse keine endgültigen Aussagen über die Irreversibilität des Transportes ermöglichen, wird anschließend die Turbulenz in der Tropopausenregion anhand von Dropsondenabwürfen untersucht. Turbulenz kann zu Mischung führen, die sich wiederum in der Korrelation von Wasserdampf zu Ozon nachweisen lässt.

Das Kapitel beginnt mit einem Überblick über die synoptische Situation am Flugtag und die dynamische Entwicklung des Schwerewellenereignisses. Anschließend werden die in-situ Messungen auf der Falcon kurz vorgestellt. In Kap 4.2.3 werden Flussberechnungen sowie Wavelet-Analysen erläutert, die einen vertikalen Wasserdampftransport nachweisen können. Danach werden die Analysen zu den Dropsondenabwürfen und der Korrelation  $H_2O-O_3$  diskutiert (Kap. 4.2.4). Eine abschließende Betrachtung befasst sich mit dem Einfluss der geänderten Wasserdampfverteilung in der UTLS auf den Strahlungshaushalt.

Die Untersuchung dieses Fallbeispiels zum vertikalen Wasserdampftransport infolge von Gebirgswellen wurde in Heller et al. (2017) veröffentlicht. Zusätzliche Studien befassen sich mit dem gleichen Ereignis, wobei Bramberger et al. (2017) an der Frage interessiert war, ob die starke troposphärische Anregung an diesem Tag mesosphärische Schwerewellen mit großer Amplitude verursachte. In Smith et al. (2016) wird das Ereignis bezüglich der starken Energie- und Impulsflüsse in einen statistischen Kontext zur gesamten Kampagne eingeordnet. Eine exemplarische Beschreibung des Falls findet sich zudem in Smith & Kruse (2017), die das Wellenlängenspektrum der Gebirgswellen über Neuseeland in verschiedene Moden mit unterschiedlichen Transporteigenschaften für Impuls und Energie eingeteilt haben. Das breite Spektrum wurde u. a. von der Komplexität des zerklüfteten Terrains bestimmt.

#### **4.2.1 Meteorologische Situation am 04. Juli 2014**

Die Beschreibung der meteorologischen Situation für die Südinsel Neuseelands am 04.07.2014 beruht auf operationellen Analysen des integrierten Vorhersagesystems IFS (*Integrated Forecast System*) des ECMWF sowie auf Simulationen des Wetterforschungs- und Vorhersagemodells WRF (*Weather Research and Forecasting model*; Skamarock et al. (2008)).

Die von ECMWF genutzten Analysen enthalten stündliche Vorhersagen sowie 6-stündige operationelle Analysen des IFS. Die horizontale Auflösung beträgt 16 km und es können 137 vertikale Modellebenen genutzt werden, wobei die maximale Modellhöhe bei 0.01 hPa liegt. Die Daten stammen aus dem IFS Zyklus 40r1 T1279/L137 (Malardel & Wedi, 2016). Das WRF Modell wurde mit operationellen Analysen des ECMWF am 03.07.2014 18 UTC initialisiert und lief für 36 Stunden. Die zwei festgelegten Domänen liefern mit 2 km bzw. 6 km eine höhere horizontale Auflösung als das ECMWF IFS. Die genutzten 138 vertikalen Ebenen erreichen die maximale Modellhöhe bei 2 hPa. Einen Überblick über die Einstellungen für die WRF-Analysen gibt Ehard et al. (2016) anhand eines Schwerewellenereignisses in Skandinavien.



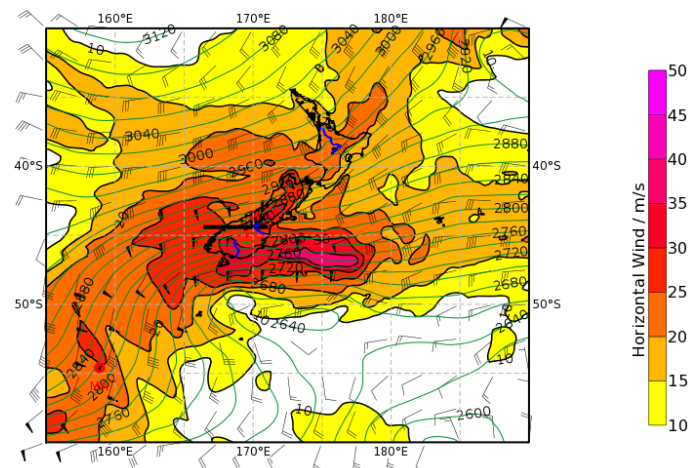


Abbildung 4.4: ECMWF simulierte geopotentielle Höhe (m) und horizontaler Wind ( $\text{m s}^{-1}$ ) auf 700 hPa für den 04.07.2014 12 UTC. Farbkodiert ist die horizontale Windgeschwindigkeit, die Windfahnen kennzeichnen die Windrichtung und die grünen Linien zeigen die geopotentielle Höhe im Abstand von 20 m (Abbildung: A. Dörnbrack).

Während der IOP 10 dominierten ein Tiefdrucksystem südlich von Neuseeland sowie ein Hochdrucksystem nordwestlich von Neuseeland die synoptische Situation. Das Tiefdrucksystem bewegte sich im Tagesverlauf des 04. Juli Richtung Nordosten und brachte einen zonalen Jet mit, der über Neuseeland starke horizontale Windgeschwindigkeiten auf 700 hPa verursachte (Abbildung 4.4). Das 700 hPa-Drucklevel repräsentierte in diesem Fall die positiven Voraussetzungen für eine Anregung von Gebirgswellen. Die maximalen horizontalen Windgeschwindigkeiten von  $35 \text{ m s}^{-1}$  wurden gegen 09 UTC erreicht. Während des Durchgangs des Jets über die Südinsel (03.07. 20 UTC bis 04.07. 18 UTC) schwächten sich die horizontalen Winde ab und die Windrichtung wechselte. Auf Anregungsniveau war die Windrichtung 06 UTC Südwest und drehte bis 18 UTC auf Süd, so dass sie parallel zu den Südlichen Alpen verlief.

Zwischen dem Anregungsniveau (700 hPa) und der Tropopausenregion auf ungefähr 300 hPa wuchsen die horizontalen Windgeschwindigkeiten in der Luv-Region auf  $50 \text{ m s}^{-1}$  an (Abbildung 4.5). Über dem Gebirge schwächten sie sich auf  $30\text{-}40 \text{ m s}^{-1}$  ab. Zwischen 09 und 18 UTC kam es zu einer generellen Abnahme dieser Winde auf Flugniveau (Abbildung 4.5) sowie in Bodennähe. Die horizontale Windrichtung auf 300 hPa war leicht gedreht im Vergleich zu 700 hPa. Im Westen der Südinsel, der Anström- bzw. Luv-Region kam der Wind aus West und drehte über der Insel auf Südwest.

Im Vertikalwind sind z. B. auf 8.9 km signifikante Wellensignaturen genau über den Südlichen Alpen zu erkennen (Abbildung 4.6), sodass von angeregten Gebirgswellen ausgegangen werden kann. Die Auftragung des Vertikalwindes über der Höhe zeigt die Anregung der Wellen in der unteren Troposphäre und deren vertikale Propagation durch die Tropopausenregion und die untere Stratosphäre (Abbildung 4.7).

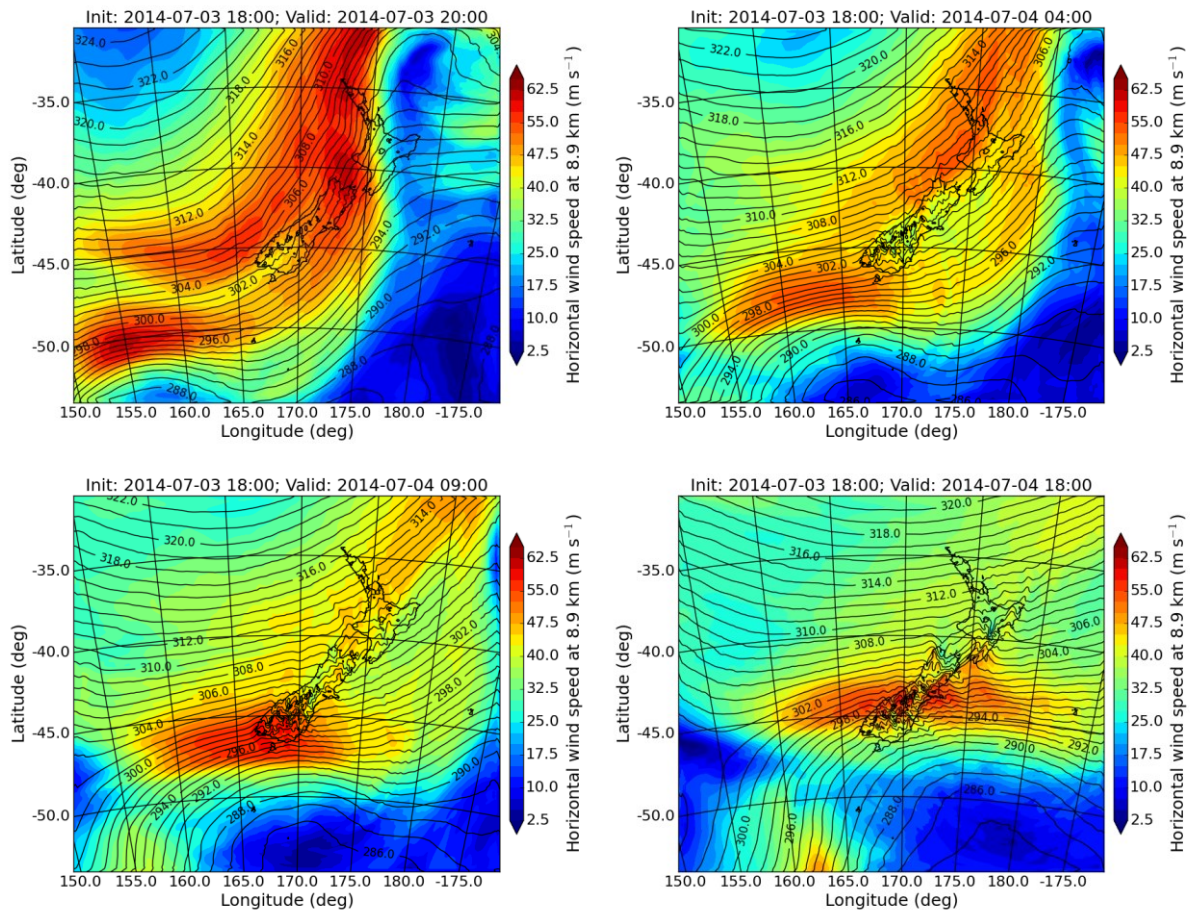


Abbildung 4.5: WRF simulierte potentielle Temperatur (K) und horizontaler Wind ( $\text{m s}^{-1}$ ) auf einer Höhe von 8.9 km (ca. 300 hPa) für den 03./04.07.2014. Gezeigt ist die zeitliche Entwicklung vom 03.07.2014 20 UTC (a) bis zum 04.07.2014 18 UTC (d) über 04 UTC (b) und 09 UTC (c). Farbkodiert ist die horizontale Windgeschwindigkeit und die schwarzen Linien zeigen die potentielle Temperatur im Abstand von 1 K (Abbildung: J. Wagner).

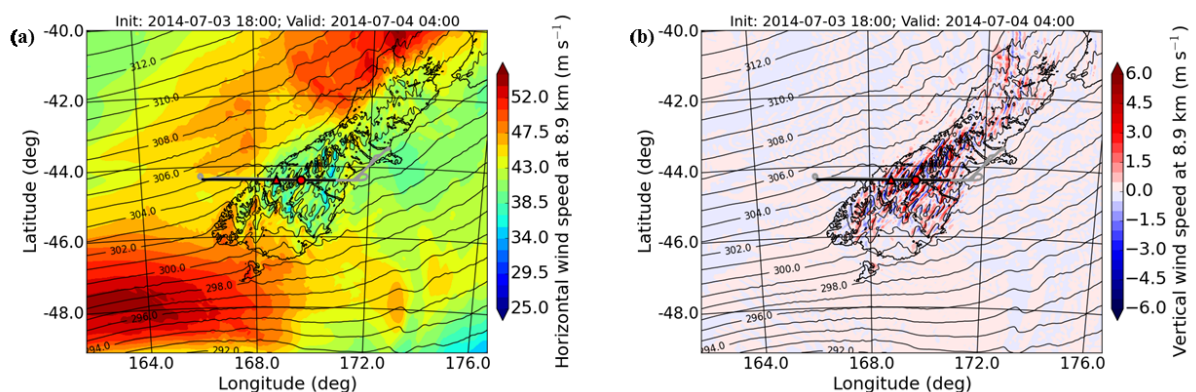


Abbildung 4.6: WRF simulierte potentielle Temperatur (K) und horizontaler Wind ( $\text{m s}^{-1}$ ) (a) bzw. vertikaler Wind ( $\text{m s}^{-1}$ ) (b) auf einer Höhe von 8,9 km (ca. 300 hPa) für den 04.07.2014 04 UTC. Farbkodiert ist die horizontale (a) bzw. vertikale (b) Windgeschwindigkeit und die schwarzen Linien zeigen die potentielle Temperatur im Abstand von 1 K. Die dicke schwarze Linie kennzeichnet den Flugweg der Falcon am 04.07.2017 und der rote Punkt markiert die Stelle eines Dropsondenabwurfes von der GV. Das Dreieck zeigt die Position des Mt. Aspiring an (Abbildung: J. Wagner).

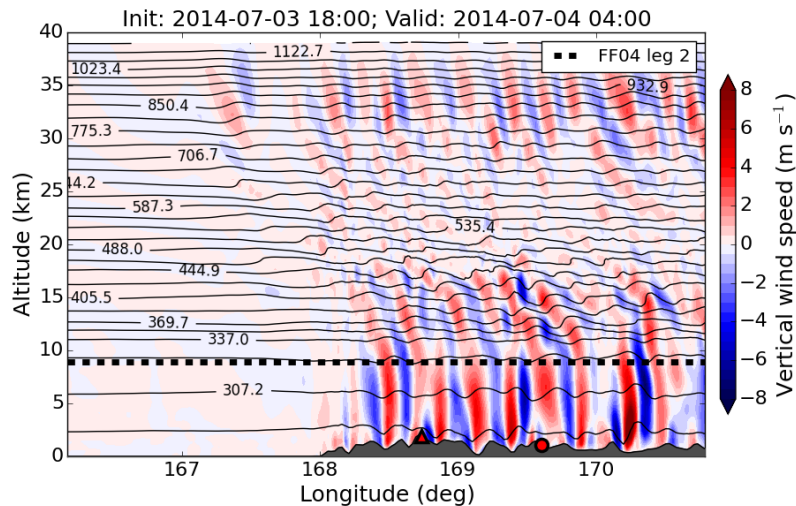


Abbildung 4.7: WRF simulierter Vertikalwind über die Höhe als Querschnitt über den Südlichen Alpen für den 04.07.2014 04 UTC. Die schwarze gestrichelte Linie zeigt die Flughöhe der Falcon während des zweiten Legs des Fluges FF04. Farbkodiert ist die vertikale Windgeschwindigkeit und die dünnen schwarzen Linien zeigen die potentielle Temperatur im Abstand von 1 K. Der rote Punkt markiert die Stelle eines Dropsondenabwurfes von der GV und das rote Dreieck zeigt die Position des Mt. Aspiring an (Abbildung: J. Wagner).

Die Tropopausenhöhe wird genutzt, um die Ausbreitung der Gebirgswellen in den folgenden Kapiteln beurteilen zu können. Während der IOP 10 wurde die Höhe der thermischen Tropopause durch das Tiefdrucksystem beeinflusst. Während des Durchzugs des Tiefdruckgebietes sank die thermische Tropopause von ungefähr 11,1 km Höhe auf 9,5 km ab. Gleichzeitig lag die Tropopause über dem Gebirge nicht auf einer Druckhöhe, sondern war von West nach Ost leicht nach unten geneigt. Der Verlauf der Tropopausenhöhe wird auch in Kapitel 4.2.4 anhand der Dropsondendaten diskutiert.

In Gisinger et al. (2017) werden die atmosphärischen Bedingungen während der gesamten Kampagne (Juni-August 2014) beschrieben und die IOPs klassifiziert. Die IOP 10 fand unter einer Südwest-Anströmung statt, die mit 17,9 % Häufigkeit das zweithäufigste Regime während der Kampagne war. Meistens wurde unter diesen Bedingungen aber kein Flug geplant, da die Windkomponenten auf 700 hPa quer zum Gebirge zu schwach waren und keine Gebirgswellen vorhergesagt wurden. In dieser IOP gab es allerdings durch den größeren Einfluss des Subtropenjet auf die Synoptik im Vergleich zum Polarfrontjet, eine stärkere Anregung sowie leichte Tendenzen zu Wellenbrechen und Turbulenz. Die beobachteten hohen Energieflüsse resultieren daraus, dass die vertikal propagierenden Wellen kaum an der Tropopause reflektiert werden, was u. a. mit einer schwach ausgeprägten Tropopausen-inversionsschicht (TIL; *tropopause inversion layer*) zusammenhängt. Dies ist auf den Einfluss eines Zyklons südöstlich von Neuseeland zurückzuführen. Durch den im Juli vorherrschenden größeren Einfluss des Polarfrontjets auf die Ausbreitung der Schwerewellen, wurden viele Messungen bei schwacher Anregung und geringen vertikalen Energieflüssen, aber dafür einer tiefen Ausbreitung in die Stratosphäre und MLT beobachtet. Generell war die vom Satelliten beobachtete stratosphärische Schwerewellenaktivität 2014 geringer als in den Vorjahren, was unter anderem auf schwächere stratosphärische Winde zurückzuführen ist (Gisinger et al., 2017).

## Rückwärtstrajektorien

Um die Herkunft der Luftmassen und mögliche synoptische Einflüsse in der Entwicklung der Vor-Ort-Situation über Neuseeland beurteilen zu können, wurden Trajektorien mit dem *Hybrid Single-Particle Lagrangian Integrated Trajectory* (HYSPLIT) Modell (Draxler & Hess, 1998; Baumann & Schlager, 2012) gerechnet. Die Rückwärtstrajektorien starten auf dem Flugweg und sind 96 h zurückgerechnet. Entlang des Flugweges wird die gleiche Startzeit gewählt, d. h. der Zeitversatz zwischen unterschiedlichen Positionen wird vernachlässigt. Die horizontale Auflösung von HYSPLIT beträgt  $1^\circ \times 1^\circ$  auf 23 vertikalen Leveln zwischen 1000 und 20 hPa, wobei die meteorologischen Daten von den US-amerikanischen Zentren zur Umweltvorhersage (NCEP; *National Centers for Environmental Prediction*) in 3-stündlichen Zeitschritten bereitgestellt werden.

In Abbildung 4.8 sind die Rückwärtstrajektorien entlang des gesamten Flugweges (Abstand der Startpunkte ist 20 km) für den Flug FF04 04 UTC (a) und für den Flug FF05 08 UTC (b) dargestellt. Die Trajektorien kommen gebündelt aus zwei Regionen. Die troposphärischen Luftmassen auf dem Flugweg haben ihren Ursprung in Australien. Dort erfolgten ein Absinken auf ca. 4 km und die Vermischung mit trockener Luft über dem Kontinent. Die stratosphärischen Luftmassen haben ihren Ursprung am Südkap von Afrika und werden über Australien nur leicht abgesenkt, d. h. waren im Verlauf der vier Tage rein stratosphärisch. Insgesamt weist die Bündelung der Trajektorien und die Herkunft aus Afrika auf einen Transport der Luftmassen im subtropischen Jetstream hin. Für die unterschiedlichen Zeiten gibt es eine leichte Verschiebung der Luftmassen Richtung Süden. Außerdem sinken die Luftmassen beim zweiten Flug nicht so tief ab wie beim ersten Flug. Dies kann mit einer Verschiebung der Tropopausenhöhe erklärt werden. Beim zweiten Flug war die Tropopause niedriger, aber die Flughöhen gleich im Vergleich zum ersten Flug, d. h. die Lage der Luftmassen verschiebt sich nach oben, da nicht Drucklevel eingehen sondern die absoluten Höhen.

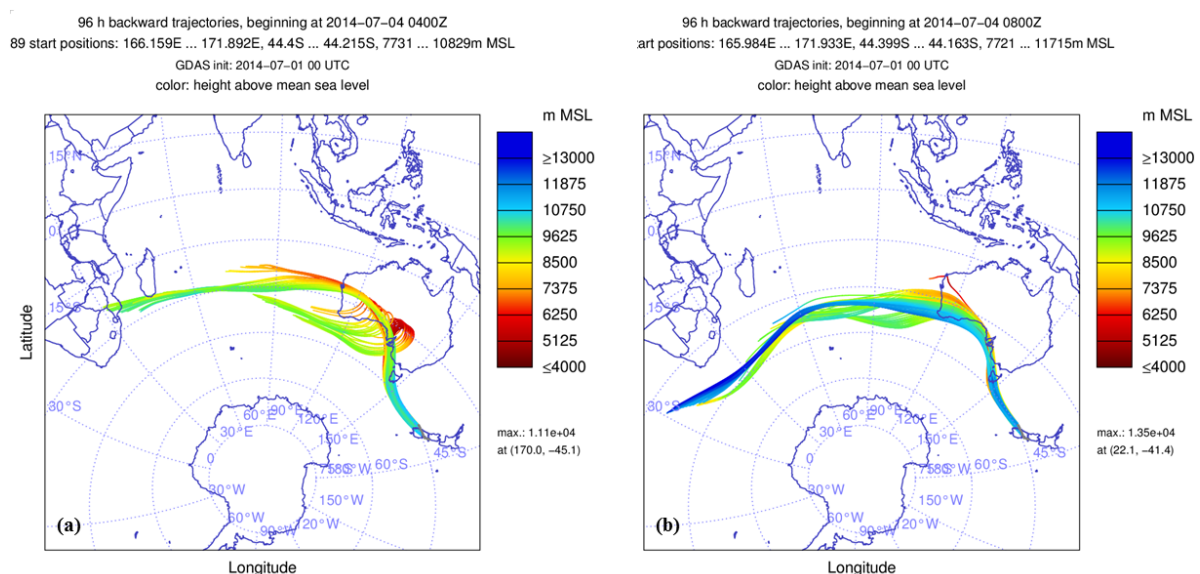


Abbildung 4.8: 96-h-Rückwärtstrajektorien für die Flüge FF04 (a) und FF05 (b). Die Startzeit verschiebt sich entsprechend der Flugzeiten der Falcon. Die Startpunkte wurden im Abstand von 20 km gewählt, Aufstieg und Abstieg gehen nicht in die Analyse ein. Farbkodiert ist die Höhe über Meeressniveau.

Für eine Beurteilung der unmittelbaren Historie der Luftmassen werden noch 5 h-Rückwärtstrajektorien farbkodiert mit der relativen Feuchte über Eis dargestellt (Abbildung 4.9). Es ist ersichtlich, dass der Flugweg nicht parallel zur Anregung der Gebirgswellen erfolgte, sondern die Anströmung wie oben beschrieben von Südwest kam. In der Troposphäre (Abbildung 4.9a) sind die Luftmassen im Luv auf dem Flugweg feucht, während sie direkt über dem Gebirge trocken sind. Die Luftmassen auf den einzelnen Trajektorien haben auf ihrem Weg von Australien nach Neuseeland eine leicht unterschiedliche Hebung erfahren. Weiter nördlich gelegene Trajektorien haben damit höhere Temperaturen gesehen und konnten mehr Feuchtigkeit aufnehmen. Diese Feuchtigkeitsverteilung wird in den Messungen ebenfalls festgestellt (Kap. 4.2.2). Auf Tropopausenhöhe (b) ist die *RHi* niedrig, wobei die Trajektorien im Verlauf unterschiedliche Feuchten gesehen haben und sich das Bild im Vergleich zur Troposphäre (a) umkehrt. Für die Interpretation der in-situ Messungen bedeutet dies zum einen, dass die Wasserdampfdaten im Luv nicht als Hintergrundkonzentration angenommen werden können. Der Unterschied zu den Daten über dem Gebirge ist zu hoch und nicht allein durch Schwerewellenaktivität im Messgebiet zu erklären. Zum anderen sind auch die Daten über dem Gebirge nicht allein durch die Gebirgswellen auf dem Flugweg zu erklären, sondern können zusätzlich durch eine schon zuvor erfolgte Hebung an unterschiedlichen Berggipfeln verändert worden sein.

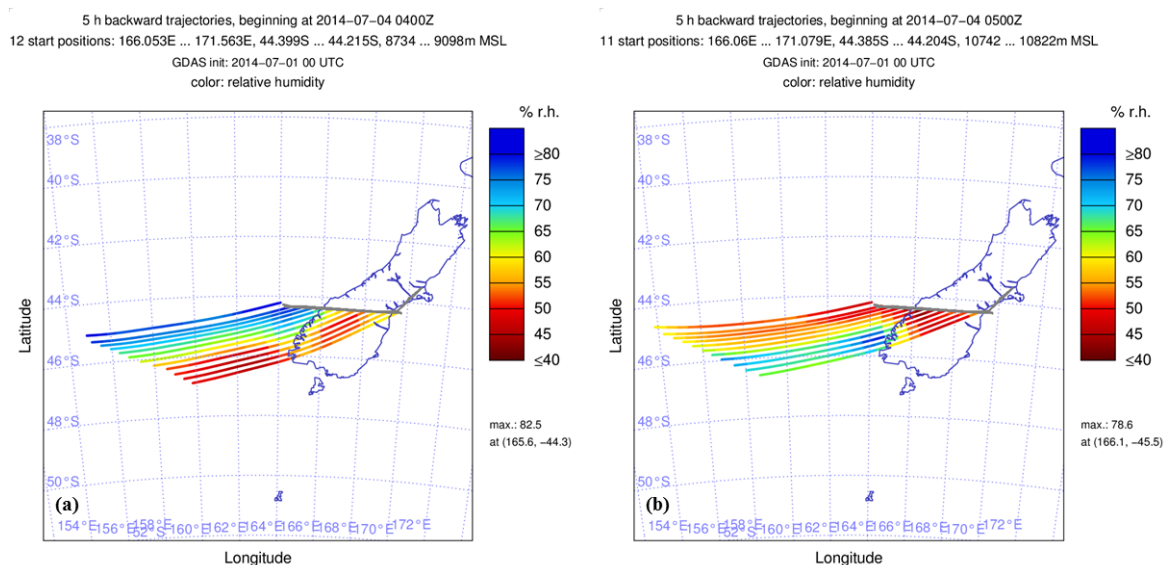


Abbildung 4.9: 5 h-Rückwärtstrajektorien für den Flug FF04 auf der Flughöhe von 8,9 km (a) und 10,8 km (b) (siehe Tabelle 4.3). Die Startzeit entspricht ungefähr der Flugzeit auf dem jeweiligen Leg. Die Punkte starten im Abstand von 40 km. Farbkodiert ist die relative Feuchte und der Flugweg der Falcon ist in grau dargestellt.

## 4.2.2 Übersicht über die in-situ Messungen

Die Wahl des 04. Juli 2014 als Grundlage für die Fallstudie zum vertikalen Wasserdampftransport durch Gebirgswellen begründet sich einerseits mit der meteorologischen Situation. Die starke Anregung von Gebirgswellen in Bodennähe und ihre vertikale Propagation von der Troposphäre bis in die Stratosphäre sind die Voraussetzung, um einen Spurengastransport über die Tropopause hinweg betrachten zu können. Speziell für die Wasserdampfauswertung ist ein zweiter Punkt von Bedeutung. Bei den meisten Falcon-Flügen während dieser Kampagne wurden auf den Fluglegs in der oberen Troposphäre

Wolken beobachtet. Ihre Lage über dem Gebirge bzw. östlich davon, weist auf einen Einfluss der Schwerewellen hinsichtlich ihrer Bildung hin. Kondensiert der Wasserdampf in den Wolken, ist die Grundannahme zur Berechnung des vertikalen Wasserdampfflusses nicht mehr erfüllt (Gl. 2.8). Wasserdampf gilt in diesen Situationen nicht als passiver Tracer. Am 04.07.2014 wurde nur auf dem untersten Flugleg zu Beginn des Messzeitraumes Wolkenbildung über dem östlichen Teil des Gebirges detektiert. Der Einfluss auf höher gelegene Fluglegs wird in dieser Studie vernachlässigt. Am Ende dieses Kapitels folgt eine kurze Diskussion zu diesem Sachverhalt.

Am 04.07.2014 fanden zwei Flüge mit der Falcon (FF04/FF05) sowie ein Flug mit der GV (RF16) statt (Tabelle 4.3). Die Aktivität der Gebirgswellen nahm zwischen dem ersten und dem zweiten Falcon-Flug zu. Die GV flog zeitgleich zum Flug FF05 und verfolgte aufgrund der längeren Flugdauer das Maximum sowie das Abschwächen des Schwerewellenereignisses. Beide Flugzeuge überquerten die Südlichen Alpen auf einem definiertem

Tabelle 4.3: Überblick über die Messflüge am 04.07.2014. Für die einzelnen Fluglegs auf konstanter Höhe sind die Anfangszeit, die GPS Höhe, die Leglänge und die Zuordnung zur Atmosphäre angegeben. In der letzten Spalte ist für die GV angegeben, auf welchem Leg wie viele Sonden abgeworfen wurden.

Flug	Flugleg	Zeit (UTC)	Höhe (km)	Länge (km)	Atmosphäre	Dropsonden-abwürfe
FF04	Leg1	03:08	7,7	397,5	Troposphäre	--
	Leg2	04:01	8,9	387,6	Troposphäre	--
	Leg3	04:41	10,8	424,2	Tropopause	--
	Leg4	05:35	10,8	331,4	Tropopause	--
FF05	Leg1	07:48	7,7	361,3	Troposphäre	--
	Leg2	08:43	8,9	392,5	Troposphäre	--
	Leg3	09:18	10,8	409,6	Stratosphäre	--
	Leg4	10:05	11,7	393,2	Stratosphäre	--
RF16	Leg1	06:46	12,0	441,5	Stratosphäre	5
	Leg2	07:27	12,0	508,6	Stratosphäre	5
	Leg3	08:18	12,0	518,8	Stratosphäre	--
	Leg4	08:59	12,0	550,9	Stratosphäre	--
	Leg5	09:54	13,0	487,1	Stratosphäre	--
	Leg8	11:14	12,0	462,1	Stratosphäre	5
	Leg9	12:00	12,0	517,5	Stratosphäre	--

Flugweg, der dem Schnitt MA1 (Abbildung 4.1a) entspricht. Für die Auswertung werden die Längen der einzelnen Fluglegs so definiert, dass das Flugzeug auf konstanter Höhe ohne Kurswechsel operierte (kein Auf- oder Absteigen, keine Kurven). Je nach Flugverhalten ergeben sich so Leglängen von 330 bis 550 km, die neben der Gebirgsregion auch Luv- und Lee-Abschnitte abdecken. Die Falcon hatte pro Flug vier Fluglegs oberhalb und unterhalb der Tropopause, während die GV auf zwei Höhen in der unteren Stratosphäre flog.

Um den vertikalen Wasserdampftransport über den Höhenbereich von 7,7 bis 13,0 km auswerten zu können, werden die in-situ Wasserdampfmessungen von Falcon und GV verwendet. Die Messungen des CR-2 Taupunktspiegel-Hygrometers auf der Falcon dienen der Untersuchung in der oberen Troposphäre und Tropopausenregion. Für die untere Stratosphäre werden die Messungen des VCSEL Laserhygrometers auf der GV genutzt. Die CR-2-Messungen auf dem höchsten Flugleg (FF05, Leg4 auf 11,7 km) werden von der Analyse ausgeschlossen, da die Unsicherheiten in der Messung zu groß sind (für  $<10$  ppmv  $\text{H}_2\text{O}$ : Unsicherheit  $>12\%$ , siehe Kap. 3.2.2). Wie in Kapitel 3.2.3 angemerkt, können die Vertikalprofile von Wasserdampf auf Grundlage der CR-2- bzw. VCSEL-Daten von den Flügen am 04.07.2014 grob miteinander verglichen werden (Anhang A.5). Die Wasserdampfmischungsverhältnisse stimmen für beide Geräte bis zu einer Höhe von ungefähr 11 km im Rahmen ihrer Unsicherheiten überein. Der CR-2 zeigt auch in der unteren Stratosphäre (10-11 km) nicht so große positive Abweichungen von den VCSEL-Daten wie bei dem Vergleichsflug. Die Amplituden der Gebirgswellenfluktuationen sind bei beiden Instrumenten für die Messungen in der Tropopausenregion und unteren Stratosphäre zudem in der gleichen Größenordnung. Daher werden die CR-2-Messungen bis zur Flughöhe von 10,8 km in der Auswertung verwendet. Die VCSEL-Messungen gehen auf den Flughöhen 12,0 und 13,0 km in die Analyse mit ein. Somit deckt die Kombination der Daten beider Geräte einen großen Höhenbereich zur Untersuchung des Wasserdampftransports in der UTLS ab. Die Daten werden in 1 Hz-Auflösung genutzt. Daher müssen die Wasserdampfmessungen des CR-2 auf 1 s interpoliert und die des VCSEL von 25 Hz auf 1 Hz gemittelt werden.

Zusätzlich zu den in-situ Messungen der Flugzeuge, fanden Radiosondenaufstiege in Haast (Luv) und in Lauder (Gebirge) statt. Dadurch können die Vertikalprofile (0-30 km) an zwei verschiedenen Orten auf der Südinself bezüglich Tropopausenhöhe, Windscherung und Stabilität der Atmosphäre verglichen werden. Weitere Vertikalprofile (0-12 km) stammen von Dropsonden, die über verschiedenen Bereichen der Insel von der GV abgeworfen wurden (Kap. 4.2.4).

Einen Überblick über die beiden Falcon-Flüge gibt Abbildung 4.10. Die Windkomponenten, die potentielle Temperatur und Spurengasmessungen sind als Zeitreihe dargestellt und die einzelnen Fluglegs markiert. In allen Parametern sind z. T. starke Fluktuationen besonders im Bereich des Gebirges zu beobachten. Der Vertikalwind schwankt beispielsweise um bis zu  $\pm 6 \text{ m s}^{-1}$  über der Gebirgsregion. Für Wasserdampf sind an den gleichen Stellen über dem Gebirge in der oberen Troposphäre (Leg1 und Leg2) Amplituden von ungefähr 100 ppmv zu sehen. Die Amplitude im Wasserdampf nimmt mit zunehmender Höhe ab, da der Wasserdampfgradient in der UTLS abnimmt. Für Ozon sind die Fluktuationen, im Gegensatz

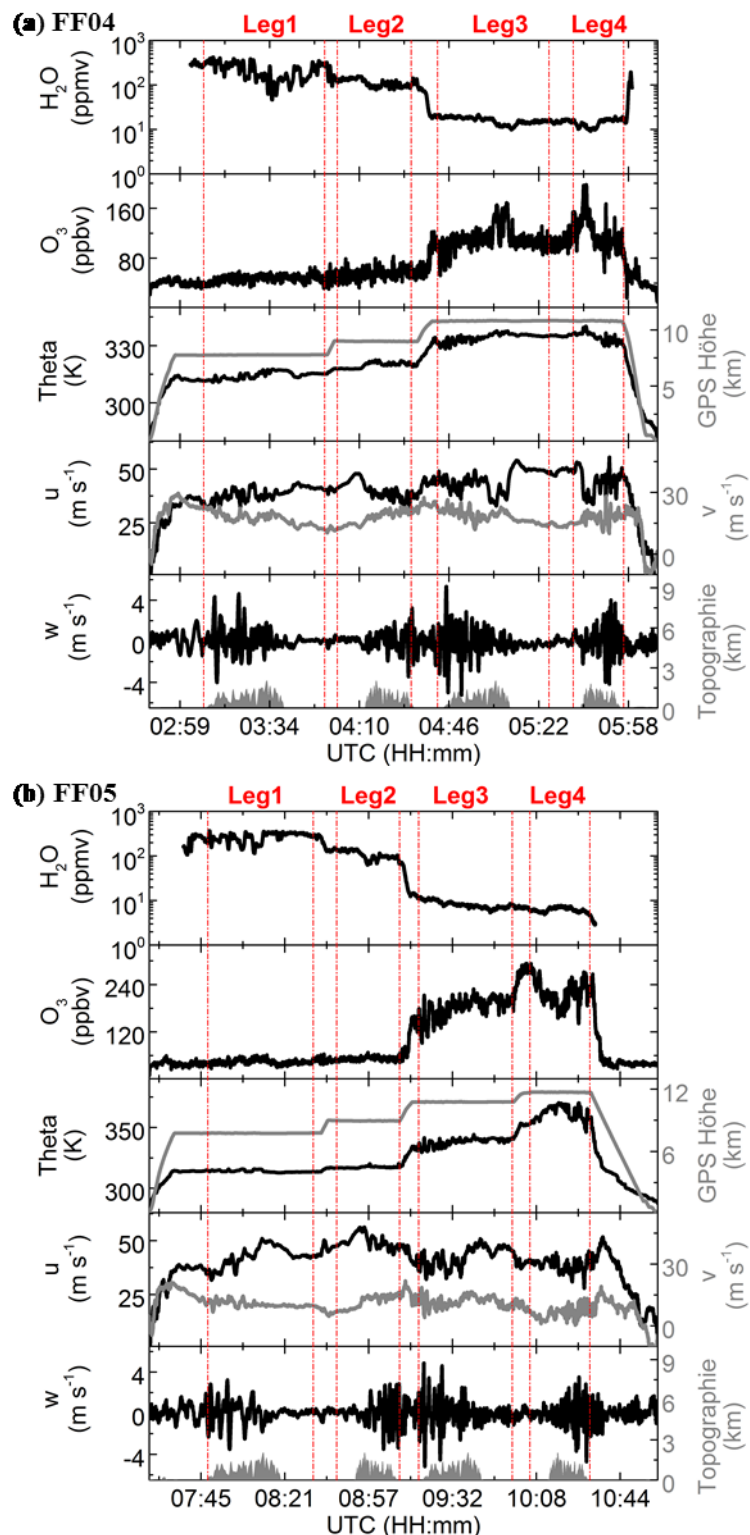


Abbildung 4.10: Falcon-Flüge FF04 (a) und FF05 (b) am 04.07.2014 über die Südlichen Alpen der Südinsel Neuseelands. Es sind die Zeitreihen des Wasserdampf-mischungsverhältnisses, des Ozonmischungsverhältnisses, der potentiellen Temperatur, der horizontalen Windkomponenten und der Vertikalwindkomponente gezeigt. Die Topographie des Gebirges ist im untersten Layer als graue Fläche dargestellt. Die Fluglegs sind mit den roten, gestrichelten Linien markiert.

zu Wasserdampf, aufgrund des starken Gradienten in der Stratosphäre höher. In der potentiellen Temperatur sowie in den horizontalen Windkomponenten werden ebenfalls Fluktuationen beobachtet, die mit der Gebirgsregion gekoppelt sind. Zusätzlich finden sich



vor allem im Horizontalwind noch größere Schwankungen im Luv der Gebirge, die auf einen größerskaligen, synoptischen Prozess unabhängig von den Schwerewellen hindeuten.

Die weitere Auswertung erfolgt pro Flugleg mit einer Auftragung über der Distanz, jeweils von West nach Ost. Der Mt. Aspiring (44.38°S, 168.73°E, 3033 m) als höchster Gipfel auf dem Flugweg dient als Referenzpunkt ( $x = 0 \text{ km}$ ). Die Distanz  $d_d$  errechnet sich aus dem Breitengrad  $\varphi$  und Längengrad  $\lambda$  mithilfe der Haversine-Formel (Veness, 2002):

$$d_d = 2 \cdot R_E \cdot \text{Atan2}(\sqrt{a}, \sqrt{1-a}) \quad 4.1$$

$$a = \sin^2(\Delta\varphi/2) + \cos\varphi_1 \cdot \cos\varphi_2 \cdot \sin^2(\Delta\lambda/2). \quad 4.2$$

Der Erdradius  $R_E$  geht mit 6371 km ein und die  $\text{Atan2}(y, x)$ -Funktion gibt den inversen Tangens (arctan) bezogen auf das Verhältnis von  $y/x$  wider.

Es wird in diesem Kapitel hauptsächlich das zweite Flugleg des Fluges FF04 (Abbildung 4.11) näher erläutert und auf die anderen Legs nur sehr kurz eingegangen. Die Zeitreihen aller Falcon-Fluglegs sind im Anhang A.7 gezeigt. Die Flughöhe von FF04 Leg2 lag auf 8,9 km und ist damit während dieser IOP in der oberen Troposphäre lokalisiert. Auf plötzliche Änderungen in der Wasserdampfverteilung, wie sie durch Gebirgswellen ausgelöst werden können, reagiert der CR-2 in diesem Feuchtigkeitsbereich sehr sensitiv. Die thermische Tropopause lag um diese Uhrzeit ( $\sim 4:30 \text{ UTC}$ ) bei ungefähr 10,9 km. Über dem Gebirge ist eine ausgeprägte Wellensignatur im Wasserdampf mit Amplituden bis zu 20 ppmv zu beobachten. Ein ähnliches Muster findet sich in der potentiellen Temperatur, allerdings antikorreliert, da die Gradienten beider Parameter ein entgegengesetztes Vorzeichen

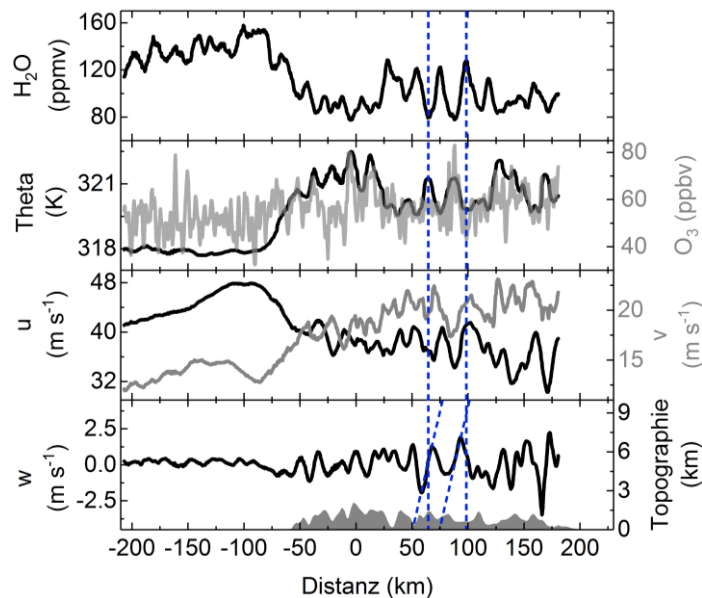


Abbildung 4.11: Ein Abschnitt der Zeitreihe des Fluges FF04, der in Abbildung 4.10a gezeigt ist. Es handelt sich hier um das 2. Flugleg auf 8,9 km Höhe. Die Distanz bezieht sich auf den Mt. Aspiring als höchstem Gipfel auf dieser Gebirgsüberquerung und ist von West nach Ost aufgetragen. Die vertikalen blau gestrichelten Linien markieren ausgewählte Wellenereignisse. Die diagonalen blau gestrichelten Linien im unteren Panel verbinden das Maximum bzw. Minimum der Vertikalwindbewegung mit den entsprechenden Maxima bzw. Minima in den Fluktuationen von Wasserdampf und potentieller Temperatur. Dies verdeutlicht die Phasenverschiebung zwischen  $w$  und  $\text{H}_2\text{O}$  bzw.  $\theta$ .

aufweisen. Zwei der Wellenzüge sind mit blauen, gestrichelten Linien markiert, um den Verlauf in allen Parametern des Graphen nachvollziehen zu können. Alle Parameter zeigen die gleiche Struktur, wobei bei der Vertikalwindkomponente die Wellenzüge in der Distanz nach vorne verschoben sind, worauf anschließend noch eingegangen wird. Auffällig im Wasserdampf ist die Abnahme der Mischungsverhältnisse zwischen -80 km und 0 km Distanz zum Hauptgipfel Mt. Aspiring. Das geht mit einer Zunahme der potentiellen Temperatur um 3 K und einem Wechsel der horizontalen Windrichtung einher. Diese Region markiert eine Veränderung der großskaligen, synoptischen Situation, wobei die Luv-Region unmittelbar vom troposphärischen Jetstream beeinflusst wird und ein erhöhtes Wasserdampfmischungsverhältnis zeigt. Die Region über dem Gebirge ist ein wenig trockener.

Auf allen Fluglegs finden sich ausgeprägte Fluktuationen in den gezeigten Parametern. Im Vertikalwind nimmt dabei die Amplitude mit steigender Höhe zu, da die Dichte abnimmt und die Energie erhalten bleibt (Nappo, 2012). Die Amplituden im Wasserdampf nehmen aufgrund des Gradienten mit der Höhe ab, während die potentielle Temperatur und Ozon größere Amplituden aufweisen. Die Strukturen der Fluktuationen sind auf den einzelnen Legs verschieden, allerdings finden sich nie ausgeprägte Wellen im Luv- und Lee-Bereich. Der Lee-Bereich wird nur von den GV-Messungen abgedeckt. Die Falcon befand sich aufgrund ihrer geringeren Reichweite im Lee des Gebirges immer im Steigflug und in einer Kurve, um auf das nächste Flugleg zu wechseln. Die größte Aktivität an Gebirgswellen ist jeweils von der Mitte des Gebirges an (ca. 0 km Distanz) bis nach Osten hin zu verzeichnen. Die Aktivität ist u. a. mit einer Änderung der Windrichtung korreliert, die am Anfang von Flug FF04 an der westlichen Gebirgsgrenze von SW auf West dreht. Im Tagesverlauf verschiebt sich der Windrichtungswechsel Richtung Osten bis zum höchsten Gipfel hin. Diese Änderung geht mit einer Änderung der Spurengasverteilung und der potentiellen Temperatur einher. Eine Besonderheit betrifft das vierte Leg des Fluges FF05 auf 11,8 km. Auf diesem Leg kommt es zu einer Antikorrelation zwischen der potentiellen Temperatur und Ozon. Dies ist ein untypisches Verhalten, welches in der Regel erst tiefer in der Stratosphäre bei wesentlich höheren Ozonmischungsverhältnissen beobachtet wird. Dies weist auf ein nicht-lineares Verhalten von Ozon hin und wird bei Moustouli et al. (2010) als der Einfluss kleinskaliger Wellen (<54 km) auf den vertikalen Gradienten von O<sub>3</sub> erklärt.

Die Analysen zum Wasserdampftransport beruhen auf der Annahme, dass der gemessene Wasserdampf als passiver Tracer betrachtet wird. Daher wird zusätzlich zu den in Abbildung 4.10 gezeigten Parametern die relative Feuchte entlang des Flugweges analysiert, um Gebiete mit Eisübersättigung zu identifizieren. Hohe relative Feuchten und Wolkenbildung infolge von Eisübersättigung können einen Einfluss auf die Schwerewellenausbreitung in der Atmosphäre haben. Die Strömungsbedingungen in Gebirgswellen können durch die Freisetzung oder Speicherung latenter Wärme infolge von Kondensations- und Verdunstungsprozessen beeinflusst werden (z. B. Lin, 2007; Jiang & Doyle, 2009; Cui et al., 2012). Der Eiswassergehalt als Indikator für Wolken wird aus den WARAN-Messungen ermittelt (vgl. Kapitel 3.1.3). Abbildung 4.12a zeigt, dass auf dem ersten Flugleg des ersten Falcon-Fluges auf 7,7 km Flughöhe Eisübersättigung und Wolkenbildung stattfand. Dies passierte über der östlichen Region der Südlichen Alpen (150-200 km Distanz), so dass die gebildeten Wolken als Leewellenzirren bezeichnet werden können. Diese Zirren waren auch

im Infrarot-Bild des MTSAT-2 Satelliten für 03 UTC sichtbar (Abbildung 4.12b), was ungefähr dem Zeitpunkt dieses Legs entspricht. Alle späteren Legs wiesen keine Eisübersättigung mehr auf. In den Satellitenbildern, die alle drei Stunden generiert wurden, waren gegen 06 UTC ebenfalls keine Zirren mehr zu beobachten. Durch die Wolkenbildung wurde die Luftschicht in der Höhe dehydriert und die Wasserdampfverteilung damit beeinflusst. Auf diesem Flugleg ist Wasserdampf somit kein passiver Tracer, weswegen es von der weiteren Analyse ausgeschlossen wird. Ein Einfluss auf höhergelegene Schichten ist quantitativ nicht belegbar. Da aber von einer Aufwärtsbewegung der Luftmassen infolge der Gebirgswellen auszugehen ist, kann das reduzierte Wasserdampfmischungsverhältnis die vertikalen Flüsse durchaus beeinflussen. Direkt über dem Gebirge (zwischen -50 und +140 km) wurden keine Wolken beobachtet, daher ist die Analyse der Flüge über den Südlichen Alpen Neuseelands bezüglich des Wasserdampftransports mit Wasserdampf als passivem Tracer möglich.

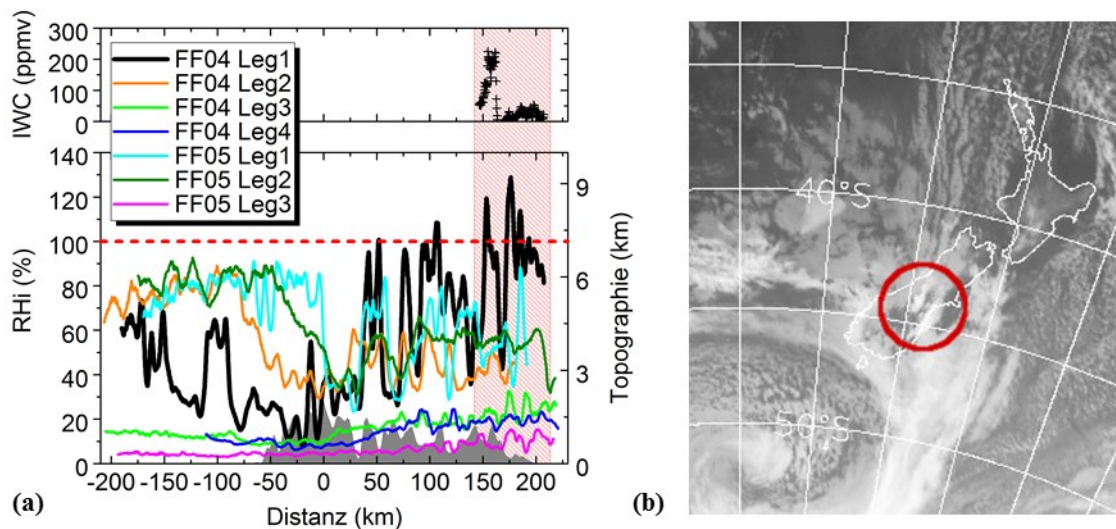


Abbildung 4.12: (a)  $RH_i$  und  $IWC$  für die Falcon-Flüge FF04 (Leg1-4) und FF05 (Leg1-3). Die rot gestrichelte Linie markiert die untere Grenze von 100 % für die Eisübersättigung. Hellrot unterlegt ist der Bereich, bei dem Eispartikel bei Eisübersättigung gemessen wurde. (b) MTSAT-2 Infrarot-Bild für 03 UTC. Der rote Kreis markiert die Position der schwerewelleninduzierten Eiswolken über der Südinsel Neuseelands. Bild bereitgestellt von: <http://metvuw.com>.

Es muss beachtet werden, dass die Wasserdampfmessungen des CR-2 einen zeitlichen Versatz zu den meteorologischen Daten haben, die am Nasenmast gemessen wurden. Durch Abgleich mit der potentiellen Temperatur, den Wasserdampfmessungen auf der Falcon untereinander und anderen Spurengasmessungen wird für jedes Leg eine Korrektur des zeitlichen Versatzes bestimmt. Die Ozonmessungen haben ebenfalls einen konstanten Zeitversatz (+10 s) im Vergleich zu den meteorologischen Daten aufgewiesen. Die Korrekturen für Wasserdampf sind in Tabelle 4.4 für jedes Flugleg gezeigt. Für den zeitlichen Versatz kommen mehrere Ursachen in Frage. Zum einen gab es auf der Falcon keine Möglichkeit die Uhrzeiten der einzelnen Instrumente synchron abzustimmen. Daher wurde vor jedem Flug manuell bei allen Geräten die Uhrzeit auf die GPS-Uhrzeit eingestellt, um die Einheitlichkeit zu garantieren. Hier kann es bei den Geräten untereinander zu Abweichungen weniger Sekunden gekommen sein. Beim CR-2 liegt die Hauptursache bei einer zeitlichen Verzögerung durch die PID-Regelung (siehe Abschnitt 3.1). Die Ansprechzeiten bei

Anpassung der Spiegeltemperatur können teilweise sehr lang sein und sind feuchteabhängig. Der Hersteller gibt Ansprechzeiten bis 40 s an (Buck, 2009). Als Auswirkung der verzögerten Ansprechzeiten können kleinskalige Strukturen verschoben oder unvollständig erfasst werden. Die relevanten Strukturen in der folgenden Auswertung sind allerdings größer als 10 km horizontale Wellenlänge und können vom CR-2 ohne Verzögerungseffekte aufgelöst werden. Zusätzlich ergibt sich aber die Frage, ob die Amplituden der Wasserdampf fluktuationen trotz des verlangsamten Ansprechverhaltens korrekt gemessen wurden. Der Vergleich mit den VCSEL-Daten zeigt, dass die Amplituden in der Tropopausenregion realistisch sind und die Strukturen nach Anwendung der Kalibrationsgleichung gut wiedergegeben werden (Anhang A.5). Für zukünftige Messungen mit dem CR-2 sollte das Gerät im Labor bezüglich des Ansprechverhaltens auf Änderungen im Wasserdampfmischungsverhältnis bei verschiedenen Feuchten charakterisiert werden.

Tabelle 4.4: Zeitliche Korrektur der CR-2-Daten in s pro Flugleg (+: Verschiebung in der Zeit nach vorne).

<b>FF04</b>	Leg1: +23	Leg2: +38	Leg3: +48	Leg4: +48
<b>FF05</b>	Leg1: +28	Leg2: +38	Leg3: +53	Leg4: +53

### 4.2.3 Vertikaler Transport von Wasserdampf über den Südlichen Alpen Neuseelands

Die Untersuchung eines vertikalen Transports von Wasserdampf wird mithilfe verschiedener Methoden beschrieben. In Kapitel 2.2.2 wurden die einzelnen Methoden vorgestellt. Ausgangspunkt der Auswertung ist die Berechnung des vertikalen Wasserdampf flusses  $w'H_2O'$ . Das Schema in Abbildung 4.13 verdeutlicht den Ablauf der Berechnungen, die zur Auswertung der Schwerewellenmessungen angewandt werden. Ausgehend von den Originalmessungen wird die Datenqualität kontrolliert und die Unsicherheiten der einzelnen Parameter bestimmt. Dann wird jeder Flug in Legs unterteilt, die auf konstanter Höhe und ohne Kurven in der synoptisch interessanten Region liegen. Jedes Flugleg wird separat analysiert – eine Zusammenführung der Ergebnisse zur Beurteilung des vertikalen Transports über mehrere Höhenschichten hinweg erfolgt im letzten Schritt bei der Bestimmung der vertikalen Flussdivergenz.

Mithilfe einer Filterfunktion werden die Fluktuationen der Parameter bestimmt und ein vertikaler Spurengasfluss bestimmt. In der weiterführenden Wavelet-Analyse werden die Ergebnisse bezüglich der örtlichen Auflösung, der Richtung des Transports und der Skalierung (dominierende horizontale Wellenlängenbereiche) genauer charakterisiert.

#### Wahl der Filtermethode

Anhand der Wasserdampfdaten auf dem zweiten Leg des Fluges FF04 werden verschiedene Filter angewandt und bezüglich ihrer Vor- und Nachteile beleuchtet. Eine Einführung in Filtermethoden, die in der Schwerewellenanalyse typisch sind, wurde in Kapitel 2.2.2

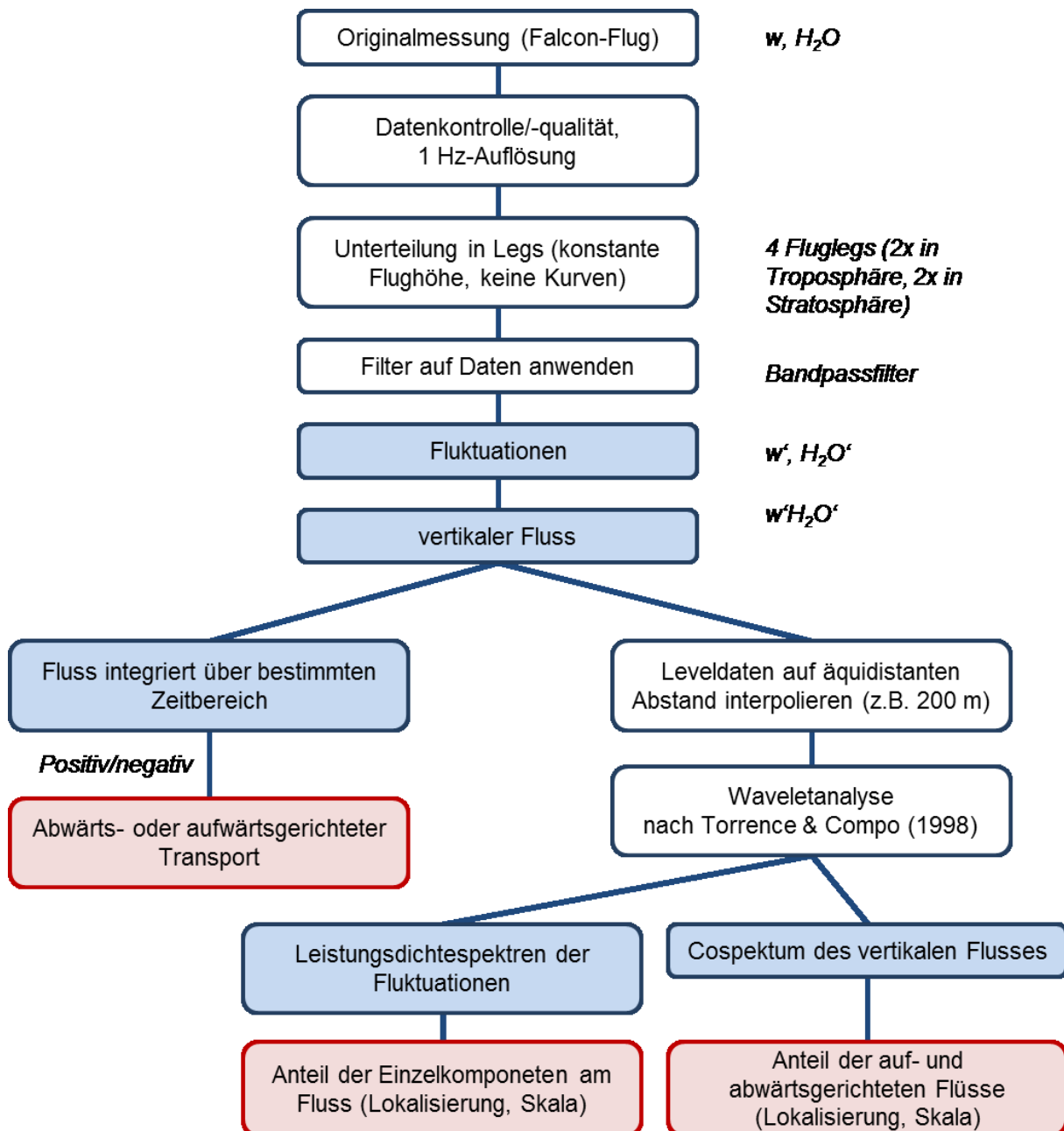


Abbildung 4.13: Schema für die Auswertung von in-situ Messungen zur Untersuchung des Spurengastransports während eines Schwerwellenereignisses. Weiß unterlegte Kästen kennzeichnen die angewandten Methoden bzw. die Ausgangslage. Blau unterlegte Kästen kennzeichnen Zwischenergebnisse und rote Markierungen bedeuten Endergebnisse. Die kursiv geschriebenen Bemerkungen spezifizieren explizite Ergebnisse bzw. Parameter und Methoden.

gegeben. In Abbildung 4.14 sind der Abzug eines Trends bzw. eines Legmittelwertes (oberes Panel), die Anwendung eines gleitenden Mittelwertes verschiedener Fenstergrößen (mittleres Panel) und die Bandpassfilterung ebenfalls für verschiedene Wellenlängenbereiche gezeigt. Da die Länge der Falcon-Fluglegs durch die Reichweite der Falcon und die Zielsetzung (jeweils 4 Gebirgsquerschnitte pro Flug) eingeschränkt ist, kann maximal bis zur horizontalen Wellenlänge von 150 km aufgelöst werden. Damit wird die Untersuchung großskaliger Prozesse (mehrere hundert km) ausgeschlossen. Allerdings können Effekte dieser überlagerten Prozesse auch kleinere Wellenlängen beeinflussen. Die minimal auflösbare Wellenlänge wird hier mit 360-440 m definiert, was sich aus der 1 Hz-Auflösung der Daten

und Flugzeuggeschwindigkeiten von 180 bis 220 m s<sup>-1</sup> ergibt. Die Bandpassfilter sind somit für horizontale Wellenlängen zwischen 300 m und 20/80/150 km durchlässig. Die untere Grenze (300 m) ist kleiner als die minimal auflösbare Wellenlänge auf den Fluglegs, um die Wellenlängenskala für alle Legs einheitlich zu gestalten. In die Interpretation gehen diese kleinen Wellenlängen aufgrund der großen Unsicherheit nicht ein. Die gleitenden Mittelwerte beziehen sich ursprünglich auf Zeitwerte, so dass eine Umrechnung in Wellenlängen anhand der Flugzeuggeschwindigkeit (Mittelwert über das jeweilige Flugleg) stattfindet. Damit sind alle Legs bezüglich der gewählten Fensterbreite konsistent.

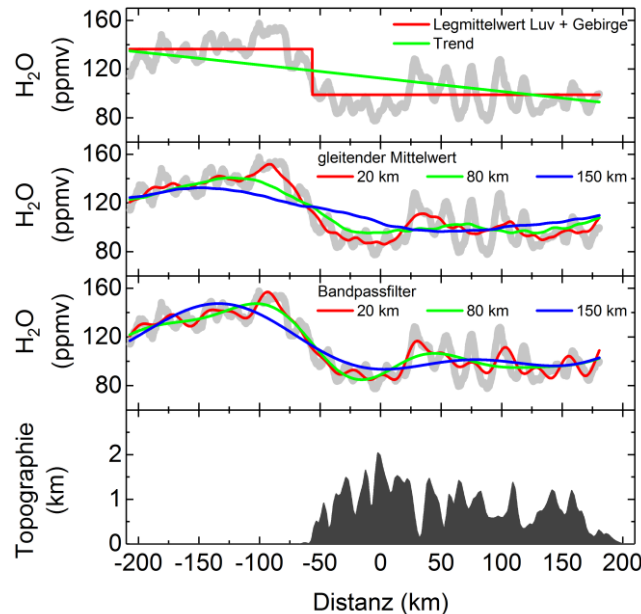


Abbildung 4.14: Anwenden verschiedener Filterfunktionen (bunte Linien) auf die Wasserdampfdaten (hellgrau) des Fluges FF04 Leg2. Im oberen Panel sind der Abzug eines Mittelwertes mit Unterteilung in Luv- und Gebirgsregion und des Legtrends dargestellt. Das mittlere Panel zeigt den gleitenden Mittelwert und das untere Panel den Bandpassfilter jeweils für die horizontalen Wellenlängen 20, 80 und 150 km. Im untersten Panel ist die Topographie in dunkelgrau aufgetragen

Durch den Abzug eines Trends oder eines Legmittelwertes bleibt der gesamte Wellenlängenbereich erhalten. Allerdings erschweren beide Methoden die Zuordnung der Fluktuationen zu klein- bis mittelskaligen Prozessen der Schwerewellen oder zu größerskaligen Prozessen aufgrund der dynamischen und synoptischen Variabilität. Da im vorliegenden Fallbeispiel der Jetstream die Verteilung von Wasserdampf besonders in der Luvregion des Gebirges beeinflusst, kann der synoptische Einfluss kaum herausgefiltert werden. Die Methoden sind außerdem stark abhängig von der Lage der Anfangs- und Endwerte. Eine geringe Verschiebung dieser Punkte bewirkt einen signifikanten Einfluss auf die lineare Funktion von Trend oder Mittelwert. Zudem ist das Festlegen der Grenze zwischen Luv- und Gebirgsregion sehr störanfällig. Der gleitende Mittelwert und die Bandpassfiltermethode folgen für alle Wellenlängen grob dem Verlauf der Wasserdampfverteilung. Dadurch werden synoptische Effekte, die nicht zu den Schwerewellen zählen, gut unterdrückt. Es wird damit die genaue Analyse begrenzter Wellenlängenbereiche ermöglicht. Dies ist ein Vorteil gegenüber dem Abzug eines Trends oder des Legmittelwertes.

Zur Beurteilung der oberen Grenze der Filter werden unterschiedliche Wellenlängen verglichen: 20 km (nur Einbezug kleiner Wellenlängen), 80 km (mittlere Wellenlänge) und 150 km (maximal mögliche Wellenlänge für die Fluglegs). Anhand der Abbildung 4.14 ist ersichtlich, dass bei 20 km Grenzwellenlänge die Amplituden einiger Fluktuationen nicht vollständig erfasst werden. Diese Grenzwellenlänge verringert demzufolge den Anteil der Fluktuationen, die den Schwerewellen zugeordnet werden könnten und vernachlässigt den Einfluss von Wellenlängen  $>20$  km auf das Verhalten der Wasserdampfverteilung. Bei 80 km ist der grobe Verlauf der Messung gut abgebildet, das gleiche gilt für die 150 km. Bei letzterer Wellenlänge dominiert allerdings die Änderung in der Verteilung zwischen Luv und über dem Gebirge als große Welle die herausgefilterten Fluktuationen. Diese großskalige Fluktuation hat ihre Ursache im Jetstream, der der Insel vorgelagert ist und z. B. in den Rückwärtstrajektorien zu sehen ist (Kap. 4.2.1). Der Jet reicht nur bis an das Gebirge auf der Südlichen Inseln Neuseelands heran und transportiert feuchte Luftmassen. Über dem Gebirge ist die  $RH_i$  geringer, da die Luftmassen durch die südwestliche Anströmung des Gebirges eine unterschiedliche Historie im Vergleich zur Luv-Region haben und aus den Randbereichen des Jets stammen. Der Jet sorgt somit vor allem vor dem Gebirge (im Westen) für horizontalen Transport, der aber für die Schwerewellenanalyse vernachlässigt werden soll. Daher ist eine Filterfunktion mit der oberen Grenzwellenlänge von 80 km gut geeignet.

Mithilfe der Wavelet-Analyse (vgl. Kapitel 2.2.2) wurden die Leistungsdichtespektren für die Vertikalwind- und Wasserdampffluktuationen für horizontale Wellenlängen bis 80 km nach der Filterung mit dem gleitenden Mittelwert bzw. dem Bandpassfilter erstellt und verglichen. In Abbildung 4.15 sind die Vertikalwindfluktuationen (links) und Wasserdampffluktuationen nach entsprechender Filterung dargestellt. Aus der Auftragung der Fluktuationen über die Distanz (oberstes Panel) sind nur geringfügige Unterschiede in den Amplituden zwischen beiden Filtermethoden sichtbar, während die Struktur gleich ist. Die Leistungsdichtespektren zeigen hingegen, in welchen Regionen und bei welchen Wellenlängen sich die Fluktuationen nach der Anwendung der Filtermethoden unterscheiden (mittlere Panel). Für beide Parameter wird bestätigt, dass die Filter die gleichen Strukturen im Datensatz hervorheben. In den Vertikalwindfluktuationen sind die Unterschiede sehr klein und beziehen sich auf die Amplituden. Bei den Wasserdampffluktuationen werden allerdings im gleitendem Mittelwert nicht alle horizontale Wellenlängen  $>80$  km herausgefiltert. Die Amplituden in den großen Wellenlängen schwächen die Amplitude für Wellenlängen um die 20 km. Deutlich wird das in den globalen Waveletspektren (GWS; *global wavelet spectrum*), in denen die Leistung über alle lokalen Wavelets gemittelt wurde. Damit werden die dominanten Wellenlängen entlang des gesamten Fluglegs hervorgehoben. In  $w'$  sind für beide Filter die gleichen Wellenlängen in leicht unterschiedlicher Amplitude aufgeteilt. In  $H_2O'$  gibt es im gleitenden Mittelwert einen großen Ausschlag für Wellenlängen  $>80$  km, der beim Bandpassfilter nur als abfallende Flanke vorhanden ist. Im untersten Panel der Abbildung 4.15 ist die Differenz zwischen den Leistungsdichtespektren nach Bandpassfilterung und nach Filterung mit gleitendem Mittelwert farbkodiert dargestellt. Blaue Bereiche zeigen den vorherrschenden Einfluss des gleitenden Mittelwerts auf die Darstellung und rote Bereiche den Einfluss der bandpassgefilterten Daten. Bei der Methode des gleitenden Mittelwerts sind, trotz der Grenzwellenlänge von 80 km, Fluktuationen im Wasserdampf für horizontale Wellenlängen

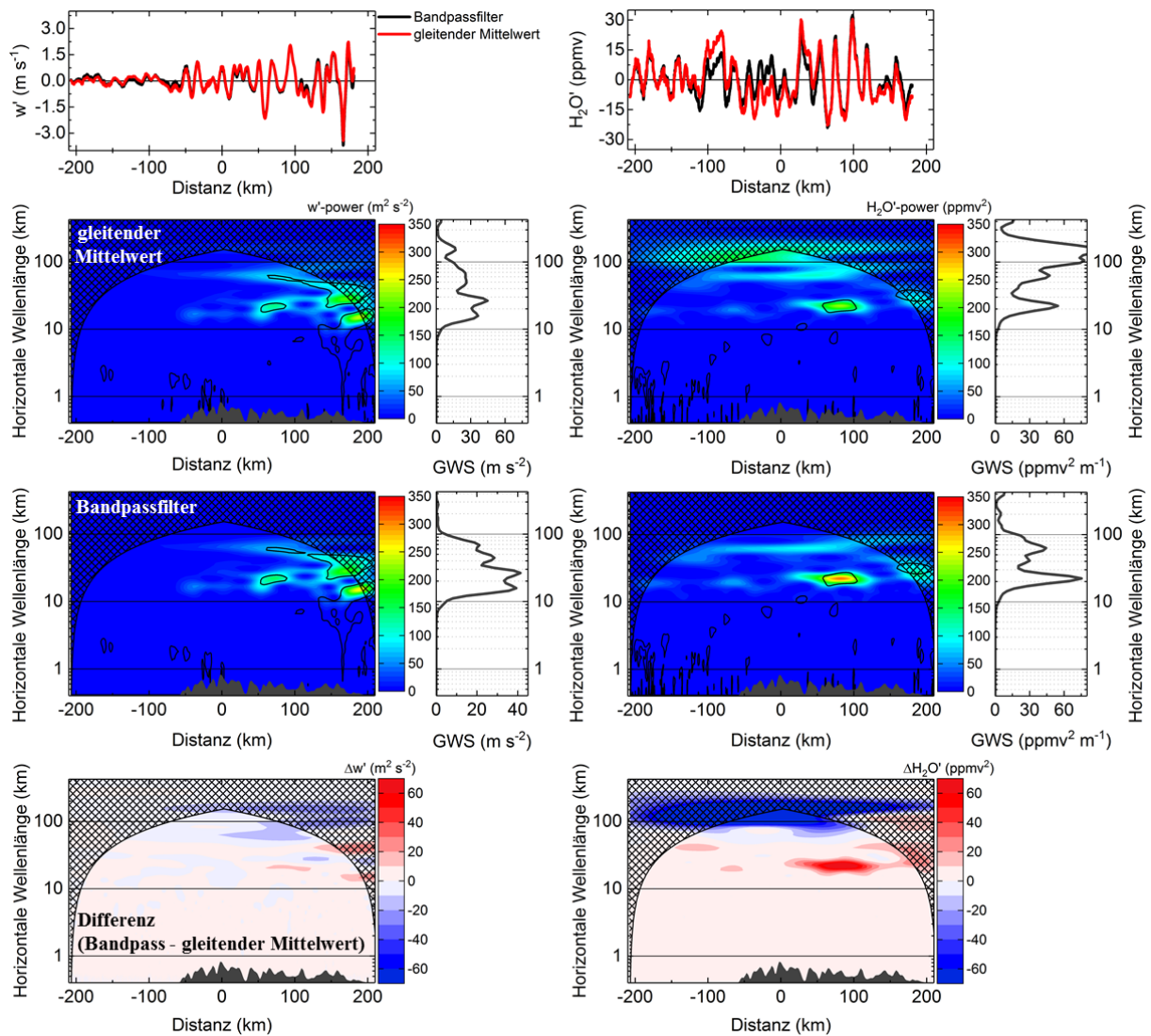


Abbildung 4.15: Vergleich von Bandpassfilter und gleitendem Mittelwert für den Falcon-Flug FF04 Leg2: links sind die Ergebnisse für die Vertikalwindfluktuationen gezeigt und rechts für die Wasserdampf fluktuationen. Im obersten Panel sind die Fluktuationen über der Distanz für beide Filtermethoden dargestellt. Im zweiten und dritten Panel sind die Leistungsdichtespektren von  $w'$  und  $H_2O'$  ermittelt über den gleitenden Mittelwert bzw. den Bandpassfilter gezeigt. Im untersten Panel ist die Differenz aus beiden Filtermethoden ersichtlich. Die Farbskala stellt die Differenz zwischen den Fluktuationen aus Bandpassfilter und gleitendem Mittelwert dar. Die Ergebnisse gelten für horizontale Wellenlängen bis 80 km. Die ausgekreuzten Bereiche markieren den COI. Die dunkelgrauen Flächen zeigen die Topographie auf dem Flugleg.

zwischen 100 und 200 km enthalten. Die Amplitude ist über dem westlichen Beginn des Gebirges maximal und somit auf den Jetstream zurückzuführen. Dieser Transportprozess sollte für die Analyse des vertikalen Transports von Wasserdampf ausgeschlossen werden. Der gleitende Mittelwert ist in diesem Beispiel also nicht so gut geeignet, die dominierenden Fluktuationen im Wasserdampf infolge der Gebirgswellen zu analysieren. Der Bandpassfilter zeigt im Gegensatz dazu eine erhöhte Amplitude für Fluktuationen um 20 km horizontale Wellenlänge und betont somit Transportprozesse im kleinen und mittleren Wellenlängenbereich, die auf die Gebirgswellen zurückgeführt werden können. In den Vertikalwindfluktuationen ist der Einfluss von Wellenlängen  $>80$  km beim gleitenden Mittelwert ebenfalls zu beobachten. Für die im Folgenden gezeigten Analysen wird somit der Bandpassfilter zwischen 300 m und 80 km gewählt, um den Einfluss von Gebirgswellen auf



den vertikalen Wasserdampftransport zu untersuchen. Innerhalb dieses Wellenlängenbereiches befinden sich auch die Gebirgswellen, die für den Energie- und Impulstransport verantwortlich sind (Smith et al., 2016; Bramberger et al., 2017).

### Vertikaler Wasserdampffluss auf 8,9 km

Der vertikale Spurengasfluss setzt sich aus den Fluktuationen des Vertikalwindes und der Spurengaskonzentration auf einem Flugleg zusammen. Die Fluktuationen ergeben sich aus der Anwendung der Filterfunktion auf die Originaldaten und verdeutlichen auf welchem Flugabschnitt und mit welcher Intensität die einzelnen Parameter variieren. In Abbildung 4.16 sind die Fluktuationen von Vertikalwind und Wasserdampf, sowie der vertikale Wasserdampffluss und das Integral des Flusses  $\int_{x_1}^{x_2} w'H_2O'dx$  (mit  $x_1 \cong -200 \text{ km}$  und  $x_2 \cong +200 \text{ km}$ ) dargestellt. Für die Vertikalwindfluktuationen (schwarz) sind in Abbildung 4.16a im Luvbereich (bis -50 km Distanz) keine Strukturen erkennbar. Erst in der Mitte des Gebirges von +20 bis +100 km Distanz sind Schwingungen deutlich zu sehen. Im Osten des Gebirges bei ca. 170 km befindet sich noch ein starker negativer Ausschlag (Ausreißer). Wasserdampf zeigt im Gegensatz zum Vertikalwind auch in der Luv-Region Fluktuationen, die allerdings unregelmäßig geformt ist. Genau wie im Vertikalwind sind die Schwingungen in der Mitte des Gebirges gleichmäßig und laufen nach Osten hin mit einer unregelmäßigen Periode aus.

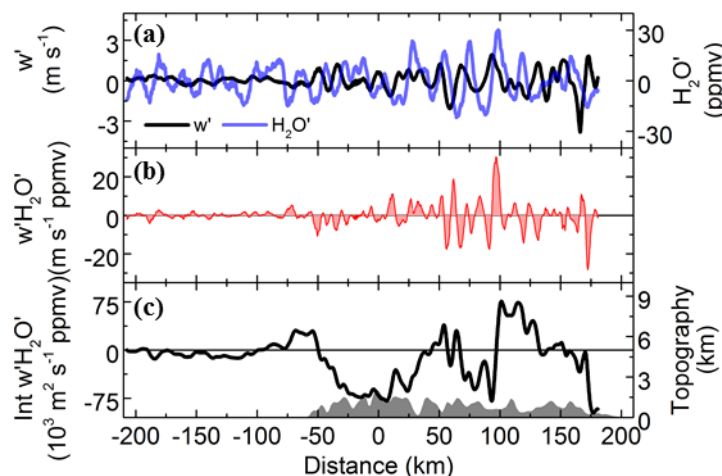


Abbildung 4.16: Ergebnisse der Berechnung für den vertikalen Wasserdampftransport für FF04 Leg2 auf 8,9 km. Die Fluktuationen des Vertikalwindes (schwarz) und des Wasserdampfes (blau) in (a) werden zum lokalen vertikalen Wasserdampftransport  $w'H_2O'$  kombiniert (b). Im unteren Panel (c) sind der integrierte vertikale Wasserdampftransport und die Topographie (graue Fläche) gezeigt.

Der vertikale Wasserdampftransport (Abbildung 4.16b) als Produkt von Vertikalwindfluktuationen und Wasserdampftransportfluktuationen ist im Luvbereich sehr klein und wird erst über der Gebirgsregion signifikant. Über dem Gebirge nimmt die Amplitude des Flusses von West nach Ost hin zu mit dem Maximum über der mittleren Region. Die Strukturen treten in den Bereichen auf, in denen auch die Fluktuationen der Parameter maximal sind. Interessant ist die Auslöschung der Wasserdampftransportfluktuationen im Luvbereich, die im vertikalen Fluss nicht auftauchen und somit keinen Transport von Wasserdampf in vertikaler Richtung verursachen. Wird der vertikale Wasserdampftransport von West nach Ost (-200 km bis +200 km Distanz) über

die Distanz aufsummiert, ergibt sich der integrierte vertikale Wasserdampftransport im unteren Panel. In der Luvregion ist der integrierte Fluss nahe Null. Eine Zunahme ist von +30 km bis +60 km und von +90 km bis +180 km Entfernung zum Mt. Aspiring Gipfel zu beobachten mit einem Maximum von  $39.000 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \text{ ppmv}$  bzw.  $76.000 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \text{ ppmv}$ . Weiter östlich verschiebt sich der Trend ins Negative (bis auf  $-98.000 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \text{ ppmv}$ ), bedingt durch geringe Wasserdampftransportfluktuationen bei gleichzeitig größeren Amplituden in den Vertikalwindfluktuationen und vor allem durch den Ausreißer in  $w'$  bei +170 km. Auf der westlichen Seite des Gebirges, zwischen -50 km und +30 km, tritt ebenfalls ein negativer integrierter Fluss auf. Diese Region ist in den Ausläufern des troposphärischen Jetstreams lokalisiert, der die Wasserdampfverteilung durch horizontale Transportprozesse beeinflusst (siehe z. B. Abbildung 4.6a und Abbildung 4.9). Die Abnahme des Wasserdampfmischungsverhältnisses zwischen -80 km und 0 km Distanz (Abbildung 4.16c) kann nicht vollständig durch den genutzten Bandpassfilter entfernt werden und ist somit in den berechneten Fluktuationen durch kleinskalige Störungen mit einer negativen Wichtung präsent.

Da Wasserdampf in der Troposphäre einen negativen Gradienten mit der Höhe aufweist, indiziert ein positiver Fluss, beobachtet über dem mittleren Teil der Südlichen Alpen Neuseelands, hauptsächlich einen Aufwärtstransport von großen Mischungsverhältnissen hin zu kleineren Mischungsverhältnissen. Im Umkehrschluss deutet ein negativer Fluss (über dem östlichen Teil des Gebirges) auf einen Abwärtstransport hin.

### Wellenlängenspektrum des vertikalen Wasserdampftransportes

Wavelet-Analysen ermöglichen hier die genaue Lokalisierung des Wasserdampftransportes, die Bestimmung der Richtung des Transportweges und die Quantifizierung der Wellenlängenskala, auf der der Transport erfolgt.

Abbildung 4.17 zeigt die Amplituden der Fluktuationen von Vertikalwind (a) und Wasserdampf (b) für das zweite Flugleg von FF04 auf den horizontalen Wellenlängen 300 m bis 400 km. Diese Leistungsdichtespektren repräsentieren die spektral aufgelösten Varianzen von  $w'$  und  $\text{H}_2\text{O}'$ , während das Cospektrum in Panel (c) die Kovarianz-Wavelets von  $w'\text{H}_2\text{O}'$  zeigt. Die ausgekreuzte Fläche in den Graphen zeigt den COI, dessen Ergebnisse aufgrund von Kanteneffekten in der Analyse mit Vorsicht betrachtet werden sollten. Wavelets mit einer Signifikanz von 5 % sind mit einer schwarzen Umrandung gekennzeichnet (Kapitel 2.2.2). Die größten Amplituden in allen Graphen ergeben sich für horizontale Wellenlänge von 10 km bis 80 km, wobei die obere Grenze durch den genutzten Bandpassfilter festgelegt ist. Die Peaks sind über dem mittleren bzw. östlichen Teil des Gebirges lokalisiert, wobei die Strukturen in den Leistungsdichtespektren für Vertikalwind und Wasserdampf ähnlich sind, aber unterschiedliche Intensitäten ausweisen. Wasserdampf zeigt die größte Amplitude bei +75 km Distanz und einer Wellenlänge von 22 km. Hingegen ist die spektrale Leistungsdichte der Vertikalwindstörungen bei ungefähr +180 km am größten und erstreckt sich über einen größeren Wellenlängenbereich zwischen 15 und 30 km. Die Wasserdampfamplitude könnte in diesem Bereich reduziert sein, da im darunterliegenden Flugleg auf 7,7 km eine Stunde vorher Kondensation beobachtet wurde. Die Wolkenbildung reduziert das Wasserdampfmischungsverhältnis und somit auch die durch die Gebirgswellen ausgelöste Fluktuation.

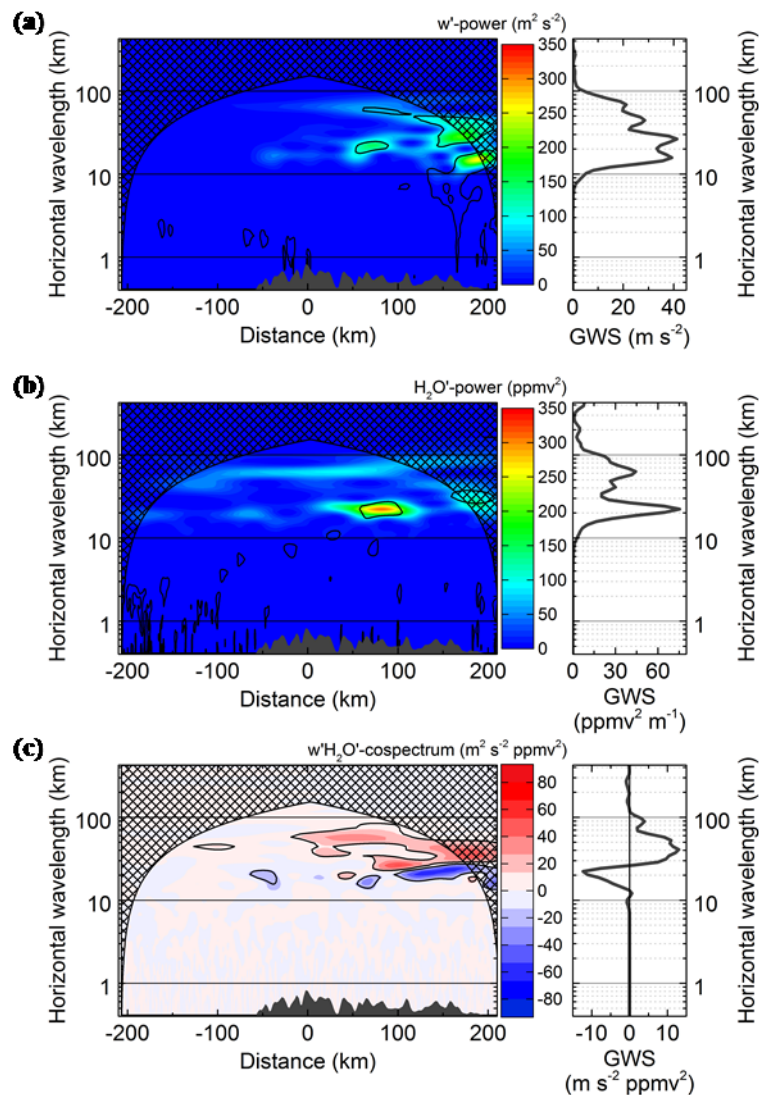


Abbildung 4.17: Ergebnisse der Wavelet-Analyse von FF04 Leg2: Leistungsdichtespektren der Vertikalwindfluktuation (a) und der Wasserdampf-Fluktuation (b) sowie das Cospektrum des vertikalen Wasserdampftransports (c). Die rechten Panels zeigen die zugehörigen globalen Waveletspektren (GWS). Die Farbkodierung gibt jeweils die Amplitude an. Die dünnen schwarzen Linien um die farbigen Flächen herum sind das 95 % Konfidenzlevel; die kreuzschraffierte Fläche kennzeichnet den COI. Die Topographie (maximale Gipfelhöhe von 2049 m) ist durch die dunkelgraue Fläche unten in jedem Panel gezeigt.

Im Wasserdampf-Leistungsdichtespektrum gibt es eine zusätzliche Schicht mit erhöhten, aber nicht signifikanten Wavelets mit einer horizontalen Wellenlänge von 60 km zwischen -80 und +100 km Distanz. Diese Amplituden können durch größere Wellenlängen induziert werden, die nicht Teil der Analyse sind, aber durch horizontale Advektion im troposphärischen Jetstream beeinflusst wurden. Zusätzlich sind in beiden Leistungsdichtespektren signifikante Bereiche für Wellenlängen kleiner 10 km und Amplituden kleiner als  $0,1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$  bzw.  $0,1 \text{ ppmv}^2$ . Diese Bereiche weisen auf kleinskalige Fluktuationen in beiden Parametern hin, die für den vertikalen Transport nicht relevant sind, aber auf Mischungsprozesse hinweisen. Im Vertikalwind befinden sich diese kleinskaligen Fluktuationen vor allem über dem mittleren und östlichen Teil des Gebirges, wo es in Drossenabwürfen Hinweise auf Turbulenz gibt (Kap. 4.2.4). In den rechten Graphen von Abbildung 4.17 werden die GWS gezeigt. Für beide Parameter wird die meiste spektrale Leistungsdichte in horizontalen Wellenlängen kleiner als 30 km mitgeführt. Eine zweite Mode mit geringerer Amplitude

befindet sich bei 40 bis 80 km horizontale Wellenlänge. Im untersten Panel der Abbildung wird das Cospektrum gezeigt. Auch hier befinden sich die signifikanten Wavelets in einem Wellenlängenbereich von 10 bis 80 km. Ein Aufwärtstransport ist mit der roten Farbgebung gekennzeichnet und ein Abwärtstransport mit der blauen. Die individuellen Leistungsdichtespektren der beiden Parameter tragen jeweils zum lokalen Fluss bei. Horizontale Wellenlängen von 22 bis 60 km dominieren den aufwärts gerichteten Transport von Wasserdampf. Der abwärts gerichtete Fluss über dem östlichen Teil des Gebirges wird von Wellenlängen zwischen 20 und 22 km übernommen. Die Vertikalwindfluktuationen sind die Hauptursachen für diesen Transport.

Quadrantenanalysen von  $w'$  und  $H_2O'$  (nicht gezeigt) haben ergeben, dass der positive Fluss  $w'H_2O'$  durch den Aufwärtstransport von großer Feuchte in ein Gebiet mit geringerer Feuchte mit den horizontalen Wellenlängen größer als 22 km erfolgt. Weniger hervorgehoben ist der Abwärtstransport von geringerer Feuchte, der ebenfalls ein positives Vorzeichen in der Flussberechnung hat. Der negative Fluss für Wellenlängen kleiner als 22 km ist zu gleichen Teilen das Resultat eines aufwärts gerichteten Transports von geringer Feuchte und eines abwärts gerichteten Transport von großer Feuchte, so dass ein reduziertes Wasserdampfmischungsverhältnis auf Flughöhe gemessen wird.

Alles in allem findet auf dem analysierten Flugleg auf 8,9 km Höhe ein aufwärts gerichteter Transport von Wasserdampf statt. Durch das zerklüftete Terrain der Südlichen Alpen mit vielen Gipfeln und Tälern werden verschieden-skalige Schwerewellen mit unterschiedlichen Eigenschaften angeregt. Smith et al. (2016) und Bramberger et al. (2017) haben klein- und gröberskalige Schwerewellen mit unterschiedlichen Eigenschaften beobachtet. Fluss-transportierende Wellen haben eine größere Wellenlänge als 20 km. Wellen mit Wellenlängen um und kleiner als 20 km sind im Vertikalwind vorherrschend und transportieren keine Energie oder Impuls aufwärts (Smith & Kruse, 2017). Dies kann durch dynamische Gründe erklärt werden, da nur längerskalige Wellen, die vertikal propagieren und nicht vollständig oder teilweise reflektiert werden, Energie und Impuls vertikal transportieren können.

### **Profil des vertikalen Wasserdampfflusses in der UTLS**

Bis jetzt bezogen sich die Analysen auf ein einzelnes Flugleg in der Troposphäre. Durch die Kombination der Falcon- und GV-Messungen kann ein Profil des vertikalen Wasserdampfflusses in der UTLS-Region erstellt werden. Die Falcon-Flüge sowie der GV-Flug können gleichzeitig eine zeitliche Entwicklung der synoptischen Situation abbilden (siehe nächster Abschnitt). Der Flugweg war ähnlich, wobei unterschiedliche Höhen abgedeckt wurden, um die vertikale Ausbreitung der Gebirgswellen zu untersuchen. In Abbildung 4.18 sind die Falcon-Legs 1-3 (FF05) zwischen 7,7 und 10,8 km mit den GV-Legs 4+5 auf 12,0 und 13,0 km (parallel zu FF05 Leg3+4) kombiniert. Für alle Fluglegs wurden die Variablen Vertikalwind und Wasserdampfmischungsverhältnis auf das Integral der Gauß-Kurve mit  $\mu = 0$  und  $\sigma^2 = 1$  normiert (siehe Kap. 2.2.2). Die Normierung ist nötig, um die Werte auf unterschiedlichen Höhen miteinander vergleichen zu können. Anschließend wird der Filter angewandt und der lokale, vertikale Wasserdampffluss ermittelt. Während aller Falcon- und GV-Strecken treten signifikante Wasserdampf Flüsse über dem Gebirge auf (Abbildung 4.18a). Die thermische Tropopause lag zu diesem Zeitpunkt bei ungefähr

10,5 km, so dass sich der beobachtete Wasserdampftransport über die Tropopause hinweg erstreckte. Die Wellenstruktur verharrt annähernd stationär über alle Höhen, ein Wellenpaket steht z. B. immer bei ungefähr +100 km Distanz. In der Luv- und der Lee-Region treten nur sehr geringe vertikale Flüsse auf.

Um ein Vertikalprofil des Wasserdampftransportes zu erhalten, wird über den Bereich vom höchsten Gipfel ( $x = 0 \text{ km}$ ) zum östlichen Ende der Südlichen Alpen ( $x = +202 \text{ km}$ ) integriert und über die Länge der Distanz normiert. Dieser Bereich wird auf fast allen Höhen komplett durch Messungen abgedeckt und zeigt starke Gebirgswellen-Aktivität. Unter der Annahme quasi-stationärer Gebirgswellen wird der maximale Zeitunterschied der einzelnen Fluglegs von 3 h vernachlässigt. Aus dem Vertikalprofil wird die vertikale Flussdivergenz  $\partial(\overline{w'H_2O'})/\partial z$  zwischen den einzelnen Flughöhen abgeleitet, wobei Advektion vernachlässigt wird (vgl. Gl. 2.14; Kiemle et al. (2011)). Allgemein gilt, dass eine negative Flussdivergenz die Luftschicht zwischen  $z_2$  und  $z_1$  befeuchtet ( $\partial\bar{q}/\partial t > 0$ ). Eine positive Flussdivergenz bewirkt hingegen niedrigere Wasserdampfmischungsverhältnisse (Trocknung). Die Flussdivergenz ist das Ergebnis aus dem Stattfinden eines vertikalen Wasserdampftransportes (ausgedrückt im vertikalen Fluss). Wird dementsprechend eine gut durchmischte Atmosphäre angenommen, bei der kein horizontaler oder vertikaler Transport stattfindet, ist keine Flussdivergenz vorhanden. Die Werte der vertikalen Flussdivergenzen für die Flüge FF04 und FF05 kombiniert mit RF16 sind in Tabelle 4.5 zusammengefasst.

Tabelle 4.5: Vertikale Flussdivergenzen von Wasserdampf für die kombinierten Flüge FF04, FF05 und RF16. Die Ergebnisse sind für zwei horizontale Wellenlängenbereiche gezeigt.

Flug	Legzahl	Flughöhe (km)	$\frac{\partial(\overline{w'H_2O'})}{\partial z}$ ( $\text{ppmv s}^{-1}$ )	$\frac{\partial(\overline{w'H_2O'})}{\partial z}$ ( $\text{ppmv s}^{-1}$ )
			$\lambda_h = 300 \text{ m} - 80 \text{ km}$	$\lambda_h = 22 \text{ km} - 80 \text{ km}$
FF04	Leg1→Leg2	7,7 – 8,9	$3,0 \cdot 10^{-2}$	$-2,9 \cdot 10^{-2}$
FF04	Leg2→Leg3	8,9 – 10,8	$-1,5 \cdot 10^{-3}$	$-1,1 \cdot 10^{-3}$
FF05	Leg1→Leg2	7,7 – 8,9	$5,2 \cdot 10^{-2}$	$4,6 \cdot 10^{-2}$
FF05	Leg2→Leg3	8,9 – 10,8	$-3,2 \cdot 10^{-3}$	$-2,2 \cdot 10^{-3}$
FF05/ RF16	Leg3 (FF05)→Leg4 (RF16)	10,8 – 12,0	$2,4 \cdot 10^{-4}$	$-9,0 \cdot 10^{-4}$
RF16	Leg4→Leg5	12,0 – 13,0	$-7,9 \cdot 10^{-5}$	$-5,8 \cdot 10^{-5}$

Das Vertikalprofil des Wasserdampftransportes ist in Abbildung 4.18b gezeigt. Um die Transporteigenschaften verschiedener horizontaler Wellenlängen hervorzuheben, sind die Profile für horizontale Wellenlängen zwischen 300 m und 80 km (kompletter Wellenlängenbereich, siehe Abschnitt Filter) und zwischen 22 und 80 km (hauptsächlich aufwärts gerichteter Transport)

zeigt. Es wird zuerst das Vertikalprofil für den Wellenlängenbereich zwischen 22 und 80 km (gepunktete Linie in Abbildung 4.18b) betrachtet. In diesen horizontalen Wellenlängen findet laut Wavelet-Analyse (vgl. Abbildung 4.17c) ein aufwärts gerichteter Transport von Wasserdampf statt. Die negativen vertikalen Flussdivergenzen im Höhenbereich zwischen 8,9 und 13,0 km bestätigen diese Aussage: feuchte Luft wurde nach oben transportiert. Die positive Flussdivergenz zwischen den beiden unteren Flughöhen (7,7-8,9 km) wird durch den stark negativen Wasserdampftransport auf 7,7 km hervorgerufen. Ursache können Transport- und Mischungsprozesse sein, die unterhalb der Flughöhe in der mittleren Troposphäre stattfinden und nicht von den in-situ Messungen abgedeckt werden. Dies umfasst u. a. konvektive Prozesse im Luv oder über dem Gebirge.

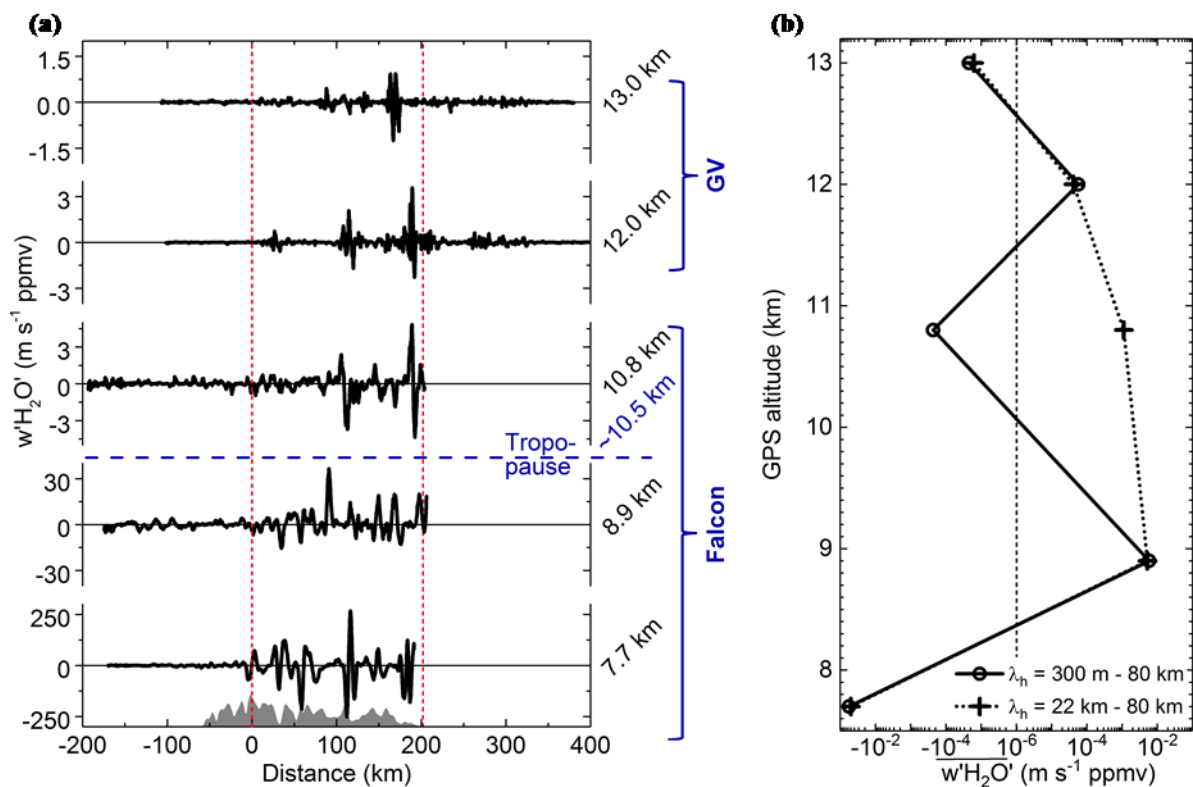


Abbildung 4.18: (a) Vertikaler Wasserdampftransport mit Daten der Flüge FF05 (untere drei Panel) und RF16 (obere zwei Panel) am 04. Juli 2014. Die Flüsse sind für verschiedene Höhen (rechte Beschriftung) über der Topographie der Südlichen Alpen (grau hinterlegte Fläche) aufgetragen. Die ungefähre Höhe der Tropopause während der Messungen (10,5 km) ist als blaue gestrichelte Linie eingezeichnet. Die roten gestrichelten Linien markieren die Region, die genutzt wurde, um den mittleren Wasserdampftransport pro Flugleg zu bestimmen. (b) Vertikalprofil der Flussdivergenz integriert über den Bereich, der die höchste Gebirgswelle Aktivität zeigt. Die Profile sind für horizontale Wellenlängen zwischen 300 m und 80 km (durchgezogene Linie) und zwischen 22 und 80 km (gepunktete Linie) dargestellt.

Der Verlauf des Profils ändert sich, wenn der gesamte Wellenlängenbereich (300 m bis 80 km) in die Flussberechnung eingeht (durchgezogene Linie in Abbildung 4.18b). In der Troposphäre zwischen 7,7 und 8,9 km und der unteren Stratosphäre zwischen 10,8 und 12,0 km wechselt jeweils das Vorzeichen des vertikalen Flusses und bewirkt eine positive Flussdivergenz. Dies impliziert ein Trocknen innerhalb der Luftschichten hervorgerufen durch einen abwärts gerichteten Transport. Gleichzeitig wird in dem Höhenbereich zwischen 8,9 und 10,8 km eine negative Flussdivergenz gefunden. In dieser Schicht dominiert demzufolge immer noch der aufwärts gerichtete Transport von Wasserdampf über die

Tropopause hinweg. Das Resultat gegenüber Regionen ohne Wasserdampftransport wären erhöhte Wasserdampfmischungsverhältnisse auf der Flughöhe von 10,8 km (knapp oberhalb der Tropopause) über dem Gebirge. Im nächsten Kapitel wird darauf noch eingegangen. Werden die Vertikalprofile beider Wellenlängenbereiche verglichen, folgt im Umkehrschluss, dass die positive Flussdivergenz (Verringerung des Wasserdampfmischungsverhältnisses durch negativen Fluss) durch die horizontalen Wellenlängen  $< 22$  km verursacht wird. Diese kleinerskaligen Wellen deuten auf Instabilitäten in der Atmosphäre hin, d. h. der generell aufwärts gerichtete Transport von Wasserdampf wird durch weitere dynamische Prozesse gestört. Mögliche Ursachen werden in Kapitel 4.2.4 vorgestellt. Zusätzlich besteht die Möglichkeit, dass nach unten propagierende Schwerewellen die Gebirgswellen überlagern, die Wasserdampf aufwärts transportieren. Nach unten propagierende Schwerewellen können in der Stratosphäre angeregt werden (z. B. Bramberger et al., 2017). Für den ersten Falcon-Flug FF04 finden sich für die obere Troposphäre ähnliche Muster und Werte der Flussdivergenz (Tabelle 4.5). Das bestätigt die Quasi-Stationarität der Gebirgswellen über dem Gebirge und die über mehrere Stunden stattfindende Aktivität der Gebirgswellen. Der zeitliche Verlauf des Ereignisses wird im nächsten Abschnitt vorgestellt.

Die direkte Lokalisierung der Maxima im Transport und der Vorzeichenwechsel der Transportrichtung ist nicht möglich, da die Messungen nur auf einigen wenigen definierten Höhen stattgefunden haben und keine durchgehende, ausreichend feine vertikale Auflösung vorhanden ist. Dennoch beschreiben das hier gezeigte Vertikalprofil und die daraus berechneten Flussdivergenzen den generellen Trend des Wasserdampftransportes infolge von Gebirgswellen in der UTLS-Region. Der aufwärts gerichtete Transport findet auch über die als Transportbarriere geltende Tropopause statt und kann die Wasserdampfverteilung der unteren Stratosphäre verändern.

### **Zeitliche Entwicklung des Gebirgswellen-Ereignisses**

Laut Bramberger et al. (2017) fanden die Flüge der Falcon und der GV unter unterschiedlichen Anregungsbedingungen statt (siehe Kapitel 4.2.1). Maximale horizontale Windgeschwindigkeiten auf Anregungsniveau wurden gegen 9 UTC erreicht, wobei die Windrichtung kontinuierlich von Südwest (6 UTC) auf Süd (18 UTC) drehte. Ob die veränderten Anregungsbedingungen auch in den in-situ Messungen sichtbar sind, wird durch die Analyse der normierten Mittelwerte des vertikalen Wasserdampfflusses kontrolliert. Der vertikale Wasserdampffluss auf allen Fluglegs wird wie im letzten Abschnitt beschrieben ermittelt. Da die Legs je nach Flughöhe eine unterschiedliche Ausdehnung in Luv- und Lee-Richtung haben und vor allem im Luv durch synoptische Prozesse beeinflusst sind, wird ein Bereich von 0 km bis +202 km Distanz über dem Gebirge definiert, der die höchste Gebirgswellen-Aktivität auf allen Legs zeigt (vgl. rote gestrichelte Linien in Abbildung 4.18a). Für diesen Bereich werden Mittelwert, Median und Perzentile von  $w'H_2O'$  bestimmt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.19 für alle Legs als Box-Diagramme über der Zeit aufgetragen. Die Streuung der Daten variiert von Leg zu Leg, so dass ein klarer Trend mit der Zeit schwer erkennbar ist. Allerdings sprechen weit aufgespannte Perzentilbereiche für eine größere Wellenaktivität auf dem jeweiligen Flugleg. Am ersten Flug der IOP (FF04) ist die Aktivität auf den unteren beiden Fluglegs hoch und nimmt mit Höhe und Zeit ab.

Anschließend gibt es für den Beginn des GV-Flugs und des zweiten Falcon-Flugs nochmals eine erhöhte Wellenaktivität, da die Perzentile 10-90 % eine maximale Aufspannung vorweisen. Im Anschluss bleiben die Werte relativ gering mit wenig Variation zwischen den Fluglegs. Dies spricht für eine intensive Phase des Gebirgswelle Ereignisses zwischen ungefähr 07:30 und 08:30 UTC aufgrund starker Anregung und anschließender Abnahme der Wellenaktivität bis 12 UTC. Dieser Verlauf ist in Übereinstimmung mit Ergebnissen von Smith et al. (2016) und Bramberger et al. (2017), die den vertikalen Energiefluss für alle Fluglegs aufgetragen haben. Auch sie sehen maximale Werte auf den ersten Fluglegs während RF16 und FF05 mit einer anschließenden Abnahme des vertikalen Energieflusses. Die Ergebnisse sind konform mit der Zunahme des Horizontalwindes auf Anregungsniveau bis zu maximalen Windgeschwindigkeiten gegen 9 UTC. Die GV flog fünf ihrer sieben Fluglegs über dem Gebirge auf 12,0 km (Tabelle 4.3). Im Verlauf des vertikalen Wasserdampfflusses auf diesen Legs ist eine deutliche Abnahme der Amplituden für die letzten beiden Legs zwischen 11 und 12 UTC zu beobachten.

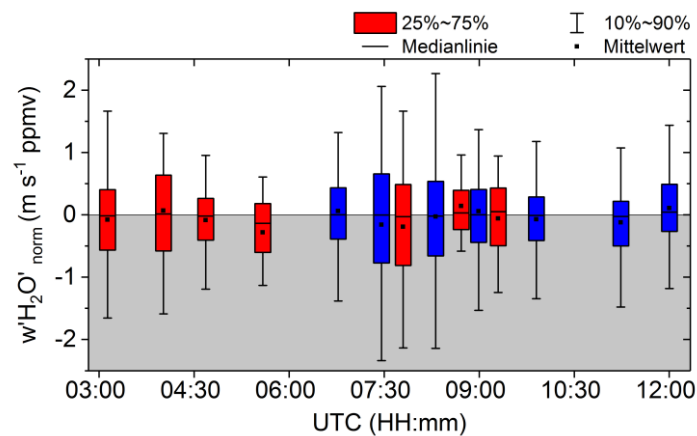


Abbildung 4.19: Statistik des mittleren vertikalen Wasserdampffluss normiert für die Legs der Flüge FF04 Leg1-4 und FF05 Leg1-3 (rot) sowie RF16 Leg1-5 und Leg8-9 (blau) aufgetragen über der Zeit. Gezeigt sind Median (schwarze horizontale Linie), Mittelwert (schwarzes Rechteck), Perzentil 25-75 % (farbig unterlegte Box) und Perzentil 10-90 % (vertikale Linie). Der negative Bereich ist zur besseren Abgrenzung grau unterlegt.

Die Median- und Mittelwerte der einzelnen Fluglegs erlauben keine Aussage über die Aktivität der Gebirgswellen im Tagesverlauf. Die Werte variieren untereinander nur geringfügig und weisen keinen Trend bezüglich hoher oder niedriger Wasserdampf Flüsse auf. Dies hängt damit zusammen, dass sich auf- und abwärts-Bewegung der Wellen zum großen Teil ausgleichen und nur ein geringer Teil zu einem Netto-Transport führt. Zudem wird der gesamte Wellenlängenbereich betrachtet, in dem sich die aufwärts und abwärts propagierende Gebirgswellen überlagern (vgl. Abschnitt zu Wavelet-Analysen und Vertikalprofil des Wasserdampf flusses). Die Perzentile ermöglichen Aussagen zur Aktivität der Gebirgswellen, da die Amplituden der Fluktuationen besser repräsentiert sind als im Mittelwert oder Median.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass eine zeitliche Entwicklung des vertikalen Wasserdampf flusses mit einer erhöhten Wellenaktivität zwischen 07:30 und 08:30 UTC beobachtet wird. Bis 12 UTC nimmt die Schwerewellenaktivität in den in-situ Messungen ab, was mit einer Abnahme der horizontalen Windgeschwindigkeiten auf Anregungsniveau einhergeht. Für eine genaue Analyse muss der Verlauf auf jedem Flugleg betrachtet werden.



#### 4.2.4 Mischung von Wasserdampf

Neben dem vertikalen Transport von Wasserdampf durch Gebirgswellen können irreversible Prozesse eine Rolle spielen und zu einer Mischung von Wasserdampf in der UTLS führen. Dafür werden die Dropsondendaten der GV analysiert, die während des Fluges RF16 abgeworfen wurden. Insgesamt wurden Vertikalprofile der Atmosphäre (<12 km) von 15 Dropsonden über verschiedenen Positionen der Südinsel Neuseelands gewonnen. Die Daten enthalten Hinweise auf lokale Turbulenz in Tropopausennähe. Ein weiteres Indiz für Mischung ist die Abweichung von der idealen L-Kurve in den H<sub>2</sub>O-O<sub>3</sub>-Korrelationen der Falcon-Flüge.

#### Turbulenz

Turbulenz ist eine wichtige Voraussetzung für die irreversible Durchmischung in der Atmosphäre. Durch die kleinskaligen Fluktuationen (horizontale Wellenlänge kleiner als 2 km; Smith et al. (2016)) kommt es zu Änderungen in der Verteilung von Spurengasen. Turbulenz entsteht lokal in Schwerewellen, wenn konvektive oder dynamische Instabilitäten in der Strömung auftreten und die Zeitskala der Zunahme der Instabilitäten wesentlich kleiner ist als die zur Bildung des Wellenfeldes (Fritts & Alexander, 2003). Konvektive Instabilitäten werden z. B. durch brechende Schwerewellen ausgelöst, die ihre Energie häufig aus Scherschichten beziehen. Bei der Anregung von Turbulenz wird Energie eingetragen, die in einer Energiekaskade zu kleineren Skalen transportiert wird, bis die kinetische Energie in Wärme umgewandelt wird (z. B. Davidson, 2015). Ein Parameter für das Auftreten von Turbulenz ist die Richardson-Zahl  $Ri$ . Sie beschreibt das Verhältnis aus Auftriebskraft (repräsentiert durch die Brunt-Väisälä-Frequenz, Gl. 2.5) und Scherkraft.

$$Ri = \frac{\frac{g}{\theta} \cdot \frac{\partial \theta}{\partial z}}{\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2} \quad 4.3$$

Je nach Wert wird die Atmosphäre als neutral, stabil oder instabil geschichtet definiert. In den frühen 1960er Jahren hat Miles (1961) einen kritischen Wert von  $Ri = 0,25$  abgeleitet, unterhalb dem kleine Störungen in einer Strömung exponentiell anwachsen und Turbulenz initiiert wird. Später wurde zusätzlich der Grenzwert von  $Ri < 1,0$  eingeführt (z. B. Woods, 1969; Müllemann et al., 2003), der einen Hinweis darauf gibt, dass bereits initiierte Turbulenz aufrechterhalten wird.

Mithilfe von Beobachtungen und numerischen Simulationen haben z. B. Lane et al. (2004) gezeigt, dass Schwerewellen vertikal durch eine Schicht mit hoher negativer Windscherung propagieren und Störungen der Hintergrundströmung verursachen (Scherinstabilitäten). Dies führt zu kleinen Werten von  $Ri$ , die mögliche Regionen für Kevin-Helmholtz-Instabilitäten und Höhenwirbel (*Clear-Air-Turbulence*) sind. Pavelin et al. (2001) zeigen hingegen, dass die großen Amplituden von Schwerewellen trotz geringer Scherung die Richardson-Zahl erniedrigen und Instabilitäten auslösen können. In Jiang & Doyle (2004) wurde zudem der Zusammenhang zwischen Wellenbrechen und  $Ri < 1,0$ , Windscherung sowie kritischem Level beobachtet.

Aus der Untersuchung vertikaler Profile können Windscherung und somit auch Turbulenz mit der Richardson-Zahl als Kennzahl abgeleitet werden. Vertikale Profile der UTLS werden u. a. aus Dropsondendaten erhalten. Dropsonden werden aus einer bestimmten Höhe abgeworfen (z. B. aus Flugzeugen) und zeichnen auf ihrem Weg zur Erdoberfläche verschiedene meteorologische Parameter wie Temperatur, relative Feuchtigkeit und Windkomponenten auf. Aus den Parametern können die potentielle Temperatur, die Brunt-Väisälä-Frequenz und daraus die Richardson-Zahl bestimmt werden.

Als weiterer Indikator für Mischung gilt der vertikale Gradient der potentiellen Temperatur. Sehr kleinen Gradienten ( $\partial\theta/\partial z \rightarrow 0$ ) liegt eine Mischung über einen ausreichend großen Zeitrahmen und eine bestimmte vertikale Ausdehnung zugrunde (z. B. Lindzen, 1981). Nahezu konstante Werte von  $\theta$  in den vertikalen Profilen weisen auf eine neutrale Schichtung hin, die durch konvektive Instabilitäten ausgelöst wurde. Werden die Amplituden der Schwerewellen groß im Vergleich zur vertikalen Wellenlänge, kann es zu einem Überschlagen und Brechen der Welle kommen. Dies führt zu turbulenter Mischung und nachfolgend zu einer neutralen Schichtung.

### Vertikale Dropsondenprofile

Während des GV-Fluges RF16 wurden auf drei Fluglegs jeweils 4 Sonden über verschiedenen Bereichen der Insel abgeworfen. Die Positionen sowie Abwurf-Intervalle sind in Abbildung 4.20 dargestellt. Das dargestellte GV-Flugleg zum zweiten Abwurfzeitraum (07:47–08:06 UTC) war zeitlich parallel zum ersten Flugleg des Falcon-Fluges FF05. Die Flugwege von GV und Falcon lagen horizontal ca. 1 km auseinander und die Dropsonden verdrifteten maximal 30 km nordöstlich zum Falcon-Flugleg, so dass ein Vergleich von Dropsondendaten und in-situ Daten möglich ist.

Für alle Sonden werden die potentielle Temperatur sowie die Richardson-Zahl berechnet (Gl. 4.3), um die Daten hinsichtlich Turbulenz untersuchen zu können. Als Beispiel sind in Abbildung 4.21a Vertikalprofile der Dropsonde 7 gezeigt, die 07:55 UTC (während Flug FF05) abgeworfen wurde. Aus dem Profil der potentiellen Temperatur kann die thermische Tropopause abgeleitet werden, die zu diesem Zeitpunkt bei ca. 10,6 km lag. Dies ist konsistent mit Berechnungen des WRF-Modells. In den Horizontalwinden ist eine ausgeprägte vertikale Windscherung (ca.  $0,02 \text{ s}^{-1}$ ) in Tropopausennähe zu beobachten, die vermutlich von dem troposphärischen Jetstream hervorgerufen wurde, der westlich an der Südinsel Neuseelands vorbeizog. Im Bereich der Windscherung ist der Anstieg in der potentiellen Temperatur sehr gering (markiert mit schwarzen Pfeilen). Gleichzeitig ist  $Ri$  auf annähernd 0,25 erniedrigt. Dies spricht für lokale Turbulenz in diesem Höhenbereich. Unterhalb der Windscherung finden sich sehr hohe  $Ri$  und ein stärkerer Anstieg in  $\theta$ . Auf einer Höhe von etwa 9 km sind in der Temperatur und in der potentiellen Temperatur Änderungen des Anstieges zu sehen. Dies deutet auf eine breite Tropopausenschicht oder eine doppelte Tropopause hin, da die thermische Tropopause erst auf 10,6 km lag. Unterhalb von 9 km treten ebenfalls  $Ri < 1,0$  auf, die auf eine instabile Schichtung in der Troposphäre hinweisen.

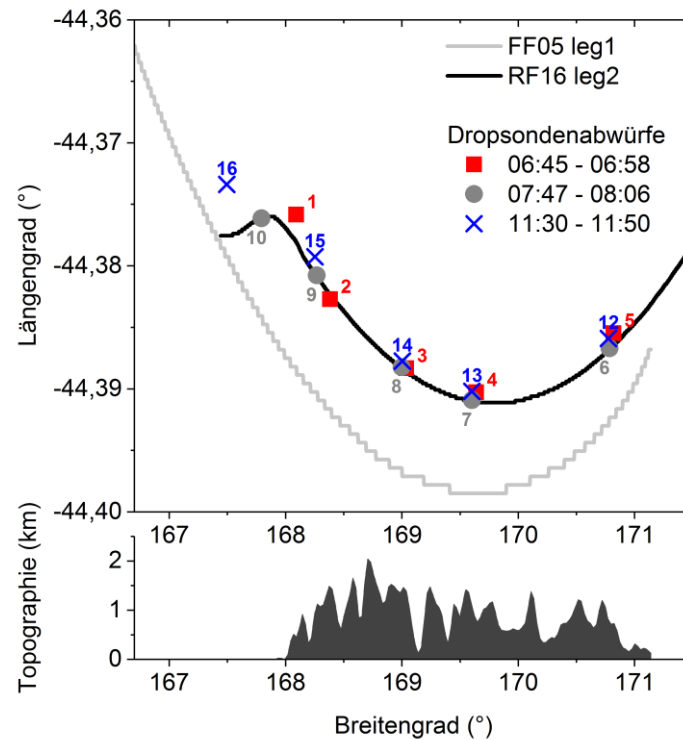


Abbildung 4.20: Positionen und Abwurf-Intervalle der Dropsonden von der GV während des Fluges RF16 aus 12 km Höhe. Die schwarze Linie im oberen Bild zeigt den Flugweg der GV während des zweiten Fluglegs (07:47–08:06) und die hellgraue Linie zeigt den Flugweg der Falcon für Flug FF05, Leg1 (07:48–08:33). Die nummerierten Punkte markieren die einzelnen Abwurforte der Dropsonden im jeweiligen Abwurf-Intervall. Im unteren Bild ist die Topographie der Südlichen Alpen Neuseelands dargestellt.

Die lokale Turbulenz auf ungefähr 10,3 km und das Beobachten des geringen Anstieges in Theta weisen auf kleinskalige Mischungsprozesse hin. Diese lokale Turbulenz kann durch die Gebirgswellen beeinflusst worden sein. Die Dropsonde 7 wurde über dem mittleren Teil des Gebirges abgeworfen, der in den in-situ Messungen eine erhöhte Aktivität der Gebirgswellen aufweist (vgl. Abbildung 4.17 und Abbildung 4.18).

Da innerhalb von fünf Stunden immer drei Sonden an einer Position über dem Flugweg abgeworfen wurden, kann die zeitliche Entwicklung in den Vertikalprofilen untersucht werden (Abbildung 4.21b). Die Höhe der thermischen Tropopause sank innerhalb von 5 h von 11,1 km auf 10,4 km, was auf eine recht variable synoptische Situation hinweist, die das Schwerewellen-Ereignis bezüglich Dauer und Intensität beeinflusst. In der Richardson-Zahl ist zu beobachten, dass der kritische Wert von 0,25 beim zeitlich ersten Abwurf (06:52 UTC) knapp unterhalb der Tropopause unterschritten wird. Bei der späteren Sonde (11:37 UTC) werden noch  $Ri$  von 0,34 erreicht, die anzeigen, dass vorher induzierte Turbulenz andauern kann. In der potentiellen Temperatur ist bei dieser Sonde auf den Höhen der niedrigen  $Ri$  (bei ungefähr 10,6 km bzw. 10,0 km) ein sehr niedriger Gradient zu beobachten, der auf Mischung hinweist. Die Intensität der Windscherung nahm mit der Zeit ab (nicht dargestellt), was mit dem zeitlichen Abklingen des Schwerwellenevents übereinstimmt. Schichten mit vermuteter Turbulenz sind bei allen Dropsondenabwürfen ungefähr 200 m stark und korrelieren mit einem Bereich der potentiellen Temperatur zwischen 329 und 334 K. Der Gradient in  $\theta$  in diesen Schichten ist kleiner als  $5 \text{ K km}^{-1}$ , was ebenfalls ein Zeichen für Mischung von Luftmassen infolge lokaler Turbulenz sein kann.

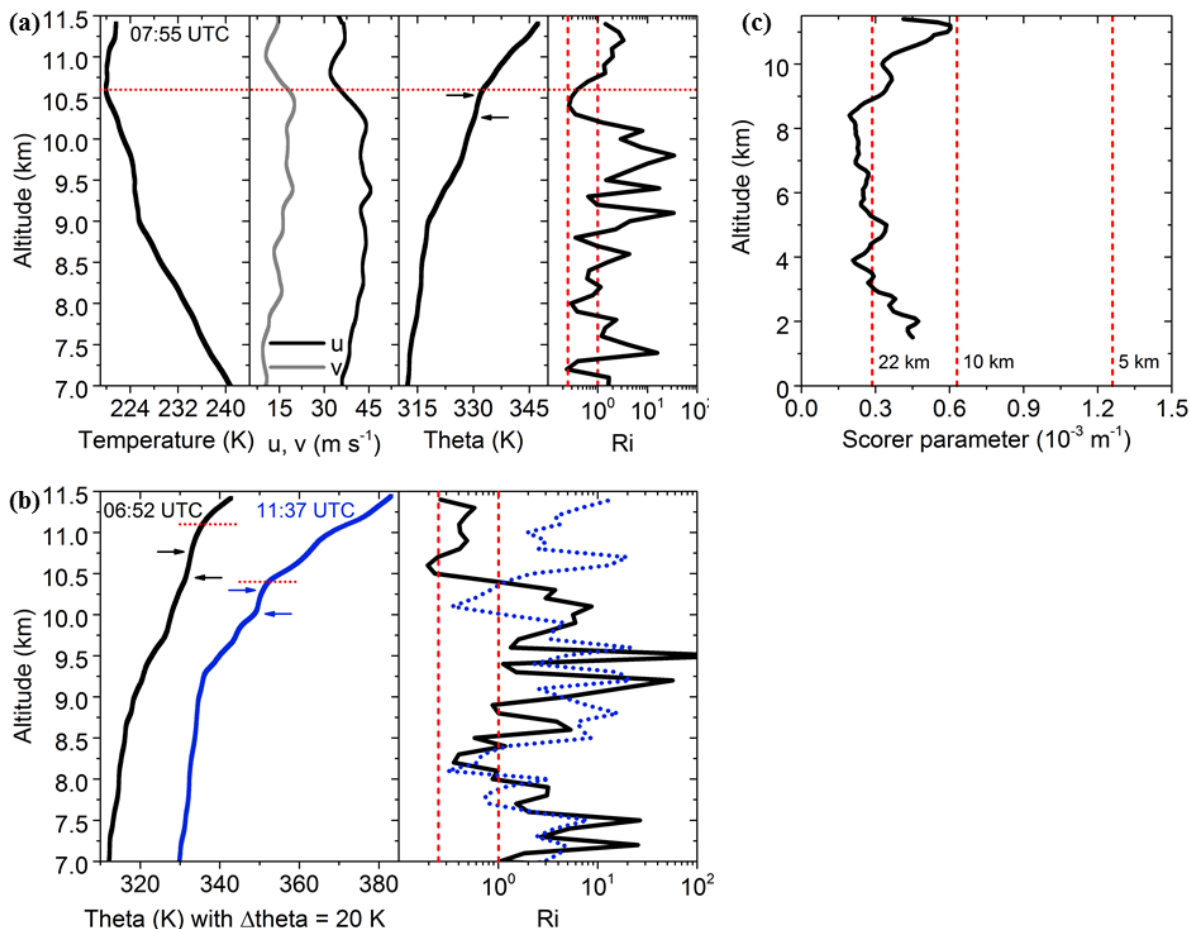


Abbildung 4.21: (a) Vertikalprofil von Dropsonde 7 (Abwurfzeit: 07:55 UTC). Gezeigt sind die Temperatur, die Horizontalwindkomponenten, die potentielle Temperatur und  $Ri$  über der Höhe. Im unteren Panel (b) sind die Profile der potentiellen Temperatur und der Richardson-Zahl für zwei Dropsonden gezeigt, die an der gleichen Stelle wie die Dropsonde in (a) 06:52 UTC (schwarz) und 11:37 UTC (blau) abgeworfen wurden. Die rot-gepunkteten, waagerechten Linien in (a) und (b) markieren die Höhe der thermischen Tropopause zum Abwurfzeitpunkt. Die senkrechten, rot-gestrichelten Linien im  $Ri$ -Plot markieren kritische  $Ri$  (0,25 und 1,0). (c) Vertikalprofil des Scorer-Parameters  $\ell$  (geglättet mit einem gleitenden Mittelwert) erhalten von der Dropsonde 07:55 UTC (Panel (a)). Die rot gestrichelten Linien zeigen die Vertikalprofile für horizontale kritische Wellenlängen  $2\pi/k$  von 5,10 und 20 km.

Für Dropsonde 7 wird zusätzlich das Vertikalprofil des Scorer-Parameters  $\ell$  gezeigt (Abbildung 4.21c). Der Scorer-Parameter ( $\ell^2 = N^2/U^2$  mit  $U = \sqrt{u^2 + v^2}$ ) wird genutzt, um die kritische horizontale Wellenlänge  $\lambda_c = 2\pi/k$  ( $k$  – horizontale Wellenzahl) abzuschätzen. Diese gibt die Grenze an, bis zu der die vertikale Propagation von linearen Schwerewellen unter den gegebenen atmosphärischen Bedingungen möglich war. Gebirgswellen mit horizontalen Wellenlängen zwischen 10 und 20 km wurden in der unteren Troposphäre an den Südlichen Alpen angeregt und konnten vertikal propagieren ( $2\pi/k > \lambda_c$ ). Die Größenordnung der kritischen Wellenlänge, die im Profil von  $\ell$  abgeschätzt werden kann, bestätigt damit die Beobachtungen in den Leistungsdichtespektren und Wavelet-Cospektren: der aufwärts gerichtete Transport von Wasserdampf war von horizontalen Wellenlängen größer als 22 km dominiert. Zwischen 4 und 9 km Höhe wurden Wellenmoden mit horizontalen Wellenlängen kleiner als 22 km gedämpft ( $2\pi/k < \lambda_c$ ). Bei gleichzeitig stattfindender partieller Reflektion dieser Wellen konnte das zu dem beobachteten Abwärtstransport von Wasserdampf führen. Die  $\ell$ -Vertikalprofile sind in allen Dropsondenabwürfen ähnlich und

vergleichbar zu einem  $\ell$ -Profil im Luv aus den IFS-Vorhersagen (Fig. 3b in Bramberger et al. (2017)).

In Abbildung 4.22 werden Dropsondenprofile über verschiedenen Regionen des Gebirges betrachtet. Um den zeitlichen Effekt vernachlässigen zu können, wurden drei Dropsonden aus einer Abwurfperiode gewählt. Die Unterschiede sind anhand der potentiellen Temperatur und der  $Ri$  zu sehen. Zum einen ist die Höhe der thermischen Tropopause verschoben. Im Luv des Gebirges und in der Mitte lag die Tropopause bei 10,6 km, während sie im östlichen Teil des Gebirges auf 10,9 km lag. Da während des Events eigentlich eine Abnahme der Höhe der Tropopause von West nach Ost erfolgte, könnte bei der östlichsten Dropsonde gerade ein Wellenmaximum liegen, wodurch sich die Tropopause nach oben hin verschoben hatte. Hingegen ist der Verlauf der potentiellen Temperatur für die beiden Sonden über dem Gebirge ähnlich. In der oberen Troposphäre gibt es einen veränderten Anstieg schon vor der thermischen Tropopause, was auf eine Mischungsschicht hinweist. Westlich der Berge ist der Verlauf von  $\theta$  nur durch die Tropopause verändert. In der Tropopausenregion sind die Richardson-Zahlen in allen drei Profilen verringert, wobei bei der Sonde im Luv der kritische Wert von  $Ri \leq 0,25$  nicht erreicht wird. Hier lag also keine aktive Turbulenz vor, sondern eventuell das Abklingen eines turbulenten Events. Konsistent dazu war die Windscherung im Luv nicht so stark wie über dem Gebirge. Ein weiterer Hinweis auf die Unterschiedlichkeit der Luftmassen ist im Gradienten der potentiellen Temperatur zu finden. Über dem Gebirge sind die Gradienten im Bereich kritischer  $Ri$  sehr gering, was auf Mischung von Luftschichten hindeutet. Im Westen der Insel, auf der Seite der Luftanströmung, wo es keinen Effekt durch die Gebirgswellen gab, waren die Luftmassen im Bereich der Tropopause nicht so stark gemischt.

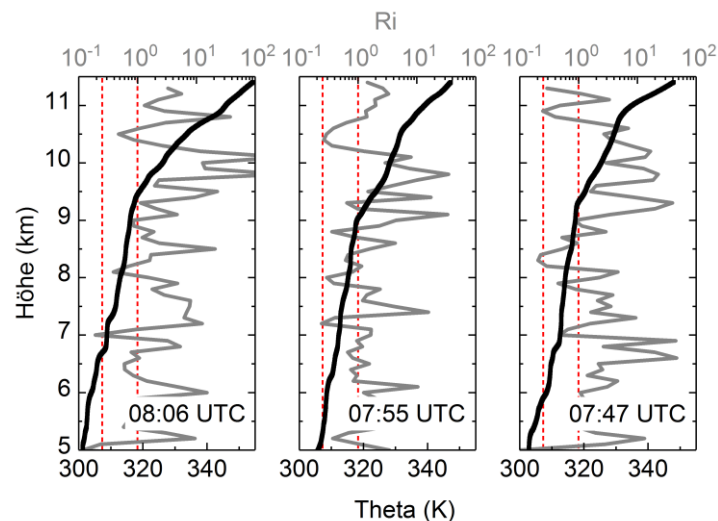


Abbildung 4.22: Vertikalprofile von drei Dropsonden über verschiedenen Gebirgsregionen (links: westliche Ausläufer, Mitte: Mitte der Südalpen, rechts: östliche Ausläufer). Die untere Achse stellt die potentielle Temperatur dar (schwarze Linie) und die obere Achse die Richardson-Zahl (graue Linie). Markiert sind jeweils die kritischen  $Ri$  von 0,25 und 1,0.

Anhand der zeitlich und regional versetzten Dropsondenabwürfe kann ein Teil des Schwerewellenevents bezüglich der dynamischen Prozesse charakterisiert werden. Es ist ersichtlich, dass sich die Luftmassen im Bereich der Anströmung von denen über dem

Gebirge unterschieden und durch die Gebirgswellen verändert wurden. Windscherung und  $Ri$  kleiner 0,25 bzw. kleiner 1,0 vor allem in der Mitte und dem Osten des Gebirges weisen auf lokale Turbulenz in der Tropopausenregion hin. Die an gleicher Stelle verringerten vertikalen Gradienten in der potentiellen Temperatur, die zu einem späteren Zeitpunkt des Schwerwellenevents ausgeprägter sind als am Anfang, deuten auf eine erfolgte Mischung von Luftschichten infolge der Turbulenz hin.

### H<sub>2</sub>O-O<sub>3</sub>-Korrelation

Die Mischung von Spurengasen in der UTLS-Region kann mit einer Analyse der Beziehung zwischen einem troposphärischen und einem stratosphärischen Spurengas untersucht werden (Fischer et al., 2000; Hoor et al., 2002; Hoor et al., 2004; Pan et al., 2007). In einer idealen Atmosphäre mit der Tropopause als Mischungsbarriere sollten die betrachteten Spurengase, z. B. Wasserdampf als troposphärischer und Ozon als stratosphärischer Tracer, unabhängig voneinander sein. Dann entspricht die Korrelation einer L-Kurve (Abbildung 4.23; cyane Punkte). Mischungsprozesse über die Tropopause hinweg können lineare Korrelationen (Mischungslinien) zwischen den Spurengasen erzeugen (violette und schwarze Punkte).

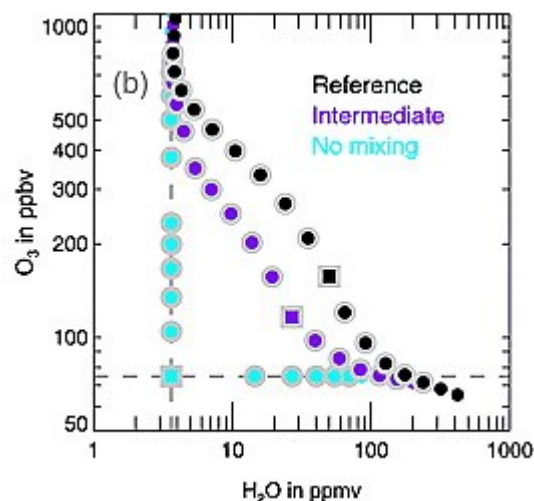


Abbildung 4.23: Beispiel für H<sub>2</sub>O-O<sub>3</sub>-Korrelationen bei verschiedenen Mischungszuständen: keine Mischung der beiden Spurengase (cyan), mittlere Mischung (violett) und vollständige Mischung (schwarz). In diesem Beispiel fand die Mischung in einer Tropopauseninversionsschicht statt. Abbildung aus Kunz et al. (2009) Copyright © 2009, John Wiley and Sons.

Solche Mischungseignisse sind u. a. Konvektion oder Tropopausenfalten, die zu einem Troposphären-Stratosphären-Austausch (und umgekehrt) führen. Mischung und Mischungslinien sind abhängig von den betrachteten Zeitskalen. Die ideale L-Kurve wird v. a. bei langlebigen Spurengasen (z. B. N<sub>2</sub>O vs. NO<sub>y</sub>) beobachtet, die auf langen Zeitskalen von mehreren Wochen und Monaten von Mischung unbeeinflusst sind. Diese können als Anzeiger für langsame Mischungsprozesse, wie großräumige Advektion oder photochemische Prozesse genutzt werden. Soll der schnelle Austausch über die Tropopause hinweg beobachtet werden, sind solche Spurengase besser geeignet, deren chemische Verteilung in der Atmosphäre variabler ist. Die linearen Mischungslinien verbinden verschiedene Punkte der ursprünglich ungemischten Korrelation miteinander. Der Anstieg der Mischungslinie ist abhängig von der Zeitspanne seit das Ereignis stattfand und von den Mischungsverhältnissen der Spurengase in

der Anfangsluftmasse (Hoor et al., 2002). Die Richtung des Austausches spielt ebenfalls eine Rolle: die Einmischung von stratosphärischen Spuren in die Troposphäre ist nicht so lange sichtbar, wie andersherum, da die Troposphäre nicht so stabil vertikal geschichtet ist und schneller gemischt wird. Die untere Stratosphäre konserviert hingegen troposphärische Signaturen, wodurch Mischung infolge eines Eintrages troposphärischer Luft oberhalb der lokalen Tropopause identifiziert werden kann.

Mit den Korrelationsplots kann nur Mischung infolge von dynamischen Prozessen nachgewiesen werden. Bei Wasserdampf können zusätzlich mikrophysikalische Prozesse im Bereich geringer Mischungsverhältnisse auftreten, die die Wasserdampfverteilung beeinflussen, wie z. B. das Ausfrieren von Wasserdampf bei niedrigen Temperaturen. Dieser Prozess wird in den Tracer-Tracer-Korrelationen aber nicht sichtbar, da es nur eine Komponente der Korrelation betrifft. In dem in dieser Arbeit vorgestellten Fallbeispiel gibt es keine Einschränkung der Korrelation, da in der Tropopausenregion keine Wolkenbildung beobachtet wurde.

Für die  $\text{H}_2\text{O}$ - $\text{O}_3$ -Korrelation am 04. Juli 2014 werden die Wasserdampf- und Ozon-Daten der Falcon-Flüge genutzt. Auf der GV war kein Ozon-Instrument eingebaut. Zur Beurteilung der Korrelation dient als Vergleich ein weiterer DEEPWAVE-Flug ohne Schwerewellenanregung. Der Falcon-Flug FF03 vom 02. Juli 2014 war nach dem gleichen Flugmuster angelegt wie die deklarierten Schwerewellen-Flüge: 4 Fluglegs über den Südlichen Alpen Neuseelands ebenfalls mit Mt. Aspiring als Bezugspunkt auf der Route „MA2“ (siehe Abbildung 4.1). Allerdings wurden Vertikalprofile über dem Gebirge geflogen und nicht nur an den Wendepunkten. Ziel des Fluges FF03 war die Untersuchung einer Tropopausenfalte. Dies ist eine häufige Ursache für Mischungsphänomene von der Stratosphäre in die Troposphäre, allerdings wurden dafür wenige Hinweise in den Daten gefunden.

Für Flug FF03 ist in Abbildung 4.24a eine ideale L-Kurve in der 2D-Korrelation zu sehen, was auf einen wenig gemischten Zustand der Atmosphäre hinweist. Der horizontale Zweig mit Ozonmischungsverhältnissen zwischen 20 ppbv und 80 ppbv zeigt für Wasserdampf einen großen dynamischen Bereich von 1000 ppmv bis ungefähr 8 ppmv. Dies ist charakteristisch für die obere Troposphäre. Der vertikale Ast in der Korrelation zeichnet sich durch geringe Schwankungen im Wasserdampfmischungsverhältnis, aber einem großen Wertebereich des Ozons aus (80–330 ppbv). Diese Werte sind typisch für die untere Stratosphäre. Im Gegensatz dazu weicht die Korrelation während des Gebirgswellen-Ereignisses am 04. Juli 2014 eindeutig von der L-Kurve ab. Die Mischung der beiden Tracer ist vor allem für potentielle Temperaturen von 329 K bis 334 K dominant. Dieser Bereich stimmt mit den potentiellen Temperaturen überein, für die in den Dropsondendaten lokale Turbulenz ( $Ri < 1,0$ ) beobachtet wurde. Der zugehörige Höhenbereich liegt in der Tropopausenregion. Um die Mischung noch örtlich zu lokalisieren, ist in Abbildung 4.24b die Zeitreihe von Ozon für das Flugleg hinzugefügt, das der Tropopause sehr nahe ist (FF04 Leg3 auf Flughöhe 10,8 km). Rot markiert sind die Punkte, die in dem potentiellen Temperaturbereich 329–334 K liegen. Alle Punkte liegen über dem mittleren und östlichen Teil der Südlichen Alpen und zeigen Schwerewellensignaturen. Die Mischung für Ozonmischungsverhältnisse zwischen 60 und 160 ppbv und für Wasserdampf zwischen 8 und 21 ppmv erfolgte also in genau dem Bereich,

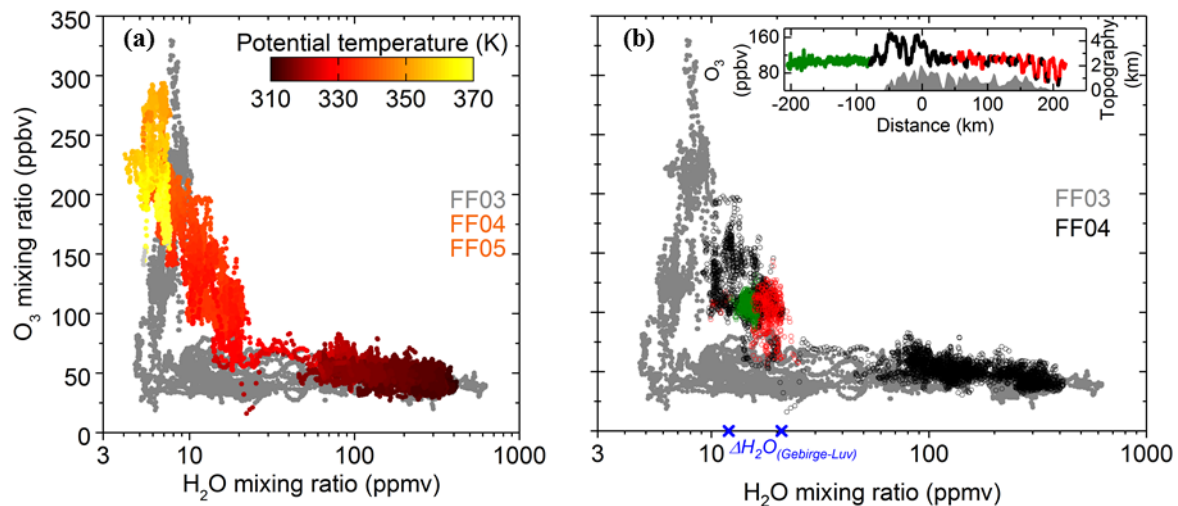


Abbildung 4.24:  $\text{H}_2\text{O}$ - $\text{O}_3$ -Korrelation für drei Falcon-Flüge: (a) FF03 (grau) fand unter ungestörten synoptischen Bedingungen statt, während die Flüge FF04 und FF05 unter Einfluss eines Gebirgswelle Ereignisses standen. Für FF04 und FF05 ist die potentielle Temperatur farbkodiert. (b) Nur die Flüge FF03 (grau) und FF04 (schwarz). Für FF04 ist der Bereich der potentiellen Temperatur von 329 K bis 334 K rot markiert, dies entspricht dem Bereich, in dem Turbulenz in den Dropsondendaten auftrat. Die grün markierten Punkte liegen in der Luv-Region des Gebirges. Auf der x-Achse ist in blau die maximale Differenz zwischen den roten und grünen Punkten aufgetragen. Die Farbeinteilung rot-grün wurde für den Graphen in der rechten oberen Ecke ebenfalls genutzt. Er zeigt die Ozonmessungen entlang des Flugweges der Falcon für das dritte Leg des Fluges FF04 auf einer Flughöhe von 10,8 km.

in dem die höchste Aktivität von Gebirgswellen verzeichnet wurde und in dem es gleichzeitig Hinweise auf lokale Turbulenz gegeben hat. Im Vertikalprofil des vertikalen Wasserdampf-flusses und in der vertikalen Flussdivergenz gab es ebenfalls schon Hinweise auf erhöhte Wasserdampfmischungsverhältnisse in der Schicht zwischen 8,9 und 10,8 km (Kap. 4.2.3). Zusätzlich sind für das gleiche Flugleg auf 10,8 km die Ozon-Daten im Luv des Gebirges grün markiert und im Korrelationsplot grün hervorgehoben. Auch diese Punkte liegen im Mischungsbereich von Wasserdampf und Ozon, allerdings weiter links, was bedeutet, dass die Mischung unvollständig ist oder noch nicht so weit vorangeschritten. Auf der x-Achse ist in blau zusätzlich die maximale Differenz im Wasserdampfmischungsverhältnis (12-21 ppmv) zwischen den Messungen im Luv und über dem Gebirge eingetragen. Es gab für diesen Tag also auch außerhalb der Region mit Gebirgswellenaktivität Mischung, eventuell beeinflusst durch den Jetstream westlich der Südinsel Neuseelands. Die Dropsondenprofile und Korrelationsdaten zeigen aber eine Mischung an, die durch die Gebirgswellen ausgelöst oder verstärkt wurde. Für den zweiten Falcon-Flug FF05 wurden diese Mischungsregionen ebenfalls auf einer Flughöhe von 10,8 km beobachtet. Die Wasserdampfmischungsverhältnisse sind aber geringer und die Ozonmischungsverhältnisse höher, da diese Höhe schon knapp oberhalb der thermischen Tropopause lag, welche im Vergleich zum Zeitpunkt des Fluges FF04 nach unten verschoben war.

### 4.3 Einfluss auf den Strahlungshaushalt der Atmosphäre

Gebirgswellen können zum Transport und zur Mischung von Wasserdampf mit resultierenden erhöhten Mischungsverhältnissen in der Tropopausenregion führen. Deren Auswirkungen auf den Strahlungshaushalt der Atmosphäre sollen im Folgenden abgeschätzt werden. Die



Betrachtung basiert auf Simulationen von Riese et al. (2012). In der Studie untersuchen die Autoren den Einfluss verschiedener atmosphärischer Mischungsstärken auf die globale Spurengasverteilung und auf den Strahlungshaushalt der UTLS. Dafür nutzen sie mehrjährige Simulationen mit dem Chemisch-Lagrangischen Modell der Stratosphäre (CLaMS; *Chemical Lagrangian Model of the Stratosphere*; McKenna et al. (2002a); McKenna et al. (2002b)). Der irreversible Teil des Transportes basiert bei CLaMS auf dem Konzept der Deformation einer atmosphärischen Strömung. In Regionen mit einer starken Deformation, z. B. im subtropischen Jetstream, erfolgt eine starke Mischung, während Regionen mit schwacher Verformung geringe Mischung zeigen. Die Mischungsstärke hängt dabei vom Deformationsparameter  $\gamma$  ab. Der kritische Wert  $\gamma_c$  beschreibt den Grenzwert, ab dem Mischung infolge der Advektion von Luftmassen erfolgt. Der Wert wurde in früheren Studien festgelegt (z. B. Konopka et al., 2005). Riese et al. (2012) untersuchen den Einfluss von Mischung auf die Verteilung der klimarelevanten Spurengasspezies  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{O}_3$ ,  $\text{CH}_4$  und  $\text{N}_2\text{O}$  im Bereich der Tropopause anhand zweier verschiedener Werte  $\gamma_c$ . Die Eckdaten der Simulation sind in Tabelle 4.6 aufgelistet.

Tabelle 4.6: Setup-Einstellungen des CLaMS-Modells für die Untersuchung der Unsicherheit der Mischungsstärke in globalen Simulationen zum horizontalen Transport von Spurengasen (Riese et al., 2012)

Zeitperiode	1. Oktober 2001 – 31. Dezember 2003
horizontale Auflösung	~100 km
vertikale Auflösung	~400 m (Tropopausenregion)
Abdeckung	Troposphäre + Stratosphäre; global
Input-Daten	ERA-Interim Reanalyse-Daten: $\text{O}_3$ , $\text{H}_2\text{O}$ , $\text{N}_2\text{O}$ , $\text{CH}_4$ Edwards & Slingo (1996)
Strahlungsmodell	Input: Monatsmittel von klimatologischen Wolkenfeldern und Oberflächenalbedo (gemittelt über die Periode von 1983 bis 2005) des <i>International Satellite Cloud Climatology Project</i>

In Abbildung 4.25a zeigen Riese et al. (2012) die Änderungen in der Wasserdampfverteilung aufgrund unterschiedlicher Deformationsparameter. Es werden keine physikalischen Gründe für Änderungen der Mischungsstärke angegeben. Daher können Gebirgswellen beispielhaft als einer der möglichen physikalischen Prozesse angenommen werden. Aus der Studie von Riese et al. (2012) soll der Strahlungsantrieb für das in dieser Arbeit untersuchte Gebirgswellen-Ereignis abgeleitet werden. Dafür wird die beobachtete Erhöhung des Wasserdampfmischungsverhältnisses in der Tropopausenregion über Neuseeland mit dem simulierten erhöhten Wasserdampfmischungsverhältnis in derselben Region verglichen und mit dem zugehörigen Strahlungsantrieb korreliert. Die ermittelte Mischung fand bei ungefähr 330 K potentielle Temperatur über Neuseeland statt ( $-45^\circ$  Längengrad; weißer Stern in

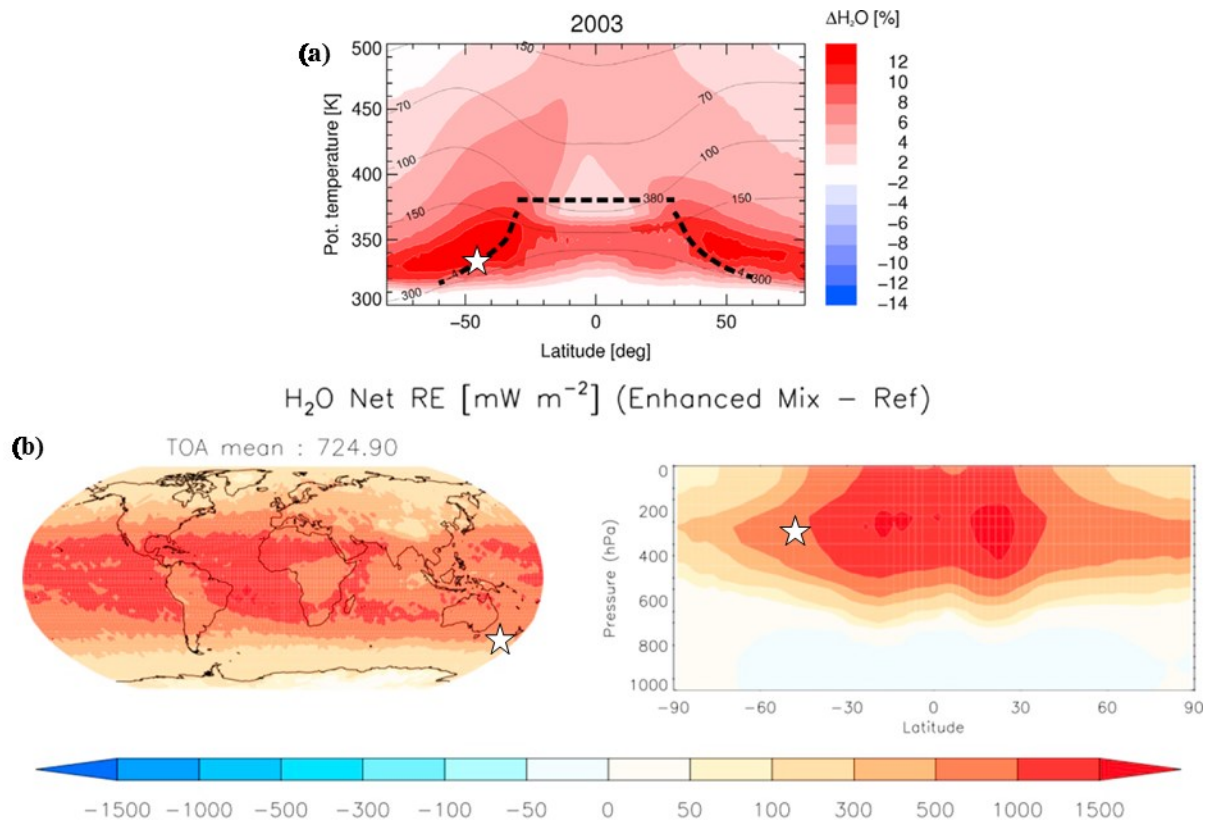


Abbildung 4.25: (a) Prozentuale Änderung in der Wasserdampfkonzentration zwischen einer CLaMS-Simulation mit erhöhter Mischung im Vergleich zu einer Referenzsimulation. Gezeigt sind zonal und jährlich gemittelte Werte für 2003. Drucklevel sind mit den dünnen schwarzen Linien markiert. Die gestrichelte schwarze Linie stellt die thermische Tropopause dar. (b) Strahlungseffekte für die in (a) gezeigten Änderungen in der Wasserdampfkonzentration am oberen Rand der Atmosphäre (links) und zonal gemittelt (rechts). Der Zahlenwert oberhalb des linken Panels ist der TOA Jahresmittelwert für 2003. Der weiße Stern mit schwarzer Umrandung markiert die Position der Messungen am 04. Juli 2014 über Neuseeland. Abbildungen adaptiert aus Riese et al. (2012) Copyright © 2012, John Wiley and Sons.

Abbildung 4.25a). Riese et al. (2012) bestimmen hier für eine Erhöhung des Wasserdampf-mischungsverhältnisses um 10 % eine Strahlungsantrieb von 0,5 bis 1  $W m^{-2}$  (Abbildung 4.25b) am oberen Rand der Atmosphäre.

Für das Gebirgswellen-Event während DEEPWAVE kann eine Erhöhung des Wasserdampf-mischungsverhältnisses von 1 bis 9 ppmv ( $\sim 7-70$  %) aus dem  $H_2O-O_3$ -Korrelationsplot (Abbildung 4.24b, blaue Kreuze auf der x-Achse) abgeleitet werden. Im Mittel beträgt die Differenz aus dem Mittelwert in der Mischungsregion (rote Punkte) und in der Anströmungsregion (grüne Punkte)  $\sim 4$  ppmv ( $\sim 30$  %). Unter Annahme einer linearen Extrapolation zwischen prozentualer Änderung im Wasserdampf und verändertem Strahlungseffekt wird ein Strahlungsantrieb von mehr als 1  $W m^{-2}$  erhalten. Diese Abschätzung bezieht sich auf die Messregion über Neuseeland für das zeitlich begrenzte Ereignis. Die Berechnungen von Riese et al. (2012) basieren auf einer größeren horizontalen und vertikalen Auflösung im Vergleich zu den Flugzeugmessungen und sind über das Jahr 2003 gemittelt. Um den Vergleich zu ermöglichen, wird also eine Saisonalität in der Wasserdampfverteilung auf der Südhemisphäre in diesem Längengradbereich (z. B. Hegglin et al., 2013) vernachlässigt. Durch Verwendung der prozentualen Änderung im Wasserdampf

im Vergleich zu absoluten Werten, wird dieser Effekt minimiert, dennoch ergeben sich große Unsicherheiten für die gezeigte Abschätzung.

Bis jetzt wurde der veränderte Strahlungsantrieb nur für den speziellen Fall gezeigt – direkter Einfluss der Gebirgswellen auf die Wasserdampfverteilung über den Südlichen Alpen Neuseelands am gewählten Tag. Es kann aber noch eine obere Grenze der Abschätzung aus dem Vergleich der Wasserdampfverteilung für den Tag mit Gebirgswellen zur ungestörten Atmosphäre an einem anderen Tag (Abbildung 4.24a, graue Punkte) ermittelt werden. Die Erhöhung um ungefähr 11 ppmv (entspricht  $\sim 160\%$ ) im Wasserdampfmischungsverhältnis resultiert in einem stark erhöhten Strahlungsantrieb, der nicht mehr linear approximierbar ist. Da die Fallstudie sich auf eine Zeitspanne von wenigen Stunden bis ein Tag und lokale Abmessungen von wenigen 100 km bezieht, ist ein globaler Effekt nicht abschätzbar. Hierzu sollten Satellitendaten herangezogen werden.

Es wurde gezeigt, dass Gebirgswellen das Potential haben, die Wasserdampfverteilung in der UTLS zu ändern und damit den Strahlungsantrieb durch Wasserdampf zu beeinflussen. Die hier gezeigte grobe Abschätzung soll somit tiefere Studien über schwerewelleninduzierte Mischung in der UTLS und deren Auswirkung auf den atmosphärischen Strahlungshaushalt motivieren.

## 4.4 Diskussion

### 4.4.1 Vertikaler Transport von Wasserdampf

Gebirgswellen begünstigen den vertikalen Transport von Wasserdampf in der UTLS. In-situ Messungen von Wasserdampfmischungsverhältnissen und von Windrichtung sowie Windgeschwindigkeiten wurden auf verschiedenen Höhen in der Troposphäre und Stratosphäre durchgeführt. Mit diesen Messungen konnte der Transport von Wasserdampf über die Tropopause hinweg beobachtet werden (z. B. Abbildung 4.18). Zwischen 7,7 und 13,0 km treten Wellenpakete quasi-stationär auf allen Flughöhen auf (Abbildung 4.18a). Dies deutet auf den Gebirgszug der neuseeländischen Südinsel als orographische Quelle der Schwerewellen hin. Der Transport von Wasserdampf erfolgt mit Wellen, deren horizontale Wellenlängen zwischen 10 und 80 km liegen (Abbildung 4.17). Die obere Grenze ist durch die Filterfunktion gegeben, die Wellenlängen  $>80$  km von der Analyse ausschließt, um den Einfluss synoptischer Prozesse (z. B. des subtropischen Jetstreams) zu reduzieren. Smith et al. (2016) und Smith & Kruse (2017) zeigen, dass Energie und Impuls im Südlichen Winter 2014 über Neuseeland hauptsächlich von Wellen mit horizontalen Wellenlängen zwischen 20 und 60 km transportiert werden. Dieser Wellenlängenbereich ist ebenfalls für den nach oben gerichteten Transport von Wasserdampf von der Troposphäre in die Stratosphäre verantwortlich. Durch die vertikale Propagation der Gebirgswellen wird Wasserdampf aus Regionen mit hohen Wasserdampfmischungsverhältnissen in Regionen mit niedrigeren Mischungsverhältnissen befördert. Dadurch kann sich die Wasserdampfverteilung in diesen Höhenschichten verändern, worauf später noch eingegangen wird. Der zusätzliche Eintrag von Wasserdampf in größere Höhen der UTLS-Region kann den lokalen Strahlungsantrieb von Wasserdampf beeinflussen und dynamische Prozesse beeinflussen bzw. zur

Wolkenbildung auf großer Höhe beitragen (z. B. Schneider et al., 2010; Sherwood et al., 2010). Zusätzlich zeigt sich ein nach unten gerichteter Massetransport von Wasserdampf bei kleineren Wellenlängen (<22 km), die nicht zum Energie- und Impulsfluss beitragen. Dieser Unterschied zum Energie- und Impulstransport deutet auf komplexe Transportmechanismen von Spurengasen in Gebirgswellen hin und ist abhängig von der Spurengasverteilung und anderen Mischungsprozessen in der Atmosphäre.

Das Profil des vertikalen Wasserdampfflusses (Abbildung 4.18b) beschreibt den generellen Verlauf des Wasserdampftransports zwischen 7,7 und 13,0 km. Der aufwärts gerichtete Transport von Wasserdampf im Bereich hoher Wellenaktivität über den Südlichen Alpen ist dominierend, wird aber durch einen abwärts gerichteten Transport auf kleinen horizontalen Wellenlängen (<22 km) im Osten des Gebirges ergänzt (Abbildung 4.17 und Abbildung 4.18b). Da die Daten nur auf definierten Höhen vorliegen und keine durchgehende vertikale Auflösung des Wasserdampfflusses in der UTLS möglich ist, können Maxima und Richtungsänderungen im vertikalen Transport nicht exakt lokalisiert werden. Ursache für die Überlappung der entgegengesetzt gerichteten Wasserdampf Flüsse können vertikal nach unten propagierende Wellen sein, die im Bereich des stratosphärischen Windminimums angeregt werden (Bramberger et al., 2017). Diese Schicht in der Stratosphäre zwischen 15 und 30 km Höhe, die zu einem Wellenbrechen und turbulentem Mischen führt, wurde während der DEEPWAVE-Kampagne mehrmals beobachtet und von Kruse et al. (2016) als eine den Impulsfluss kontrollierende Ventilschicht (*valve layer*) charakterisiert. Simulationen von Satomura & Sato (1999) zeigen die Anregung von sekundären Wellen in dieser Schicht, die nach oben und unten propagieren können. Der beobachtete abwärts gerichtete Transport auf den troposphärischen Legs kann zusätzlich mit dem Scorer-Parameter erklärt werden. In Vertikalprofilen von Dropsonden ist, bei Betrachtung des Scorer-Parameters, über dem Gebirge eine Anregung und vertikale Propagation von Wellen mit horizontalen Wellenlängen größer als 10 km möglich (Abbildung 4.21c). Allerdings werden Wellen mit der kritischen Wellenlänge kleiner als ungefähr 20 km in der oberen Troposphäre gedämpft und teilweise nach unten reflektiert.

In Kapitel 2.2.2 wurde bei der Beschreibung zur Berechnung des vertikalen Spurengasflusses darauf hingewiesen, dass der horizontale Transport durch z. B. Advektion vernachlässigbar ist. Gleichzeitig ist aber anhand der synoptischen Situation und der Auswertung von Rückwärtstrajektorien (Abschnitt 4.2.1) erkennbar, dass die IOP von horizontalen Transportprozessen beeinflusst wird. Der troposphärische Jetstream ist für einen Transport der Luftmassen bis zu den Südlichen Alpen Neuseelands in der Troposphäre und der Stratosphäre verantwortlich (Abbildung 4.8). Und auch in den in-situ Daten ist dieser Einfluss deutlich erkennbar. Von der Luv-Region bis zum höchsten Gipfel auf dem Flugweg kommt es in der oberen Troposphäre zu einem stetigen Absinken von Wasserdampf und einer Zunahme der potentiellen Temperatur. Damit sind die Auswirkungen des Jetstreams bis über dem westlichen Teil des Gebirges sichtbar und eine Beeinflussung des Schwerewellenevents wahrscheinlich. Mithilfe der Bandpassfiltermethode und einer oberen Grenze der horizontalen Wellenlänge von 80 km wurde dieser Einfluss in der Analyse minimiert. Die zusätzliche Komponente durch den horizontalen Transport von Wasserdampf auf den Fluglegs könnte eine Verstärkung oder Abschwächung des vertikalen Wasserdampf flusses verursachen.

Das hier analysierte Ereignis zeigt im Gegensatz zu den meisten anderen Situationen, in denen bei Gebirgswellenanregung geflogen wurde, nur wenig Wolkenbildung auf den einzelnen Fluglegs. Lediglich zu Beginn des ersten Falcon-Fluges wurden auf der niedrigsten Flughöhe (7,7 km) über dem östlichen Teil des Gebirges Wolken detektiert. Daher wurde Wasserdampf bei der Auswertung als passives Spurengas behandelt. Für die Berechnungen des vertikalen Spurengasflusses auf den höheren Fluglegs ist das legitim, es kann aber zu einer Verschiebung des Wasserdampfstromes in Richtung kleinerer Werte kommen. Durch die Kondensation sinkt das Wasserdampfverhältnis auf der Höhe von 7,7 km. Da unklar ist, wie hoch die Wolke reichte, könnte das darüber liegende Leg (8,9 km) durch diese Wolkenbildung beeinflusst worden sein. Wenn im Bereich der Wolken weniger Wasserdampf nach oben transportiert wurde, könnten auf 8,9 km lokal niedrigere Wasserdampfverhältnisse als in der wolkenfreien Umgebung vorgelegen haben. Damit können die vertikalen Flüsse an diesen Stellen negativ sein, obwohl ein aufwärts gerichteter Transport vorliegt. Die Auswirkungen dieses Effekts sind für die Fluglegs in der Stratosphäre bzw. für die späteren Flüge (FF05, RF16) nicht relevant.

Die CR-2-Wasserdampfmessungen auf der Falcon umfassen die Analyse der oberen Troposphäre und Tropopausenregion. Die VCSEL-Messungen auf der GV dienen den Analysen in der unteren Stratosphäre. Untypisch hohe Wasserdampfverhältnisse an der Tropopause und in der unteren Stratosphäre in den CR-2-Messungen haben eine Korrektur der Daten nötig gemacht. Die erste Kalibrationsfunktion stammte aus der Laborkalibration im Vorfeld der DEEPWAVE-Kampagne. Eine zweite Kalibrationsfunktion wurde aus dem Vergleich zwischen den CR-2- und VCSEL-Messungen während des Vergleichsflugs zwischen Falcon und GV auf der Kampagne abgeleitet (Kap. 3.2.2). Die vorher gefundenen mittleren Abweichungen des CR-2 vom VCSEL reduzieren sich durch Anwendung der Kalibrationsfunktionen von +34 % auf +9 %. Für die obere Troposphäre beträgt die Unsicherheit des CR-2 nach der Korrektur  $\pm 12$  % (für 10-500 ppmv H<sub>2</sub>O). Die CR-2-Messungen in der Tropopausenregion und unteren Stratosphäre sind weiterhin mit einer großen positiven systematischen Abweichung behaftet. Daher wurde z. B. das höchste Flugleg der Falcon (FF05 Leg4 auf 11,8 km) nicht in die Analysen einbezogen. Da die Fluktuationen von Wasserdampf relativ zum Hintergrund und nicht die absoluten Werte von Wasserdampf in die Analyse eingehen, ist bei der Bestimmung der vertikalen Wasserdampfströme eine mögliche verbleibende Abweichung zwischen den Instrumenten in der Tropopausenregion vernachlässigbar. Zusätzlich wurde eine separate Zeitverschiebung der CR-2-Messungen pro Flugleg durchgeführt, um einen möglichen zeitlichen Versatz der Wellensignatur aufgrund der feuchteabhängigen Ansprechzeit des CR-2 zu korrigieren (vgl. Abschnitt 4.2.2).

Die in-situ Messungen auf den verschiedenen Flughöhen bilden nur eine Momentaufnahme der synoptischen Situation ab. Durch die starke Variabilität der Synoptik während der IOP (z. B. Windrichtungswechsel, Absinken der thermischen Tropopause) sind die Messungen beeinflusst und es kann nicht automatisch auf die Situation über oder unter dem Flugleg geschlossen werden. Änderungen in der Amplitude der Schwerewellensignatur sind u. a. in den Bedingungen auf Anregungsniveau begründet, die maximale horizontale Windgeschwindigkeiten gegen 9 UTC mit anschließender Abschwächung der Anregung von

Gebirgswellen zeigen (vgl. Abbildung 4.19). Daher sahen die Instrumente auf der Falcon auf gleicher Flughöhe (10,8 km) innerhalb von einer halben Stunde (FF04 Leg3 zu Leg4) unterschiedliche Signaturen bezüglich Position und Amplitude (Abbildung A.12). Eine Ursache dafür könnte die nicht-lagrange'sche Flugweise sein. Die gemessenen Luftpakete kamen aus südwestlicher Richtung und könnten an vorherigen Gipfeln schon eine Hebung erfahren haben (Abbildung 4.9). Zusätzlich sind die Daten durch eine Überlagerung verschiedener Wellenpakete beeinflusst. Mit horizontalen Wellenlängen  $>22$  km wird Wasserdampf aufwärts transportiert. Gleichzeitig gibt es die abwärts propagierenden Wellen mit Wellenlängen  $<22$  km aufgrund von Reflektion, Anregung sekundärer Wellen oder Wellenbrechen in Gebieten lokaler Turbulenz. Um der synoptischen Variabilität Rechnung zu tragen, wurde die Situation zuerst auf einem gesonderten Flugleg ausführlich betrachtet. Im Anschluss wurden Mittelwerte entlang verschiedener Legs gebildet, um ein Vertikalprofil für den vertikalen Wasserdampftransport ableiten zu können.

Im Vergleich zu früheren Studien zum Spurengastransport infolge von Schwerewellen, ermöglicht die Kombination der in-situ Messungen und Fernerkundungsmethoden auf zwei Plattformen (Falcon und GV) eine große vertikale und zeitliche Charakterisierung des Gebirgswellen-Ereignisses über den Südlichen Alpen Neuseelands. Die Studien von Schilling et al. (1999) und Moustouai et al. (1999); (2010) untersuchten einzelne Fluglegs in der unteren Stratosphäre, um den Transport von CO bzw. O<sub>3</sub> nachzuweisen. Im Gegensatz dazu wird hier ein Wasserdampftransport in der UTLS von 7,7 bis 13,0 km beobachtet, der über die Tropopause hinweg reicht. Die Berechnung des vertikalen Spurengasflusses ist von Schilling et al. (1999) adaptiert und wurde um die Wavelet-Analysen erweitert, um die Position, die Richtung und die Skalen des Transports zu quantifizieren. Der Transport von Wasserdampf erfolgt durch Gebirgswellen mit horizontalen Wellenlängen zwischen 10 und 80 km. Diese Skalen sind vergleichbar zu dem Spurengastransport durch Gebirgswellen bei Schilling et al. (1999) mit horizontalen Wellenlängen von 15 km und bei Moustouai et al. (2010) mit  $<57$  km. Ein ähnliches Ergebnis fanden Moustouai et al. (1999) mit 40 km horizontaler Wellenlänge für ein Schwerewellenevent mit Anregung in einem Tiefdruckgebiet über dem Ozean. Erstmals nimmt diese Arbeit die Unterteilung in verschiedene Wellenlängenbereiche bezüglich der dominierenden Transportrichtung vor. In horizontalen Wellenlängen  $>22$  km herrscht ein aufwärts gerichteter Transport von Wasserdampf vor, während in den Wellenlängen  $<22$  km Wasserdampf nach unten transportiert wird.

#### **4.4.2 Irreversible Änderung der Wasserdampfverteilung in der UTLS**

Die Irreversibilität des Transportprozesses ergibt sich nicht von vorneherein aus den vertikalen Wasserdampfströmen. Daher wurden neben Wasserdampf und dem Vertikalwind weitere in-situ Messungen ausgewertet. Anhand von Daten aus Dropsondenabwürfen der GV über den Südlichen Alpen wurde der Turbulenzparameter  $Ri$  analysiert. Es wurde nachgewiesen, dass  $Ri$  die kritischen Werte von 0,25 und 1,0 knapp unterhalb der thermischen Tropopause unterschreitet (Abbildung 4.21). Im zeitlichen Verlauf der Dropsondenabwürfe (Abbildung 4.22) ist erkennbar, dass die lokale Turbulenz gegen 07 UTC maximal ist und bis gegen 11:30 UTC hin abnimmt, wobei gleichzeitig der vertikale Gradient der potentiellen Temperatur sehr niedrig wird. Dies ist ein Hinweis auf die lokale Mischung

von Luftschichten in einer Region mit einer vertikalen Ausdehnung von ungefähr 200 m. Die Turbulenz wird zum einen direkt im Bereich der vertikalen Windscherung knapp unterhalb der Tropopause ausgelöst. Zusätzlich ergab der Scorer-Parameter eine kritische Wellenlänge von  $\sim 20$  km in der oberen Troposphäre. Gebirgswellen mit horizontalen Wellenlänge  $< 20$  km konnten somit teilweise reflektiert werden und mit den aufwärts propagierenden Wellen so interagieren, dass Turbulenz angeregt wurde. Die irreversible Änderung der Wasserdampfverteilung in der UTLS bestätigt die Mischung der Luftschichten. Das zeigt auch die  $\text{H}_2\text{O}$ - $\text{O}_3$ -Korrelation der Falcon in-situ Daten (Abbildung 4.24). Für die analysierten Flüge werden in der Tropopausenregion Mischungsbereiche gefunden, die auf eine Erhöhung des Wasserdampfmischungsverhältnisses um ca. 4 ppmv im Höhenbereich 10 bis 11 km hinweisen. Die Mischung findet in dem Bereich der potentiellen Temperatur statt, der in den Dropsondendaten lokale Turbulenz zeigt. Über die Länge des Mischungszeitraumes kann mit den punktuellen Messdaten auf definierten Höhen und zu bestimmten Zeiten keine Aussage getroffen werden. Durch die räumliche und zeitliche Überlappung des Auftretens von Gebirgswellen und lokaler Turbulenz, wird auf eine gegenseitige Einflussnahme geschlossen. Die Gebirgswellen transportieren Wasserdampf vertikal nach oben und erzeugen Scherinstabilitäten bzw. brechen. Dadurch ausgelöste Turbulenz führt zu Mischung von Wasserdampf in der UTLS-Region.

Die Mischung von Spurengasen wurde auch in früheren Studien betrachtet. Schilling et al. (1999) nutzen  $\text{CO}$ -Vertikalprofile und eine eindimensionale Parametrisierung von Gebirgswellen, um einen irreversiblen  $\text{CO}$ -Transport in der Tropopausenregion infolge von Wellenbrechen zu diskutieren. Moustouli et al. (2010) verwenden ebenfalls eine einfache Simulation, um ihre Ergebnisse zu erklären. Dabei wird bestätigt, dass kleine ( $< 57$  km) und große (100-200 km) horizontale Wellenlängen für einen Transport verantwortlich sind. Die Autoren schließen allerdings auf reversible dynamische Prozesse in dem untersuchten Gebirgswellen-Ereignis, da die Variabilität der Ozonverteilung ohne eine Mischungsparametrisierung rekonstruiert werden konnte.

Um die Mischungseffizienz von Gebirgswellen mit anderen Transportprozessen und Spurengasen vergleichbar zu machen, kann der vertikale Eddy-Diffusionskoeffizient  $K_q$  berechnet werden:

$$K_q = -\overline{w'q'} \frac{\partial \bar{q}}{\partial z} \quad 4.4$$

Der vertikale mittlere Spurengasgradient ist dabei stark von der gewählten vertikalen Ausdehnung des Mischungsereignisses abhängig (z. B.  $\Delta z = 200$  m, 500 m, 1 km). In dieser Arbeit wird die vertikale Auslenkung der Luftmassen durch die Gebirgswellen auf ungefähr  $\pm 500$  m geschätzt. Bezogen auf den mittleren vertikalen Wasserdampftransport auf jedem Flugleg werden vertikale Eddy-Diffusionskoeffizienten von  $1-44 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  zwischen 7 und 12 km Flughöhe erhalten. Als Vergleich haben Schilling et al. (1999) für  $\text{CO}$   $K_{\text{CO}}$  zwischen  $115-175 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  angegeben. Die Autoren beziehen sich auf maximale Spurengasflüsse und eine vertikale Ausdehnung des Gebirgswellenereignisses von  $\pm 500$  m. Hingegen hat Shapiro (1980) bei Mischung von Ozon in einer Tropopausenfalte mit einer vertikalen Ausdehnung von ungefähr  $\pm 1$  km Werte von  $K_{\text{O}_3} = 8 - 79 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  erhalten. Ohne Spezifizierung des

Spurengases und der vertikalen Ausdehnung geben Juckes (1997) und Roedel (2000) vertikale Diffusionskoeffizienten zwischen  $4\text{-}8\text{ m}^2\text{ s}^{-1}$  (barokline Wellen in der Umgebung eines Jetstreams) bzw. zwischen  $1\text{-}20\text{ m}^2\text{ s}^{-1}$  (Troposphäre allgemein) an. Die in dieser Arbeit ermittelten vertikalen Diffusionskoeffizienten sind somit gut vergleichbar mit anderen Studien und typisch für Mischungsprozesse in der UTLS. Die hohen Werte von Schilling et al. (1999) resultieren aus der Verwendung maximaler statt gemittelter Spurengasflüsse. Ein genauer Vergleich zu anderen Studien wird allerdings erschwert, da  $K_q$  von der Höhe, der Stabilität und der Scherung in der Atmosphäre abhängig ist (Juckes, 1997; Roedel, 2000).

Die Schlussfolgerungen dieser Arbeit, dass der Einfluss von Gebirgswellen lokal begrenzt ist und die zeitliche Variabilität des Ereignisses in der Größenordnung von Stunden bis ein Tag liegt, bestätigen verschiedene Studien. In Langford et al. (1996) werden Beobachtungen und Simulationen genutzt, um vertikale Ozonprofile auszuwerten. Sie finden einen Einfluss von vertikal propagierenden Schwerewellen (horizontale Wellenlänge um 180 km), die die troposphärische Ozonverteilung auf kleinen Zeitskalen ( $<1$  Tag) variieren. Zudem zeigen Lane & Sharman (2006) in ihrer Simulationsstudie zu Wellenbrechen oberhalb von Gewittersystemen, dass ein cross-isentropes Mischen von Wasserdampf in der Brechungsregion erfolgte. Sie weisen nach, dass dieser Prozess räumlich und zeitlich begrenzt stattfand. Aufgrund der Häufigkeit von Gewittern weltweit, könnte es aber einen Netto-Effekt auf die vertikale Spurengasverteilung haben. Auch Gebirgswellen treten weltweit sehr häufig auf (z. B. Hoffmann et al., 2013). Dies ist an jeder topographischen Erhöhung möglich und kann somit global die Wasserdampfverteilung in der UTLS signifikant verändern.

Die Analyse zur Klimawirkung des erhöhten Wasserdampfmischungsverhältnisses in der Tropopausenregion infolge von Gebirgswellen erfolgte in dieser Arbeit erstmalig (Abschnitt 4.3). Die Berechnung beruht auf einer groben Abschätzung des Strahlungsantriebes in der UTLS basierend auf Simulationen von Riese et al. (2012). Der ermittelte lokale Strahlungsantrieb von mehr als  $1\text{ W m}^{-2}$  ist mit einer großen Unsicherheit behaftet, da eine räumlich und zeitlich sehr begrenzte Veränderung mit zonalen und jährlich gemittelten Werten verglichen wird. Die Analyse zeigt aber die Relevanz von Gebirgswellen-Ereignissen hinsichtlich einer Veränderung der Wasserdampfverteilung in der UTLS und daraus folgendem Einfluss auf den Strahlungshaushalt der Atmosphäre. Wie oben genannt, ist der Effekt lokal begrenzt, kann aber durch die weltweite Häufigkeit des Auftretens von Gebirgswellen einen signifikanten Einfluss auf die atmosphärische Wasserdampfverteilung haben. Schilling (1999) weist ebenfalls auf die Relevanz des leewelleninduzierten Spurengastransportes als bedeutenden Austausch-Prozess zwischen Troposphäre und Stratosphäre hin. Nach seiner Abschätzung wird über Gebirgswellen auf der Nordhalbkugel etwa halb so viel Luftmasse ausgetauscht wie infolge von Tropopausenfalten, die als wichtigster Transportprozess in der UTLS gelten.



## 5 Zusammenfassung

Transportprozesse verändern die Wasserdampfverteilung in der UTLS und beeinflussen dadurch die Klimawirkung dieses natürlichen Treibhausgases. In dieser Arbeit wurde der Schwerpunkt auf den gebirgswelleninduzierten vertikalen Transport von Wasserdampf gelegt. Dafür wurde ein Gebirgswellen-Ereignis über den Südlichen Alpen Neuseelands, einer Hotspot-Region für Schwerewellen, mit flugzeuggetragenen Messinstrumenten im Rahmen der DEEPWAVE-Kampagne 2014 beprobt. Anhand von in-situ Messungen auf verschiedenen Flughöhen in der oberen Troposphäre und unteren Stratosphäre wurden Methoden der Schwerewellenanalyse mit Untersuchungen zum Spurengastransport kombiniert. Mithilfe der Berechnung des vertikalen Wasserdampfflusses auf den einzelnen Höhen wurde der Transport von Wasserdampf über die thermische Tropopause hinweg nachgewiesen. Der Transport hat in Gebieten mit hoher Gebirgswellenaktivität stattgefunden. In Dropsondenmessungen fanden sich an gleicher Stelle in der Tropopausenregion Hinweise auf Turbulenz, die zu einem Mischen des transportierten Wasserdampfs führen konnten. Die  $\text{H}_2\text{O}$ - $\text{O}_3$ -Korrelation hat in den Gebirgswellen-Flügen eine deutlich stärkere Mischung im Vergleich zu einem Flug in Hintergrundbedingungen ohne Schwerewellenanregung gezeigt.

Als Grundlage für die Untersuchung von Transportprozessen von Wasserdampf in der UTLS-Region dienten genaue Messungen der Wasserdampfverteilung in der Atmosphäre, die mithilfe von zeitlich und räumlich hochaufgelösten in-situ Daten aus Flugzeugmessungen realisiert wurden. In dieser Arbeit beruht die Auswertung auf den Messungen eines CR-2 Taupunktspiegel-Hygrometers auf der Falcon. Zur Sicherung der Datenqualität wurde das Hygrometer neben der Kalibration im Labor zusätzlich unter realen Bedingungen im Flug mit einem Laserhygrometer verglichen. Daraus ergaben sich zwei Kalibrationsfunktionen, die die systematischen Unsicherheiten des CR-2 auf  $\pm 12\%$  (10-500 ppmv  $\text{H}_2\text{O}$ ) während der DEEPWAVE-Kampagne reduzieren. Aufgrund zusätzlicher systematischer Abweichungen für Wasserdampfmischungsverhältnisse  $< 10$  ppmv wurden für die Analyse der unteren Stratosphäre Daten des Laserhygrometers VCSEL auf der NCAR/NSF GV genutzt, die mit einer Unsicherheit von  $\pm 5\%$  (1-20000 ppmv  $\text{H}_2\text{O}$ ) beschrieben werden. Die CR-2-Messungen in der oberen Troposphäre sind gut geeignet, um die durch Schwerewellen verursachten Fluktuationen im Wasserdampf relativ zum Hintergrund zu interpretieren und die für den Transport relevanten horizontalen Wellenlängen  $> 10$  km aufzulösen. Das Taupunktspiegel-Hygrometer ist Teil eines kombinierten Messsystems aus zwei unabhängigen Wasserdampfinstrumenten, das die zeitgleiche Messung von Gasphasenwasser und Gesamtwasser ermöglicht. In dieser Arbeit wurde gezeigt, dass der platzsparende Einbau im Flugzeug und die automatische Bedienung des Systems seine standardmäßige Nutzung zur Wasserdampfmessung auf Forschungsflugzeugen ermöglicht. Für neun Messkampagnen zwischen 2012 und 2017 sowie für zukünftige Projekte können somit die Wasserdampfverteilung in der UTLS und der Eiswassergehalt in Wolken bestimmt werden.

Das kombinierte Messsystem war auch Teil der in-situ Instrumentierung während der DEEPWAVE-Kampagne in Neuseeland 2014. Die Gesamtwassermessungen dienten bei dieser Arbeit jedoch nur als Marker für Anwesenheit von Wolken. Am 04. Juli 2014 flogen

die zwei Forschungsflugzeuge DLR Falcon und NCAR/NSF GV auf verschiedenen Höhen der UTLS-Region über die Südlichen Alpen Neuseelands, um die vertikale Ausbreitung von Gebirgswellen zu untersuchen. Die südwestliche Anströmung im Randbereich des subtropischen Jetstreams bedingte eine moderate bis starke Anregung von Gebirgswellen, die bis in die Mesosphäre propagierten und hohe Energie- und Impulsflüsse in der UTLS aufwiesen. Anhand von Flussberechnungen wurde in dieser Arbeit gezeigt, dass Wasserdampf infolge der Gebirgswellen vertikal nach oben und unten transportiert wurde. Der Transport wurde auf den verschiedenen Flughöhen in der UTLS zwischen 7,7 und 13,0 km über die Tropopause hinweg beobachtet. Wavelet-Analysen zeigten in einem Gebiet über dem mittleren und östlichen Teil des Gebirges erhöhte Wellenaktivität und die größten Amplituden im vertikalen Wasserdampftransport. In dem untersuchten Wellenlängenbereich von 300 m bis 80 km horizontalen Wellenlängen wurde auf der Flughöhe von 8,9 km ein aufwärts gerichteter Fluss bei Wellenlängen  $\geq 22$  km bis ungefähr 60-70 km beobachtet. Das bedeutet, dass Wasserdampf aus einer Region mit hohen Mischungsverhältnissen in eine Region mit niedrigeren Mischungsverhältnissen transportiert wird und sich die Wasserdampfverteilung in den entsprechenden Höhen zumindest kurzzeitig ändert. Weiter östlich über dem Gebirge wurde zusätzlich ein abwärts gerichteter Transport bei Wellenlängen  $< 22$  km beobachtet. Vertikalprofile des Scorer-Parameters, die aus Dropsondendaten abgeleitet wurden, bestätigen, dass die Anregung und vertikale Ausbreitung von Gebirgswellen in der Troposphäre mit horizontalen Wellenlängen  $> 10$  km möglich war. Allerdings konnten Gebirgswellen mit einer kritischen horizontalen Wellenlänge  $\leq 20$  km in der oberen Troposphäre gedämpft und teilweise reflektiert werden. Dies ist wahrscheinlich zusammen mit einer Reflektion von Schwerewellen in der mittleren Stratosphäre die Ursache für den abwärts gerichteten Transport von Wasserdampf auf der Lee-Seite des Gebirges.

Im Höhenbereich zwischen 8,9 und 13 km deutet die vertikale Flussdivergenz darauf hin, dass der aufwärts gerichtete Wasserdampftransport über die Tropopause hinweg dominiert hat. Auf ungefähr 10,8 km Höhe wurden über dem Gebirge im Vergleich zur Luv-Region erhöhte Wasserdampfmischungsverhältnisse gefunden. Zwischen 10,8 und 12 km existierte eine Schicht, die durch einen überwiegend abwärts gerichteten Transport bei horizontalen Wellenlängen  $< 22$  km dehydriert wird. Smith et al. (2016) und Smith & Kruse (2017) bestätigen einen aufwärts gerichteten Impuls- und Energietransport im gleichen Wellenlängenbereich (20-60 km) wie der Wasserdampftransport. Der beobachtete Massentransport von Wasserdampf bei kleinskaligen Wellenlängen ( $< 22$  km) konnte für den Energie- und Impulstransport in der unteren Stratosphäre hingegen nicht gefunden werden. Dies deutet auf komplexe Transportmechanismen von Spurengasen infolge von Gebirgswellen hin. Für die Berechnung des vertikalen Wasserdampftransportes wurden horizontale und vertikale Advektion im Messgebiet vernachlässigt. Es gibt allerdings vor allem in der Luv-Region Hinweise auf zusätzliche Transportprozesse wie Konvektion und Advektion, die durch den troposphärischen Jetstream induziert wurden. Die Wasserdampfmessungen über dem Gebirge könnten durch diese Prozesse beeinflusst worden sein, wurden aber zum Zeitpunkt der Messung durch den vertikalen Transport infolge von Gebirgswellen dominiert. Im Osten des Gebirges wurden auf der niedrigsten Flughöhe (7,7 km) zum Beginn der Messungen gebirgswelleninduzierte Zirren beobachtet. Diese könnten den vertikalen Wasserdampftransport auf 8,9 km durch eine Abschwächung der

Amplitude beeinflusst haben. Am generellen Trend des aufwärts gerichteten Transports von Wasserdampf hat die Wolkenbildung nichts geändert.

Die Ergebnisse bestätigen die erste Arbeitshypothese, wonach „*Gebirgswellen [...] für einen vertikalen Transport von Wasserdampf in der Tropopausenregion verantwortlich*“ sind. Durch die Kombination verschiedener Methoden aus der Schwerewellenanalyse (Flussberechnung und Wavelet-Analyse) wurde ein dominierender, nach oben gerichteter Transport von Wasserdampf in Bereichen hoher Wellenaktivität über dem Gebirge nachgewiesen. Der Einsatz zweier Forschungsflugzeuge mit Wasserdampfinstrumentierung ermöglichte trotz der Messung auf einzelnen Flughöhen die Erstellung eines Vertikalprofils des vertikalen Wasserdampftransportes von 7,7 bis 13,0 km. Der Transport von Wasserdampf über die thermische Tropopause hinweg konnte damit gezeigt werden. Zusätzlich erlaubte die Messstrategie mit den beiden Flugzeugen die Beobachtung der zeitlichen Entwicklung des Gebirgswellenereignisses. In Abhängigkeit von den sich verändernden Windrichtungen und Windgeschwindigkeiten auf Anregungsniveau wurde eine Zunahme der Gebirgswellenaktivität durch wachsende Amplituden im vertikalen Wasserdampftransport abgebildet. Zum Ende der Messungen hin hat sich das Ereignis abgeschwächt. Während des gesamten Messzeitraums (~9 h) wurde Wasserdampf über den Südlichen Alpen vertikal nach oben und im Osten des Gebirges zusätzlich nach unten transportiert. Eine Verallgemeinerung für den vertikalen Wasserdampftransport durch Gebirgswellen auf globalen Skalen ist schwer möglich, da sich diese Analyse auf ein einzelnes Ereignis bezieht. Die Methoden sind aber auf ähnliche meteorologische Situationen anwendbar.

Neben dem Transport wurde in dieser Arbeit auch die Mischung von Wasserdampf in der UTLS untersucht. Die Ergebnisse können im Hinblick auf die zweite Hypothese diskutiert werden. „*Im Bereich hoher Wellenaktivität führt turbulente Mischung zu einer irreversiblen Änderung der Wasserdampfverteilung in der UTLS*“. In der oben erwähnten Schicht zwischen 10,8 und 12 km, die durch einen abwärts gerichteten Transport von Wasserdampf dehydriert wurde, gab es in den Dropsondendaten Hinweise auf Turbulenz. Durch vertikale Windscherung knapp unterhalb der thermischen Tropopause haben sich kritische Richardson-Zahlen  $<1,0$  und teilweise  $<0,25$  ergeben, die relevant für die Anregung von Turbulenz sind. Die Turbulenz wurde über mehrere Stunden hinweg während starker Wellenaktivität über dem Gebirge in den Dropsondendaten beobachtet und kann Mischung von Wasserdampf in der Tropopausenregion über Neuseeland induziert haben. Neben der Windscherung konnte die Überlagerung und Interaktion von Wellen unterschiedlicher horizontaler Wellenlänge und entgegengesetzter Propagationsrichtung Instabilitäten in der Atmosphäre auslösen. Aus dem  $H_2O-O_3$ -Korrelationsplot ist deutlich geworden, dass über den Südlichen Alpen Neuseelands tatsächlich verstärkt Mischung aufgetreten ist. Gegenüber einer Situation in ungestörten Bedingungen (annähernd ideale L-Kurve) wurde eine Erhöhung des Wasserdampfmischungsverhältnisses in der Tropopausenregion von ungefähr 11 ppmv gefunden. Für das explizite Ereignis gab es über dem Gebirge ein im Mittel um 4 ppmv höheres Mischungsverhältnis im Vergleich zur Luv-Region. Die Turbulenz im Bereich hoher Wellenaktivität hat somit zu einer irreversiblen Änderung der Wasserdampfverteilung in der UTLS geführt. Dabei ist die kausale Verbindung zwischen Gebirgswellen und Turbulenz sehr wahrscheinlich.

Die erhöhten Wasserdampfmischungsverhältnisse in der UTLS haben den Strahlungstransfer in der UTLS beeinflusst. Aus einer groben Abschätzung für die Tropopausenregion über den Südlichen Alpen Neuseelands folgt, dass der Strahlungsantrieb durch die erhöhten Wasserdampfkonzentrationen mehr als  $1 \text{ W m}^{-2}$  ausmachen kann. Demnach kann die zweite Hypothese mithilfe der Kombination verschiedener Mess- und Analysemethoden für dieses Gebirgswellen-Ereignis bestätigt werden. Nicht bei jedem Transportprozess von Wasserdampf infolge von Gebirgswellen sind Mischung und eine veränderte lokale Klimawirkung das Resultat. Bedeutung gewinnt dieses Ergebnis aber dadurch, dass Gebirgswellen ein globales und häufig auftretendes Phänomen sind.

Durch die große Variabilität der Wasserdampfverteilung in der UTLS und die Überlagerung verschiedener, gleichzeitig stattfindender Transportprozesse muss eine Beurteilung einzelner Transportmechanismen sorgfältig und im Kontext der meteorologischen Situation erfolgen. In dieser Arbeit konnte gezeigt werden, dass Gebirgswellen einen signifikanten vertikalen Transportprozess für Wasserdampf in der UTLS darstellen. Die einzigartige Kombination von Daten verschiedener in-situ Messinstrumente und die Anwendung unterschiedlicher Methoden der Schwerewellen- und Spurengasanalyse ermöglichten die umfassende Auswertung eines Fallbeispiels über den Südlichen Alpen Neuseelands. Neben dem generellen Aufwärtstransport konnte hier auch eine Mischung von Wasserdampf nachgewiesen werden, die einen signifikanten Einfluss auf den Strahlungsantrieb des wichtigsten natürlichen Treibhausgases in der UTLS hat. Die Studie behandelt einen typischen Fall von orographisch angeregten Schwerewellen mit vertikaler Propagation in der Troposphäre und unteren Stratosphäre. Somit sind die Methoden auf ähnliche meteorologische Situationen und andere klimasensitive Spurengase übertragbar.

## 6 Ausblick

Die Auswertemethoden, die in dieser Arbeit kombiniert wurden, sind neben Wasserdampf auf andere klimasensitive Spurengase und die potentielle Temperatur übertragbar. Einzige Bedingung ist, dass der gewählte Tracer konservativ ist. Je nach Fragestellung können unterschiedliche Spurengase ausgewählt werden, um verschiedene Bereiche der Atmosphäre hinsichtlich eines Spurengastransports infolge von Gebirgswellen zu untersuchen: Ozon eignet sich im Vergleich zu Wasserdampf für Analysen in der unteren Stratosphäre (z. B. Teitelbaum et al., 1996), während Kohlenmonoxid ebenfalls ein troposphärischer Tracer ist (z. B. Schilling et al., 1999; Moustouei et al., 2010).

Hinsichtlich der Messung von Wasserdampf mit dem Frostpunktspiegel-Hygrometer sind Untersuchungen im Labor nötig, um das Ansprechverhalten des CR-2 bei Änderungen im Mischungsverhältnis für verschiedene Mischungsverhältnisse zu bestimmen. Die Ergebnisse sind wegen einer Reparatur des Geräts nach der Kampagne nur auf kommende Auswertungen anwendbar. Für die Analyse von Schwerwellenereignissen würden sich zudem Instrumente mit einer höheren zeitlichen Auflösung, wie z.B. das AIMS-Instrument anbieten, um klein- und mittelskalige Fluktuationen gut abbilden zu können.

Für die Auswertung des Fallbeispiels wurden ausschließlich in-situ Messungen auf verschiedenen Flughöhen genutzt. Ein Nachteil war, dass somit kein Vertikalprofil der Wasserdampfverteilung über dem Gebiet mit der höchsten Gebirgswellen-Aktivität vorlag. Ein Trend der Transportrichtung und die Identifizierung einer potentiellen Schicht zur Mischung waren somit nur aus dem Vertikalprofil zur Flussdivergenz ableitbar. Die kombinierten Kampagnen POLSTRACC (*Polar Stratosphere in a Changing Climate*)/GW-LCYCLE II mit den Forschungsflugzeugen HALO und Falcon Anfang des Jahres 2016 in Nord-Schweden hatten u. a. die Untersuchung von Gebirgswellen zum Ziel. An Bord der HALO war ein Lidar mit Wasserdampfmode, das nach oben gerichtet Vertikalprofile gemessen hat. Während eines gemeinsamen Fluges von Falcon und HALO am 28.01.2016 konnten, ähnlich zu DEEPWAVE, auf verschiedenen Flughöhen in der UTLS in-situ Daten gesammelt werden (Veröffentlichung in Arbeit). Dabei gab es eine Messequenz, in der HALO mit dem nach oben gerichteten Wasserdampf-Lidar und die Falcon mit einem nach unten gerichteten 2 $\mu$ -Wind-Lidar einen Überlappbereich von 2-3 km Höhe haben. In diesem Bereich können das Vertikalprofil des Wasserdampfflusses und die vertikale Flussdivergenz berechnet werden. Regionen in denen es zu einer Änderung im Transportmechanismus kommt (z. B. Vorzeichenwechsel im Transport oder Veränderung der Wellenstruktur), können somit besser identifiziert werden. Gleichzeitig könnte dieses Ereignis der POLSTRACC/GW-LCYCLE II Kampagne als Vergleich zur DEEPWAVE-Kampagne hinsichtlich Mischung und Strahlungsantrieb von Wasserdampf in der UTLS genutzt werden.

Vertikalprofile der Wasserdampfverteilung über einem Gebirge mit Schwerwellenanregung können ebenfalls von Modellen bereitgestellt werden. Für das vorliegende Fallbeispiel wurden WRF-Simulationen analysiert, die aber die Wasserdampfverteilung in der

Tropopausenregion noch nicht gut repräsentieren. Ursache hierfür ist u. a. an die Verwendung von ECMWF-Daten zur WRF-Initialisierung, die an der Tropopause einen Feuchtebias aufweisen (z. B. Kunz et al., 2014; Kaufmann et al., 2018). Zusätzlich waren die Amplituden in den Wasserdampf fluktuationen stark verschieden von denen der in-situ Messungen. Es muss also untersucht werden, mit welchen Annahmen Wasserdampf und andere Spurengase in das Modell eingehen, um Transportprozesse infolge von Gebirgswellen realitätsnäher darstellen zu können.

Da in dieser Arbeit die Bedeutsamkeit des Wasserdampftransportes für das Klima über einem Gebiet mit starker Gebirgswellenaktivität hervorgehoben wurde, wäre die Quantifizierung der globalen Relevanz des gebirgswelleninduzierten Wasserdampftransportes ein nächster Schritt. Dazu können Beobachtungsdaten und Modelle einen Beitrag leisten. Daher soll eine Studie dieser Prozesse mithilfe von Satellitendaten initiiert werden. Satelliten haben eine große geographische Abdeckung und können Schwerewellenereignisse detektieren, z. B. mit dem Infrarotspektrometer AIRS (*Atmospheric Infrared Sounder*; Hoffmann et al. (2016)). Durch die Auswertung von Wasserdampfprofilen über verschiedenen Schwerewellen-Hotspotregionen kann untersucht werden, ob Gebirgswellen einen regionalen oder globalen Einfluss auf die Wasserdampfverteilung in der UTLS haben. So wurden z. B. über den Appalachen in Oberflächennähe im NIR-Wasserdampfkanal des Spektroradiometers MODIS (*Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer*) Gebirgswellen nachgewiesen (Lyapustin et al., 2014). Der gleiche Kanal wurde von Uhlenbrock et al. (2007) genutzt, um Turbulenzbeobachtungen von Piloten mit dem Auftreten von Gebirgswellen in der mittleren und oberen Troposphäre in Relation zu setzen. Diese Studien zeigen, dass Wasserdampf in der UTLS von Satelliten aus zur Auswertung von Ereignissen mit Gebirgswellen genutzt werden können. Neben Fallstudien an einzelnen Gebirgen wäre eine Auswertung mehrerer Hotspot-Regionen bezüglich der Änderung der Wasserdampfverteilung bei Schwerewellenevents interessant. Eine Herausforderung ist die begrenzte vertikale Auflösung der Satellitenmessungen in der strahlungssensitiven UTLS-Region. Als Datengrundlage kommen aber z. B. die Wasserdampfdaten von AURA-MLS in Frage, die zwischen 316 und 100 hPa eine vertikale Auflösung von 2-3 km haben (Hegglin et al., 2013). Eine weitere Herausforderung betrifft die Qualität der Wasserdampf-Satelliten-Daten in Zirrenregionen. Zirren treten häufig in Gebirgswellen-Ereignissen auf und könnten unter Umständen die Qualität der Satellitenmessungen in diesen Regionen beeinflussen.

Zusätzlich zu den Beobachtungsdaten können numerische Simulationen mit geeigneter Parametrisierung von orographisch angeregten Schwerewellen einen daraus resultierenden Spurengastransport untersuchen. Hier ist die Qualität der Parametrisierung und der in die Parametrisierung eingehenden Prozesse maßgeblich. Weiterführend könnte der gebirgswelleninduzierte Transport in den Modellen für einen längeren Zeitraum wie ein Jahr an- und ausgeschaltet werden, um aus der Differenz der beiden Szenarien mithilfe von Strahlungstransportrechnungen den Strahlungsantrieb zu bestimmen. Eine Beurteilung des Klimaeffektes des Spurengastransportes infolge von Gebirgswellen mit einer globalen Abschätzung hinsichtlich der Häufigkeit des Auftretens von Gebirgswellen wäre damit möglich.

# A Anhang

## A.1 Publikationsliste

- Kaufmann, S., Voigt, C., Heller, R., Jurkat-Witschas, T., Krämer, M., Rolf, C., Zöger, M., Giez, A., Buchholz, B., Ebert, V., Thornberry, T., and Schumann, U.: Intercomparison of mid-latitude tropospheric and lower-stratospheric water vapor measurements and comparison to ECMWF humidity data, *Atmos. Chem. Phys.*, **18(22)**, 16729-16745, doi:10.5194/acp-18-16729-2018, 2018.
- Afchine, A., Rolf, C., Costa, A., Spelten, N., Riese, M., Buchholz, B., Ebert, V., Heller, R., Kaufmann, S., Minikin, A., Voigt, C., Zöger, M., Smith, J., Lawson, P., Lykov, A., Khaykin, S., and Krämer, M.: Ice particle sampling from aircraft – influence of the probing position on the ice water content, *Atmos. Meas. Tech.*, **11**, 4015-4031, doi:10.5194/amt-11-4015-2018, 2018.
- Grewe, V.; Dahlmann, K.; Flink, J.; Frömming, C.; Ghosh, R.; Gierens, K.; Heller, R.; Hendricks, J.; Jöckel, P.; Kaufmann, S.; Kölker, K.; Linke, F.; Luchkova, T.; Lührs, B.; Van Manen, J.; Matthes, S.; Minikin, A.; Niklaß, M.; Plohr, M.; Righi, M.; Rosanka, S.; Schmitt, A.; Schumann, U.; Terekhov, I.; Unterstrasser, S.; Vázquez-Navarro, M.; Voigt, C.; Wicke, K.; Yamashita, H.; Zahn, A.; Ziereis, H. Mitigating the Climate Impact from Aviation: Achievements and Results of the DLR WeCare Project, *Aerospace*, **4**, 34, 2017.
- Heller, R., Voigt, C., Beaton, S., Dörnbrack, A., Giez, A., Kaufmann, S., Mallaun, C., Schlager, H., Wagner, J., Young, K., and Rapp, M.: Mountain waves modulate the water vapor distribution in the UTLS, *Atmos. Chem. Phys.*, **17(24)**, 14853-14869, doi:10.5194/acp-17-14853-2017, 2017.
- Voigt, C., Schumann, U., Minikin, A., Abdelmonem, A., Afchine, A., Borrmann, S., Boettcher, M., Buchholz, B., Bugliaro, L., Costa, A., Curtius, J., Dollner, M., Dörnbrack, A., Dreiling, V., Ebert, V., Ehrlich, A., Fix, A., Forster, L., Frank, F., Fütterer, D., Giez, A., Graf, K., Groß, J.-U., Groß, S., Heimerl, K., Heinold, B., Hüneke, T., Järvinen, E., Jurkat, T., Kaufmann, S., Kenntner, M., Klingebiel, M., Klimach, T., Kohl, R., Krämer, M., Candra Krisna, T., Luebke, A., Mayer, B., Mertes, S., Molleker, S., Petzold, A., Pfeilsticker, K., Port, M., Rapp, M., Reutter, P., Rolf, C., Rose, D., Sauer, D., Schäfler, A., Schlage, R., Schnaiter, M., Schneider, J., Spelten, N., Spichtinger, P., Stock, P., Walser, A., Weigel, R., Weinzierl, B., Wendisch, M., Werner, F., Wernli, H., Wirth, M., Zahn, A., Ziereis, H., and Zöger, M.: ML-CIRRUS - The airborne experiment on natural cirrus and contrail cirrus with the high-altitude long-range research aircraft HALO, *B. Am. Meteorol. Soc.*, **98**, 271-288, doi:10.1175/bams-d-15-00213.1, 2017.

- Kaufmann, S., Voigt, C., Jurkat, T., Thornberry, T., Fahey, D. W., Gao, R.-S., Schlage, R., Schäuble, D., and Zöger, M.: The airborne mass spectrometer AIMS – Part 1: AIMS-H<sub>2</sub>O for UTLS water vapor measurements, *Atmos. Meas. Tech.*, **9**, 939-953, doi:10.5194/amt-9-939-2016, 2016.
- Shcherbakov, V., Jourdan, O., Voigt, C., Gayet, J.-F., Chauvigne, A., Schwarzenboeck, A., Minikin, A., Klingebiel, M., Weigel, R., Borrmann, S., Jurkat, T., Kaufmann, S., Schlage, R., Gourbeyre, C., Febvre, G., Lapyonok, T., Frey, W., Molleker, S., and Weinzierl, B.: Porous aerosol in degassing plumes of Mt. Etna and Mt. Stromboli, *Atmos. Chem. Phys.*, **16**, 11883-11897, doi:10.5194/acp-16-11883-2016, 2016.



## A.2 Übersicht über Filtermethoden in der Schwerewellenanalyse

Tabelle A.1: Übersicht über Filtermethoden, die in verschiedenen Publikationen genutzt wurden, um schwerewelleninduzierte Fluktuationen der untersuchten Parameter vom Hintergrund zu trennen. Die Filter sind verschiedenen Fragestellungen angepasst. Die Grenze der Filter beschreibt die horizontale Wellenlänge in Zeitkoordinaten (s) oder in Raumkoordinaten (km).

Publikation	Filter	Grenze	Ziel
Shapiro (1980)	Mittelwert, linearer Trend, Filter	>10 s	O <sub>3</sub> , CN: turbulente Fluktuationen innerhalb einer Tropopausenfalte
Schilling et al. (1999)	gleitender Mittelwert	≤200 s/40 km	CO: nicht-lineare Gebirgswellen
Pavelin et al. (2002)	1) Gleitender Mittelwert für Schwerewellensignatur 2) Hochpassfilter für Turbulenzen	1) 10 s/1 km 2) 10 s	Nachweis von Turbulenz infolge von Schwerewellen
Whiteway et al. (2003)	Hochpassfilter für kleinskalige Oszillationen		Wind, Temperatur: Turbulenz-Nachweis durch Wellenbrechen
Moustaoui et al. (2010)	1) Tiefpassfilter (Leg1+2) 2) Tiefpassfilter (nicht-rekursiv) mit Kaiser-Fenster (Legwechsel)	1) 0,075 h/ 54 km 2) 0,135 h/ 97,2 km	Nicht-lineare Fluktuationen in CO und O <sub>3</sub> in der UTLS (Messung + Modell)
Zhang et al. (2015a)	Bandpassfilter (wavelet-basiert)	verschiedene zwischen 8 und 138 km	Wind, $T$ , $\theta$ : Schwerewellen in der UTLS → mesoskalige Variationen (50 – 500 km), <i>trapped waves</i> (32 – 64 km)
Smith et al. (2016)	1) Mittelwert abziehen 2) dreieckiger Hochpass-/Tiefpassfilter ( <i>double boxcar</i> )	2) 24 km	1) Impuls- und Energiefluss 2) statistische Analyse aller Kampagnen-Fluglegs und Unterteilung in mittel-/großskalige Wellen und kleinskalige Wellen

## A.3 Bestimmung des Eiswassergehaltes mit Flugzeugmessungen

### A.3.1 Das TDL Laserspektrometer WARAN

#### Messtechnik

Eine weitere, gängige Methode zur Wasserdampfmessung in der Atmosphäre ist die Bestimmung der Absorption von Wasserdampf mit einem Diodenlaser (TDL). Der WARAN (Voigt et al., 2014) nutzt den kommerziellen Wasserdampfsensor WVSS-II (*Water Vapor Sensing System*) von SpectraSensors, Inc. Der InGaAs-Diodenlaser in der geschlossenen Messzelle ist auf die Absorptionslinie bei 1,37  $\mu\text{m}$  eingestellt. Mithilfe des Beer-Lambert-Gesetzes wird aus der Absorption  $A$  das Wasserdampfmischungsverhältnis abgeleitet:

$$A = \lg\left(\frac{I_0}{I}\right) = \epsilon cd, \quad \text{A.1}$$

mit der Intensität des eingestrahelten Lichtes  $I_0$ , der Intensität des abgeschwächten Lichtstrahls  $I$ , dem molaren Extinktionskoeffizienten  $\epsilon$ , der Konzentration von Wasserdampf  $c$  und der Weglänge des Lichtstrahls durch die Probe  $d$ . Das emittierte Licht wird durch einen Spiegel am Ende der Messzelle reflektiert und durchläuft damit zweimal die Messzelle. Über die in diesem Fall erreichte optische Weglänge von 22,7 cm werden Mischungsverhältnisse von 50 ppmv bis mehrere 10000 ppmv messbar. Da die optische Weglänge zu kurz ist, um die direkte Absorption als Messwert mit hoher Sensitivität zu nutzen, wird die 2f-Methode (May & Webster, 1993) angewandt.  $I_0$  entspricht der gemessenen Laserleistung auf dem spektralen Absorptionsmittelpunkt bei Abwesenheit von Absorption. Auf den Laser wird eine Sägezahnstruktur mit ansteigender Frequenz gelegt, so dass die Intensität  $I$  variiert. Zusätzlich wird eine sinusförmige Schwingung der Frequenz  $f$  dem gemessenen Signal überlagert. Damit ist  $I$  im Nachhinein auf 2f demoduliert und ein harmonisches Spektrum 2. Ordnung

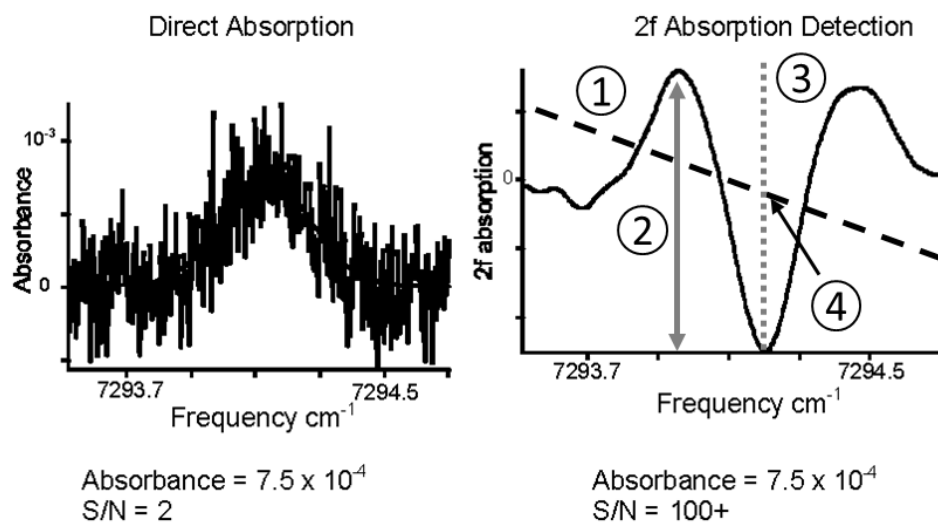


Abbildung A.1: Vergleich von direkter Absorption und 2f-Absorptionsmethode. 2f-Absorption: Laserleistung (1), peak-zu-peak Amplitude (2), Peakzentrum (3), Leistung am Laserzentrum (4). Bei gleicher Absorption ist das Signal-zu-Rausch-Verhältnis  $S/N$  für die 2f-Methode um den Faktor 50 verbessert. Abbildungen aus Fleming & May (2004).

entsteht. Das Verhältnis von Peak-zu-Peak Amplitude und  $I_0$  (Nr. 2 und 4 in Abbildung A.1 rechts) ist, mit zusätzlichen Korrekturen für Druck- und Temperaturänderungen, proportional zum Wasserdampfmischungsverhältnis. Mit dieser Methode wird das Rauschen minimiert (Signal-zu-Rausch-Verhältnis erhöht). Gleichzeitig gilt das Prinzip der Selbstkalibration, da sich Änderungen in der Laserleistung durch eine Verschiebung der Wellenlänge oder Verunreinigungen auf dem Spiegel durch das Verhältnis  $pp2f/I_0$  selbst kompensieren. Laut Hersteller ergibt sich für den WARAN ein Messbereich von 50 bis 40000 ppmv  $H_2O$  mit einer Unsicherheit von  $\pm 5\%$  bzw.  $\pm 50$  ppmv, je nachdem was größer ist (SpectraSensors, 2015). Die Wasserdampfmischungsverhältnisse werden mit einer zeitlichen Auflösung von 0,3 bis 0,4 Hz ausgegeben. Auf die Kalibration des WARAN vor oder nach einer Messkampagne wird im folgenden Abschnitt eingegangen.

### Kalibration des Laserspektrometers

Die Kalibration des WARAN erfolgt in der Regel zusammen mit dem CR-2, da die Geräte bei Flugzeugmesskampagnen als kombiniertes System betrieben werden (Kap. 3.1.3). In Abbildung A.2a sind die Kalibrationspunkte des WARAN zum MBW vom 08.12.2014 gezeigt. Diese Kalibration diente der Nachkalibration der DEEPWAVE-Kampagne. Im Gegensatz zur Vorkalibration der Kampagne am 11.06.2014 wurde mit realen Massenflüssen kalibriert, um die Bedingungen im Flug darstellen zu können. Diese sind in der Abbildung farblich markiert: für niedrige Wasserdampfmischungsverhältnisse und niedrigen Druck gilt ein Massenfluss von 0,7 slm (rot), von 80 bis 100 ppmv ein Massenfluss von 1,3 slm (grün) und ab >100 ppmv  $H_2O$  und hohem Druck ein Massenfluss von 1,9 slm (blau). Der WARAN stimmt für hohe Wasserdampfmischungsverhältnisse (>500 ppmv) gut mit dem MBW und dem CR-2 überein. Je niedriger die Mischungsverhältnisse werden, desto stärker weicht der WARAN jedoch vom MBW ab. Bei 10 ppmv beträgt die Abweichung ungefähr +30 ppmv.

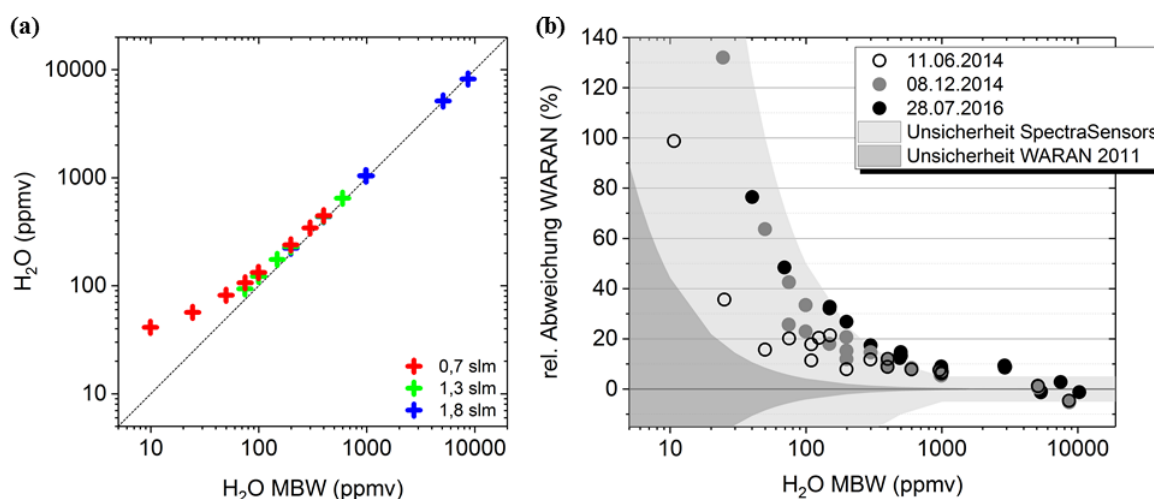


Abbildung A.2: Kalibration des WARAN mit dem Referenzgerät MBW. (a) Kalibrationspunkte des WARAN vom 08.12.2014. Farblich markiert sind die verschiedenen eingestellten Massenflüsse von 0,7 bis 1,9 slm. (b) Relative Abweichung der WARAN-Messungen vom MBW. Gezeigt sind die Kalibrationspunkte der Kalibrationen vom 11.06.2014 (schwarz umrandet), 08.12.2014 (grau) und 28.07.2016 (schwarz). Der hellgraue Bereich gibt die Unsicherheitsangaben des Herstellers SpectraSensors wieder. Der graue Bereich markiert die relative Abweichung, die sich 2011 aus einer Vergleichsmessung zwischen dem WARAN und einem MBW an der Klimakammer in Karlsruhe ergeben hat.

Im Gegensatz zum CR-2 ist der WARAN laut Hersteller auch nicht für Wasserdampfmischungsverhältnisse <50 ppmv ausgelegt. Messungen in diesem Wertebereich sind möglich, aber mit einer großen Unsicherheit behaftet, da das Gerät für diese niedrigen Mischungsverhältnisse nicht vom Hersteller kalibriert wird. Kalibrationspunkte bei gleichem Mischungsverhältnis (100 und 200 ppmv H<sub>2</sub>O MBW)), aber unterschiedlichem Massenfluss zeigen, dass geringere Massenflüsse eine größere Abweichung bewirken. Die Massenflüsse wurden in Abhängigkeit vom Druck in der Messzelle eingestellt. Da sich die gemessenen Wasserdampfmischungsverhältnisse vom Massenfluss bzw. Druck abhängig verhalten, wurde eine entsprechende Kalibrationsgleichung erstellt:

$$H_2O_{gemessen} = 1,055 \cdot H_2O_{WARAN} + (14,334 + 136,36 \cdot e^{-0,0107 \cdot p_W}), \quad A.2$$

wobei  $p_W$  der Druck in der Messzelle des WARAN ist.

Die kritische Düse, die während der Flugzeugmesskampagnen hinter dem WARAN eingebaut ist, ermöglicht einen konstanten Volumenstrom unabhängig vom Umgebungsdruck. Der Massenfluss nimmt hingegen mit sinkendem Druck in der Höhe ab und sinkt unter 1 slm, wie es in der Kalibration auch verwendet wurde. Unter Flugbedingungen bedeutet diese Abhängigkeit, dass die Instrumente auf Änderungen im Wasserdampfmischungsverhältnis bei geringen Feuchten nicht so schnell reagieren. Dadurch kann sich ein Zeitversatz ergeben. Bei hohen Feuchten wird die Messzelle eventuell nicht schnell genug gespült, was zu einem Abklingverhalten in der Konzentrationskurve führen kann. Als Konsequenz wurde die kritische Düse hinter dem WARAN bei den Kampagnen ab 2015 vergrößert, um einen höheren und stabileren Fluss zu erhalten. Der WARAN-Massenfluss betrug 2014 0,6-3,5 slm für Drücke zwischen 200 und 900 hPa. Ab 2015 wurde auf den Kampagnen ein Fluss von 2,8-12,5 slm realisiert. Limitiert ist der maximal mögliche Massenfluss durch die Leistung der verwendeten IDP-3-Pumpe, die WARAN und CR-2 simultan bedient (Abschnitt 3.1.3).

Im rechten Graph von Abbildung A.2 ist die relative Abweichung des WARAN vom MBW für verschiedene Kalibrationen 2014 und 2016 gezeigt. Die unterlegten Flächen markieren den Unsicherheitsbereich, der vom Hersteller vorgegeben wird (hellgrau, SpectraSensors (2015)) bzw. der kurz nach der Anschaffung im Jahr 2011 von Kaufmann (2013) ermittelt wurde (grau). Bei der Kalibration vom 11.06.2014 (schwarz umrandet) liegt die Abweichung für >50 ppmv bei 20 %. Danach steigt die Abweichung stark an (bis 100 % bei 10 ppmv). Für die nachfolgenden Kalibrationen Dezember 2014 (grau) und Juli 2016 (schwarz) steigen die Abweichungen an. Bei 200 ppmv weicht der WARAN um +10-30 % vom MBW ab. Dieser Wert steigt bei 40 ppmv bzw. 50 ppmv auf 76 % (28.07.2016) und 64 % (08.12.2014). Der WARAN zeigt seit seiner Anschaffung im Jahr 2010 eine zunehmende Abweichung von den Referenzwerten. Eine Kalibration an der AIDA-Wolkenkammer in Karlsruhe von 2011 zeigt eine Verwendbarkeit der Messungen bis 30 ppmv bei einer Abweichung von weniger als ±15 % (grau unterlegte Fläche). Bei der Kalibration im Jahr 2016 liegen die Abweichungen schon nahe bei den Herstellerangaben (hellgrau unterlegte Fläche). Ursachen sind die Alterung des Lasers, Verschiebungen der Absorptionslinie und Verschmutzung des Messfensters. Ende 2016 wurde das Gerät daher zur umfassenden Wartung an den Hersteller geschickt.

### A.3.2 Bestimmung des Eiswassergehaltes

Der WARAN ist Teil des kombinierten Messsystems, das neben der Bestimmung der Wasserdampfverteilung in der Atmosphäre zur Ermittlung des Eiswassergehaltes in Wolken genutzt wird. Der Eiswassergehalt geht als Variable in numerische Wettervorhersagen und Klimamodelle ein, aus der verschiedene wolkenmikrophysikalische Maße (z. B. Aggregation, Fallgeschwindigkeit von Partikeln, Eiswasserpfad) abgeleitet werden (Abel et al., 2014). Fehler im *IWC* wirken sich auf die gesamte Wolkenparametrisierung aus, so dass eine genaue Messung des *IWC* in Wolken zur Evaluierung der Modelle nötig ist. Auch in der Luftfahrtindustrie ist der Eiswassergehalt eine wichtige Größe. Ein hoher *IWC* kann in hochreichender Konvektion auftreten und zu einer Vereisung des Luftfahrzeugs durch Eiskristalle führen. Neben einer Vereisung des Rumpfes und der Flügel sind eventuell kurzzeitige Triebwerksausfälle möglich. Hohe *IWC* sind somit ein Sicherheitsrisiko für den Flugverkehr. Das Projekt zu Vereisung in großen Höhen HAIC-HIWC (*High Altitude Ice Crystals – High Ice Water Content*) untersucht die Bildung vieler kleiner Eiskristalle auf Reiseflughöhe und deren Auswirkungen auf den Flugverkehr (Leroy et al., 2016).

Verschiedene Techniken ermöglichen die in-situ Messung des *IWC* auf Flugzeugen. Dazu gehören:

1. Techniken zur Verdampfung von Eispartikeln in einem Einlass und Messung des erhöhten Wasserdampfgehaltes (Davis et al., 2007a; Abel et al., 2014),
2. Robuste Proben, die Eiskristalle in einem Becher sammeln und den *IWC* aus der benötigten Leistung zum Schmelzen und Verdampfen von Eispartikeln ableiten (Korolev et al., 2013) und
3. die Integration über mit Partikelsonden gemessene Größenverteilungen von Eispartikeln (Baumgardner et al., 2011).

Der Gesamtwassergehalt *TWC* bestimmt sich nach:

$$TWC = GWC + LWC + IWC, \quad \text{A.3}$$

aus dem Gasphasenwassergehalt *GWC* (*gasphase water content*), dem Flüssigwassergehalt *LWC* (*liquid water content*) und dem Eiswassergehalt. In Mischphasenwolken ist eine Unterteilung in *LWC* und *IWC* nur schwer möglich, so dass die kondensierte Phase *CWC* (*cloud water content*) als Summe angegeben wird ( $CWC = LWC + IWC$ ).

Da der WARAN das Gesamtwasser misst, ergibt sich der *IWC* aus der Differenz von Gesamtwasser und Gasphasenwasser, bei simultaner Messung mit dem CR-2. Statt dem Gasphasenwasser kann in erster Näherung auch das Sättigungsmischungsverhältnis  $r_w$  genutzt werden:

$$r_w = \frac{p_i}{p} \cdot 10^6, \quad \text{A.4}$$

wobei  $p_i$  den Sättigungsdampfdruck von Wasserdampf über Eis bezeichnet und  $p$  den statischen Druck. Der Sättigungsdampfdruck wird nach Gleichung 2.4 berechnet, wobei statt der Frostpunktemperatur die Temperatur der Umgebung eingesetzt wird.

Der WARAN nutzt zur Gesamtwassermessung die vollständige Verdampfung von Eispartikeln im Einlass und die Messung des erhöhten Wasserdampfgehaltes. Bei dieser Methode beeinflusst die Einlassgeometrie die Messwerte. Die isokinetische Probenahme ist der Idealfall, bei dem die Geschwindigkeit im Einlass gleich der Geschwindigkeit der Umgebung ist. Partikel bewegen sich auf Stromlinien in den Einlass und werden nicht an- oder abgereichert, so dass die gemessene Anzahlkonzentration der der Umgebung entspricht. Dies wird mithilfe einer Pumpe realisiert, die den Massenfluss im Einlass entsprechend der aktuellen Druck-, Temperatur- und Flugzeuggeschwindigkeitsdaten anpasst (Weinstock et al., 2006). Für die Wasserdampfmessungen auf Falcon und HALO wird ein subisokinetisches Einlasssystem genutzt, wobei es zu einer Anreicherung von vor allem großen Partikeln im Einlass kommt. Die Geschwindigkeit des Probengases in der Leitung ist wesentlich kleiner als die Geschwindigkeit der Strömung um das Flugzeug (Flugzeuggeschwindigkeit). Durch diese Differenz bildet sich vor der Einlassöffnung ein Staudruck und ein Teil der Luft wird um die Einlassöffnung herum abgelenkt. Kleine Partikel folgen den Stromlinien und werden anteilig abgelenkt. Größere Partikel können aufgrund ihrer Trägheit den gekrümmten Stromlinien nicht folgen und gelangen gehäuft in den Einlass (Abbildung A.3).

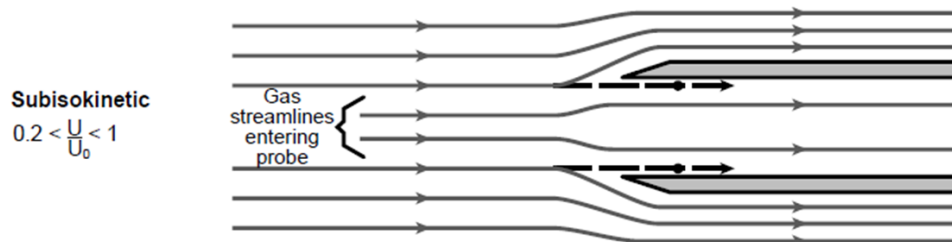


Abbildung A.3: Schema des Strömungsfeldes und der Partikeltrajektorien (dicke, gestrichelte Linien) für einen subisokinetischen Einlass. Abbildung aus Krämer & Afchine (2004) Copyright © 2003 Elsevier Ltd. All rights reserved.

Bei dieser Einlassgeometrie wird die Anzahl der großen Eispartikel überschätzt und muss korrigiert werden. Gleichzeitig ist das Instrument dadurch sehr sensitiv für die Messung des Eiswassergehaltes, (z. B. bei dünnen Zirren). Der Eiswassergehalt ermittelt sich aus der Differenz von gemessenem Wasserdampf-mischungsverhältnis und Sättigungsmischungsverhältnis bzw. gemessenem Gasphasenwasser geteilt durch den Anreicherungsfaktor  $EF$  (*enhancement factor*):

$$IWC = \frac{\text{gemessenes } H_2O - r_W}{EF} \quad A.5$$

Der  $EF$  ist neben dem Durchmesser des Einlasses  $d_i$  von der Partikelgröße  $r_p$ , der Partikeldichte  $\rho_p$ , der Flugzeuggeschwindigkeit  $u_a$ , dem Fluss im Einlass  $u_0$  und der Viskosität der Luft  $\eta_a$  abhängig (Belyaev & Levin, 1974; Krämer & Afchine, 2004). Für einen subisokinetischen Einlass berechnet er sich in Abhängigkeit des Partikelradius folgendermaßen (Gl. 12 in (Belyaev & Levin, 1974)):

$$EF(r_p) = \frac{1.68 \cdot Stk + 0.13}{1.68 \cdot Stk + 1.13} \cdot \frac{u_0}{u_a} + 2.0 \cdot \frac{u_a}{u_0}, \quad A.6$$

Mit der Stokeszahl  $Stk$  und den Bedingungen  $\frac{u}{u_0} < 0,2$  sowie  $Stk > 0,1$ . Die Stokeszahl gibt die Massenträgheit eines Teilchens für seine Bewegung in einem bewegten Fluid an:

$$Stk = \frac{u_0 \cdot (2r_p)^2 \cdot \rho_p \cdot C}{18 \cdot \eta_a \cdot d_i}, \quad A.7$$

mit dem Cunningham-Korrekturfaktor  $C$  für Partikel kleiner als  $10 \mu\text{m}$ . Diese kleinen Partikel liegen in der Größenordnung der freien Weglänge der Gasmoleküle und verringern stark die Reibungskraft.

Für bestimmte atmosphärische Bedingungen und Einlassgeometrien kann der  $EF$  in Abhängigkeit der Partikelradien angegeben werden. Für verschiedene Einbauvarianten des WARAN bei HALO- und Falcon-Kampagnen sind  $EF$ -Kurven in Abbildung A.4 gezeigt. Auf einer Flughöhe von ca.  $12 \text{ km}$  kann mit folgenden Annahmen gearbeitet werden:  $\rho_p = 0,92 \text{ g cm}^{-3}$  (Eispartikel);  $\eta_a = 1,15 \cdot 10^{-5} \text{ Pa s}$ ;  $p = 180 \text{ hPa}$ ;  $T = 200 \text{ K}$ ;  $u_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$ .

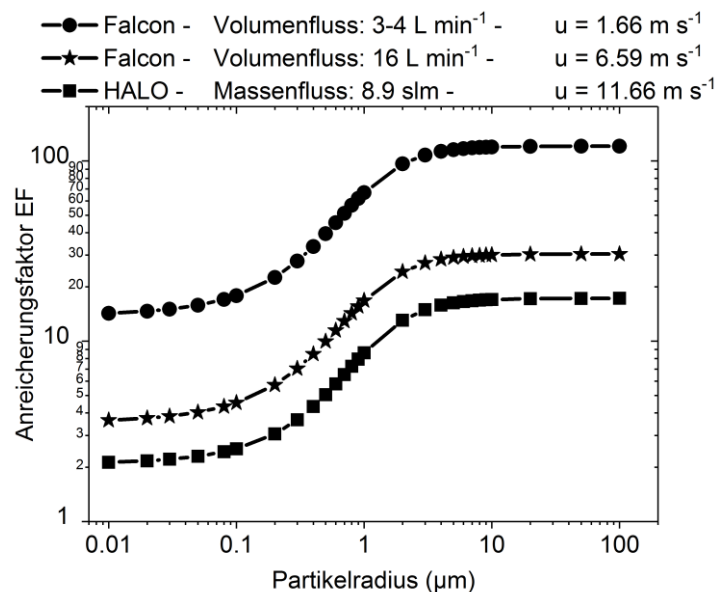


Abbildung A.4: Abhängigkeit des Anreicherungs-Faktors  $EF$  vom Partikelradius der Eispartikel. Darstellung charakteristischer Kurven für verschiedene Messaufbauten bei Flugzeugkampagnen mit Falcon und HALO. Folgende Angaben liegen zugrunde:  $p = 180 \text{ hPa}$ ;  $T = 200 \text{ K}$ ;  $u_0 = 200 \text{ m s}^{-1}$ . Der Falcon-Einlass hat einen Innendurchmesser von  $7,4 \text{ mm}$ , während der HALO-Einlass  $9,55 \text{ mm}$  misst.

Alle Kurven zeigen den gleichen s-förmigen Verlauf mit dem Wendepunkt bei einem Partikelradius von ca.  $1 \mu\text{m}$ . Kleine Partikel bedürfen nur einer geringen Korrektur, da sie eine geringere Trägheit als große und damit schwere Partikel aufweisen. Sie folgen den Strömungslinien und werden im Einlass nicht so stark angereichert. Am Wendepunkt ist der  $EF$  sehr sensitiv auf die Größenverteilung der Partikel. Für die Anreicherungs-Korrekturen werden in der Regel mittlere Partikelradien bezogen auf das Volumen angenommen. Für eine genauere Abschätzung sollte aber eine gemessene Größenverteilung verwendet werden. Dies

ist insbesondere bei Messungen in jungen Kondensstreifen zu bevorzugen, die viele kleine Partikel enthalten (z. B. Jeßberger et al., 2013) und in denen sich der Radius sehr sensitiv auf den  $EF$  auswirkt. Für den IWC in Zirren spielen die kleineren Partikel keine große Rolle, da mittlere Radien ab ca. 50  $\mu\text{m}$  angenommen werden können. Hier erreicht die Anreicherung eine Sättigung, so dass in erster Näherung ein maximaler Faktor  $EF_{max}$  zur Korrektur angegeben wird (Schiller et al., 1999):

$$EF_{max} = \frac{u_0}{u_a}. \quad \text{A.8}$$

In Abbildung A.4 ist die Abhängigkeit der Anreicherung von Einlassdurchmesser und Probegasfluss anhand der verschiedenen Kurven dargestellt. Je kleiner die Fläche der Einlassöffnung und je geringer der Probegasfluss im Einlass, desto größer fällt die Korrektur aus.

Abbildung A.5 fasst in einem Schema die Bestimmung des  $IWC$  aus den Gesamtwassermessungen des WARAN zusammen. Die Umrechnung zwischen Volumenmischungsverhältnis (ppmv) und Dichteinheit ( $\text{mg m}^{-3}$ ) des  $IWC$  bestimmt sich über die Umgebungstemperaturen und -drücke (Davis et al., 2007b).

$$IWC(ppm) = \frac{IWC(\text{mg m}^{-3}) \cdot R \cdot T}{M_{H_2O} \cdot p} \cdot 10^6 \quad \text{A.9}$$

mit der universellen Gaskonstante  $R$  und der molaren Masse von Wasser  $M_{H_2O}$ .

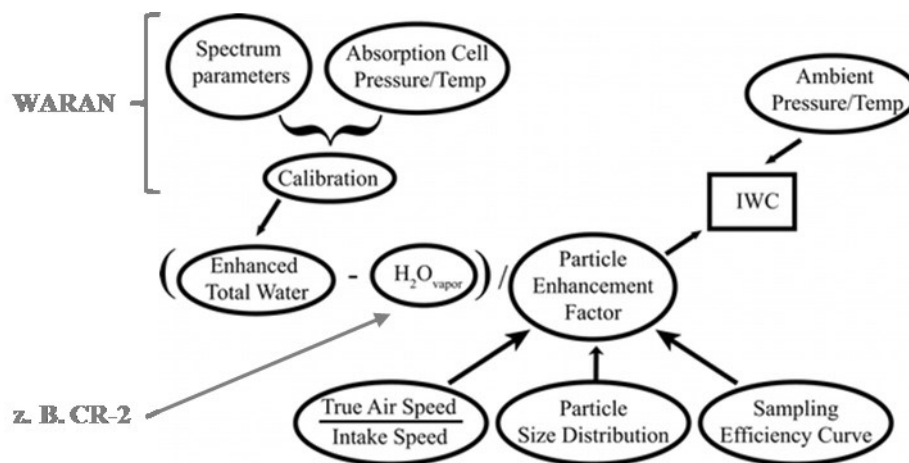


Abbildung A.5: Schema zur Bestimmung des Eiswassergehaltes aus den WARAN-Messungen. Abbildung adaptiert aus Davis et al. (2007b) © American Meteorological Society. Used with permission.

### Beispiele für die Bestimmung des Eiswassergehaltes für verschiedene Flugzeugmesskampagnen

In diesem Kapitel werden Beispiele von zwei Flugzeugkampagnen vorgestellt, in denen der Eiswassergehalt mithilfe des WARAN ermittelt wurde. In einer Kampagne zu Effekten alternativer Treibstoffe auf Kondensstreifen und Triebwerksemissionen (ACCESS-II, *Alternative fuel effects on Contrails and Cruise EmiSSions*) standen Kondensstreifenmessungen zum Vergleich von herkömmlichem Treibstoff und Biotreibstoff im Vordergrund.



Der *IWC* wurde mithilfe des Sättigungsdampfdruckes und der Annahme eines mittleren Partikelradius von 1  $\mu\text{m}$  bestimmt.

Im zweiten Beispiel zu Zirren mittlerer Breiten ML-CIRRUS (*Mid-Latitude CIRRUS*) war die Untersuchung des Lebenszyklus von Zirren in mittleren Breiten sowie deren Bildung in verschiedenen meteorologischen Regimes ein Hauptziel. Der Eiswassergehalt wurde durch Abgleich der Gesamtwassermessungen mit Gasphasenmessungen bestimmt, wobei ein maximaler *EF* für die Zirrenmessung zugrunde lag

Die Eiswassergehalte können in Berechnungen der Strahlungswirkung von Zirren und Kondensstreifen eingehen und geben gleichzeitig Auskunft über die Eigenschaften der gemessenen Eiswolken. Aufgetragen über die Umgebungstemperatur lassen sich die Messungen in bereits vorhandene Klimatologien einordnen.

### 1. Eiswassergehalt in jungen Kondensstreifen

Die ACCESS-II-Kampagne fand im Mai 2014 in Kalifornien in Kooperation mit der Luft- und Raumfahrtbehörde der USA (NASA; *National Aeronautics and Space Administration*) und der staatlichen Organisation für wissenschaftliche und industrielle Forschung in Kanada (NRC; *National Research Council of Canada*) statt (Moore et al., 2017). Ziel waren Nah- und Fernfeldmessungen von Emissionen und Kondensstreifen zum Vergleich von dem herkömmlichen Treibstoff Jet A und dem Biotreibstoff *Hydrotreated Esters and Fatty Acids* HEFA. Der alternative Treibstoff HEFA wird über Umesterung aus Tier- oder Pflanzenölen gewonnen (z. B. Jatropha, Camelina oder Algen) und gleicht in seinen Eigenschaften den erdölbasierten Treibstoffen. Das Ziel von alternativen Treibstoffen ist die Reduktion der Ruß- und Schwefelaerosol-Emissionen durch einen geringeren Aromatenanteil im Treibstoff. Es soll untersucht werden, ob sich eine Reduktion der Ruß-Emissionen auf die Bildung und Lebensdauer von Kondensstreifen auswirkt. Da Bodenmessungen die Flugbedingungen nur unzureichend darstellen, sind in-situ Messungen im Reiseflug nötig.

Die Kombination aus CR-2 und WARAN ermöglicht bei diesen Untersuchungen die Identifikation von Kondensstreifen und die Bestimmung des Eiswassergehaltes. Als Beispiel wird der Flug vom 09.05.2014 in Abbildung A.6 gezeigt. Im oberen Panel ist die Zeitreihe der Wasserdampfmischungsverhältnisse des CR-2 (hellgrau) und des WARAN (rot) zusammen mit dem Sättigungsmischungsverhältnis (hellblau) aufgetragen. Im mittleren Panel sind die berechneten *IWC* dargestellt und im unteren Panel die Flughöhe (grau) und die Temperatur (schwarz) entlang des Flugweges. Zur Ermittlung des *IWC* in Kondensstreifen wird das Sättigungsmischungsverhältnis genutzt, da die CR-2-Messungen durch die starken und spontanen Änderungen der Wasserdampfmischungsverhältnisse im Abgasstrahl ein Überschwingen aufweisen (Messungen im Kondensstreifen nicht gezeigt). In der reinen Gasphase zeigen CR-2 und WARAN eine gute Übereinstimmung, was zur Bestimmung der Umgebungsfeuchte genutzt wird. Liegen die erhöhten Gesamtwassermessungen des WARAN oberhalb des Sättigungsmischungsverhältnisses kann mit großer Wahrscheinlichkeit von Eispartikelbildung ausgegangen werden. Die Geschwindigkeit im Einlass des WARAN war mit 3-4  $\text{L min}^{-1}$  niedrig und erzeugt so eine starke Anreicherung von Partikeln. Im Mittel lag der *EF* für diesen Flug bei 60-70. Da es sich um Eispartikel in jungen Kondensstreifen

handelt, wird ein mittlerer Partikelradius von  $1\ \mu\text{m}$  zugrunde gelegt. Bei knapp 70 % der Abgasmessungen auf diesem Flug hat sich ein sichtbarer Kondensstreifen gebildet (orange markierte Bereiche). Im letzten Viertel sind die Temperaturen der Umgebung zu hoch und es wurden keine Kondensstreifen gebildet (erhöhte Temperaturpeaks im nicht markierten Bereich). Die Erhöhungen in der Gesamtwassermessung sind auf Wasserdampf zurückzuführen, der bei der Verbrennung im Triebwerk entsteht.

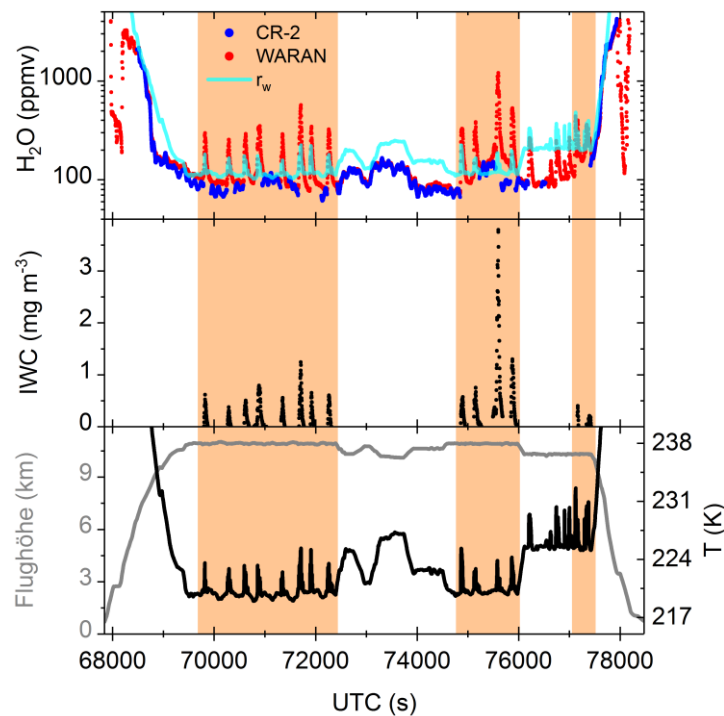


Abbildung A.6: Messflug vom 09.05.2014 (ACCESS-II Kampagne). Im oberen Panel ist das Wasserdampfmischungsverhältnis der Gasphase (CR-2) und des unkorrigierten Gesamtwassers (WARAN) sowie das Sättigungsmischungsverhältnis  $r_w$  dargestellt. Das mittlere Panel zeigt den Eiswassergehalt, der sich aus der Differenz zwischen Gesamtwasser und Sättigungsmischungsverhältnis bestimmt. Korrigiert wird mit einem  $EF$  für Partikel mit  $1\ \mu\text{m}$  Radius und einer Einlassgeschwindigkeit von ca.  $2\ \text{m s}^{-1}$ . Das untere Panel zeigt Flughöhe und Temperatur des Flugweges. Orange markiert ist der Bereich, in dem sich Kondensstreifen bilden konnten.

Der Abgasstrahl der DC-8, die die verschiedenen Treibstoffe getankt hatte, wurde bei diesem Flug im Nahfeld mit einem Abstand der Falcon von 30 bis 150 m hinter den Triebwerken der DC-8 (Kondensstreifenalter 0,15-0,75 s; Moore et al. (2017)) beprobt und weist  $IWC$  bis  $4\ \text{mg m}^{-3}$  ( $\sim 17\ \text{ppmv}$ ) auf. Diese Größenordnung wurde auch bei anderen in-situ Messungen von jungen Kondensstreifen gefunden. Schumann et al. (2017) haben einen Überblick über in-situ und Fernerkundungs-Messungen in jungen und gealterten Kondensstreifen (Alter zwischen 1 und  $>10000\ \text{s}$ ) von Messkampagnen zwischen 1971 und 2014 erstellt, um die Eigenschaften der Kondensstreifen zu charakterisieren. Die Messungen stimmen im allgemeinen gut mit Simulationen des *Contrail Cirrus Prediction* Modells CoCiP überein und zeigen eine große Variabilität bezüglich Eispartikelanzahldichten, Effektivdurchmesser der Partikel und  $IWC$  in Abhängigkeit vom Alter und den Umgebungsbedingungen. Die Ergebnisse der ACCESS-II Kampagne sind in der Übersicht noch nicht enthalten, wären aber bezüglich des sehr geringen Alters von  $<1\ \text{s}$  einzigartig. Abbildung A.7 zeigt den  $IWC$  in Abhängigkeit des Kondensstreifenalters und wurde aus Schumann et al. (2017) entnommen.

Der maximale *IWC* aus Abbildung A.6 ist grob eingetragen (grün umrandeter Kreis) und zeigt, dass der aus den WARAN Messungen ermittelte *IWC* realistisch für junge Kondensstreifen ist. Der WARAN ist somit geeignet, den *IWC* bei sehr nahen Flugzeugabständen und hohen Eispartikelanzahldichten zu bestimmen

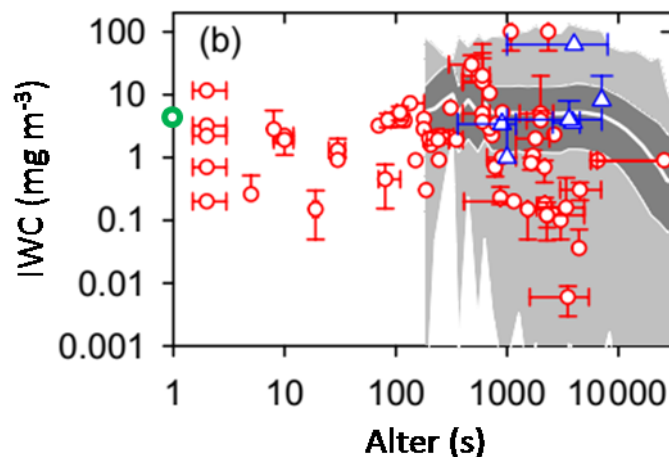


Abbildung A.7: Eiswassergehalt in Abhängigkeit des Kondensstreifenalters. Gezeigt sind in-situ Messungen (rot) und Fernerkundungsdaten (blau) von Kondensstreifen aus verschiedenen Messkampagnen zwischen 1971 und 2014. Die grau unterlegten Flächen sind Ergebnisse von Simulationen mit dem CoCiP Modell. In grün ist der maximale *IWC* der ACCESS-II Messungen vom 09.05.2014 eingetragen. Abbildung adaptiert aus Schumann et al. (2017) © Author(s) 2017. This work is distributed under the Creative Commons Attribution 3.0 License.

Die Messungen beinhalten die Beprobung beider Treibstoffarten. Anhand des *IWC* alleine, ist allerdings keine Aussage möglich, ob sich beide Treibstoffe bezüglich Ihrer Bildungseigenschaften von Kondensstreifen unterscheiden. Mithilfe von CO<sub>2</sub>-Messungen wären die Bestimmung des Emissionsindex von Wasserdampf und damit eine Beurteilung verschiedener Treibstoffeigenschaften möglich.

## 2. Eiswassergehalt in Zirren mittlerer Breiten

Im Hauptfokus der ML-CIRRUS-Kampagne, die im März und April 2014 über Europa und dem Nord-Atlantik stattgefunden hat, stand die Untersuchung von Zirreneigenschaften und dem Lebenszyklus von Zirren in verschiedenen meteorologischen Regimes in mittleren Breiten (Voigt et al., 2017). Die umfangreiche Instrumentierung des Forschungsflugzeuges HALO mit in-situ und Fernerkundungsinstrumenten sowie Partikelsonden kombiniert mit verschiedenen Bodenmessstationen und Satellitendaten ermöglicht eine ausführliche mikrophysikalische Charakterisierung von Eiswolken und deren Einfluss auf das Klima. Zusätzliches Kampagnenziel war die Beprobung von Kondensstreifen-Zirren zur Erforschung der Unterschiede zwischen anthropogenen und natürlichen Zirren. Der Eiswassergehalt von Zirren hat einen großen Einfluss auf deren Strahlungseigenschaften (z. B. Schiller et al., 2008). Abhängig von verfügbarem Wasserdampf, Temperatur, Kühlrate und Anzahl sowie Zusammensetzung der Eiskeime kann der *IWC* mehrere Größenordnungen abdecken. Mit der Gesamtwasserinstrumentierung auf HALO gelangen hochaufgelöste Messungen in Zirren und die Erstellung einer Klimatologie für Zirren in mittleren Breiten.

Die *IWC*-Bestimmung wird an einem Beispielflug erläutert. Am 29.03.2014 wurden Leewellen-Zirren in Nähe der Pyrenäen (Frankreich) und konvektive Zirren über den Balearen gemessen. Die Wasserdampfmessungen, der Eiswassergehalt sowie Temperatur und Flughöhe sind in Abbildung A.8 dargestellt. Da es bei der Kampagne mehrere Geräte zur Gesamtwasserbestimmung auf HALO gab, wurde als Referenz der Gasphasenmessung das Standardwasserdampfinstrument auf HALO gewählt. Der SHARC (*Sophisticated Hygrometer for Atmospheric ResearCh*) misst Wasserdampf-mischungsverhältnisse von 10 bis 50000 ppmv mit einer Unsicherheit von  $5\% \pm 1$  ppmv. Ein Vergleich von SHARC mit AIMS- $H_2O$  und FISH zeigt eine Übereinstimmung der Gesamtmittelwerte für die ML-CIRRUS-Kampagne von 2,5 % (Kaufmann et al., 2018). Die Übereinstimmung von WARAN und SHARC auf dem gezeigten Flug liegt innerhalb von 10-20 % für wolkenfreie Flugabschnitte.

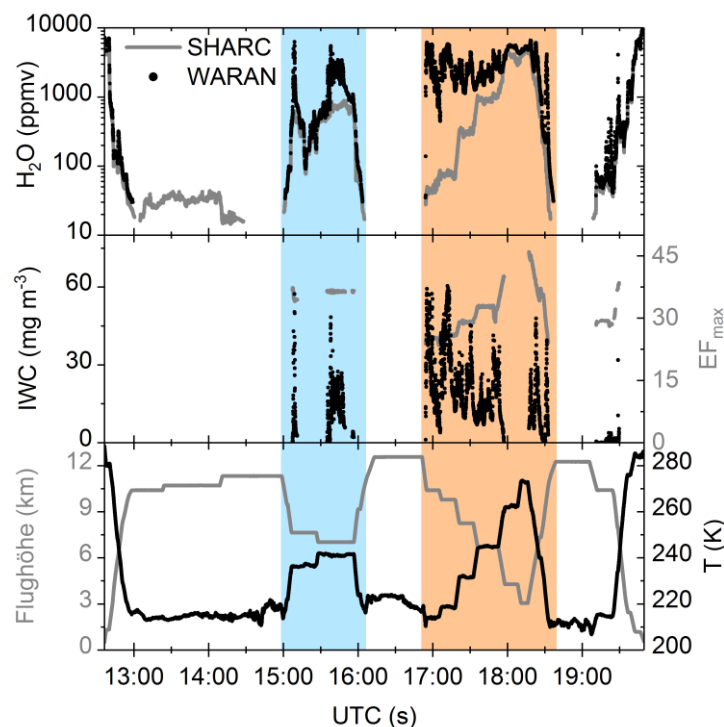


Abbildung A.8: Messflug vom 29.03.2014 (ML-CIRRUS Kampagne). Im oberen Panel sind die Wasserdampfmischungsverhältnisse der Gasphasenmessung (SHARC) und der unkorrigierten Gesamtwassermessung (WARAN) dargestellt. Das mittlere Panel zeigt den Eiswassergehalt, der sich aus der Differenz zwischen Gesamtwasser und Gasphasenwasser bestimmt. Korrigiert wird mit einem maximalen  $EF$  (grau im mittleren Panel) und einer Einlassgeschwindigkeit von ca.  $12 \text{ m s}^{-1}$ . Das untere Panel zeigt Flughöhe und Temperatur entlang des Flugweges. Farblich markiert sind Bereiche mit Leewellenzirren (blau) und konvektiven Zirren (orange).

WARAN-Daten unterhalb von 30 ppmv weisen einen Offset auf (siehe WARAN-Messbereich) und werden daher nicht genutzt. Da Zirren mit Partikelradien größer als  $50 \mu\text{m}$  gemessen wurden, kann ein maximaler  $EF$  (Gl. A.8) zugrunde gelegt werden. Der  $EF$  liegt bei 25-45, wobei diese Spanne auf die unterschiedlichen Bedingungen (Druck und Temperatur auf Fluglevel) zurückzuführen ist. Im ersten Flugabschnitt wurden Zirren im Lee der Pyrenäen beprobt. Im zweiten Flugabschnitt wurde auf mehreren Flughöhen ein konvektiver Zirkus untersucht, der sich über den Balearen gebildet hatte. Die unteren Schichten könnten durch ein vorangegangenes Sahara-Staub-Event beeinflusst sein. Da die

Messung im konvektiven System in geringer Höhe stattfand ( $<3$  km Flughöhe), sollte die Bezeichnung Eiswassergehalt in Gesamtwassergehalt geändert werden, da die Wolken vermutlich Mischphasenwolken waren. Allgemein ist der *IWC* bei ähnlichen Temperaturen für Leewellen kleiner als für den konvektiven Zirrus. Dies könnte für eine höhere Partikelzahl, aber einen geringeren Partikelradius sprechen.

Im Vergleich zu den Eiswassergehalten von jungen Kondensstreifen bei ACCESS-II (Abbildung A.6, mittleres Panel) werden in den hier gezeigten Zirren *IWC* gefunden, die eine Größenordnung größer sind. Die Zirren wurden zum einen bei höheren Temperaturen gemessen, so dass mehr Wasserdampf für Kondensation und Wachstum von Eisparkeln zur Verfügung steht. Andererseits liegt der mittlere Partikelradius in Kondensstreifen bei  $1\text{--}2\ \mu\text{m}$  und kleinere Partikel haben einen geringeren Anteil am Eiswassergehalt. Dass im Kondensstreifen höhere Partikelanzahldichten vorliegen, kann diesen Effekt nicht aufheben, so dass die unterschiedlichen *IWC* für Zirren und Kondensstreifen erklärt werden können.

Für die gesamte ML-CIRRUS Kampagne vermittelt Abbildung A.9 einen Überblick über die Eiswassergehalte entlang der Flugwege (a) und über der Temperatur aufgetragen (b). Es ist gelungen mit den Flügen einen breiten Messbereich bezüglich der Temperaturen und

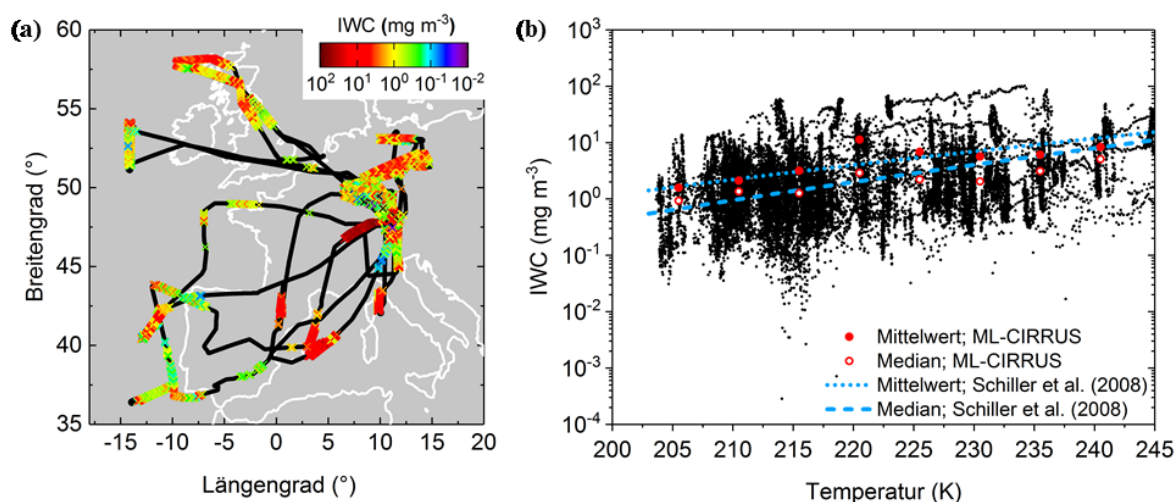


Abbildung A.9: (a) Flugwege der ML-CIRRUS-Kampagne. Farbkodiert ist der *IWC* ermittelt aus den WARAN-Messungen. (b) Eiswassergehalt in Abhängigkeit von der Temperatur für 12 Flüge der ML-CIRRUS-Kampagne. In rot sind die Mittelwerte (geschlossener Kreis) und Mediane (offener Kreis) dieser *IWC* für ein 5K-Binching dargestellt. Die blauen Linien zeigen die Mittelwertskurve (gepunktet) und Mediankurve (gestrichelt) für Zirren mittlerer Breiten aus Schiller et al. (2008) Copyright © 2008, John Wiley and Sons.

Eiswassergehalte in den mittleren Breiten abzudecken. Der Eiswassergehalt steigt mit steigenden Temperaturen, da mehr Wasserdampf für die Kondensation zur Verfügung steht. Zum Vergleich sind die Mittelwerts- und Mediankurve der Klimatologie in mittleren Breiten von Schiller et al. (2008) eingetragen. Sowohl die Mittelwerte als auch die Mediane, die aus dem ML-CIRRUS Datensatz gewonnen wurden, streuen um diese Kurven und zeigen, dass die Daten repräsentativ für *IWC* von Zirren in mittleren Breiten sind (weitere Klimatologie z. B. in Luebke et al., 2013). Zudem stimmen die WARAN-*IWC* mit den *IWC*, die aus anderen Eisparkel-Messungen der Kampagne abgeleitet wurden gut überein (Krämer et al., 2016; Voigt et al., 2017). Events mit hohen Eiswassergehalten (z. B. bis  $100\ \text{mg m}^{-3}$  zwischen

220 und 235 K) lassen sich konvektiven Systemen zuordnen, wie in Abbildung A.8 gezeigt, bei denen viele und große Eispartikel schnell in die obere Troposphäre transportiert werden können.

### A.3.3 Unsicherheit bei der Bestimmung des Eiswassergehaltes

Der Fehler des Eiswassergehaltes setzt sich nach dem Gesetz der Fehlerfortpflanzung aus den Einzelfehlern folgender Größen zusammen:

- Fehler der Gesamtwassermessung (Unsicherheit WARAN)
- Fehler der Gasphasenmessung bzw. des Sättigungsmischungsverhältnisses
- Fehler der Anreicherungs-Korrektur
- Fehler der benutzten meteorologischen Parameter (Temperatur, Druck)

Der letzte Punkt kann vernachlässigt werden, da diese Fehler nur einen sehr geringen Anteil am Gesamtfehler ausmachen. Der Fehler der Gesamtwassermessung beträgt  $\pm 5\%$  bzw. 50 ppmv. Der Fehler der Anreicherungs-Korrektur bedingt sich, bei Verwendung des maximalen  $EF$ , aus dem Fehler der Einlassgeschwindigkeit und beträgt ebenfalls  $\pm 5\%$ . Der minimale Fehler des Eiswassergehaltes ist daher  $\pm 10\%$ .

Afchine et al. (2018) diskutieren systematische Unsicherheiten in der Bestimmung des  $IWC$ . Sie vergleichen  $IWC$ -Messungen verschiedener Instrumente und an unterschiedlichen Positionen am Flugzeug und nutzen u. a. Daten der ML-CIRRUS Kampagne. Neben dem WARAN hat der FISH bei dieser Kampagne Gesamtwasser durch einen Einlass am Flugzeugrumpf gemessen. Der Vergleich zwischen WARAN und FISH in Abbildung A.10 zeigt, dass die Datenpunkte größtenteils oberhalb der 1:1-Linie liegen. Somit sind die aus den Messungen des WARAN ermittelten  $IWC$  systematisch zu höheren Werten verschoben. Eine Ursache dieses Versatzes könnte in der Abweichung der Gesamtwassermessung des WARAN

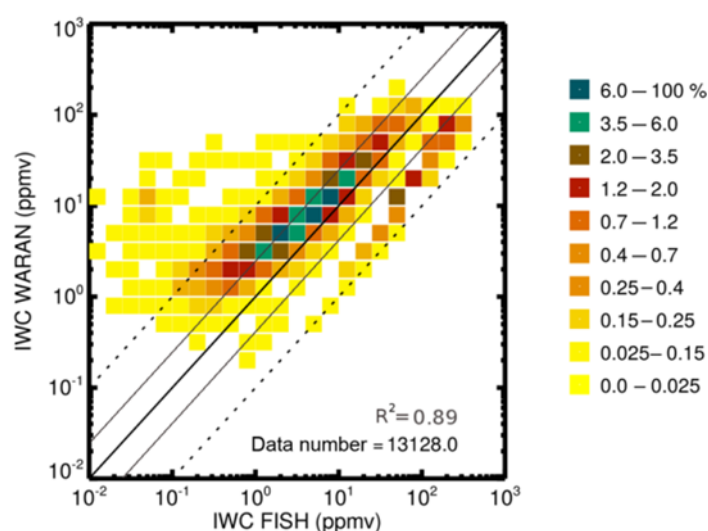


Abbildung A.10: Vergleich der  $IWC$  von FISH und WARAN während der ML-CIRRUS Kampagne 2014. Farbkodiert ist die Häufigkeitsverteilung der Werte. Die durchgezogene schwarze Linie zeigt das 1:1-Verhältnis und die gestrichelte/dünne Linie einen Faktor 10/2,5 zur 1:1-Linie. Abbildung aus Afchine et al. (2018) © Author(s) 2018. This work is distributed under the Creative Commons Attribution 4.0 License.

zu den Gesamt- oder Gasphasenmessungen anderer Messsysteme während ML-CIRRUS liegen (Kaufmann et al., 2018). Weitere Ursachen konnten bislang nicht geklärt werden.

In Abhängigkeit von der Position am Flugzeugrumpf gibt es An- und Abreicherungszone für die Messung von Eisparkeln verschiedener Partikelgrößen, wodurch der *IWC* über- oder unterschätzt wird. Während ML-CIRRUS gab es neben den Gesamtwassermessungen auf dem oberen Flugzeugrumpf durch Hygrometer auch Eisparkelmessungen durch Partikelsonden unter den Flügeln von HALO. Es wird angenommen, dass die Messung am Flügel in annähernd freien Flussbedingungen stattfindet, während es in der Nähe des Flugzeugrumpfes zu Abweichungen im *IWC* aufgrund der Kompression der Luft und veränderten Partikeltrajektorien kommt. Partikelsonden messen die Größenverteilung der Eisparkel, woraus der *IWC* abgeleitet werden kann. Afchine et al. (2018) vergleichen das Verhältnis des *IWC* aus den Hygrometer-Messungen mit dem *IWC* aus den Partikelsonden in Abhängigkeit von der Größenverteilung der Partikel. Für den WARAN ergibt sich für kleine Partikel ( $<12\ \mu\text{m}$  Partikeldurchmesser) eine Anreicherung von Partikeln im Einlass, da die Stromlinien für kleine Partikel am Rumpf komprimiert werden. Für große Partikel ( $>25\ \mu\text{m}$ ) gibt es eine Abreicherung, da die großen Partikel vom Rumpf abgelenkt werden und nicht in den Einlass gelangen können. Die *IWC*-Bestimmung aus der Größenverteilung ist wie die Bestimmung aus Gesamtwassermessungen mit Unsicherheiten behaftet. Zum einen können Partikel am Kopf der Partikelsonden fragmentiert werden, so dass die Größenverteilung hin zu kleineren Partikeln verschoben ist. Zum anderen ist die Partikelform von großen Partikeln unregelmäßig und die Zuordnung zu einer Größe kann fehlerbehaftet sein. Die Studie von Afchine et al. (2018)

Die An- und Abreicherung von Partikeln beeinflusst Klimatologien des *IWC* in Abhängigkeit von der Temperatur. Bei hohen Temperaturen, bei denen große Eisparkel vorherrschen, könnte der *IWC* aus den WARAN-Daten unterschätzt werden. Bei tiefen Temperaturen (viele kleine Partikel) würde er dagegen überschätzt. In Abbildung A.9b sind Mittelwert und Median des *IWC* der ML-CIRRUS Kampagne für Temperaturen  $\geq 230\ \text{K}$  kleiner als bei der Klimatologie von Schiller et al. (2008). Dies kann ein Effekt der Einlass- und Flugzeugrumpfgeometrie sein. Allerdings ist die Datenlage bei ML-CIRRUS in diesem Temperaturbereich gering, was einen zusätzlichen Fehler verursachen kann. Bei tiefen Temperaturen streuen Mittelwert und Median der ML-CIRRUS Daten wenig um die Kurven von Schiller et al. (2008). Im Median gibt es leicht höhere Werte für ML-CIRRUS. Dies könnte auf eine Anreicherung kleiner Partikel zurückzuführen sein. Die Ausreißer nach oben bei 220 K sind durch die Messstrategie und daraus folgende Datenlage für hohe *IWC* bei ML-CIRRUS bedingt. Die Verschiebungen der *IWC*-Werte haben im Wesentlichen einen Einfluss bei dem Forschungsflugzeug HALO. Bei kleineren Forschungsflugzeugen, wie der Falcon, einem Learjet oder der Geophysica, sind diese Effekte vernachlässigbar (z. B. Schiller et al., 2008). Bei den ACCESS Messungen mit vielen kleinen Partikeln in den Kondensstreifen sind die *IWC* somit realistisch dargestellt und nicht überschätzt. Für große Flugzeuge sollten die Einlässe von Instrumenten zur *IWC*-Bestimmung auf dem Flugzeugrumpf möglichst weit vom Rumpf angebracht werden, um Änderungen der Partikeltrajektorien durch die Rumpfgeometrie zu minimieren. Ein Anbau an der Rumpfunterseite würde den Effekt ebenfalls minimieren, da die Partikel von vornherein nicht so stark abgelenkt werden.

Zusätzlich sind Messungen am Flügel gut geeignet, da hier der Fluss weitgehend ungestört ist. Die Kombination verschiedener Messtechniken und Positionen am Flugzeug ist zu empfehlen, um den *IWC* möglichst präzise zu bestimmen.

Einen weiteren Effekt auf die *IWC*-Bestimmung hat die Länge der Einlassleitung. Sie beeinflusst die vorhandene Strecke zur Verdampfung von Tröpfchen und Partikeln. Ist sie zu kurz, findet die Verdampfung nicht vollständig statt und der *IWC* wird unterschätzt. Ist die Leitung bis zum Gerät zu lang, kann es zu unerwünschten Ad- und Desorptionen an der Wand der Leitung kommen. Wird bei hoher Feuchtigkeit zu viel Wasserdampf adsorbiert, sinkt der *IWC*. Im Gegenzug wird bei trockenen Bedingungen Wasserdampf an die Umgebung abgegeben und das Messsignal künstlich erhöht.

Aus den oben genannten Unsicherheiten und Annahmen folgt, dass der Fehler für den Eiswassergehalt im Mittel zwischen  $\pm 15$  und  $\pm 45$  % liegt. Eine genauere Abschätzung ist zum gegenwärtigen Zeitpunkt nicht möglich, da ausführliche Strömungssimulationen fehlen und sich diverse Fehlerquellen bei der *IWC*-Bestimmung akkumulieren, die nicht über Zahlenwerte ermittelt werden können.



## A.4 Übersicht Flugzeugmesskampagnen 2012-2017

Tabelle A.2: Übersicht über Flugzeugmesskampagnen von 2012 bis 2017 unter Nutzung der kombinierten Messung von Gasphasenwasser und Gesamtwasser auf den Forschungsflugzeugen DLR Falcon und HALO.

Kampagne	Zeitraum, Ort	Flugzeug	Instrumente (Gasphase/ Gesamtwasser)	Fragestellung	Flug- stunden	Literatur
T-NAWDEX						
THORPEX-North Atlantic Waveguide and Downstream Impact Experiment)	10/2012, Deutschland	Falcon	CR-2/WARAN	heterogene Chemie von Kondensstreifen und Zirren, mikrophysikalische und optische Eigenschaften von Kondensstreifen	27	Schäfler et al. (2014)
GW-LCYCLE I (Gravity Wave Life CYCLE Experiment)	12/2013, Schweden	Falcon	CR-2/WARAN	Schwerewellen über dem Gebirge, Leewellen-Zirrus	29	Ehard et al. (2016); Wagner et al. (2017)
ML-CIRRUS (Mid-Latitude CIRRUS)	03-04/2014, Europa/ Nordatlantik	HALO	AIMS-H <sub>2</sub> O/ WARAN	Nukleation, Lebenszyklus und Klimaeffekt von natürlichen Zirren bei verschiedenen Bedingungen (WCB, verschmutzt, in-situ gebildet), Kondensstreifen und Kondensstreifen-Zirren	76	Voigt et al. (2017); Kaufmann et al. (2018)
ACCESS-II (Alternative fuel effects on Contrails and Cruise Emissions)	05/2014, Kalifornien	Falcon	CR-2/WARAN	Effekt von alternativen Treibstoffen auf die Emission und Bildung von Kondensstreifen	52	Moore et al. (2017)

DEEPWAVE (DEEP Propagating Gravity WAVE Experiment)	06-07/2014, Neuseeland	Falcon	CR-2/WARAN	Lebenszyklus von Schwerewellen, Propagation von der Oberfläche bis in die Mesosphäre	98	Fritts et al. (2016)
ECLIF I (Emission and CLimate Impact of Alternative Fuels)	2016, Deutschland	Falcon	CR-2/WARAN	Effekte von alternativen Treibstoffen auf die Emission und Bildung von Kondensstreifen	31	Le Clercq (2017)
DACCIWA (Dynamics-Aerosol-Chemistry-Cloud Interactions in West Africa)	06-07/2016, Togo	Falcon	CR-2/WARAN	tiefe Wolken und Wolken-Aerosol-Wechselwirkungen in Westafrika	65	Flamant et al. (2018)
GW-LCYCLE II	01-02/2016, Schweden	Falcon	CR-2/WARAN	Verbessern der Parametrisierung von Schwerewellen für Klimamodelle	31	
WeCare	02/2017, Deutschland	Falcon	CR-2/WARAN	Messung von Emissionen und Kondensstreifen von neuen GenX-Triebwerken in Reiseflughöhe	29	Grewe et al. (2017)

## A.5 Vertikalprofil von Wasserdampf für den 04. Juli 2014

Als Vergleich der Wasserdampfmessungen mit dem Frostpunktspiegel-Hygrometer CR-2 und dem Laserhygrometer VCSEL können die Vertikalprofile der Wasserdampfmischungsverhältnisse für den 04. Juli 2014 genutzt werden. Die Vertikalprofile setzen sich aus Auf- und Abstieg während Start und Landung sowie Aufstiegen zwischen den verschiedenen Fluglevel zusammen. Daraus folgt, dass beprobte Luftmassen im Lee und im Luv des Gebirges in die Profile eingehen und einen unregelmäßigen Verlauf verursachen können. In Abbildung A.11 sind die Wasserdampfmischungsverhältnisse über der Flughöhe für die Flüge FF04 (rot), FF05 (grün) und RF16 (schwarz) gezeigt. Die gepunkteten horizontalen Linien zeigen die Fluglevel konstanter Höhe. Der Abstieg für Flug FF05 ist nicht gezeigt, da aufgrund der Regelprobleme des CR-2 unrealistisch niedrige Wasserdampfmischungsverhältnisse gemessen wurden. In der unteren Troposphäre (0-5 km) stimmen die Messungen

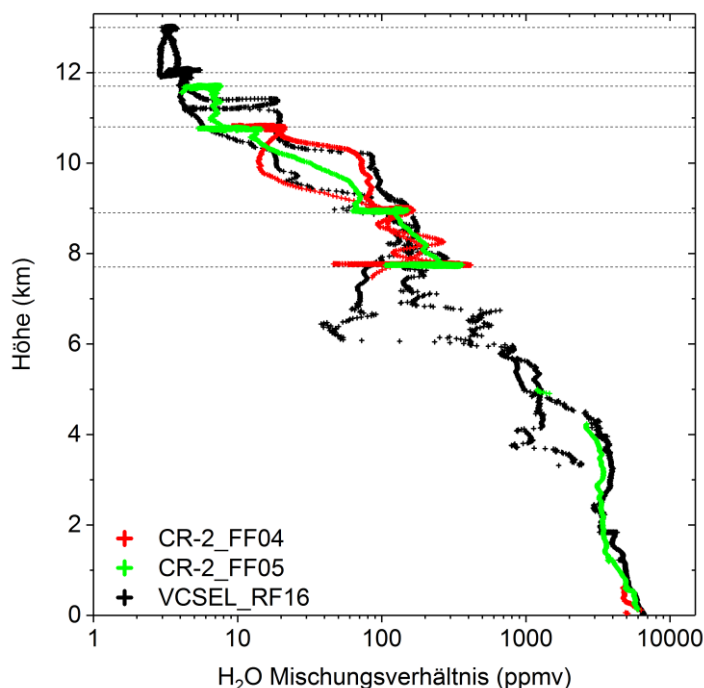


Abbildung A.11: Wasserdampfmischungsverhältnisse in Abhängigkeit von der Flughöhe. Dargestellt sind die CR-2-Messungen der Flüge FF04 (rot) und FF05 (grün) sowie die VCSEL-Messungen des Fluges RF16 (schwarz). Die gepunkteten horizontalen Linien zeigen die Fluglevel konstanter Höhe.

des CR-2 und des VCSEL sehr gut überein. In der UTLS-Region liegen die Wasserdampfmessungen ebenfalls nahe beieinander und die Profile der Flüge FF04 und RF16 zeigen den gleichen Verlauf in Form einer aufgespaltenen Kurve zwischen 9,0 und 10,5 km Höhe. In der unteren Stratosphäre (>10,8 km Höhe) misst der CR-2 gegenüber dem VCSEL höhere Mischungsverhältnisse. Allerdings liegt die Schwankungsbreite der gemessenen Fluktuationen auf den Flughöhen 11,8 km (FF05) und 12,0 km (GV) in der gleichen Größenordnung. Der CR-2 misst auf 11,8 km Wasserdampfmischungsverhältnisse über dem Gebirge zwischen 4,2 und 7,7 ppmv. In den VCSEL-Messungen sind auf 12,0 km 3,2-5,5 ppmv H<sub>2</sub>O aufgetreten. Die Kalibrationsfunktionen, die auf die CR-2-Daten angewandt wurden, erreichen somit in diesem Fallbeispiel eine gute Korrektur der

Wasserdampfmessungen in der UTLS-Region. Gegenüber dem Vergleichsflug (Abbildung 3.11, Abbildung 3.12) zeigen die CR-2-Messungen in großer Höhe nicht so große Amplituden und können auf die Auslenkung der Luftmassen durch die Gebirgswellen zurückgeführt werden. Die CR-2-Daten können somit in der Auswertung sowohl in der oberen Troposphäre als auch in der unteren Stratosphäre, hier bezogen auf die Fluktuationen, genutzt werden.

---

## A.6 Datenverfügbarkeit der DEEPWAVE-Kampagne

Die in dieser Arbeit verwendeten Daten der DEEPWAVE-Kampagne werden von NCAR gepflegt und archiviert und sind auf [https://www.eol.ucar.edu/field\\_projects/deepwave](https://www.eol.ucar.edu/field_projects/deepwave) öffentlich verfügbar. Folgende Daten (teilweise mit *digital object identifier* DOI) wurden in den Kapiteln 3.2.2 und 4 für die Auswertung genutzt:

- (1) Falcon in-situ meteorologische Daten (Dörnbrack, 2014);
- (2) Falcon CR-2-Daten – <https://doi.org/10.5065/D6GM85H9> (Voigt et al., 2016a);
- (3) Falcon WARAN-Daten – <https://doi.org/10.5065/D6R49P0T> (Voigt et al., 2016b);
- (4) Falcon Ozon-Daten (Schlager & Lichtenstern, 2016);
- (5) GV in-situ meteorologische Daten – <https://doi.org/10.5065/D66Q1V8B> (UCAR/NCAR, 2015b);
- (6) GV VCSEL-Daten – <https://doi.org/10.5065/D6BG2M1H> (UCAR/NCAR, 2015a);
- (7) GV Dropsondendaten – <https://doi.org/10.5065/D6XW4GTB> (UCAR/NCAR, 2016).

## A.7 Vertikaler Wasserdampffluss auf den Fluglegs zwischen 7,7 und 13,0 km Höhe

Die Methoden zur Berechnung des vertikalen Wasserdampfflusses und der Waveletanalyse wurden anhand eines Fluglegs (FF04 Leg2 auf 8,9 km) ausführlich beschrieben. Allerdings beruht das Profil des vertikalen Wasserdampfflusses auf einer Kombination der verschiedenen Fluglegs auf den Höhen zwischen 7,7 und 13,0 km. Auf den folgenden Seiten sind daher die Zeitreihen der Fluglegs der Flüge FF04, FF05 und RF16 dargestellt (Abbildung A.12-Abbildung A.14). Es ist jeweils der Verlauf des Wasserdampfmischungsverhältnisses, der potentiellen Temperatur und der Windkomponenten (horizontal und vertikal) gezeigt. Auf der GV wurden während der Kampagne keine Ozonmessungen durchgeführt, so dass Ozonmischungsverhältnisse nur für die Flüge FF04 und FF05 aufgetragen sind. Anschließend folgen die Abbildungen zu den Waveletanalysen der einzelnen Fluglegs (Abbildung A.15-Abbildung A.18). Dabei sind jeweils die Leistungsdichtespektren von  $w'$  und  $H_2O'$  sowie das Cospektrum von  $w'H_2O'$  dargestellt. Zusätzlich ist für jede Komponente das globale Waveletspektrum angegeben.

Auf allen gezeigten Fluglegs ist der Einfluss der Gebirgswellen über den Südlichen Alpen Neuseelands zu beobachten. In allen Parametern sind Fluktuationen zu beobachten, die in den Waveletanalysen wellenlängenaufgelöst dargestellt werden können. Für alle Fluglegs gilt, dass die Gebirgswellen bei horizontalen Wellenlängen zwischen 10 und 80 km Wasserdampf vertikal transportieren. Bis zur Höhe der thermischen Tropopause zeigen die Analysen einen Einfluss des Jetstreams in den Wasserdampfmessungen (FF04 und FF05). Auf 12 und 13 km Flughöhe (RF16) ist dieser Einfluss nur schwach ausgeprägt, wobei die Legs auch kaum bis in die Luv-Region reichen.

Flugleg 4 des Fluges FF05 wird nicht gezeigt, da die Wasserdampf-Daten mit einer zu großen Unsicherheit behaftet sind. Auf Leg1 des Fluges FF04 muss der Einfluss der Wolken im Osten des Gebirges beachtet werden. Wasserdampf gilt in diesem Bereich nicht als passiver Tracer und die vertikalen Flüsse sind fehlerbehaftet.

Der Bereich der horizontalen Wellenlängen, die Wasserdampf vertikal transportieren, wurde in der Arbeit geteilt. Horizontale Wellenlängen  $>22$  km dominieren den Aufwärtstransport, während Wellenlängen  $<22$  km im Osten des Gebirges für den Abwärtstransport verantwortlich sind. Die Grenze zwischen diesen beiden Bereichen kann sich für die einzelnen Fluglegs gering unterscheiden, die Aufteilung ist dennoch legitim. Die dominierenden Transportrichtungen für Wasserdampf auf den einzelnen Flughöhen werden in den Abschnitten zum „Profil des vertikalen Wasserdampfflusses in der UTLS“ (Kap. 4.2.3) und zur „Mischung von Wasserdampf“ (Kap. 4.2.4) diskutiert.

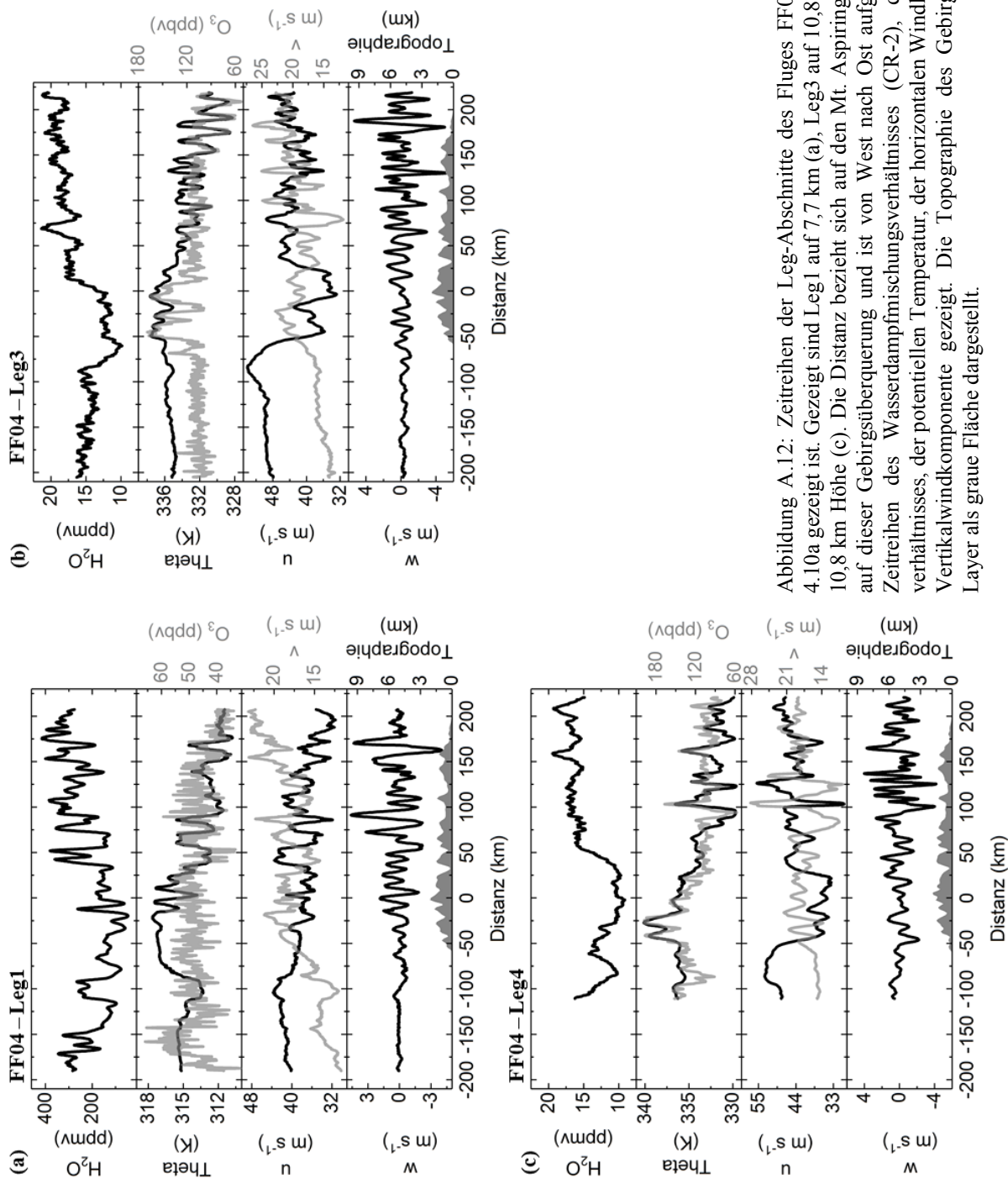


Abbildung A.12: Zeitreihen der Leg-Abschnitte des Fluges FF04, der in Abbildung 4.10a gezeigt ist. Gezeigt sind Leg1 auf 7,7 km (a), Leg3 auf 10,8 km (b) und Leg4 auf 10,8 km Höhe (c). Die Distanz bezieht sich auf den Mt. Aspiring als höchstem Gipfel auf dieser Gebirgsüberquerung und ist von West nach Ost aufgetragen. Es sind die Zeitreihen des Wasserdampfmisungsverhältnisses (CR-2), des Ozonmischungsverhältnisses, der potentiellen Temperatur, der horizontalen Windkomponenten und der Vertikalwindkomponente gezeigt. Die Topographie des Gebirges ist im untersten Layer als graue Fläche dargestellt.

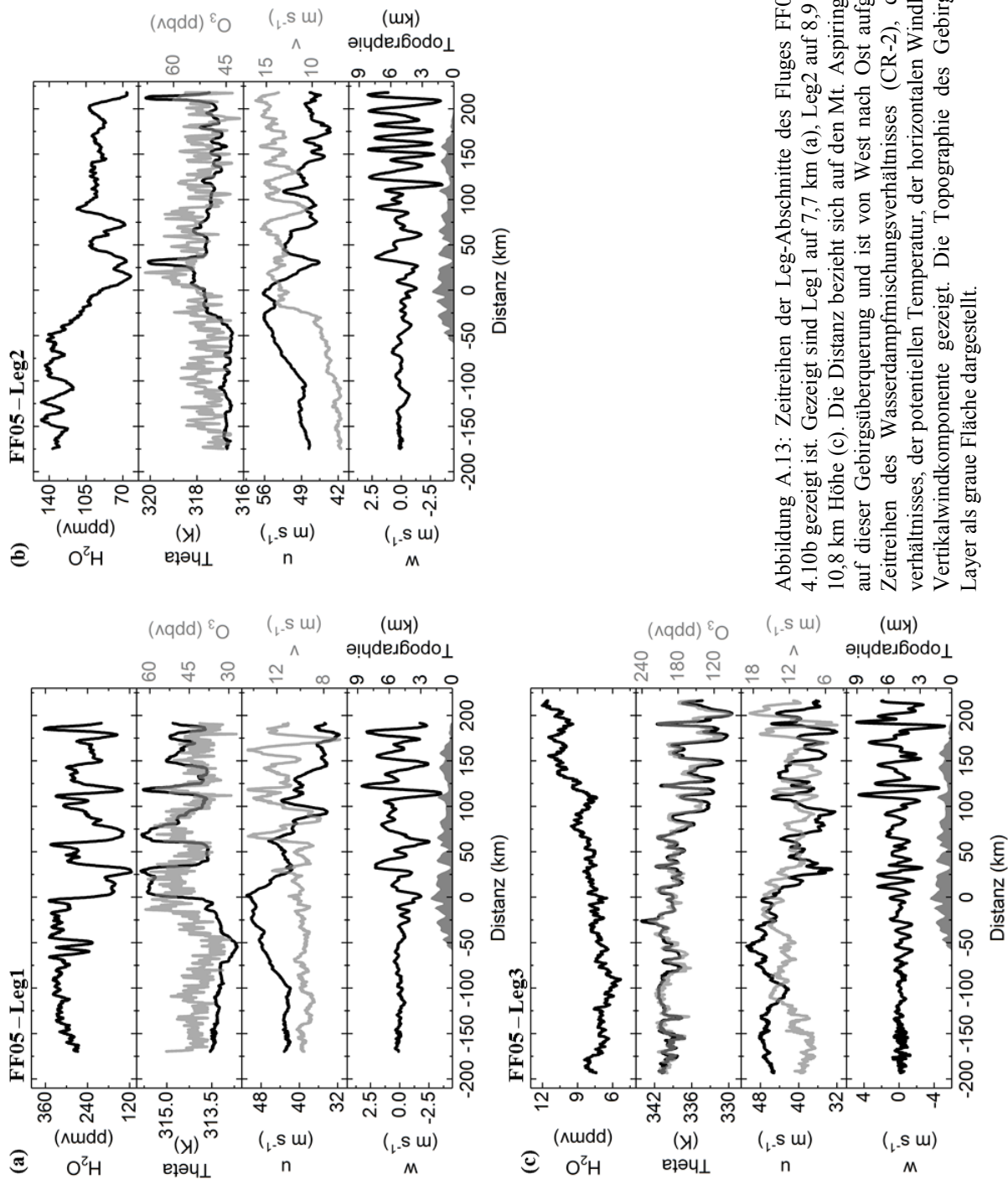


Abbildung A.13: Zeitreihen der Leg-Abschnitte des Fluges FF05, der in Abbildung 4.10b gezeigt ist. Gezeigt sind Leg1 auf 7,7 km (a), Leg2 auf 8,9 km (b) und Leg3 auf 10,8 km Höhe (c). Die Distanz bezieht sich auf den Mt. Aspiring als höchstem Gipfel auf dieser Gebirgsüberquerung und ist von West nach Ost aufgetragen. Es sind die Zeitreihen des Wasserdampf-mischungsverhältnisses (CR-2), des Ozonmischungsverhältnisses, der potentiellen Temperatur, der horizontalen Windkomponenten und der Vertikalwindkomponente gezeigt. Die Topographie des Gebirges ist im untersten Layer als graue Fläche dargestellt.



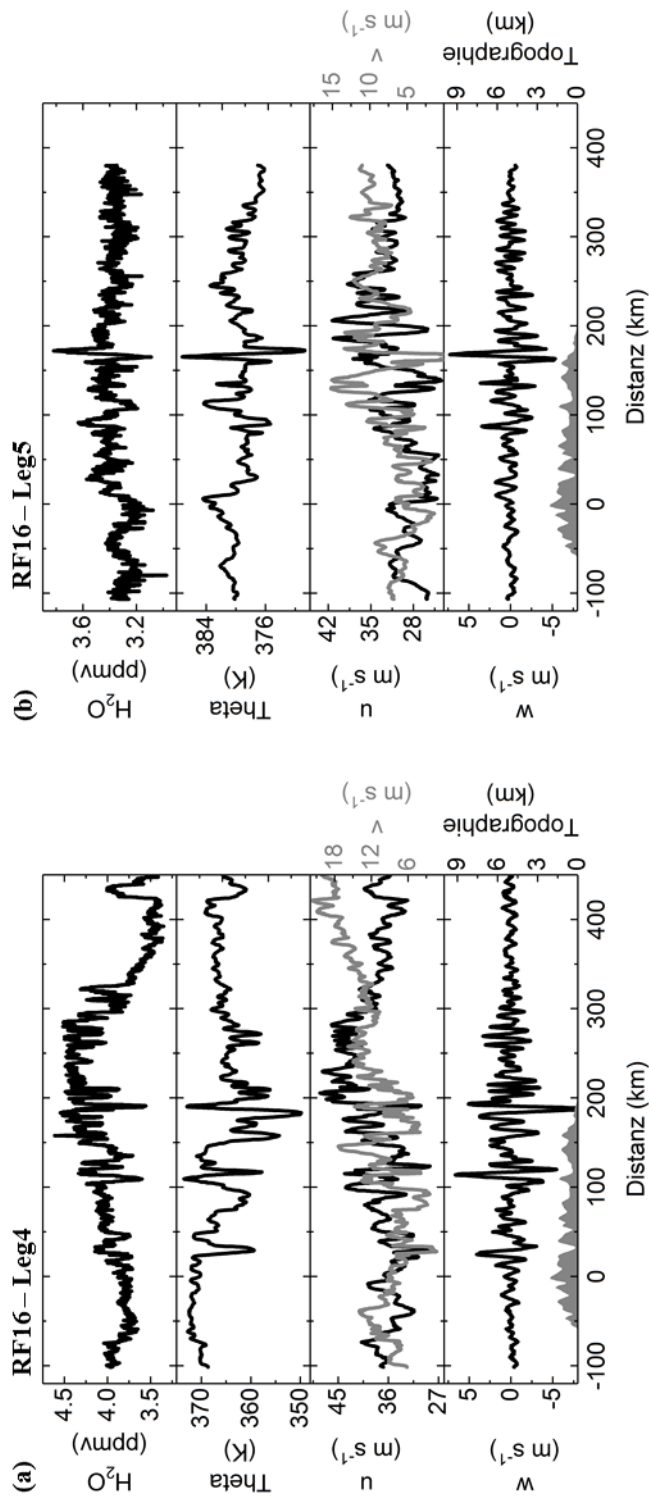


Abbildung A.14: Zeitreihen der Leg-Abschnitte des Fluges RF16. Gezeigt sind Leg4 auf 12 km (a) und Leg5 auf 13 km Höhe (b). Die Distanz bezieht sich auf den Mt. Aspiring als höchstem Gipfel auf dieser Gebirgsüberquerung und ist von West nach Ost aufgetragen. Es sind die Zeitreihen des Wasserdampf-mischungsverhältnisses (VCSEL), der potentiellen Temperatur, der horizontalen Windkomponenten und der Vertikalwindkomponente gezeigt. Die Topographie des Gebirges ist im untersten Layer als graue Fläche dargestellt.

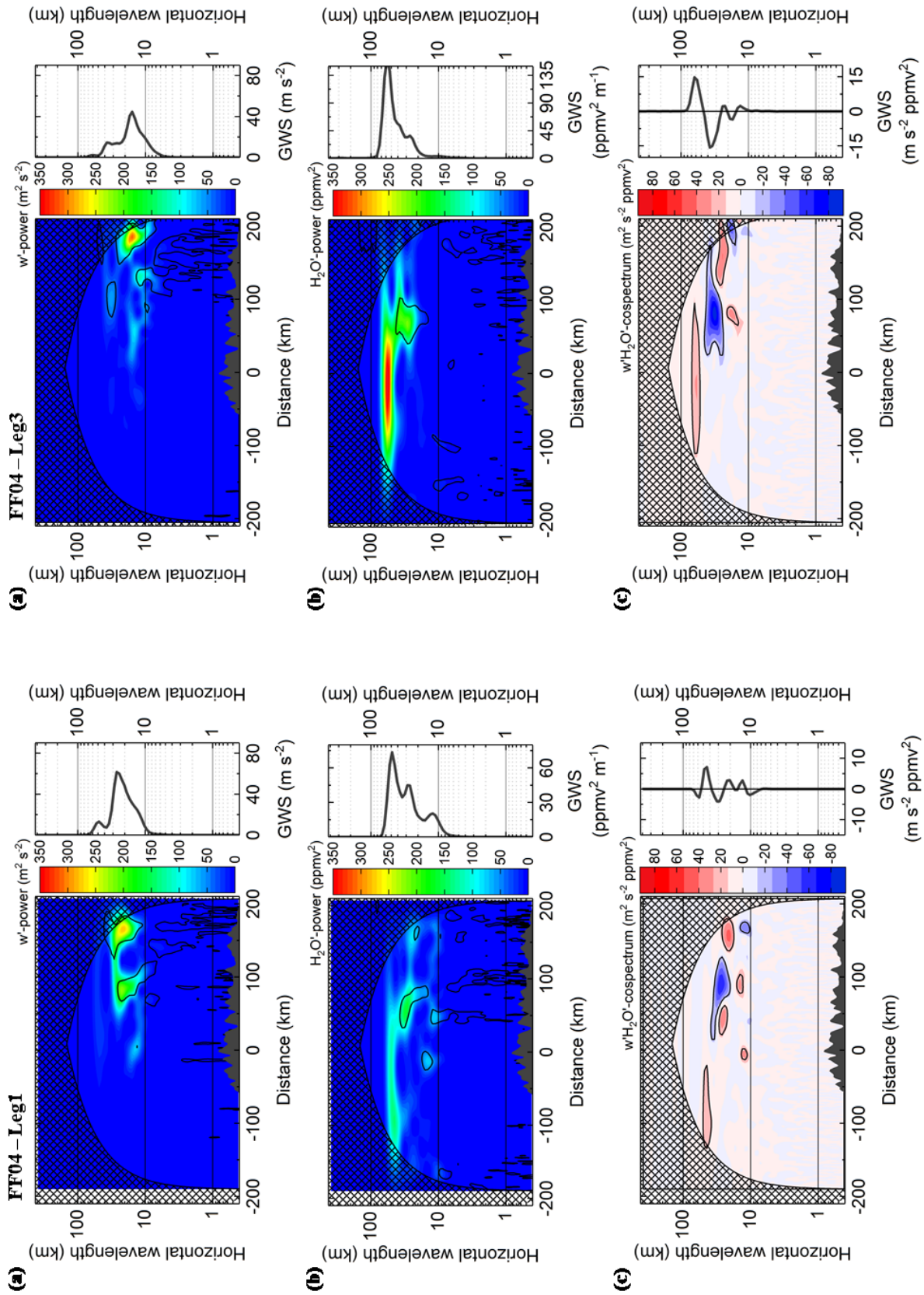


Abbildung A.15: Wavelet-Analyse FF04 Leg1 (links) und Leg3 (rechts): Leistungsdichtespektren der Vertikalwindfluktuation (a) und der Wasserdampf fluktuation (b) sowie das Cospektrum des vertikalen Wasserdampf fluxes (c). Die rechte Panels zeigen die zugehörigen globalen Waveletspektren (GWS). Die Farbkodierung gibt jeweils die Amplitude an. Die dünnen schwarzen Linien um die farbigen Flächen herum sind das 95 % Konfidenzlevel; die kreuzschraffierte Fläche kennzeichnet den COI.

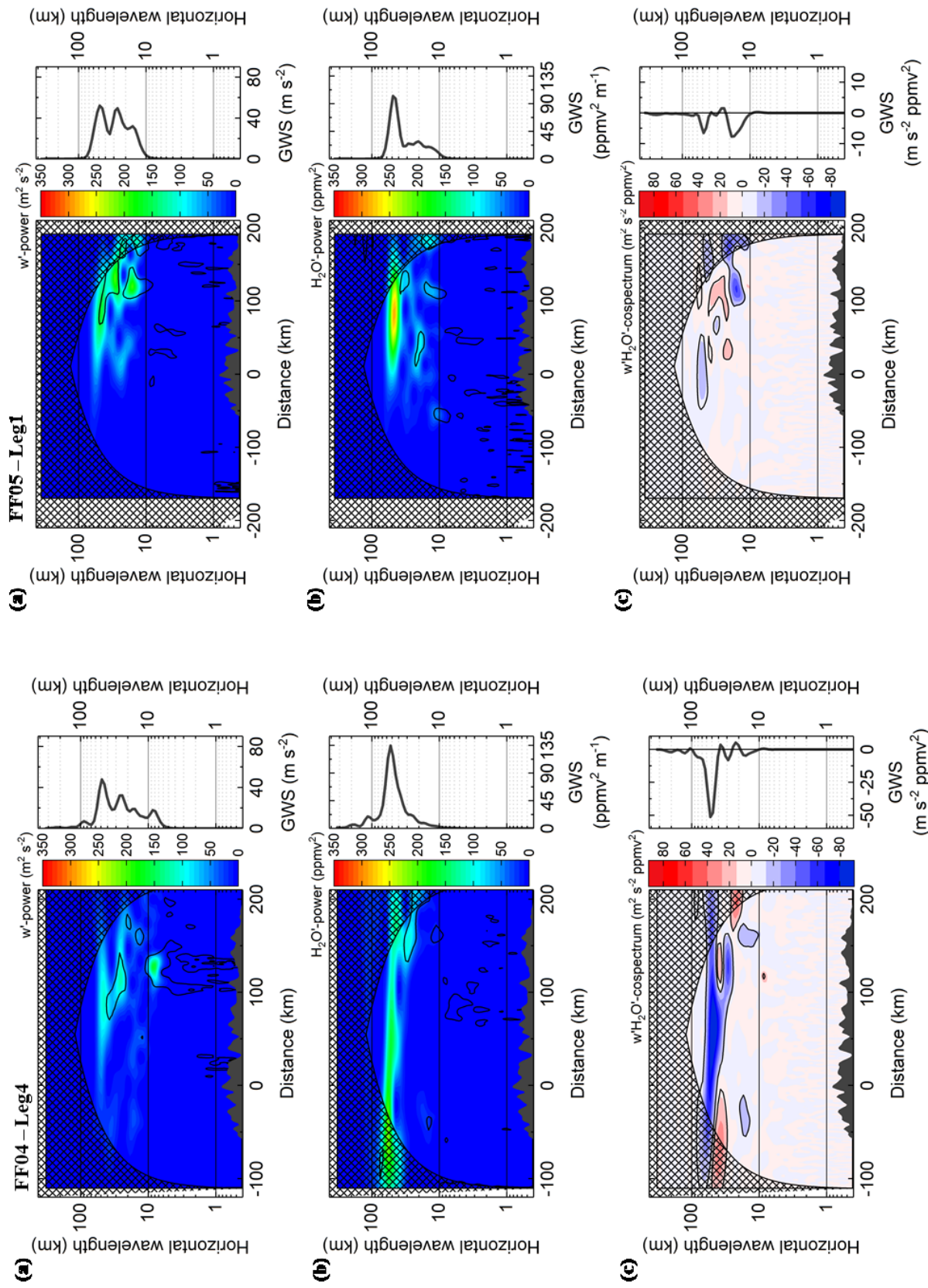


Abbildung A.16: Wavelet-Analyse FF04 Leg4 (links) und FF05 Leg1 (rechts): Leistungsdichtespektren der Vertikalwindfluktuation (a) und der Wasserdampf- fluktuation (b) sowie das Cospektrum des vertikalen Wasserdampfes (c). Die rechte Panels zeigen die zugehörigen globalen Waveletspektren (GWS). Die Farbkodierung gibt jeweils die Amplitude an. Die dünnen schwarzen Linien um die farbigen Flächen herum sind das 95 % Konfidenzlevel; die kreuzschraffierte Fläche kennzeichnet den COI.

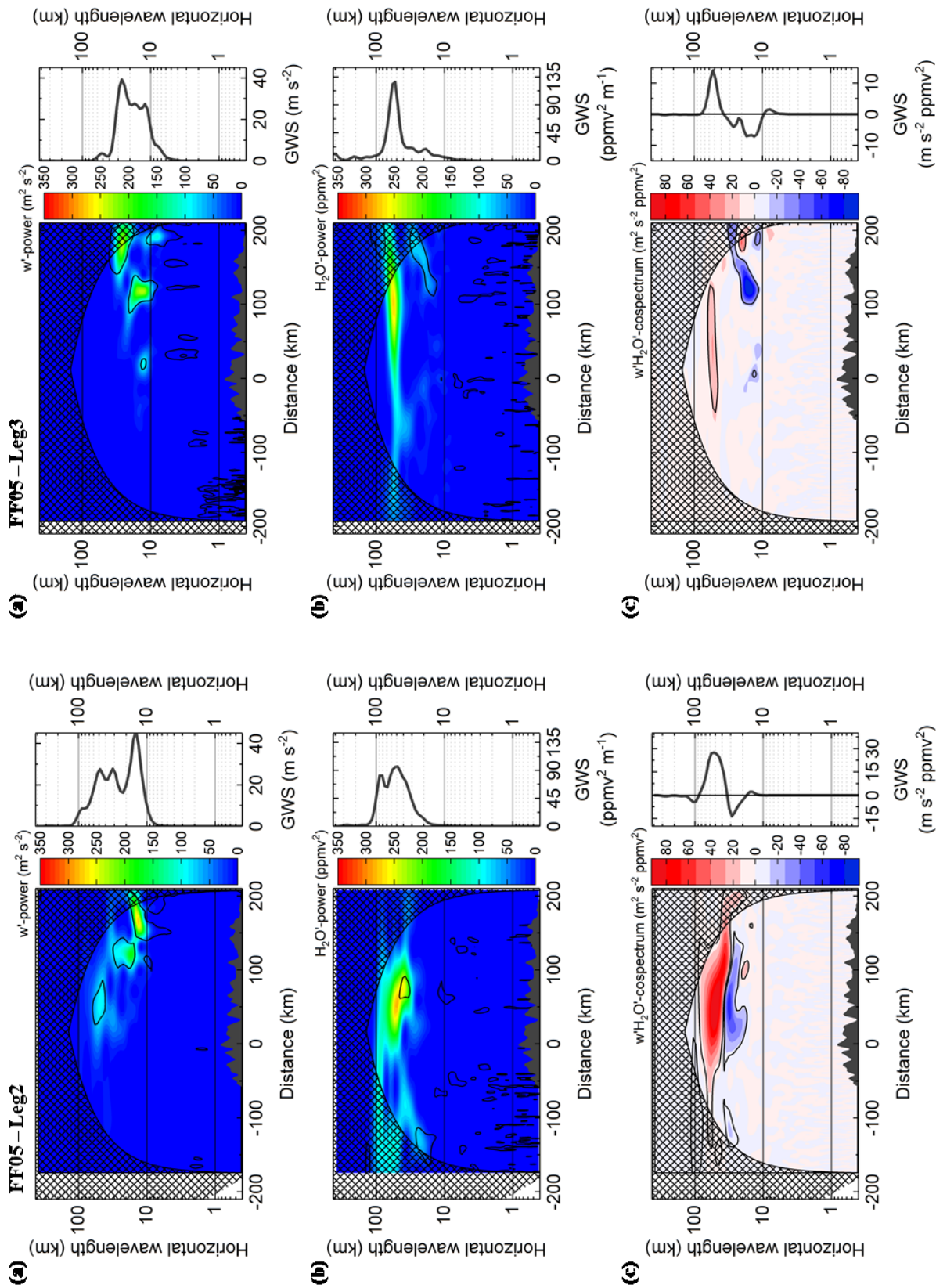


Abbildung A.17: Wavelet-Analyse FF05 Leg2 (links) und FF05 Leg3 (rechts): Leistungsdichtespektren der Vertikalwindfluktuation (a) und der Wasserdampf-  
 fluktuation (b) sowie das Cospektrum des vertikalen Wasserdampfstromes (c). Die rechte Panels zeigen die zugehörigen globalen Waveletspektren (GWS). Die  
 Farbkodierung gibt jeweils die Amplitude an. Die dünnen schwarzen Linien um die farbigen Flächen herum sind das 95 % Konfidenzlevel; die kreuzschraffierte Fläche  
 kennzeichnet den COI.

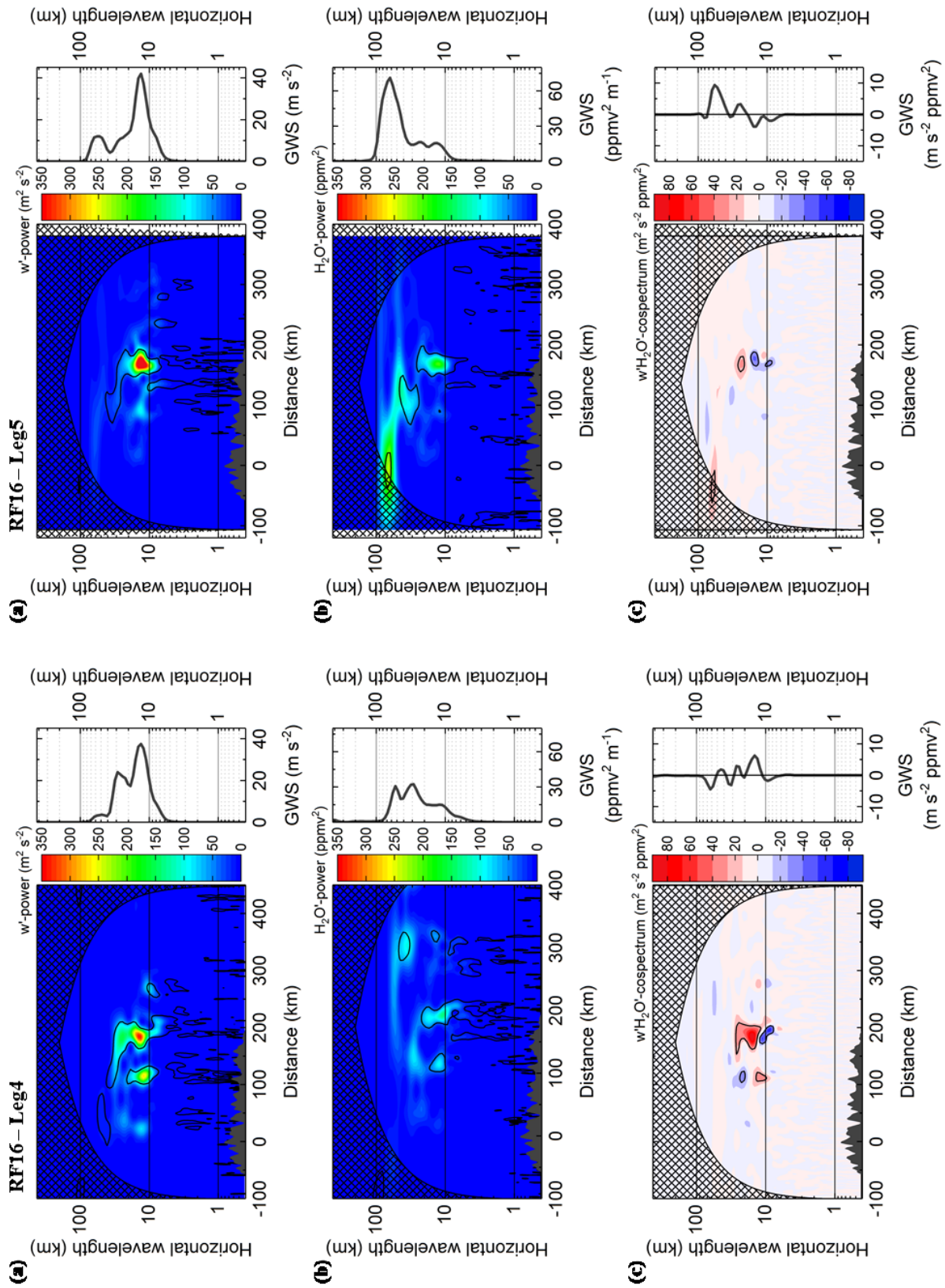


Abbildung A.18: Wavelet-Analyse RF16 Leg4 (links) und Leg5 (rechts): Leistungsdichtespektren der Vertikalwindfluktuation (a) und der Wasserdampf-fluktuation (b) sowie das Cospektrum des vertikalen Wasserdampf-flusses (c). Die rechte Panels zeigen die zugehörigen globalen Waveletspektren (GWS). Die Farbkodierung gibt jeweils die Amplitude an. Die dünnen schwarzen Linien um die farbigen Flächen herum sind das 95 % Konfidenzlevel; die kreuzschraffierte Fläche kennzeichnet den COI.



# Abkürzungen

Abkürzung	englische Beschreibung	deutsche Beschreibung
ACCESS-II*	Alternative fuel effects on Contrails and Cruise EmiSSions	Effekte alternativer Treibstoffe auf Kondensstreifen und Triebwerksemissionen
ACE-FTS	Atmospheric Chemistry Experiment-Fourier Transform Spectrometer	Fouriertransformations-Spektrometer
AIDA	Aerosol Interaction and Dynamics in the Atmosphere	Aerosolinteraktionen und Dynamik in der Atmosphäre
AIMS	Airborne Mass Spectrometer	flugzeuggetragenes Massenspektrometer
AIRS	Atmospheric InfraRed Sounder	atmosphärisches Infrarot-Spektrometer
AMTM	Advanced Mesospheric Temperature Mapper	Abbildung mesosphärischer Temperaturen
CLaMS	Chemical Lagrangian Model of the Stratosphere	Chemisch-Lagrangisches Modell der Stratosphäre
COI	cone of influence	konusförmiger Ring im Waveletspektrum
CPC	Condensation Particle Counter	Kondensationspartikelzähler
DEEPWAVE*	DEEP Propagating gravity WAVE Experiment	tiefe Ausbreitung von Schwerewellen
DLR	German Aerospace Center e.V.	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V.
ECMWF	European Centre for Medium-range Weather Forecasts	Europäisches Zentrum für mittelfristige Wettervorhersage
FISH	Fast In-situ Stratospheric Hygrometer	schnelles in-situ Stratosphärenhygrometer
GPS	Global Positioning System	globales Navigationssatellitensystem
GV	Gulfstream 5	
GW-LCYCLE*	Gravity Wave Life CYCLE	Lebenszyklus von Schwerewellen

---

GWS	Global Wavelet Spectrum	globales Wavelet-Spektrum
HAIC-HIWC*	High Altitude Ice Crystals – High Ice Water Content	Vereisung in großen Höhen
HALO	high altitude and long ranging	Forschungsflugzeug
HEFA	Hydrotreated Esters and Fatty Acids	nachhaltige Kraftstoffe auf Basis von Estern und Fettsäuren
HWV	Harvard Lyman- $\alpha$ in-situ Water Vapor Instrument	Harvard Lyman- $\alpha$ in-situ Wasserdampfinstrument
HYSPLIT	HYbrid Single-Particle Lagrangian Integrated Trajectory	Berechnung von Luftmassentrajektorien
IFS	Integrated Forecast System	integriertes Vorhersagesystem
LIDAR	light detection and ranging	Fernmessung atmosphärischer Parameter
MFC	mass flow controller	Massenflussregler
MIPAS	Michelson Interferometer for Passive Atmospheric Sounding	Michelson-Interferometer für passive Fernerkundung
ML-CIRRUS*	Mid-Latitude CIRRUS	Zirren mittlerer Breiten
MLS	Microwave Limb Sounder	Mikrowellen-Spektrometer
MLT	mesosphere and lower thermosphere	Mesosphäre und untere Thermosphäre
MODIS	MODerate resolution Imaging Spectroradiometer	Spektroradiometer
NASA	National Aeronautics and Space Administration	Luft- und Raumfahrtbehörde der USA
NCAR	National Center for Atmospheric Research	Nationales Zentrum für Atmosphärenforschung
NCEP	National Centers for Environmental Prediction	Nationale Zentren zur Umweltvorhersage
NIXE	New Ice eXperiment	Spektrometer für Wolkenpartikel
NRC	National Research Council of Canada	staatliche Organisation für wissenschaftliche und industrielle Forschung in Kanada
NSF	National Science Foundation	Nationale Wissenschaftsstiftung

---



---

PID	proportional-integral-differential	Proportional-Integral-Differential
POLSTRACC*	POLAr STRATosphere in a Changing Climate	Polare Stratosphäre in einem sich verändernden Klima
ppbv	parts per billion by volume	1 Molekül auf 10 <sup>9</sup> Moleküle
ppmv	parts per million by volume	1 Molekül auf 10 <sup>6</sup> Moleküle
QCL	Quantum Cascade Laser	Quantenkaskadenlaser
RF	GV Research Flight	GV-Forschungsflug
SCIAMACHY	Scanning Imaging Absorption spectroMeter for Atmospheric CHartographY	Absorptionsspektrometer für atmosphärische Fernerkundung
SI		Internationales Einheitensystem
SPARC	Stratospheric Processes And their Role in Climate	stratosphärische Prozesse und ihre Rolle im Klima
STE	stratosphere-troposphere exchange	Stratosphären-Troposphären-Austausch
TDL	tunable diode laser	durchstimmbarer Diodenlaser
TIL	tropopause inversion layer	Tropopauseninversionsschicht
TOA	top of the atmosphere	Obergrenze der Atmosphäre
UTC	coordinated universal time	koordinierte Weltzeit
UTLS	upper troposphere/lower stratosphere	obere Troposphäre/untere Stratosphäre
UV	ultraviolet	ultraviolett
VCSEL	Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser	Oberflächenemitterlaser
WARAN	Water vapoR ANalyzer	Wasserdampfanalyser
WMO	World Meteorological Organization	Weltorganisation für Meteorologie
WRF	Weather Research and Forecasting Model	Wetterforschungs- und Vorhersagemodell

---

\* Flugzeugmesskampagnen

---



# Formeln

Symbol	Beschreibung	Einheit
$A$	Absorption	
$c$	Konzentration	$\text{mol L}^{-1}$
$C$	Cunningham-Korrekturfaktor	
$c_p$	spezifische Wärmekapazität der Luft	$1005 \text{ J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}$
$CWC$	Wassergehalt der kondensierten Phase ( <i>condensed water content</i> )	$\text{ppmv}; \text{g m}^{-3}$
$d$	Weglänge	$\text{m}$
$d_d$	Distanz	$\text{m}$
$d_i$	Durchmesser Einlassrohr	$\text{m}$
$EF$	Anreicherungsfaktor ( <i>enhancement factor</i> )	
$EF_{max}$	maximaler Anreicherungsfaktor	
$f$	Frequenzindex	
$g$	Schwerebeschleunigung	$9,81 \text{ m s}^{-2}$
$I$	Intensität des eingestrahnten Lichtes	$\text{W m}^{-2}$
$I_0$	Intensität des abgeschwächten Lichtes	$\text{W m}^{-2}$
$IWC$	Eiswassergehalt ( <i>ice water content</i> )	$\text{ppmv}; \text{g m}^{-3}$
$k$	horizontale Wellenzahl	$\text{m}^{-1}$
$K_q$	vertikaler Eddy-Diffusionskoeffizient	$\text{m}^2 \text{ s}^{-1}$
$LWC$	Flüssigwassergehalt ( <i>liquid water content</i> )	$\text{ppmv}; \text{g m}^{-3}$
$M_{air}$	molare Masse der Luft	$28,97 \text{ g mol}^{-1}$
$m_{H_2O}$	Masse des gasförmigen Wassers	$\text{g}$
$m_{ges}$	Masse feuchter Luft	$\text{g}$
$m_{trockene Luft}$	Masse trockener Luft	$\text{g}$
$n$	Positionsindex	
$N_d$	Gesamtzahl äquidistanter Datenpunkte	
$N$	Brunt-Väisälä-Frequenz	$\text{s}^{-1}$
$n_{ges}$	Stoffmenge aller Bestandteile in einem bestimmten Volumen	$\text{mol}$

---

$n_{H_2O}$	Stoffmenge von Wasserdampf	mol
$p$	Druck	hPa
$p_0$	Normaldruck	1013,25 hPa
$p_{ges}$	Luftdruck	hPa
$p_{H_2O}$	Wasserdampfpartialdruck	hPa
$p_i$	Sättigungsdampfdruck	hPa
$P_k$	Wavelet-Rausch-Spektrum	
$q$	Spurengaskonzentration	
$R$	molare Gaskonstante	8,314 J mol <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup>
$R_E$	Erdradius	6371 km
$RF$	Strahlungsantrieb ( <i>radiative forcing</i> )	W m <sup>-2</sup>
$RH_i$	relative Feuchte über Eis ( <i>relative humidity over ice</i> )	%
$Ri$	Richardson-Zahl	
$r_p$	Partikelradius	m
$r_W$	Sättigungsmischungsverhältnis	μmol mol <sup>-1</sup> ; ppmv
$s$	spezifische Feuchte	g kg <sup>-1</sup>
$S$	Wavelet-Skala	
$Stk$	Stokes-Zahl	
$t$	Zeit	s
$T$	Temperatur	K
$T_0$	Normaltemperatur	273,15 K
$T_f$	Frostpunkttemperatur	K
$TWC$	Gesamtwassergehalt ( <i>total water content</i> )	ppmv; g m <sup>-3</sup>
$u$	zonale Windkomponente	m s <sup>-1</sup>
$U$	horizontale Windgeschwindigkeit	m s <sup>-1</sup>
$u_0$	Geschwindigkeit im Einlassrohr	m s <sup>-1</sup>
$u_a$	Flugzeuggeschwindigkeit	m s <sup>-1</sup>
$v$	meridionale Windkomponente	m s <sup>-1</sup>
$V_{ges}$	Volumen von Luft	m <sup>-3</sup>
$V_{H_2O}$	Volumen von Wasserdampf	m <sup>-3</sup>
$w$	vertikale Windkomponente	m s <sup>-1</sup>

---

---

$W_n$	Waveletspektrum	
$W_n^{XY}$	Kreuz-Waveletspektrum	
$x$	Raumkoordinate (Distanz)	m
$z$	Höhe	m
$\alpha$	Autokorrelationsfaktor	
$\gamma$	Deformationsparameter	
$\gamma_c$	kritischer Deformationsparameter	
$\delta t$	äquidistanter Abstand	m
$\varepsilon$	Extinktionskoeffizient	$\text{m}^2 \text{mol}^{-1}$
$\eta_a$	Viskosität der Luft	Pa s
$\theta$	potentielle Temperatur	K
$\lambda$	Längengrad	°
$\lambda_c$	kritische Wellenlänge	m
$\lambda_h$	horizontale Wellenlänge	m
$\lambda_{KS}$	Klimasensitivitätsparameter	$\text{K m}^2 \text{W}^{-1}$
$\mu$	Wasserdampfmischungsverhältnis	$\mu\text{mol mol}^{-1}$ ; ppmv
$\nu$	Freiheitsgrad	
$\xi$	Ortskoordinate	
$\rho_p$	Partikeldichte	$\text{g cm}^{-3}$
$\sigma^2$	Varianz	
$\varphi$	Breitengrad	°
$\chi^2$	Chi-Quadrat-Verteilung	
$\psi_0$	Morlet-Wavelet	
$\omega_0$	Wellenzahl	$\text{m}^{-1}$
$\omega_k$	Winkelfrequenz	$\text{s}^{-1}$
$\ell$	Scorer-Parameter	$\text{m}^{-1}$
$\Gamma$	Temperaturgradient	$\text{K km}^{-1}$
$\Delta T$	globale mittlere Oberflächentemperatur	K
$\Psi$	Menge	

---



# Literaturverzeichnis

- Abel, S. J., Cotton, R. J., Barrett, P. A., and Vance, A. K.: A comparison of ice water content measurement techniques on the FAAM BAe-146 aircraft, *Atmos. Meas. Tech.*, **7(9)**, 3007-3022, doi:10.5194/amt-7-3007-2014, 2014.
- Afchine, A., Rolf, C., Costa, A., Spelten, N., Riese, M., Buchholz, B., Ebert, V., Heller, R., Kaufmann, S., Minikin, A., Voigt, C., Zöger, M., Smith, J., Lawson, P., Lykov, A., Khaykin, S., and Krämer, M.: Ice particle sampling from aircraft – influence of the probing position on the ice water content, *Atmos. Meas. Tech.*, **11**, 4015-4031, doi:10.5194/amt-11-4015-2018, 2018.
- Bacmeister, J. T., Newman, P. A., Gary, B. L., and Chan, K. R.: An Algorithm for Forecasting Mountain Wave-Related Turbulence in the Stratosphere, *Weather Forecast.*, **9(2)**, 241-254, doi:10.1175/1520-0434(1994)009<0241:aaffmw>2.0.co;2, 1994.
- Baumann, R., and Schlager, H.: Lagrangian modeling of transport and dispersion of air constituents, in: *Atmospheric Physics: Background - Methods - Trends*, U. Schumann (Ed.), pp. 381-400, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2012.
- Baumgardner, D., Brenguier, J. L., Bucholtz, A., Coe, H., DeMott, P., Garrett, T. J., Gayet, J. F., Hermann, M., Heymsfield, A., Korolev, A., Krämer, M., Petzold, A., Strapp, W., Pilewskie, P., Taylor, J., Twohy, C., Wendisch, M., Bachalo, W., and Chuang, P.: Airborne instruments to measure atmospheric aerosol particles, clouds and radiation: A cook's tour of mature and emerging technology, *Atmos. Res.*, **102(1-2)**, 10-29, doi:10.1016/j.atmosres.2011.06.021, 2011.
- Becker, E.: Dynamical Control of the Middle Atmosphere, *Space Sci Rev*, **168(1)**, 283-314, doi:10.1007/s11214-011-9841-5, 2012.
- Belyaev, S. P., and Levin, L. M.: Techniques for collection of representative aerosol samples, *J. Aerosol Sci.*, **5(4)**, 325-338, doi:10.1016/0021-8502(74)90130-x, 1974.
- Bethan, S., Vaughan, G., and Reid, S. J.: A comparison of ozone and thermal tropopause heights and the impact of tropopause definition on quantifying the ozone content of the troposphere, *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, **122(532)**, 929-944, doi:10.1002/qj.49712253207, 1996.
- Birner, T.: Fine-scale structure of the extratropical tropopause region, *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **111(D4)**, doi:10.1029/2005JD006301, 2006.
- Bougeault, P., Binder, P., Buzzi, A., Dirks, R., Houze, R., Kuettner, J., Smith, R. B., Steinacker, R., and Volkert, H.: The MAP Special Observing Period, *B. Am. Meteorol. Soc.*, **82(3)**, 433-462, doi:10.1175/1520-0477(2001)082<0433:tmsop>2.3.co;2, 2001.
- Bougeault, P., Clar, A. J., Benech, B., Carissimo, B., Pelon, J., and Richard, E.: Momentum Budget over the Pyrénées: The PYREX Experiment, *B. Am. Meteorol. Soc.*, **71(6)**, 806-818, doi:10.1175/1520-0477(1990)071<0806:mboatpt>2.0.co;2, 1990.

- Bramberger, M., Dörnbrack, A., Bossert, K., Ehard, B., Fritts, D. C., Kaifler, B., Mallaun, C., Orr, A., Pautet, P. D., Rapp, M., Taylor, M. J., Vosper, S., Williams, B. P., and Witschas, B.: Does Strong Tropospheric Forcing Cause Large-Amplitude Mesospheric Gravity Waves? A DEEPWAVE Case Study, *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **122(21)**, 11,422-11,443, doi:10.1002/2017JD027371, 2017.
- Brasseur, G. P., and Solomon, S.: *Aeronomy of the Middle Atmosphere - Chemistry and Physics of the Stratosphere and Mesosphere*, 2nd ed., Atmospheric Science Library, D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, 1986.
- Buck: Operating Manual - Model CR-2 Hygrometer, Buck Research Instruments, LLC, <http://www.hygrometers.com/wp-content/uploads/CR-2-users-manual-2009-12.pdf>, last access: 09.08.2018, 2009.
- Chahine, M. T.: The hydrological cycle and its influence on climate, *Nature*, **359**, 373-380, doi:10.1038/359373a0, 1992.
- Chen, P.: Isentropic cross-tropopause mass exchange in the extratropics, *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **100(D8)**, 16661-16673, doi:10.1029/95JD01264, 1995.
- Clark, T. L., and Peltier, W. R.: On the Evolution and Stability of Finite-Amplitude Mountain Waves, *J. Atmos. Sci.*, **34(11)**, 1715-1730, doi:10.1175/1520-0469(1977)034<1715:oteaso>2.0.co;2, 1977.
- Cui, Z., Blyth, A. M., Bower, K. N., Crosier, J., and Choulaton, T.: Aircraft measurements of wave clouds, *Atmos. Chem. Phys.*, **12**, 9881-9892, doi:10.5194/acp-12-9881-2012, 2012.
- Danielsen, E. F., Hipskind, R. S., Starr, W. L., Vedder, J. F., Gaines, S. E., Kley, D., and Kelly, K. K.: Irreversible Transport in the Stratosphere by Internal Waves of Short Vertical Wavelength, *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **96(D9)**, 17433-17452, doi:10.1029/91jd01362, 1991.
- Davidson, P. A.: *Turbulence: An Introduction for Scientists and Engineers*, 2nd ed., Oxford University Press, 2015.
- Davis, S. M., Avallone, L. M., Weinstock, E. M., Twohy, C. H., Smith, J. B., and Kok, G. L.: Comparisons of in situ measurements of cirrus cloud ice water content, *J. Geophys. Res.*, **112(D10)**, doi:10.1029/2006jd008214, 2007a.
- Davis, S. M., Hallar, A. G., Avallone, L. M., and Engblom, W.: Measurement of Total Water with a Tunable Diode Laser Hygrometer: Inlet Analysis, Calibration Procedure, and Ice Water Content Determination, *J. Atmos. Ocean. Tech.*, **24(3)**, 463-475, doi:10.1175/jtech1975.1, 2007b.
- Dessler, A. E., Schoeberl, M. R., Wang, T., Davis, S. M., and Rosenlof, K. H.: Stratospheric water vapor feedback, *P. Natl. Acad. Sci.*, **110(45)**, 18087-18091, doi:10.1073/pnas.1310344110, 2013.
- DLR: Systembeschreibung DEEPWAVE Mission, Technischer Bericht, Report No.: F20-56313-14-064, Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt, 2014.



- Dörnbrack, A.: Turbulent mixing by breaking gravity waves, *J. Fluid Mech.*, **375**, 113-141, doi:10.1017/S0022112098002833, 1998.
- Dörnbrack, A.: Basic Meteorological and Aircraft State Data - NASA Ames format, Version 1.0, UCAR/NCAR - Earth Observing Laboratory, <https://data.eol.ucar.edu/dataset/379.017> (last access: 10.08.2018), 2014.
- Doyle, J. D., and Jiang, Q.: Observations and numerical simulations of mountain waves in the presence of directional wind shear, *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, **132(619)**, 1877-1905, doi:10.1256/qj.05.140, 2006.
- Doyle, J. D., and Smith, R. B.: Mountain waves over the Hohe Tauern: Influence of upstream diabatic effects, *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, **129(588)**, 799-823, doi:10.1256/qj.01.205, 2003.
- Draxler, R., and Hess, G.: An overview of the HYSPLIT\_4 modeling system for trajectories, dispersion, and deposition, *Aust. Meteorol. Mag.*, **47**, 295-308, 1998.
- Edwards, J. M., and Slingo, A.: Studies with a flexible new radiation code. I: Choosing a configuration for a large-scale model, *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, **122(531)**, 689-719, doi:10.1002/qj.49712253107, 1996.
- Ehard, B., Achtert, P., Dörnbrack, A., Gisinger, S., Gumbel, J., Khaplanov, M., Rapp, M., and Wagner, J.: Combination of Lidar and Model Data for Studying Deep Gravity Wave Propagation, *Mon. Weather Rev.*, **144(1)**, 77-98, doi:10.1175/mwr-d-14-00405.1, 2016.
- Ehard, B., Kaifler, B., Kaifler, N., and Rapp, M.: Evaluation of methods for gravity wave extraction from middle-atmospheric lidar temperature measurements, *Atmos. Meas. Tech.*, **8(11)**, 4645-4655, doi:10.5194/amt-8-4645-2015, 2015.
- Fahey, D. W., Gao, R. S., Möhler, O., Saathoff, H., Schiller, C., Ebert, V., Krämer, M., Peter, T., Amarouche, N., Avallone, L. M., Bauer, R., Bozoki, Z., Christensen, L. E., Davis, S. M., Durr, G., Dyroff, C., Herman, R. L., Hunsmann, S., Khaykin, S. M., Mackrodt, P., Meyer, J., Smith, J. B., Spelten, N., Troy, R. F., Vomel, H., Wagner, S., and Wienhold, F. G.: The AquaVIT-1 intercomparison of atmospheric water vapor measurement techniques, *Atmos. Meas. Tech.*, **7(9)**, 3177-3213, doi:10.5194/amt-7-3177-2014, 2014.
- Fischer, H., Wienhold, F. G., Hoor, P., Bujok, O., Schiller, C., Siegmund, P., Ambaum, M., Scheeren, H. A., and Lelieveld, J.: Tracer correlations in the northern high latitude lowermost stratosphere: Influence of cross-tropopause mass exchange, *Geophys. Res. Lett.*, **27(1)**, 97-100, doi:10.1029/1999gl010879, 2000.
- Flamant, C., Knippertz, P., Fink, A. H., Akpo, A., Brooks, B., Chiu, C. J., Coe, H., Danuor, S., Evans, M., Jegede, O., Kalthoff, N., Konaré, A., Lioussé, C., Lohou, F., Mari, C., Schlager, H., Schwarzenboeck, A., Adler, B., Amekudzi, L., Aryee, J., Ayoola, M., Batenburg, A. M., Bessardon, G., Borrmann, S., Brito, J., Bower, K., Burnet, F., Catoire, V., Colomb, A., Denjean, C., Fosu-Amankwah, K., Hill, P. G., Lee, J., Lothon, M., Maranan, M., Marsham, J., Meynadier, R., Ngamini, J.-B., Rosenberg, P., Sauer, D., Smith, V., Stratmann, G., Taylor, J. W., Voigt, C., and Yoboué, V.: The Dynamics–Aerosol–Chemistry–Cloud Interactions in West Africa Field Campaign: Overview and Research Highlights, *B. Am. Meteorol. Soc.*, **99(1)**, 83-104, doi:10.1175/bams-d-16-0256.1, 2018.

- Fleming, R. J., and May, R. D.: The 2nd Generation Water Vapor Sensing System and Benefits of Its Use on Commercial Aircraft for Air Carriers and Society, *SpectraSensors*, 2004.
- Fritts, D. C., and Alexander, M. J.: Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere, *Rev. Geophys.*, **41(1)**, doi:10.1029/2001rg000106, 2003.
- Fritts, D. C., Smith, R. B., Taylor, M. J., Doyle, J. D., Eckermann, S. D., Dörnbrack, A., Rapp, M., Williams, B. P., Pautet, P. D., Bossert, K., Criddle, N. R., Reynolds, C. A., Reinecke, P. A., Uddstrom, M., Revell, M. J., Turner, R., Kaifler, B., Wagner, J. S., Mixa, T., Kruse, C. G., Nugent, A. D., Watson, C. D., Gisinger, S., Smith, S. M., Lieberman, R. S., Laughman, B., Moore, J. J., Brown, W. O., Haggerty, J. A., Rockwell, A., Stossmeister, G. J., Williams, S. F., Hernandez, G., Murphy, D. J., Klekociuk, A. R., Reid, I. M., and Ma, J.: The Deep Propagating Gravity Wave Experiment (DEEPWAVE): An Airborne and Ground-Based Exploration of Gravity Wave Propagation and Effects from Their Sources throughout the Lower and Middle Atmosphere, *B. Am. Meterol. Soc.*, **97(3)**, 425-453, doi:10.1175/Bams-D-14-00269.1, 2016.
- Fueglistaler, S., Dessler, A. E., Dunkerton, T. J., Folkins, I., Fu, Q., and Mote, P. W.: Tropical tropopause layer, *Rev. Geophys.*, **47(1)**, doi:10.1029/2008RG000267, 2009.
- Gottelman, A., and Fu, Q.: Observed and Simulated Upper-Tropospheric Water Vapor Feedback, *J. Climate*, **21(13)**, 3282-3289, doi:10.1175/2007jcli2142.1, 2008.
- Gottelman, A., Hoor, P., Pan, L. L., Randel, W. J., Hegglin, M. I., and Birner, T.: The Extratropical Upper Troposphere and Lower Stratosphere, *Rev. Geophys.*, **49(3)**, doi:10.1029/2011rg000355, 2011.
- Giez, A., Mallaun, C., Zöger, M., Dörnbrack, A., and Schumann, U.: Static Pressure from Aircraft Trailing-Cone Measurements and Numerical Weather-Prediction Analysis, *J. Aircraft*, 1-10, doi:10.2514/1.C034084, 2017.
- Gisinger, S., Dörnbrack, A., Matthias, V., Doyle, J. D., Eckermann, S. D., Ehard, B., Hoffmann, L., Kaifler, B., Kruse, C. G., and Rapp, M.: Atmospheric Conditions during the Deep Propagating Gravity Wave Experiment (DEEPWAVE), *Mon. Weather Rev.*, **145(10)**, 4249-4275, doi:10.1175/mwr-d-16-0435.1, 2017.
- Grewe, V., Dahlmann, K., Flink, J., Frömming, C., Ghosh, R., Gierens, K., Heller, R., Hendricks, J., Jöckel, P., Kaufmann, S., Kölker, K., Linke, F., Luchkova, T., Lührs, B., Van Manen, J., Matthes, S., Minikin, A., Niklaß, M., Plohr, M., Righi, M., Rosanka, S., Schmitt, A., Schumann, U., Terekhov, I., Unterstrasser, S., Vázquez-Navarro, M., Voigt, C., Wicke, K., Yamashita, H., Zahn, A., and Ziereis, H.: Mitigating the Climate Impact from Aviation: Achievements and Results of the DLR WeCare Project, *Aerospace*, **4(3)**, 34, doi:10.3390/aerospace4030034, 2017.
- Grubišić, V., Doyle, J. D., Kuettner, J., Mobbs, S., Smith, R. B., Whiteman, C. D., Dirks, R., Czyzyk, S., Cohn, S. A., Vosper, S., Weissmann, M., Haimov, S., De Wekker, S. F. J., Pan, L. L., and Chow, F. K.: The Terrain-Induced Rotor Experiment - A Field Campaign Overview Including Observational Highlights, *B. Am. Meterol. Soc.*, **89(10)**, 1513-1533, doi:10.1175/2008bams2487.1, 2008.
- Grubišić, V., and Lewis, J. M.: Sierra Wave Project Revisited, *B. Am. Meterol. Soc.*, **85(8)**, 1127-1142, doi:10.1175/bams-85-8-1127, 2004.

- Hegglin, M. I., Boone, C. D., Manney, G. L., Shepherd, T. G., Walker, K. A., Bernath, P. F., Daffer, W. H., Hoor, P., and Schiller, C.: Validation of ACE-FTS satellite data in the upper troposphere/lower stratosphere (UTLS) using non-coincident measurements, *Atmos. Chem. Phys.*, **8**, 1483-1499, doi:10.5194/acp-8-1483-2008, 2008.
- Hegglin, M. I., Tegtmeier, S., Anderson, J., Froidevaux, L., Fuller, R., Funke, B., Jones, A., Lingenfelter, G., Lumpe, J., Pendlebury, D., Remsberg, E., Rozanov, A., Tooney, M., Urban, J., von Clarmann, T., Walker, K. A., Wang, R., and Weigel, K.: SPARC Data Initiative: Comparison of water vapor climatologies from international satellite limb sounders, *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **118(20)**, 11,824-11,846, doi:10.1002/jgrd.50752, 2013.
- Held, I. M., and Soden, B. J.: Water Vapor Feedback and Global Warming, *Annu. Rev. Energ. Env.*, **25(1)**, 441-475, doi:10.1146/annurev.energy.25.1.441, 2000.
- Heller, R., Voigt, C., Beaton, S., Dörnbrack, A., Giez, A., Kaufmann, S., Mallaun, C., Schlager, H., Wagner, J., Young, K., and Rapp, M.: Mountain waves modulate the water vapor distribution in the UTLS, *Atmos. Chem. Phys.*, **17(24)**, 14853-14869, doi:10.5194/acp-17-14853-2017, 2017.
- Hoerling, M. P., Schaack, T. K., and Lenzen, A. J.: Global Objective Tropopause Analysis, *Mon. Weather Rev.*, **119(8)**, 1816-1831, doi:10.1175/1520-0493(1991)119<1816:gota>2.0.co;2, 1991.
- Hoffmann, L., Grimsdell, A. W., and Alexander, M. J.: Stratospheric gravity waves at Southern Hemisphere orographic hotspots: 2003–2014 AIRS/Aqua observations, *Atmos. Chem. Phys.*, **16(14)**, 9381-9397, doi:10.5194/acp-16-9381-2016, 2016.
- Hoffmann, L., Xue, X., and Alexander, M. J.: A global view of stratospheric gravity wave hotspots located with Atmospheric Infrared Sounder observations, *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **118(2)**, 416-434, doi:10.1029/2012jd018658, 2013.
- Holton, J. R., and Hakim, G. J.: *An Introduction to Dynamic Meteorology*, 5th ed., Academic Press, 2012.
- Holton, J. R., Haynes, P. H., McIntyre, M. E., Douglass, A. R., Rood, R. B., and Pfister, L.: Stratosphere-Troposphere Exchange, *Rev. Geophys.*, **33(4)**, 403-439, doi:10.1029/95rg02097, 1995.
- Hoor, P., Fischer, H., Lange, L., Lelieveld, J., and Brunner, D.: Seasonal variations of a mixing layer in the lowermost stratosphere as identified by the CO-O<sub>3</sub> correlation from in situ measurements, *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **107(D5)**, doi:10.1029/2000JD000289, 2002.
- Hoor, P., Gurk, C., Brunner, D., Hegglin, M. I., Wernli, H., and Fischer, H.: Seasonality and extent of extratropical TST derived from in-situ CO measurements during SPURT, *Atmos. Chem. Phys.*, **4(5)**, 1427-1442, doi:10.5194/acp-4-1427-2004, 2004.
- Huntrieser, H., Lichtenstern, M., Scheibe, M., Aufmhoff, H., Schlager, H., Pucik, T., Minikin, A., Weinzierl, B., Heimerl, K., Fütterer, D., Rappenglück, B., Ackermann, L., Pickering, K. E., Cummings, K. A., Biggerstaff, M. I., Betten, D. P., Honomichl, S., and Barth, M. C.: On the origin of pronounced O<sub>3</sub> gradients in the thunderstorm outflow region during DC3, *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **121(11)**, 6600-6637, doi:10.1002/2015jd024279, 2016.

- Jeßberger, P., Voigt, C., Schumann, U., Sölch, I., Schlager, H., Kaufmann, S., Petzold, A., Schäuble, D., and Gayet, J. F.: Aircraft type influence on contrail properties, *Atmos. Chem. Phys.*, **13(23)**, 11965-11984, doi:10.5194/acp-13-11965-2013, 2013.
- Jiang, Q., and Doyle, J. D.: Gravity Wave Breaking over the Central Alps: Role of Complex Terrain, *J. Atmos. Sci.*, **61(18)**, 2249-2266, doi:10.1175/1520-0469(2004)061<2249:gwbtc>2.0.co;2, 2004.
- Jiang, Q. F., and Doyle, J. D.: The Impact of Moisture on Mountain Waves during T-REX, *Mon. Weather Rev.*, **137(11)**, 3888-3906, doi:10.1175/2009mwr2985.1, 2009.
- Juckes, M. N.: The mass flux across the tropopause: Quasi-geostrophic theory, *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, **123(537)**, 71-99, doi:10.1002/qj.49712353703, 1997.
- Kaifler, B., Kaifler, N., Ehard, B., Dörnbrack, A., Rapp, M., and Fritts, D. C.: Influences of source conditions on mountain wave penetration into the stratosphere and mesosphere, *Geophys. Res. Lett.*, **42(21)**, 9488-9494, doi:10.1002/2015GL066465, 2015.
- Kaufmann, S.: Massenspektrometrische Wasserdampfmesung in der oberen Troposphäre und unteren Stratosphäre, Dissertation, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz, 2013.
- Kaufmann, S., Voigt, C., Heller, R., Jurkat-Witschas, T., Krämer, M., Rolf, C., Zöger, M., Giez, A., Buchholz, B., Ebert, V., Thornberry, T., and Schumann, U.: Intercomparison of mid-latitude tropospheric and lower-stratospheric water vapor measurements and comparison to ECMWF humidity data, *Atmos. Chem. Phys.*, **18(22)**, 16729-16745, doi:10.5194/acp-18-16729-2018, 2018.
- Kaufmann, S., Voigt, C., Jurkat, T., Thornberry, T., Fahey, D. W., Gao, R. S., Schlage, R., Schäuble, D., and Zöger, M.: The airborne mass spectrometer AIMS - Part 1: AIMS-H<sub>2</sub>O for UTLS water vapor measurements, *Atmos. Meas. Tech.*, **9(3)**, 939-953, doi:10.5194/amt-9-939-2016, 2016.
- Kiehl, J. T., and Trenberth, K. E.: Earth's Annual Global Mean Energy Budget, *B. Am. Meteorol. Soc.*, **78(2)**, 197-208, doi:10.1175/1520-0477(1997)078<0197:eagmeb>2.0.co;2, 1997.
- Kiemle, C., Schäfler, A., and Voigt, C.: Detection and analysis of water vapor transport, in: *Atmospheric Physics: Background - Methods - Trends*, U. Schumann (Ed.), pp. 169-184, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2012.
- Kiemle, C., Wirth, M., Fix, A., Rahm, S., Corsmeier, U., and Di Girolamo, P.: Latent heat flux measurements over complex terrain by airborne water vapour and wind lidars, *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, **137(S1)**, 190-203, doi:10.1002/qj.757, 2011.
- Koch, S. E., Jamison, B. D., Lu, C. G., Smith, T. L., Tollerud, E. I., Girz, C., Wang, N., Lane, T. P., Shapiro, M. A., Parrish, D. D., and Cooper, O. R.: Turbulence and gravity waves within an upper-level front, *J. Atmos. Sci.*, **62(11)**, 3885-3908, doi:10.1175/Jas3574.1, 2005.

- Konopka, P., Spang, R., Günther, G., Müller, R., McKenna, D. S., Offermann, D., and Riese, M.: How homogeneous and isotropic is stratospheric mixing? Comparison of CRISTA-1 observations with transport studies based on the Chemical Lagrangian Model of the Stratosphere (CLaMS), *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, **131(606)**, 565-579, doi:10.1256/qj.04.47, 2005.
- Korolev, A., Strapp, J. W., Isaac, G. A., and Emery, E.: Improved Airborne Hot-Wire Measurements of Ice Water Content in Clouds, *J. Atmos. Ocean. Tech.*, **30(9)**, 2121-2131, doi:10.1175/Jtech-D-13-00007.1, 2013.
- Krämer, M., and Afchine, A.: Sampling characteristics of inlets operated at low U/U<sub>0</sub> ratios: new insights from computational fluid dynamics (CFX) modeling, *J. Aerosol Sci.*, **35(6)**, 683-694, doi:10.1016/j.jaerosci.2003.11.011, 2004.
- Krämer, M., Rolf, C., Luebke, A. E., Afchine, A., Spelten, N., Costa, A., Meyer, J., Zöger, M., Smith, J., Herman, R., Buchholz, B., Ebert, V., Baumgardner, D., Borrmann, S., Klingebiel, M., and Avallone, L. M.: A microphysics guide to cirrus clouds – Part 1: Cirrus types, *Atmos. Chem. Phys.*, **16(5)**, 3463-3483, doi:10.5194/acp-16-3463-2016, 2016.
- Krautstrunk, M., and Giez, A.: The transition from FALCON to HALO era airborne atmospheric research, in: *Atmospheric Physics: Background - Methods - Trends*, U. Schumann (Ed.), pp. 609-624, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2012.
- Kruse, C. G., Smith, R. B., and Eckermann, S. D.: The Midlatitude Lower-Stratospheric Mountain Wave “Valve Layer”, *J. Atmos. Sci.*, **73(12)**, 5081-5100, doi:10.1175/jas-d-16-0173.1, 2016.
- Kunz, A., Konopka, P., Müller, R., Pan, L. L., Schiller, C., and Rohrer, F.: High static stability in the mixing layer above the extratropical tropopause, *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **114(D16)**, doi:10.1029/2009jd011840, 2009.
- Kunz, A., Spelten, N., Konopka, P., Müller, R., Forbes, R. M., and Wernli, H.: Comparison of Fast In situ Stratospheric Hygrometer (FISH) measurements of water vapor in the upper troposphere and lower stratosphere (UTLS) with ECMWF (re)analysis data, *Atmos. Chem. Phys.*, **14(19)**, 10803-10822, doi:10.5194/acp-14-10803-2014, 2014.
- Küttner, J.: Moazagotl und Föhnwelle, *Beitr. Phys. fr. Atmos.*, **25**, 79-114, 1938.
- Lamarque, J. F., Langford, A. O., and Proffitt, M. H.: Cross-tropopause mixing of ozone through gravity wave breaking: Observation and modeling, *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **101(D17)**, 22969-22976, doi:10.1029/96jd02442, 1996.
- Lane, T. P., Doyle, J. D., Plougonven, R., Shapiro, M. A., and Sharman, R. D.: Observations and Numerical Simulations of Inertia–Gravity Waves and Shearing Instabilities in the Vicinity of a Jet Stream, *J. Atmos. Sci.*, **61(22)**, 2692-2706, doi:10.1175/jas3305.1, 2004.
- Lane, T. P., and Sharman, R. D.: Gravity wave breaking, secondary wave generation, and mixing above deep convection in a three-dimensional cloud model, *Geophys. Res. Lett.*, **33(23)**, doi:10.1029/2006gl027988, 2006.
- Langford, A. O., Proffitt, M. H., VanZandt, T. E., and Lamarque, J. F.: Modulation of tropospheric ozone by a propagating gravity wave, *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **101(D21)**, 26605-26613, doi:10.1029/96jd02424, 1996.

- Le Clercq, P.: Emission and Climate Impact of Alternative Fuels ECLIF - I: First Measurement Campaign. Paper presented at the 66. Deutscher Luft- und Raumfahrtkongress, München, 2017.
- le Texier, H., Solomon, S., and Garcia, R. R.: The role of molecular hydrogen and methane oxidation in the water vapour budget of the stratosphere, *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, **114(480)**, 281-295, doi:10.1002/qj.49711448002, 1988.
- Lelieveld, J., Brühl, C., Jöckel, P., Steil, B., Crutzen, P. J., Fischer, H., Giorgetta, M. A., Hoor, P., Lawrence, M. G., Sausen, R., and Tost, H.: Stratospheric dryness: model simulations and satellite observations, *Atmos. Chem. Phys.*, **7(5)**, 1313-1332, doi:10.5194/acp-7-1313-2007, 2007.
- Leroy, D., Coutris, P., Emmanuel, F., Schwarzenboeck, A., Strapp, J. W., Lilie, L. E., Korolev, A., McFarquhar, G., Dezitter, F., and Grandin, A.: HAIC/HIWC field campaigns - Specific findings on ice crystals characteristics in high ice water content cloud regions. Paper presented at the 8th AIAA Atmospheric and Space Environments Conference, doi:10.2514/6.2016-4056, 2016.
- Lilly, D. K.: A Severe Downslope Windstorm and Aircraft Turbulence Event Induced by a Mountain Wave, *J. Atmos. Sci.*, **35(1)**, 59-77, doi:10.1175/1520-0469(1978)035<0059:asdwa>2.0.co;2, 1978.
- Lilly, D. K., and Kennedy, P. J.: Observations of a Stationary Mountain Wave and its Associated Momentum Flux and Energy Dissipation, *J. Atmos. Sci.*, **30(6)**, 1135-1152, doi:10.1175/1520-0469(1973)030<1135:ooasmw>2.0.co;2, 1973.
- Lin, Y.-L.: *Mesoscale Dynamics*, Cambridge University Press, 2007.
- Lindzen, R. S.: Turbulence and Stress Owing to Gravity-Wave and Tidal Breakdown, *J. Geophys. Res.-Oc.*, **86(C10)**, 9707-9714, doi:10.1029/JC086iC10p09707, 1981.
- Lovill, J. E.: The Structure of Gravity Waves as Determined Simultaneously by Ozone, Temperature and Satellite Data, *Arch. Met. Geoph. Biokl. A.*, **19(1)**, 13-28, doi:10.1007/bf02274639, 1970.
- Lozan, J. L., Karbe, L., and Neukirch, U.: Wasser als Basis des Lebens, in: *Warnsignal Klima: Genug Wasser für alle?*, J. L. Lozan, H. Graßl, P. Hupfer, L. Karbe, and C.-D. Schönwiese (Eds.), 3rd ed., Climate Service Center Germany, Hamburg, 2011.
- Luebke, A. E., Avallone, L. M., Schiller, C., Meyer, J., Rolf, C., and Krämer, M.: Ice water content of Arctic, midlatitude, and tropical cirrus – Part 2: Extension of the database and new statistical analysis, *Atmos. Chem. Phys.*, **13(13)**, 6447-6459, doi:10.5194/acp-13-6447-2013, 2013.
- Lyapustin, A., Alexander, M. J., Ott, L., Molod, A., Holben, B., Susskind, J., and Wang, Y.: Observation of mountain lee waves with MODIS NIR column water vapor, *Geophys. Res. Lett.*, **41(2)**, 710-716, doi:10.1002/2013gl058770, 2014.
- Malardel, S., and Wedi, N. P.: How does subgrid-scale parametrization influence nonlinear spectral energy fluxes in global NWP models?, *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **121(10)**, 5395-5410, doi:10.1002/2015JD023970, 2016.

- Mallaun, C., Giez, A., and Baumann, R.: Calibration of 3-D wind measurements on a single-engine research aircraft, *Atmos. Meas. Tech.*, **8(8)**, 3177-3196, doi:10.5194/amt-8-3177-2015, 2015.
- May, R. D., and Webster, C. R.: Data-Processing and Calibration for Tunable Diode-Laser Harmonic Absorption Spectrometers, *J. Quant. Spectros. Radiat. Transfer*, **49(4)**, 335-347, doi:10.1016/0022-4073(93)90098-3, 1993.
- Mayerbuch, I.: Characterization of Humidity Sensors for Application on the High Altitude Research Aircraft HALO, Masterarbeit, Technische Universität München, München, 2006.
- MBW: Datenblatt 373 Dew Point Hygrometer, MBW Calibration, [https://www.mbw.ch/wp-content/uploads/2014/11/MBW\\_373\\_Datasheet\\_EN\\_V2.1.pdf](https://www.mbw.ch/wp-content/uploads/2014/11/MBW_373_Datasheet_EN_V2.1.pdf), last access: 29.08.2018, 2015.
- McKenna, D. S., Grooss, J. U., Günther, G., Konopka, P., Müller, R., Carver, G., and Sasano, Y.: A new Chemical Lagrangian Model of the Stratosphere (CLaMS) - 2. Formulation of chemistry scheme and initialization, *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **107(D15)**, ACH 4-1-ACH 4-14, doi:10.1029/2000jd000113, 2002a.
- McKenna, D. S., Konopka, P., Grooss, J. U., Günther, G., Müller, R., Spang, R., Offermann, D., and Orsolini, Y.: A new Chemical Lagrangian Model of the Stratosphere (CLaMS) - 1. Formulation of advection and mixing, *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **107(D16)**, ACH 15-1-ACH 15-15, doi:10.1029/2000jd000114, 2002b.
- Miles, J. W.: On the stability of heterogeneous shear flows, *J. Fluid Mech.*, **10(4)**, 496-508, doi:10.1017/S0022112061000305, 1961.
- Milz, M., von Clarmann, T., Fischer, H., Glatthor, N., Grabowski, U., Höpfner, M., Kellmann, S., Kiefer, M., Linden, A., Mengistu Tsidu, G., Steck, T., Stiller, G. P., Funke, B., López-Puertas, M., and Koukouli, M. E.: Water vapor distributions measured with the Michelson Interferometer for Passive Atmospheric Sounding on board Envisat (MIPAS/Envisat), *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **110(D24)**, doi:10.1029/2005JD005973, 2005.
- Möller, D., Feichter, J., and Herrmann, H.: Von Wolken, Nebel und Niederschlag, in: *Chemie über den Wolken*, R. Zellner (Ed.), Wiley, 2011.
- Moore, R. H., Thornhill, K. L., Weinzierl, B., Sauer, D., D'Ascoli, E., Kim, J., Lichtenstern, M., Scheibe, M., Beaton, B., Beyersdorf, A. J., Barrick, J., Bulzan, D., Corr, C. A., Crosbie, E., Jurkat, T., Martin, R., Riddick, D., Shook, M., Slover, G., Voigt, C., White, R., Winstead, E., Yasky, R., Ziemba, L. D., Brown, A., Schlager, H., and Anderson, B. E.: Biofuel blending reduces particle emissions from aircraft engines at cruise conditions, *Nature*, **543(7645)**, 411-415, doi:10.1038/nature21420, 2017.
- Moustaoui, M., Mahalov, A., Teitelbaum, H., and Grubišić, V.: Nonlinear modulation of O<sub>3</sub> and CO induced by mountain waves in the upper troposphere and lower stratosphere during terrain-induced rotor experiment, *J. Geophys. Res.*, **115(D19)**, doi:10.1029/2009jd013789, 2010.

- Moustaoui, M., Teitelbaum, H., van Velthoven, P. F. J., and Kelder, H.: Analysis of gravity waves during the POLINAT experiment and some consequences for stratosphere-troposphere exchange, *J. Atmos. Sci.*, **56(8)**, 1019-1030, doi:10.1175/1520-0469(1999)056<1019:Aogwdt>2.0.Co;2, 1999.
- Müllemann, A., Rapp, M., and Lübken, F. J.: Morphology of turbulence in the polar summer mesopause region during the MIDAS/SOLSTICE campaign 2001, *Adv. Space Res.*, **31(9)**, 2069-2074, doi:10.1016/S0273-1177(03)00230-8, 2003.
- Müller, S.: Untersuchung von Mischungs- und Transportprozessen in der oberen Troposphäre / unteren Stratosphäre basierend auf in-situ Spurengasmessungen, Dissertation, Johannes Gutenberg-Universität, Mainz, 2015.
- Murphy, D. M., and Koop, T.: Review of the vapour pressures of ice and supercooled water for atmospheric applications, *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, **131(608)**, 1539-1565, doi:10.1256/qj.04.94, 2005.
- Myhre, G., Shindell, D., Bréon, F.-M., Collins, W., Fuglestvedt, J., Huang, J., Koch, D., Lamarque, J.-F., Lee, D., Mendoza, B., Nakajima, T., Robock, A., Stephens, G., Takemura, T., and Zhang, H.: Anthropogenic and Natural Radiative Forcing, in: *Climate Change 2013: The Physical Science Basis. Contribution of Working Group I to the Fifth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*, T. F. Stocker, D. Qin, G.-K. Plattner, M. Tignor, S. K. Allen, J. Boschung, A. Nauels, Y. Xia, V. Bex, and P. M. Midgley (Eds.), pp. 659-740, Cambridge University Press, 2013.
- Nappo, C. J.: *An Introduction to Atmospheric Gravity Waves*, International Geophysics, Vol. 102, Academic Press, 2012.
- Pan, L. L., Bowman, K. P., Shapiro, M., Randel, W. J., Gao, R. S., Campos, T., Davis, C., Schauffler, S., Ridley, B. A., Wei, J. C., and Barnett, C.: Chemical behavior of the tropopause observed during the Stratosphere-Troposphere Analyses of Regional Transport experiment, *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **112(D18)**, D18110, doi:10.1029/2007jd008645, 2007.
- Pan, L. L., Randel, W. J., Gary, B. L., Mahoney, M. J., and Hints, E. J.: Definitions and sharpness of the extratropical tropopause: A trace gas perspective, *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **109(D23)**, doi:10.1029/2004JD004982, 2004.
- Pavelin, E., Whiteway, J. A., Busen, R., and Hacker, J.: Airborne observations of turbulence, mixing, and gravity waves in the tropopause region, *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **107(D10)**, doi:10.1029/2001jd000775, 2002.
- Pavelin, E., Whiteway, J. A., and Vaughan, G.: Observation of gravity wave generation and breaking in the lowermost stratosphere, *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **106(D6)**, 5173-5179, doi:10.1029/2000jd900480, 2001.
- Pierrehumbert, R. T., Brogniez, H., and Roca, R.: On the relative humidity of the atmosphere, in: *The Global Circulation of the Atmosphere*, T. Schneider & A. H. Sobel (Eds.), pp. 143-185, Princeton University Press, 2007.
- Placke, M., Hoffmann, P., Gerding, M., Becker, E., and Rapp, M.: Testing linear gravity wave theory with simultaneous wind and temperature data from the mesosphere, *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, **93**, 57-69, doi:10.1016/j.jastp.2012.11.012, 2013.



- Plougonven, R., and Zhang, F. Q.: Internal gravity waves from atmospheric jets and fronts, *Rev. Geophys.*, **52(1)**, 33-76, doi:10.1002/2012rg000419, 2014.
- Portele, T. C., Dörnbrack, A., Wagner, J., Gisinger, S., Ehard, B., Pautet, P. D., and Rapp, M.: Mountain Wave Propagation under Transient Tropospheric Forcing - A DEEPWAVE Case Study, *Mon. Weather Rev.*, **146**, 1861-1888, doi:10.1175/mwr-d-17-0080.1, 2018.
- Quante, M.: Verteilung und Transport des Wassers in der Atmosphäre, in: *Warnsignal Klima: Genug Wasser für alle?*, J. L. Lozan, H. Graßl, P. Hupfer, L. Karbe, and C.-D. Schönwiese (Eds.), 3rd ed., Climate Service Center Germany, Hamburg, 2011.
- Raval, A., and Ramanathan, V.: Observational determination of the greenhouse effect, *Nature*, **342**, 758, doi:10.1038/342758a0, 1989.
- Read, W. G., Lambert, A., Bacmeister, J., Cofield, R. E., Christensen, L. E., Cuddy, D. T., Daffer, W. H., Drouin, B. J., Fetzer, E., Froidevaux, L., Fuller, R., Herman, R., Jarnot, R. F., Jiang, J. H., Jiang, Y. B., Kelly, K., Knosp, B. W., Kovalenko, L. J., Livesey, N. J., Liu, H. C., Manney, G. L., Pickett, H. M., Pumphrey, H. C., Rosenlof, K. H., Sabouchi, X., Santee, M. L., Schwartz, M. J., Snyder, W. V., Stek, P. C., Su, H., Takacs, L. L., Thurstans, R. P., Vömel, H., Wagner, P. A., Waters, J. W., Webster, C. R., Weinstock, E. M., and Wu, D. L.: Aura Microwave Limb Sounder upper tropospheric and lower stratospheric H<sub>2</sub>O and relative humidity with respect to ice validation, *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **112(D24)**, doi:10.1029/2007JD008752, 2007.
- Riese, M., Ploeger, F., Rap, A., Vogel, B., Konopka, P., Dameris, M., and Forster, P.: Impact of uncertainties in atmospheric mixing on simulated UTLS composition and related radiative effects, *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **117(D16)**, D16305, doi:10.1029/2012jd017751, 2012.
- Roedel, W.: *Physik unserer Umwelt: Die Atmosphäre*, 3rd ed., Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2000.
- Rollins, A. W., Thornberry, T. D., Gao, R. S., Smith, J. B., Sayres, D. S., Sargent, M. R., Schiller, C., Krämer, M., Spelten, N., Hurst, D. F., Jordan, A. F., Hall, E. G., Vomel, H., Diskin, G. S., Podolske, J. R., Christensen, L. E., Rosenlof, K. H., Jensen, E. J., and Fahey, D. W.: Evaluation of UT/LS hygrometer accuracy by intercomparison during the NASA MACPEX mission, *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **119(4)**, 1915-1935, doi:10.1002/2013JD020817, 2014.
- Rozanov, A., Weigel, K., Bovensmann, H., Dhomse, S., Eichmann, K.-U., Kivi, R., Rozanov, V., Vömel, H., Weber, M., and Burrows, J. P.: Retrieval of water vapor vertical distributions in the upper troposphere and the lower stratosphere from SCIAMACHY limb measurements, *Atmos. Meas. Tech.*, **4**, 933-954, doi:10.5194/amt-4-933-2011, 2011.
- Sato, K., Watanabe, S., Kawatani, Y., Tomikawa, Y., Miyazaki, K., and Takahashi, M.: On the origins of mesospheric gravity waves, *Geophys. Res. Lett.*, **36(19)**, doi:10.1029/2009GL039908, 2009.
- Satomura, T., and Sato, K.: Secondary Generation of Gravity Waves Associated with the Breaking of Mountain Waves, *J. Atmos. Sci.*, **56(22)**, 3847-3858, doi:10.1175/1520-0469(1999)056<3847:sgogwa>2.0.co;2, 1999.

- Schäfler, A., Boettcher, M., Grams, C. M., Rautenhaus, M., Sodemann, H., and Wernli, H.: Planning aircraft measurements within a warm conveyor belt, *Weather*, **69(6)**, 161-166, doi:10.1002/wea.2245, 2014.
- Schiller, C., Afchine, A., Eicke, N., Feigl, C., Fischer, H., Giez, A., Konopka, P., Schlager, H., Tuitjer, F., Wienhold, F. G., and Zoger, M.: Ice particle formation and sedimentation in the tropopause region: A case study based on in situ measurements of total water during POLSTAR 1997, *Geophys. Res. Lett.*, **26(14)**, 2219-2222, doi:10.1029/1999gl900337, 1999.
- Schiller, C., Krämer, M., Afchine, A., Spelten, N., and Sitnikov, N.: Ice water content of Arctic, midlatitude, and tropical cirrus, *J. Geophys. Res.*, **113(D24)**, doi:10.1029/2008jd010342, 2008.
- Schilling, T.: Flugzeuggetragene TDLAS-Spurengasmessungen in Leewellen über Nordskandinavien während der POLSTAR-Wintermeßkampagnen, Dissertation, Universität Bonn, Bonn, 1999.
- Schilling, T., Lübken, F. J., Wienhold, F. G., Hoor, P., and Fischer, H.: TDLAS trace gas measurements within mountain waves over northern Scandinavia during the POLSTAR campaign in early 1997, *Geophys. Res. Lett.*, **26(3)**, 303-306, doi:10.1029/1998gl900314, 1999.
- Schlager, H., and Lichtenstern, M.: DLR Falcon Ozone (O<sub>3</sub>) Data, Version 1.0, <https://data.eol.ucar.edu/dataset/379.067> (last access: 10.08.2016), 2016.
- Schneider, T., O'Gorman, P. A., and Levine, X. J.: Water vapor and the dynamics of climate changes, *Rev. Geophys.*, **48(3)**, doi:10.1029/2009RG000302, 2010.
- Schumann, U., Baumann, R., Baumgardner, D., Bedka, S., Duda, D., Freudenthaler, V., Gayet, J.-F., Heymsfield, A. J., Minnis, P., Quante, M., Raschke, E., Schlager, H., Vazquez-Navarro, M., Voigt, C., and Wang, Z.: Properties of individual contrails: A compilation of observations and some comparisons, *Atmos. Chem. Phys.*, **17**, 403-438, doi:10.5194/acp-17-403-2017, 2017.
- Schumann, U., Weinzierl, B., Reitebuch, O., Schlager, H., Minikin, A., Forster, C., Baumann, R., Sailer, T., Graf, K., Mannstein, H., Voigt, C., Rahm, S., Simmet, R., Scheibe, M., Lichtenstern, M., Stock, P., Rüba, H., Schäuble, D., Tafferner, A., Rautenhaus, M., Gerz, T., Ziereis, H., Krautstrunk, M., Mallaun, C., Gayet, J. F., Lieke, K., Kandler, K., Ebert, M., Weinbruch, S., Stohl, A., Gasteiger, J., Groß, S., Freudenthaler, V., Wiegner, M., Ansmann, A., Tesche, M., Olafsson, H., and Sturm, K.: Airborne observations of the Eyjafjalla volcano ash cloud over Europe during air space closure in April and May 2010, *Atmos. Chem. Phys.*, **11(5)**, 2245-2279, doi:10.5194/acp-11-2245-2011, 2011.
- Scorer, R. S.: Theory of waves in the lee of mountains, *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, **75(323)**, 41-56, doi:10.1002/qj.49707532308, 1949.
- Seinfeld, J. H., and Pandis, S. N.: *Atmospheric Chemistry and Physics: From Air Pollution to Climate Change*, 2nd ed., Wiley, 2006.
- Shapiro, M. A.: Turbulent Mixing within Tropopause Folds as a Mechanism for the Exchange of Chemical-Constituents between the Stratosphere and Troposphere, *J. Atmos. Sci.*, **37(5)**, 994-1004, doi:10.1175/1520-0469(1980)037<0994:Tmwtfa>2.0.Co;2, 1980.

- Shepherd, T. G.: Issues in Stratosphere-troposphere Coupling, *J. Meteorol. Soc. Jpn.*, **80(4B)**, 769-792, doi:10.2151/jmsj.80.769, 2002.
- Sherwood, S. C., Roca, R., Weckwerth, T. M., and Andronova, N. G.: Tropospheric Water Vapor, Convection, and Climate, *Rev. Geophys.*, **48(2)**, RG2001, doi:10.1029/2009rg000301, 2010.
- Skamarock, W. C., Klemp, J. B., Dudhia, J., Gill, D. O., Duda, M. G., Huang, X.-Y., Wang, W., and Powers, J. G.: A Description of the Advanced Research WRF Version 3, *NCAR Technical Note NCAR/TN-475+STR*, doi:10.5065/D68S4MVH, 2008.
- Smith, R. B., and Kruse, C. G.: Broad-Spectrum Mountain Waves, *J. Atmos. Sci.*, **74(5)**, 1381-1402, doi:10.1175/jas-d-16-0297.1, 2017.
- Smith, R. B., Nugent, A. D., Kruse, C. G., Fritts, D. C., Doyle, J. D., Eckermann, S. D., Taylor, M. J., Dörnbrack, A., Uddstrom, M., Cooper, W., Romashkin, P., Jensen, J., and Beaton, S.: Stratospheric Gravity Wave Fluxes and Scales during DEEPWAVE, *J. Atmos. Sci.*, **73(7)**, 2851-2869, doi:10.1175/Jas-D-15-0324.1, 2016.
- Smith, R. B., Woods, B. K., Jensen, J., Cooper, W. A., Doyle, J. D., Jiang, Q. F., and Grubisic, V.: Mountain waves entering the stratosphere, *J. Atmos. Sci.*, **65(8)**, 2543-2562, doi:10.1175/2007jas2598.1, 2008.
- Solomon, S., Rosenlof, K. H., Portmann, R. W., Daniel, J. S., Davis, S. M., Sanford, T. J., and Plattner, G.-K.: Contributions of Stratospheric Water Vapor to Decadal Changes in the Rate of Global Warming, *Science*, **327(5970)**, 1219-1223, doi:10.1126/science.1182488, 2010.
- SPARC: SPARC Assessment of Upper Tropospheric and Stratospheric Water Vapour, in: *World Climate Research Programme*, D. Kley, J. M. Russell III, and C. Phillips (Eds.), Vol. WCRP-113, 2000.
- SpectraSensors: SpectraSensors WVSS-II Datasheet: Water vapor sensing system, SpectraSensors, Inc., [https://www.spectrasensors.com/media/files/user/9d4c3c80/DS\\_WVSS-II.pdf](https://www.spectrasensors.com/media/files/user/9d4c3c80/DS_WVSS-II.pdf), last access: 13.08.2018, 2015.
- Stohl, A.: A 1-year Lagrangian “climatology” of airstreams in the northern hemisphere troposphere and lowermost stratosphere, *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **106(D7)**, 7263-7279, doi:10.1029/2000JD900570, 2001.
- Stohl, A., Bonasoni, P., Cristofanelli, P., Collins, W., Feichter, J., Frank, A., Forster, C., Gerasopoulos, E., Gäggeler, H., James, P., Kentarchos, T., Kromp-Kolb, H., Krüger, B., Land, C., Meloan, J., Papayannis, A., Priller, A., Seibert, P., Sprenger, M., Roelofs, G. J., Scheel, H. E., Schnabel, C., Siegmund, P., Tobler, L., Trickl, T., Wernli, H., Wirth, V., Zanis, P., and Zerefos, C.: Stratosphere-troposphere exchange: A review, and what we have learned from STACCATO, *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **108(D12)**, doi:10.1029/2002JD002490, 2003.
- Synflex: Datenblatt Typ 1300 Synflex, <http://www.goodrichsales.com/products/pdfs/1300.pdf>, last access: 29.08.2018, 2018.

- Teitelbaum, H., Moustou, M., Ovarlez, J., and Kelder, H.: The role of atmospheric waves in the laminated structure of ozone profiles at high latitude, *Tellus A*, **48(3)**, 442-455, doi:10.1034/j.1600-0870.1996.t01-2-00006.x, 1996.
- Thornberry, T. D., Rollins, A. W., Gao, R. S., Watts, L. A., Ciciora, S. J., McLaughlin, R. J., Voigt, C., Hall, B., and Fahey, D. W.: Measurement of low-ppm mixing ratios of water vapor in the upper troposphere and lower stratosphere using chemical ionization mass spectrometry, *Atmos. Meas. Tech.*, **6**, 1461-1475, doi:10.5194/amt-6-1461-2013, 2013.
- Torrence, C., and Compo, G. P.: A practical guide to wavelet analysis, *B. Am. Meteorol. Soc.*, **79(1)**, 61-78, doi:10.1175/1520-0477(1998)079<0061:Apgtwa>2.0.Co;2, 1998.
- Trenberth, K. E., Fasullo, J., and Smith, L.: Trends and variability in column-integrated atmospheric water vapor, *Clim. Dynam.*, **24(7-8)**, 741-758, doi:10.1007/s00382-005-0017-4, 2005.
- Trenberth, K. E., Smith, L., Qian, T. T., Dai, A., and Fasullo, J.: Estimates of the global water budget and its annual cycle using observational and model data, *J. Hydrometeorol.*, **8(4)**, 758-769, doi:10.1175/Jhm600.1, 2007.
- UCAR: DEEPWAVE Aircraft Payload, <https://www.eol.ucar.edu/content/deepwave-aircraft-payload>, last access: 20.06.2018, 2018.
- UCAR/NCAR: High Rate (HRT - 25 sps) Navigation, State Parameter, and Microphysics Flight-Level Data, Version 1.4, UCAR/NCAR - Earth Observing Laboratory, <https://doi.org/10.5065/D6BG2M1H> (last access: 10.08.2018), 2015a.
- UCAR/NCAR: Low Rate (LRT - 1 sps) Navigation, State Parameter, and Microphysics Flight-Level Data - IWG1 format, Version 1.2, UCAR/NCAR - Earth Observing Laboratory, <https://doi.org/10.5065/D66Q1V8B> (last access: 10.08.2018), 2015b.
- UCAR/NCAR: NSF/NCAR GV HIAPER QC Dropsonde Data, Version 3.0, UCAR/NCAR - Earth Observing Laboratory, <https://doi.org/10.5065/D6XW4GTB> (last access: 10.08.2018), 2016.
- Uccellini, L. W.: A Case Study of Apparent Gravity Wave Initiation of Severe Convective Storms, *Mon. Weather Rev.*, **103(6)**, 497-513, doi:10.1175/1520-0493(1975)103<0497:acsoag>2.0.co;2, 1975.
- Uhlenbrock, N. L., Bedka, K. M., Feltz, W. F., and Ackerman, S. A.: Mountain Wave Signatures in MODIS 6.7- $\mu\text{m}$  Imagery and Their Relation to Pilot Reports of Turbulence, *Weather Forecast.*, **22(3)**, 662-670, doi:10.1175/waf1007.1, 2007.
- Vaughan, G., and Timmis, C.: Transport of near-tropopause air into the lower midlatitude stratosphere, *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, **124(549)**, 1559-1578, doi:10.1002/qj.49712454910, 1998.
- Veness, C.: Calculate distance, bearing and more between Latitude/Longitude points, <http://www.movable-type.co.uk/scripts/latlong.html>, last access: 24.04.2018, 2002.

- Voigt, C., Jessberger, P., Jurkat, T., Kaufmann, S., Baumann, R., Schlager, H., Bobrowski, N., Giuffrida, G., and Salerno, G.: Evolution of CO<sub>2</sub>, SO<sub>2</sub>, HCl, and HNO<sub>3</sub> in the volcanic plumes from Etna, *Geophys. Res. Lett.*, **41(6)**, 2196-2203, doi:10.1002/2013gl058974, 2014.
- Voigt, C., Schlage, R., and Kaufmann, S.: DLR Falcon CR2 Data, Version 1.0, UCAR/NCAR - Earth Observing Laboratory, <https://doi.org/10.5065/D6GM85H9> (last access: 10.08.2018), 2016a.
- Voigt, C., Schlage, R., and Kaufmann, S.: DLR Falcon WARAN Data, Version 1.0, UCAR/NCAR - Earth Observing Laboratory, <https://doi.org/10.5065/D6R49P0T> (last access: 10.08.2018), 2016b.
- Voigt, C., Schumann, U., Jessberger, P., Jurkat, T., Petzold, A., Gayet, J. F., Krämer, M., Thornberry, T., and Fahey, D. W.: Extinction and optical depth of contrails, *Geophys. Res. Lett.*, **38(11)**, L11806, doi:10.1029/2011gl047189, 2011.
- Voigt, C., Schumann, U., Jurkat, T., Schäuble, D., Schlager, H., Petzold, A., Gayet, J. F., Krämer, M., Schneider, J., Borrmann, S., Schmale, J., Jessberger, P., Hamburger, T., Lichtenstern, M., Scheibe, M., Gourbeyre, C., Meyer, J., Kübbeler, M., Frey, W., Kalesse, H., Butler, T., Lawrence, M. G., Holzäpfel, F., Arnold, F., Wendisch, M., Döpelheuer, A., Gottschaldt, K., Baumann, R., Zöger, M., Sölch, I., Rautenhaus, M., and Dörnbrack, A.: In-situ observations of young contrails - overview and selected results from the CONCERT campaign, *Atmos. Chem. Phys.*, **10(18)**, 9039-9056, doi:10.5194/acp-10-9039-2010, 2010.
- Voigt, C., Schumann, U., Minikin, A., Abdelmonem, A., Afchine, A., Borrmann, S., Boettcher, M., Buchholz, B., Bugliaro, L., Costa, A., Curtius, J., Dollner, M., Dörnbrack, A., Dreiling, V., Ebert, V., Ehrlich, A., Fix, A., Forster, L., Frank, F., Fütterer, D., Giez, A., Graf, K., Groß, J.-U., Groß, S., Heimerl, K., Heinold, B., Hüneke, T., Järvinen, E., Jurkat, T., Kaufmann, S., Kenntner, M., Klingebiel, M., Klimach, T., Kohl, R., Krämer, M., Candra Krisna, T., Luebke, A., Mayer, B., Mertes, S., Molleker, S., Petzold, A., Pfeilsticker, K., Port, M., Rapp, M., Reutter, P., Rolf, C., Rose, D., Sauer, D., Schäfler, A., Schlage, R., Schnaiter, M., Schneider, J., Spelten, N., Spichtinger, P., Stock, P., Walser, A., Weigel, R., Weinzierl, B., Wendisch, M., Werner, F., Wernli, H., Wirth, M., Zahn, A., Ziereis, H., and Zöger, M.: ML-CIRRUS - The airborne experiment on natural cirrus and contrail cirrus with the high-altitude long-range research aircraft HALO, *B. Am. Meteorol. Soc.*, **98**, 271-288, doi:10.1175/bams-d-15-00213.1, 2017.
- Vömel, H., Oltmans, S. J., Johnson, B. J., Hasebe, F., Shiotani, M., Fujiwara, M., Nishi, N., Agama, M., Cornejo, J., Paredes, F., and Enriquez, H.: Balloon-borne observations of water vapor and ozone in the tropical upper troposphere and lower stratosphere, *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **107(D14)**, ACL 8-1-ACL 8-16, doi:10.1029/2001JD000707, 2002.
- Wagner, J., Dörnbrack, A., Rapp, M., Gisinger, S., Ehard, B., Bramberger, M., Witschas, B., Chouza, F., Rahm, S., Mallaun, C., Baumgarten, G., and Hoor, P.: Observed versus simulated mountain waves over Scandinavia – improvement of vertical winds, energy and momentum fluxes by enhanced model resolution?, *Atmos. Chem. Phys.*, **17(6)**, 4031-4052, doi:10.5194/acp-17-4031-2017, 2017.
- Wang, P. K.: Moisture plumes above thunderstorm anvils and their contributions to cross-tropopause transport of water vapor in midlatitudes, *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **108(D6)**, AAC 5-1 - AAC 5-15, doi:10.1029/2002jd002581, 2003.

- Wang, P. K., Setvak, M., Lyons, W., Schmid, W., and Lin, H. M.: Further evidences of deep convective vertical transport of water vapor through the tropopause, *Atmos. Res.*, **94(3)**, 400-408, doi:10.1016/j.atmosres.2009.06.018, 2009.
- Weinstock, E. M., Smith, J. B., Sayres, D., Spackman, J. R., Pittman, J. V., Allen, N., Demusz, J., Greenberg, M., Rivero, M., Solomon, L., and Anderson, J. G.: Measurements of the Total Water Content of Cirrus Clouds. Part I: Instrument Details and Calibration, *J. Atmos. Ocean. Tech.*, **23(11)**, 1397-1409, doi:10.1175/jtech1928.1, 2006.
- Whiteway, J. A., Pavelin, E. G., Busen, R., Hacker, J., and Vosper, S.: Airborne measurements of gravity wave breaking at the tropopause, *Geophys. Res. Lett.*, **30(20)**, doi:10.1029/2003gl018207, 2003.
- Wirth, M., Fix, A., Mahnke, P., Schwarzer, H., Schrandt, F., and Ehret, G.: The airborne multi-wavelength water vapor differential absorption lidar WALES: system design and performance, *Appl. Phys. B*, **96**, 201-213, doi:10.1007/s00340-009-3365-7, 2009.
- Witschas, B., Rahm, S., Dörnbrack, A., Wagner, J., and Rapp, M.: Airborne Wind Lidar Measurements of Vertical and Horizontal Winds for the Investigation of Orographically Induced Gravity Waves, *J. Atmos. Ocean. Tech.*, **34(6)**, 1371-1386, doi:10.1175/jtech-d-17-0021.1, 2017.
- WMO: Meteorology - A three-dimensional science, *WMO Bulletin*, **6**, 134-138, 1957.
- Woods, B. K., and Smith, R. B.: Energy Flux and Wavelet Diagnostics of Secondary Mountain Waves, *J. Atmos. Sci.*, **67(11)**, 3721-3738, doi:10.1175/2010jas3285.1, 2010.
- Woods, J. D.: On Richardson's Number as a Criterion for Laminar-Turbulent-Laminar Transition in the Ocean and Atmosphere, *Radio Sci.*, **4(12)**, 1289-1298, doi:10.1029/RS004i012p01289, 1969.
- Zhang, F. Q., Wei, J. H., Zhang, M., Bowman, K. P., Pan, L. L., Atlas, E., and Wofsy, S. C.: Aircraft measurements of gravity waves in the upper troposphere and lower stratosphere during the START08 field experiment, *Atmos. Chem. Phys.*, **15(13)**, 7667-7684, doi:10.5194/acp-15-7667-2015, 2015a.
- Zhang, Y. H., Zhang, S. D., Huang, C. M., Huang, K. M., Gong, Y., and Gan, Q.: The interaction between the tropopause inversion layer and the inertial gravity wave activities revealed by radiosonde observations at a midlatitude station, *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **120(16)**, 8099-8111, doi:10.1002/2015jd023115, 2015b.
- Zöger, M., Afchine, A., Eicke, N., Gerhards, M. T., Klein, E., McKenna, D. S., Morschel, U., Schmidt, U., Tan, V., Tuitjer, F., Woyke, T., and Schiller, C.: Fast in situ stratospheric hygrometers: A new family of balloon-borne and airborne Lyman alpha photofragment fluorescence hygrometers, *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **104(D1)**, 1807-1816, doi:10.1029/1998jd100025, 1999.
- Zondlo, M. A., Paige, M. E., Massick, S. M., and Silver, J. A.: Vertical cavity laser hygrometer for the National Science Foundation Gulfstream-V aircraft, *J. Geophys. Res.-Atmos.*, **115(D20)**, doi:10.1029/2010jd014445, 2010.

# Danksagung

Ohne die Unterstützung von Kollegen, Freunden und Familie wäre diese Arbeit nicht entstanden und beendet worden. Dafür möchte ich „Danke“ sagen:

Ich danke meinem Doktorvater Markus Rapp für die Möglichkeit beim ihm am Institut promovieren zu können und für seine fachliche Unterstützung bei der Auswertung und Interpretation der Daten. Ich danke ihm auch dafür, dass das Institut mir die Teilnahme an Messkampagnen und Konferenzen ermöglichen konnte, die die wissenschaftliche Grundlage für diese Arbeit geschaffen haben.

Ein großer Dank gebührt Christiane Voigt, die mich während der gesamten Promotionszeit in einem hervorragenden wissenschaftlichen Umfeld betreut hat. Ich danke ihr für ihre offene Tür, ihre Gesprächsbereitschaft und ihre Motivation diese Arbeit zu vollenden. Besonderer Dank gilt ihr dafür, dass sie mich bei der Auswahl des Themas trotz anfänglicher Bedenken mit großem Rückhalt unterstützt hat.

Bei Stefan Kaufmann möchte ich mich herzlich dafür bedanken, dass er mich geduldig in die Messmethoden und die Auswertung der Daten eingearbeitet hat. Er hatte immer ein offenes Ohr für meine diversen wissenschaftlichen Fragen und Anfragen zum Korrekturlesen. Ich danke ihm auch für die konstruktiven Diskussionen meiner Ergebnisse. Außerdem danke ich ihm für die Einführung ins Schafkopfn.

Weiterhin danke ich Dr. Andreas Dörnbrack für seine hilfreiche Unterstützung und Lösungsfindung bei der Auswertung meiner Daten. Er war immer bereit neue Ergebnisse mit mir zu diskutieren und diese Arbeit bezüglich physikalischer Grundlagen zu überarbeiten.

Ich danke den Korrekturlesern meiner Arbeit (Stefan Kaufmann, Sonja Gisinger, Martin Heller, Ines Schlage und Julia Scharf) für ihre Zeit, ihre scharfen Augen und ihre kritischen Kommentare.

Ein großer Dank geht an alle Kollegen des Instituts für Physik der Atmosphäre, besonders an die Abteilungen Wolkenphysik und Atmosphärische Spurengase, die jeden Tag eine angenehme und fruchtbare Arbeitsatmosphäre geschaffen haben. Ich danke ihnen für Kaffeepausen-Gespräche, aufmunternde Worte, Zusammenhalt auf Kampagnen und Unternehmungen außerhalb der Arbeit.

Weiterhin danke ich dem Flugbetrieb und der Abteilung Sensortechnik für die hervorragende technische Organisation der Flugzeugmesskampagnen und ihre Bereitstellung des Kalibrationsstandes.

Ein herzliches Dankeschön möchte ich meiner Familie aussprechen, die mich immer unterstützt und Verständnis gezeigt hat. Ganz besonders danke ich meinem Mann und meinem Sohn für ihre Geduld und ihre Ablenkung vom Arbeitsalltag besonders in den letzten Monaten.