

Stratosphärische Ozonabbauraten aus den Ozonsondendaten der EASOE-Kampagne

Diplomarbeit

vorgelegt von

Markus Rex

aus Braunschweig

angefertigt im Institut für Geophysik
der Georg-August-Universität zu Göttingen

1993

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Stratosphärisches Ozon	3
2.1	Meßgrößen für Ozon	3
2.2	Ozonchemie	4
3	Der Ozonatensatz	9
3.1	Die EASOE-Kampagne	9
3.2	Ozonsondenaufstiege	9
3.3	Funktion der Ozonsonden	12
4	Strömungsmechanische Grundlagen	16
4.1	Bezugssysteme	16
4.2	Definition der Ozonabbaurate	16
4.3	Kontinuitätsgleichung	17
5	Das quasi-Lagrangesche Konzept	19
5.1	Definition eines Luftpakets und seiner Trajektorie	19
5.2	Dynamische Einflüsse auf die mittlere Ozonkonzentration im Luftpaket	20
5.3	Kontinuitätsgleichung im quasi-Lagrangeschen System	23
5.4	Einfluß der Diffusionsvorgänge	25
5.4.1	Molekulare Diffusion	26
5.4.2	Eddy-Diffusion	29
6	Methode	31
6.1	Einführung	31
6.2	Bewegung der Luftpakete	32
6.2.1	Vertikale Bewegung	32
6.2.2	Horizontale Bewegung	34
6.3	Treffer in den Standard-Isentropen	37
6.4	Trefferoptimierung	41

6.4.1	Interpolation von Trajektorien	41
6.4.2	Treffersuche zwischen den Standard-Isentropen	50
6.4.3	Güte des Interpolationsverfahrens	51
6.5	Berechnung der Ozonabbaurate aus den Treffern	52
6.5.1	Berechnung der Sonnenscheindauern	53
6.5.2	Berechnung des sonnenbeschienenen Vortexanteils	53
6.5.3	Integration der diabatischen Abkühlung	55
6.6	Das Ergebnisfile	55
6.7	Auswahl der verwertbaren Treffer	57
6.7.1	Korrelation der Ozonmessungen	57
6.7.2	Wahl des maximal zulässigen Umgebungsradius	64
7	Ergebnisse	66
7.1	Test des chemischen Modells	66
7.2	Höhenbereich des Ozonabbaus	68
7.3	Zeitraum des Ozonabbaus	70
7.4	Region des Ozonabbaus	71
7.5	Tagesmittel der Ozonabbaurate	76
7.6	Über den Zeitraum integrierter Ozonverlust	78
8	Fehler	82
8.1	Statistische Fehler	82
8.2	Systematische Fehler	85
8.2.1	Fehler aufgrund verschiedener Ozonsondentypen	87
8.2.2	Systematisches Abweichen der Trajektorien	88
8.2.3	Fehler aufgrund von Diffusion	89
8.2.4	Fehler der Cooling-Raten	93
8.2.5	Fehler der Sonnenzeit t_s	96
8.2.6	Resultierender Fehler der Ozonabbaurate	97
9	Diskussion	99
9.1	Korrelation mit der ClO-Konzentration	99
9.2	Meßdaten für ClO	99
9.3	Modelldaten für ClO	100
9.4	Modelldaten für die Ozonabbaurate	100

9.5 Vergleich mit Ozonabbauraten aus Messungen	101
9.6 Schlußfolgerungen aus den Ozonabbauraten, Vergleich mit der Antarktis	104
10 Zusammenfassung	106
Anhang	107
A.I Großkreisabstand	107
A.II Großkreisinterpolation	109
A.III Kartenprojektionen	111
A.IV Berechnung des Erdschattens	112
A.V Abdrift der Sonden	118
Literatur	121

1 Einleitung

Die Ozonschicht der Erde hat sich in den letzten zwei Jahrzehnten besonders in den Polregionen drastisch verändert. Am deutlichsten ist diese Veränderung im antarktischen Bereich, wo alljährlich im dortigen Frühjahr das inzwischen einer breiten Öffentlichkeit bekannte 'Ozonloch' auftritt. Auch im Frühjahr der Nordhalbkugel wird mittlerweile eine Ozonabnahme beobachtet, die sich vom arktischen Bereich bis zu mittleren nördlichen Breiten erstreckt.⁽¹⁾

Die Auswirkungen einer abnehmenden Dicke der Ozonschicht sind im einzelnen noch nicht absehbar. Ozon absorbiert aus dem solaren Spektrum Wellenlängen unterhalb von etwa 320 nm. Bei einer dünner werdenden Ozonschicht gelangt vermehrt Strahlung dieses Wellenlängenbereiches (UV-B Strahlung) zur Erdoberfläche. UV-B Strahlen sind für alle Lebewesen schädlich. Bei Säugetieren können sie Hautkrebs auslösen, sie schwächen das Immunsystem und schädigen die Augen. Kleinstlebewesen sterben bei zu hoher UV-B Dosis ab. Pflanzen werden im Wachstum gehemmt.⁽²⁾

Auch das Phytoplankton der polaren Ozeane ist wegen seiner Lebensweise, die es immer wieder dicht an die Wasseroberfläche führt, durch eine erhöhte UV-B Dosis gefährdet. Das Plankton ist nicht nur die Basis der marinen Nahrungskette, es baut auch CO₂ in sein Gewebe und seine Kalkschalen ein, welche nach dem Absterben des Individuums auf den Meeresgrund absinken. Somit stellt es eine wesentliche Senke von troposphärischem CO₂ dar. Da CO₂ neben Wasserdampf das wichtigste Treibhausgas ist, ist bei abnehmender Effektivität dieses Transports von CO₂ auf den Meeresgrund eine Verstärkung des Treibhauseffektes möglich.⁽²⁾

Die Absorption solarer Strahlung durch Ozon stellt die wesentliche Wärmequelle der Stratosphäre dar. Bei einer geringeren stratosphärischen Ozonkonzentration findet die Absorption verstärkt in der Troposphäre oder am Erdboden statt. Auch dies hat eine Abkühlung der Stratosphäre und ein Aufheizen der Troposphäre zur Folge.⁽³⁾

Heute geht man allgemein davon aus, daß eine steigende Konzentration von Chlorverbindungen in der Stratosphäre die Ozonabnahme verursacht. Man ist weitgehend einig, daß dieser Anstieg des Chlorgehalts der Stratosphäre auf die anthropogene Freisetzung von Fluor-Chlor-Kohlenwasserstoffen (FCKW) zurückzuführen ist. FCKWs werden seit den sechziger Jahren im großen Maßstab als Kältemittel, Treibgas und zur Schäumung von Kunststoffen verwendet. Bereits 1974 haben Molina und Rowland⁽⁴⁾ auf die Möglichkeit eines Ozonabbaus durch diese Gase hingewiesen. In den USA wurde daraufhin ihr

Einsatz als Treibgas in Spraydosen verboten. Die Weltproduktion expandierte jedoch weiter. Nach der Entdeckung des antarktischen Ozonlochs im Jahre 1985 einigte man sich 1987 im Montrealer Protokoll international darauf, die Herstellung von FCKWs einzudämmen. 1990 wurde das Protokoll überarbeitet und verschärft. Es sieht nun ein Verbot der FCKW Produktion zum Jahre 2000 vor. In Deutschland wurde beschlossen, die Produktion von FCKWs bereits 1997 einzustellen.⁽²⁾ Da die am Boden freigesetzten FCKWs nur sehr langsam in die Stratosphäre gelangen, wird die Konzentration von Chlor in der Stratosphäre auch noch ein bis zwei Jahrzehnte nach einem Produktionsstop ansteigen.

Im Winter 1991/92 wurde im arktischen Bereich eine umfangreiche Meßkampagne (European Arctic Stratospheric Ozone Experiment, EASOE) durchgeführt, um die Ursachen des arktischen Ozonabbaus zu untersuchen. Im Verlauf dieser Kampagne wurden u.a. über 1000 Ozonprofilmessungen mit Hilfe von Ballonsonden unternommen.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, eine Methode zu entwickeln, die es erlaubt, mit dem großen Datensatz punktueller Ozonprofilmessungen einen chemischen Ozonabbau nachzuweisen. Das wesentliche Problem dabei ist die Tatsache, daß durch die atmosphärische Zirkulation ständig neue Luftmassen über einen Sondenstartort transportiert werden. Deshalb repräsentiert jedes Ozonprofil eine andere Luftsäule. Hier werden erstmals Trajektorien Daten verwendet, um den chemischen Ozonabbau von Transporteffekten zu trennen. Mit dieser Methode soll ein möglichst genaues Bild des chemischen Ozonabbaus im Winter 1991/92 ermittelt werden.

2 Stratosphärisches Ozon

2.1 Meßgrößen für Ozon

Bei der Messung von Ozon sind verschiedene Größen gebräuchlich.

Die Ozonkonzentration (auch Ozonteilchendichte, hier in eckigen Klammern geschrieben: $[O_3]$) gibt die Anzahl an Ozonmolekülen pro Volumen an, wobei als Einheit häufig mol pro Liter oder Teilchen pro cm^3 verwendet wird.

Der Ozonpartialdruck ($P(O_3)$) gibt den Anteil am Druck an, der von den Ozonmolekülen erzeugt wird. Bei den auftretenden sehr kleinen Konzentrationen wird Ozon als ideales Gas angesehen. Es gilt dann:

$$P(O_3) = R \cdot T \cdot [O_3] \quad (2.1)$$

$$R := \text{Allgemeine Gaskonstante} = 8,3143 \frac{\text{J}}{\text{K} \cdot \text{mol}}$$

$$T := \text{Lufttemperatur}$$

Das Ozonmischungsverhältnis (auch Volumenmischungsverhältnis, volume mixing ratio oder kurz Ozon-VMR, hier in geschweiften Klammern geschrieben: $\{O_3\}$) ist definiert als der Anteil des Volumens, den die Ozonmoleküle an einem Gesamtvolumen einnehmen. Wird auch Luft in guter Näherung als ideales Gas betrachtet, ist dies gleichzeitig auch der Quotient von Ozonkonzentration zu Teilchendichte der Luft oder Ozonpartialdruck zu Luftdruck:⁽⁵⁾

$$\{O_3\} = \frac{[O_3]}{\rho} = \frac{P(O_3)}{p} \quad (2.2)$$

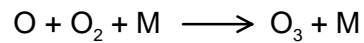
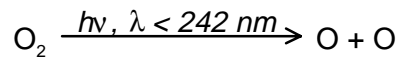
$$\rho := \text{Teilchendichte der Luft}$$

$$p := \text{Luftdruck}$$

Außer diesen lokal definierten Größen wird häufig noch eine Angabe über den aufintegrierten Gesamtgehalt an Ozon in einer senkrechten Luftsäule von der Erdoberfläche bis zum Weltall gemacht. Man nennt diese Größe Gesamtozon, Ozonsäulendichte oder kurz Ozonsäule. Das Gesamtozon wird meist in 'dobson units' (DU) angegeben. Dobson Units geben die Schichtdicke in Millimetern an, die die aufintegrierten Ozonmoleküle der Säule unter Normalbedingungen am Erdboden bilden würden.

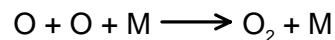
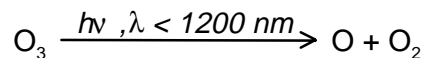
2.2 Ozonchemie

Bereits 1930 entwickelte Chapman⁽⁶⁾ die grundlegenden Bildungs- und Abbaumechanismen für Ozon in der Stratosphäre. Ozon wird nach Photolyse von Sauerstoff gebildet:

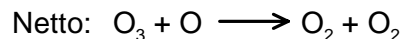
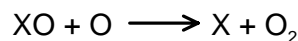
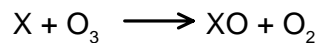


M ist ein beliebiger Stoßpartner.

Der Ozonabbau erfolgt ebenfalls durch Photolyse:



Erst in jüngerer Zeit (beginnend in den fünfziger Jahren) wurden zusätzlich zu diesem Abbaumechanismus noch eine Reihe katalytischer Ozonabbauzyklen entdeckt. Sie lassen sich prinzipiell in folgendem Schema zusammenfassen:



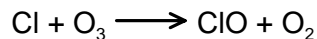
Hierbei sind X die Katalysatoren. Je nachdem, um welches Spurengas es sich handelt, spricht man vom HO_x-Zyklus (X=H oder HO), NO_x-Zyklus (X=NO), ClO_x-Zyklus (X=Cl) oder vom BrO_x-Zyklus (X=Br). Den verschiedenen Zyklen gemeinsam ist die Reaktion des Katalysators mit Ozon. Der zweite Schritt, die Reduktion des oxidierten Katalysators, erfolgt bei einigen Zyklen über mehrere Zwischenprodukte, zum Teil auch über verschiedene konkurrierende Mechanismen.

Menschliche Aktivitäten haben in den letzten Jahrzehnten zu einer Veränderung der chemischen Zusammensetzung der Stratosphäre geführt. Durch den Flugverkehr ist der Gehalt an NO_x gestiegen und BrO_x wird in der Stratosphäre aus Halonen freigesetzt, die in Feuerlöschern verwendet werden.

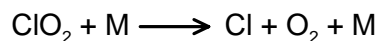
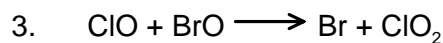
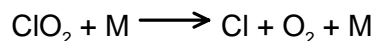
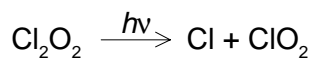
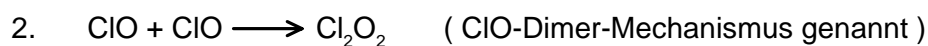
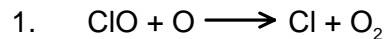
Die weitaus größte anthropogene Veränderung ist eine starke Erhöhung des stratosphärischen Gehalts an Chlorverbindungen. Chlor wird in der Stratosphäre aus Fluor-Chlor-Kohlenwasserstoffen (FCKWs) durch photolytische Spaltung freigesetzt. Dabei entstehen zunächst Chlornradikale. Diese beteiligen sich am ClO_x-Zyklus. Durch diesen Zusam-

menhang kommt dem ClO_x -Zyklus eine besondere Bedeutung zu. Er kann in folgenden Versionen ablaufen:

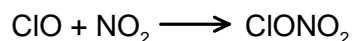
Gemeinsame Startreaktion:



Aus dem entstandenen ClO kann über verschiedene Mechanismen wieder das anfängliche Chlornradikal freigesetzt werden.⁽⁷⁾



Diesen drei Schritten steht eine mögliche Unterbrechung des Katalysezyklusses durch eine Reaktion des ClO mit NO_2 gegenüber:



Außerdem gibt es langsame Reaktionen des Chlornradikals mit verschiedenen Spurengasen (z.B. H_2 , CH_4 , HO_2) zu HCl. Weder HCl noch ClONO_2 (Chlornitrat) sind am Ozonabbau beteiligt. Sie bilden somit ein Reservoir an sogenanntem passivem Chlor. Die Geschwindigkeit des katalytischen Ozonabbaus hängt wesentlich von dem Anteil des Gesamtchlorgehalts der Stratosphäre ab, der sich in diesem passiven Reservoir befindet und somit nicht am Ozonabbau beteiligt ist. Unter 'normalen' stratosphärischen Bedingungen liegt der weitaus größte Teil des Gesamtchlors in dieser passiven Form vor. Der Ozonabbau durch den anthropogen erhöhten Chlorgehalt der Stratosphäre ist deswegen normalerweise nicht sehr groß.

Demgegenüber werden seit Mitte der siebziger Jahre über der Antarktis jeweils am Ende des dortigen Winters drastische Ozonverluste gefunden. Auch im arktischen Bereich ist

in den letzten Jahren jeweils am Ende des Winters eine deutliche Abnahme der Ozonsäule festgestellt worden⁽⁸⁾.

Der ungewöhnlich schnelle Ozonabbau, der zu diesen Ozonverlusten führt, beruht auf einer gestörten chemischen Zusammensetzung der spätwinterlichen polaren Stratosphäre, die durch einen stark erhöhten Anteil an aktiven Chlorverbindungen gekennzeichnet ist. Um das Zustandekommen dieser gestörten Stratosphäre zu verstehen, muß die meteorologische Situation im Winter über den Polkappen betrachtet werden.

Mit Beginn der Polarnacht kommt es zunächst am Erdboden zu einer starken strahlungsbedingten Abkühlung in hohen Breiten. Im antarktischen Bereich ist diese Temperaturabnahme stärker als in arktischen Regionen, da der antarktische Kontinent nahezu zentral um den Südpol liegt. Im nordpolaren Bereich wird im Eismeer Wärme durch Meeresströmungen aus niederen Breiten und durch Konvektion aus tieferen Ozeanschichten herangeführt.

Die bodennahen Luftschichten kühlen sich an der Erdoberfläche schnell ab und Austausch läßt die troposphärische Luftsäule ebenfalls schnell kälter werden. Die zunehmende Dichte bewirkt ein Absinken der Luftsäule nach unten, wo sich nun ein Kältehochdruckgebiet ausbildet. Darüber in der Stratosphäre führt das Wegsacken der Luftsäule zu einem Tiefdruckgebiet. Oben seitlich nachströmende Luft wird durch die im Polarbereich besonders starke Corioliskraft auf eine geostrophische (senkrecht zum Druckgradienten verlaufende) Kreisbahn abgelenkt. Über beiden Polen entstehen so bereits zu Beginn des jeweiligen Winters in der Stratosphäre ausgeprägt zyklonale Strömungen. Man nennt diesen Zyklon polaren Vortex oder Polarwirbel.

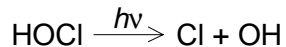
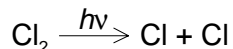
Der Polarwirbel verhindert während des Winters zonalen Austausch weitgehend. Er bildet eine im wesentlichen isolierte Luftmasse, in der sich die chemische Zusammensetzung unbeeinflusst von außen verändern kann. Aufgrund der geringen Sonneneinstrahlung kühlt diese Luftmasse im Laufe des Winters langsam diabatisch aus. Wird dabei eine Temperatur von knapp -80°C unterschritten, setzt Kondensation von Partikeln aus Salpetersäure und Wasser ein. Die genaue Kondensationstemperatur ist abhängig vom Partialdruck von H_2O und NH_3 . Die Partikel bestehen wahrscheinlich aus $\text{HNO}_3 \cdot 3(\text{H}_2\text{O})$ und werden NAT (Nitric Acid Trihydrate) genannt. Sie bilden die schon seit längerem aus optischen Beobachtungen bekannten 'Polar Stratospheric Clouds Type I' (PSC I). Sinkt die Temperatur noch weiter, kondensiert auch reines Wasser, wahrscheinlich hauptsächlich an der Oberfläche der NAT-Partikel. Die daraus entstehenden Wolken werden PSC Typ II genannt.

An der Oberfläche beider Partikelsorten kann sich eine ganze Klasse chemischer Reaktionen abspielen, die in der reinen Gasphase nicht ablaufen. Die wichtigsten dieser heterogenen Reaktionen sind⁽⁹⁾:

1. $\text{ClONO}_2 + \text{HCl} \longrightarrow \text{Cl}_2 + \text{HNO}_3$
2. $\text{ClONO}_2 + \text{H}_2\text{O} \longrightarrow \text{HOCl} + \text{HNO}_3$
3. $\text{HOCl} + \text{HCl} \longrightarrow \text{Cl}_2 + \text{H}_2\text{O}$

Außerdem gibt es noch heterogene Reaktionen, die Stickoxide in HNO_3 umwandeln, welches im NAT verbleibt und so zum Wachstum des Partikels beiträgt. Es ist umstritten, ob die Partikel eine Größe erreichen, die zu einem effektiven Absinken ('Ausschneien') führt. In diesem Falle würden der Stratosphäre die Stickoxide (darunter auch NO_2) langfristig entzogen.

Durch die heterogenen Reaktionen werden im Laufe des Winters große Teile der passiven Chlorsubstanzen ClONO_2 und HCl in Cl_2 und HOCl umgewandelt. Weiterhin werden der Stratosphäre Stickoxide entzogen und im NAT eingebaut. Beginnt am Ende des Winters die Sonne wieder in den Polarwirbel zu scheinen, werden Cl_2 und HOCl schnell photolysiert⁽¹⁰⁾:



Die große Menge freigesetzter Chlorradikale zerstört über den ClO_x -Zyklus sehr schnell Ozon. Bei den Bedingungen, die im Frühjahr im Polarwirbel vorliegen, ist dabei der ClO -Dimer Mechanismus vorherrschend⁽⁹⁾. Da ein Großteil des stratosphärischen NO_2 als HNO_3 im NAT gebunden ist, wird der ClO_x -Zyklus nicht mehr durch die Reaktion von ClO mit NO_2 unterbrochen. Der Ozonabbau kann in hoher Geschwindigkeit weitergehen, bis wieder genügend NO_2 zur Verfügung steht, um ClO ins passive Chlorreservoir ClONO_2 zu überführen. Dies kann entweder nach einem Anstieg der Temperatur und Verdampfen der NAT-Partikel der Fall sein, oder, falls die NAT-Partikel abgesunken sind, erst nach dem Aufbrechen des Wirbels und Einmischung NO_2 reicher Luft.

Ist die NO_2 Konzentration wieder auf einen normalen Wert gestiegen, benötigt die Bindung von ClO in ClONO_2 größenordnungsmäßig zehn Tage. In dieser Zeit nimmt die Geschwindigkeit des Ozonabbaus ab. Die Rückbildung von HCl erfordert längere Zeit. Erst wenn sich innerhalb des passiven Reservoirs das Verhältnis von ClONO_2 zu HCl wieder normalisiert hat, läuft der katalytische Ozonabbau wieder mit seiner normalen, lang-

samen Geschwindigkeit. Da ClONO_2 im Gegensatz zu HCl photolysiert werden kann und dabei ClO freisetzt, gibt es bei einem erhöhten ClONO_2 zu HCl Verhältnis noch einen beschleunigten Ozonabbau.⁽¹¹⁾

Aufgrund der stärkeren Abkühlung des antarktischen Kontinents ist der antarktische Polarwirbel stärker und liegt symmetrischer um den Pol als der arktische Wirbel. Letzterer wird häufig durch starke troposphärische Wellen verformt und reicht dann mit Ausläufern aus dem Bereich der Polarnacht heraus. In manchen Wintern bricht er sogar vollständig auf. Insgesamt kühlt er somit nicht so stark aus wie der antarktische Wirbel. Während im antarktischen Vortex in jedem Winter über lange Zeiträume und große Flächen PSC existieren, ist das Auftreten von PSC im arktischen Vortex auf einzelne Episoden beschränkt. Die Dauer dieser Episoden ist von Winter zu Winter sehr verschieden. In der Regel existieren PSC im arktischen Bereich nur noch kurz (< 1 Monat) nach Ende der Polarnacht, während im antarktischen Wirbel oft noch drei Monate nach dem Aufgang der Frühjahrs-sonne PSC beobachtet wurden.

Für dieses Kapitel außer den direkt angegebenen Referenzen verwendete Literatur: ⁽¹²⁾⁽²⁾⁽¹³⁾

3 Der Ozonatensatz

3.1 Die EASOE-Kampagne

Um mehr Klarheit über die Vorgänge zu erhalten, die zu der beobachteten Ozonabnahme über der Nordhalbkugel führen, wurde von November 1991 bis März 1992 die Europäische Ozonforschungskampagne EASOE (European Arctic Stratospheric Ozone Experiment) durchgeführt. Sie wurde von der Europäischen Gemeinschaft zusammen mit den verschiedenen staatlichen Förderinstituten finanziert. Über 200 Wissenschaftler aus fast allen Staaten der EG beteiligten sich. Dabei kamen Flugzeuge, Höhenforschungsraketen, Stratosphärenballons und bodengestützte Meßgeräte zum Einsatz.⁽¹⁴⁾ Alle ermittelten Daten wurden in Oslo am NILU (Norsk Institutt for Luftforskning) gesammelt und auf einem Rechner namens ZARDOZ allen Teilnehmern der Kampagne zur Verfügung gestellt. Es ist geplant, später alle Daten auf CD-Rom zu verbreiten. Eine erste CD-Rom liegt derzeit schon vor.

3.2 Ozonsondenaufstiege

Grundlage dieser Arbeit sind die Daten von insgesamt 1193 Ozonsonden, die während der EASOE-Kampagne von 26 Stationen mit Hilfe von kleinen Stratosphärenballonen gestartet wurden. Die Stationen sind hauptsächlich im europäischen und amerikanischen Bereich der Arktis und Subarktis gelegen. Einige liegen in Europa in mittleren nördlichen Breiten (Tab. 3.1 und Abb. 3.1). Die sechs kanadischen Stationen Alert, Churchill, Edmonton, Goose Bay, Iqaluit und Resolute waren nicht in die EASOE-Kampagne eingebunden, stellten ihre Daten aber dem EASOE-Datensatz zur Verfügung.

Das Institut für Fernerkundung der Universität Bremen (ife) und das Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung (AWI) führten im Verlauf der EASOE-Kampagne Ozonsondenstarts von der Koldewey Station in Ny Ålesund, Spitzbergen durch. Zur Vorbereitungsphase der vorliegenden Arbeit gehörte die Durchführung dieser Starts im Februar - März '92.

Kürzel	Station	nördl. Breite	östl. Länge	Anzahl der Sonden	Typ der Sonden
AB	Aberystwyth	52.4	355.9	63	ECC 5A
AT	Athens	37.9	23.7	27	ECC 5A
BI	Bjoernoeya	74.5	19.0	41	ECC 5A
DI	Dikson	73.5	80.3	21	ECC 5A
EG	Egedesminde	68.7	307.3	42	ECC 5A
GA	Gardermoen	60.2	11.1	48	ECC 5A
HI	Heiss Island	80.6	58.1	21	ECC 5A
HO	Hohenpeissenberg	47.8	11.0	44	ECC 5A / Brewer
JU	Julich	50.8	6.1	41	ECC 5A
KI	Kiruna	67.8	20.4	36	ECC 5A
LE	Lerwick	60.1	358.8	62	ECC 5A
LI	Lindenberg	52.2	14.1	68	ECC 5A / Brewer
NA	Ny Ålesund	78.9	11.9	93	ECC 5A
PA	Payerne	46.8	7.0	31	Brewer
PO	Weathership MIKE	66.0	2.1	47	ECC 5A
RE	Reykjavik	64.1	338.0	40	ECC 5A
SC	Scoresbysund	70.5	338.0	47	ECC 5A
SO	Sodankyla	67.4	26.6	77	ECC 5A
TH	Thule	76.5	291.2	43	ECC 5A
UC	Uccle	50.8	4.3	68	Brewer
AL	Alert	82.5	297.7	51	ECC 4A
CH	Churchill	58.8	265.9	37	ECC 4A
ED	Edmonton	53.6	245.9	26	ECC 4A
GB	Goose Bay	53.3	299.6	48	ECC 4A
IQ	Iqaluit	63.8	291.5	32	ECC 4A
RS	Resolute	74.7	265.0	39	ECC 4A

Tab. 3.1: Ozonsondenstationen der EASOE-Kampagne

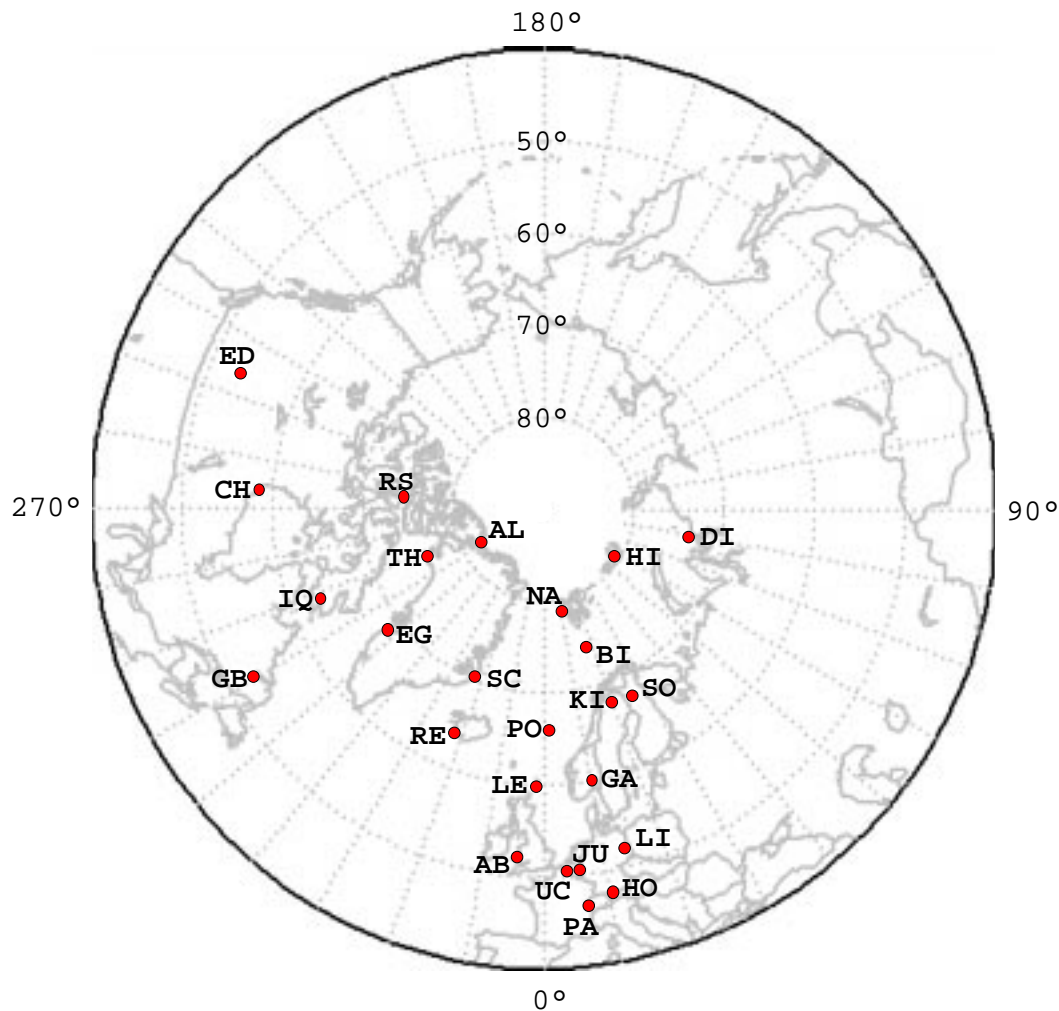


Abb. 3.1: Ozonsondenstationen der EASOE-Kampagne

Während der EASOE-Kampagne wurden zwei Typen von Ozonsonden gestartet. Die überwiegende Anzahl der Sonden waren Vaisala ECC Sonden. Es wurden Sonden der Seriennummern 4A und 5A verwendet (siehe Tab. 3.1). Einige Stationen benutzten ausschließlich oder teilweise Brewer/Mast-Sonden. Da sich unter den letztlich für die Auswertung verwendeten nur eine einzige Brewer/Mast-Sonde befindet, wird auf eine Beschreibung dieses Sondentyps hier verzichtet.

Bei den kanadischen Stationen wurden die Ozonsondendaten mit einem Korrekturfaktor belegt, wenn eine zeitgleiche Messung eines Dobson-Brewer-Spektrometers (passives optisches Meßgerät, welches die Ozonsäule bestimmt) vorlag. Der Korrekturfaktor wurde dann jeweils so gewählt, daß die aus den Sondenaufstiegen integrierten Ozonsäulen mit den von dem Spektrometer ermittelten übereinstimmen. Bei den für die letztlich Bestim-

mung der Ozonabbaurate verwendeten Sonden, lag in keinem Fall eine zeitgleiche Spektrometer-Messung vor, so daß diese Daten (so wie die Sondendaten aller anderen Stationen auch) nicht korrigiert wurden.

3.3 Funktion der Ozonsonden

Das für einen Sondenstart eingesetzte Meßsystem besteht aus dem Ozonsensor, einer Radiosonde und einer Bodenempfangsstation. Die Radiosonde mißt die meteorologischen Daten Temperatur, Luftdruck und Luftfeuchte und enthält einen Sender, welcher zusammen mit der Bodenempfangsstation die Datenübertragung zum Erdboden übernimmt. Außerdem enthält sie manchmal (siehe Anhang V) noch einen Langwellensender, dessen Signal von mehreren auf der Nordhalbkugel gelegenen OMEGA-Stationen empfangen und von dort direkt zur Bodenempfangsstation gesandt wird. Aus den Laufzeitdifferenzen (bestimmt durch die Phasenlage der Signale der verschiedenen OMEGA-Stationen) kann die Position der Sonde bestimmt werden.

Ozonsensor und Radiosonde werden von einem mit Helium oder Wasserstoff gefüllten Ballon in die Stratosphäre getragen. Zusammen mit den Batterien beträgt die Nutzlast etwa 1050 g. Die Gasfüllung der Ballone wird so gewählt, daß eine Aufstiegs geschwindigkeit von etwa 5 m/s erreicht wird.

Die verwendeten Ballone bestehen zumeist aus Gummi, einige auch aus nicht dehnbarem Plastik. Die Gummiballone dehnen sich während des Aufstiegs mit dem zunehmenden Volumen der Gasfüllung aus und platzen in ihrer Gipfelhöhe. Die Nutzlast fällt dann zurück zur Erde und kann wieder verwendet werden, wenn sie zufällig gefunden wird. In arktischen Regionen ist das allerdings fast nie der Fall. Die Hülle der Plastikballone hat schon zu Beginn des Aufstiegs ihre endgültige Größe und wird anfänglich nur zu einem sehr kleinen Teil vom Gas ausgefüllt. Der Aufstieg ist beendet, wenn das Gas die ganze Hülle ausfüllt und sich nicht mehr weiter ausdehnen kann. Der Ballon sinkt dann wahrscheinlich sehr langsam zur Erde zurück, während das Gas durch die Hülle nach außen diffundiert.

Bei warmer Stratosphäre erreichen beide Ballontypen Höhen über 30 km. Gummiballone platzen allerdings bei sehr kalter Stratosphäre (um -80°C) oft schon bei Höhen um 20 km, auch wenn sie zuvor mit einer Benzin/Öl-Mischung geschmeidiger gemacht wurden. Deswegen werden bei kalter Stratosphäre manchmal die umständlicher zu handhabenden Plastikballone eingesetzt.

Die Radiosonde (RS80) und die Bodenstation (in Ny Ålesund: DIGCORA MW11) werden von der Firma Vaisala hergestellt. Sie werden zusammen mit dem Ozonsensor der Science Pump Corporation als komplettes System standardmäßig seit einigen Jahren eingesetzt.

Der Ozonsensor besteht aus einer elektrochemischen Zelle und einer Pumpe, die einen definierten Luftstrom durch die eine Halbzelle erzeugt. Der prinzipielle Aufbau der Zelle ist in Abb. 3.2 dargestellt.

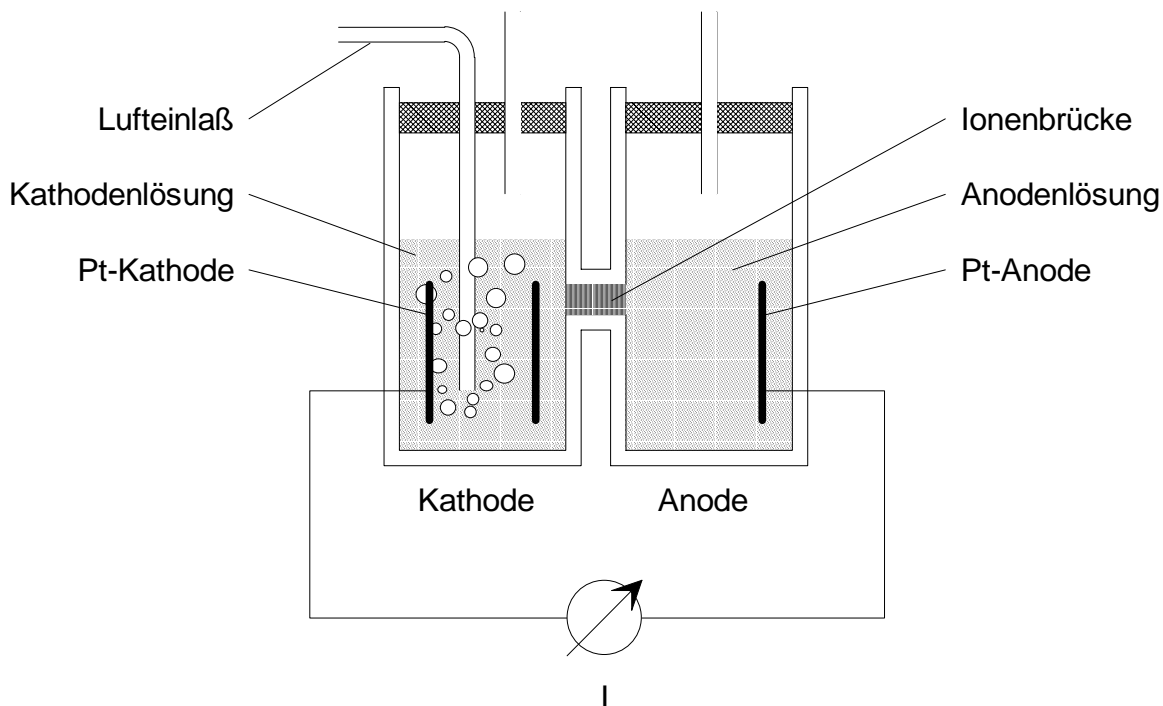
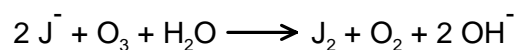


Abb. 3.2: Schematischer Aufbau des Ozonsensors. Der gesamte Behälter besteht aus PTFE. Die Elektroden sind aus Platin.

Die Kathodenflüssigkeit besteht aus 1%-iger Kaliumjodidlösung. Sie ist mit dem System $\text{NaH}_2\text{PO}_4 / \text{Na}_2\text{HPO}_4$ auf pH 7 gepuffert.

Die Anodenlösung ist mit Kaliumjodid gesättigt.

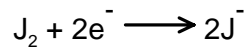
Wird ein ozonhaltiger Luftstrom in die Kathode eingeleitet, oxidiert das Ozon Jodid zu Jod. Die Reaktion läuft quantitativ ab:



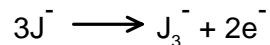
Durch die Pufferung steigt der pH-Wert der Kathodenlösung trotz des entstehenden OH^- dabei nicht wesentlich an.

Die Menge des entstandenen elementaren Jods wird elektrochemisch bestimmt. Die beiden Zellenreaktionen lauten:

An der Kathode:



An der Anode:



Somit fließen pro Ozonmolekül zwei Elektronen von der Anode zur Kathode. Sie werden von einem empfindlichen Strommeßgerät gemessen. Der Stromkreis wird durch Jodidionen geschlossen, die über die Ionenbrücke von der Kathodenzelle in die Anodenzelle strömen.

Da die Ansaugpumpe für einen konstanten Volumenstrom von Außenluft durch die Kathodenzelle sorgt, ist der gemessene elektrische Strom proportional zur Anzahl der Ozonmoleküle pro Volumen Außenluft. Die Meßzelle bestimmt also die Ozonkonzentration.

Die Radiosonde mißt Druck (P), Temperatur (T) und Feuchte (U) jeweils mit kapazitiven Meßelementen. Diese Größen sowie der Zellenstrom des Ozonsensors werden FSK-moduliert mit etwa 400 MHz Trägersignal zur Bodenstation übertragen. Ein Auswertprogramm berechnet daraus den Ozonpartialdruck und die geopotentielle Höhe der Sonde. Letztere wird aus den PTU-Daten mittels der barometrischen Höhenformel bestimmt. Die geopotentielle Höhe stimmt bis 50 km Höhe besser als 1% mit der geometrischen Höhe über dem Geoid überein⁽⁵⁾.

In die Files des EASOE-Datensatzes wurden schließlich folgende Größen eingetragen: Druck, Aufstiegszeit, geopotentielle Höhe, Temperatur, relative Luftfeuchte, Innentemperatur des Ozonsensors und Ozonpartialdruck. Einige Stationen (siehe Anhang V) trugen auch noch die aus den Positionsdaten berechneten Windrichtungen und Windgeschwindigkeiten mit in die Files ein.

Die Messung der PTU-Größen erfolgt etwa alle 1,5 Sekunden. Während dieses Zeitraums wird der Sondenstrom etwa fünfmal gemessen. Über wieviele Messungen für eine Zeile im Sondenfile jeweils gemittelt wird, unterscheidet sich bei den verschiedenen Auswertprogrammen der Stationen. Die meisten geben etwa alle zehn Sekunden eine Zeile

aus. Dies entspricht einer Höhenauflösung von etwa 50 m. Allerdings treten in den Sondenfiles durch Probleme des Sensors oder der Datenübertragung häufig einzelne Lücken von einigen hundert Metern auf.

Die Genauigkeit der PTU-Werte wird von Vaisala wie folgt angegeben (einfache Standardabweichung):

Druck: +/- 0,5 hPa

Temperatur: +/- 0,2 °C

rel. Feuchte: +/- 2 %

Für die Genauigkeit der Ozonmessung wird höhenabhängig angegeben:

in der Troposphäre: < 10%

in 16 - 26 km Höhe: < 5%

in 26 - 31 km Höhe: ca. 12%

4 Strömungsmechanische Grundlagen

4.1 Bezugssysteme

In der Strömungsmechanik gibt es zwei grundsätzlich verschiedene Ansätze, zeitliche Veränderungen zu beschreiben. Der Eulersche Ansatz ist auf ein festes Bezugssystem fixiert, und zeitliche Ableitungen beschreiben die Veränderung einer Größe an einem festen Ort in diesem System. Die zeitlichen Ableitungen im Eulerschen System werden hier als partielle Ableitungen an einem festen Ort mit $\frac{\partial}{\partial t}$ bezeichnet.

Der Ansatz von Lagrange gibt das Konzept des festen Bezugssystems auf. Statt dessen bewegt sich das System mit der Bewegung eines betrachteten infinitesimalen Luftvolumens mit. Zeitliche Ableitungen beschreiben nun die Veränderung einer Größe in diesem bewegten Luftvolumen. Die vollständige zeitliche Ableitung in einem bewegten Volumen (auch substantielle Ableitung genannt) wird hier mit $\frac{d}{dt}$ bezeichnet. Der Zusammenhang zwischen beiden Beschreibungsweisen wird gegeben durch⁽¹⁵⁾:

$$\frac{d}{dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + u \cdot \text{grad} \quad (4.1)$$

u := Strömungsgeschwindigkeit

4.2 Definition der Ozonabbaurate

Unter der Ozonabbaurate (depletion rate) versteht man die *relative* O_3 -Konzentrationsänderung innerhalb eines infinitesimalen Luftvolumens, die durch chemische Umwandlung hervorgerufen wird. Man spricht von einem chemischen Ozonabbau, wenn die im folgenden definierte Größe D negativ ist. Die Ozonabbaurate ist im Lagrangeschen System definiert:

$$D := \frac{(d[O_3])_{\text{chem}}}{dt} / [O_3] \quad (4.2)$$

$[O_3]$:= Ozonkonzentration

$(d[O_3])_{\text{chem}}$:= Chemisch bedingte Änderung der Ozonkonzentration

wobei unter der chemisch bedingten Änderung der Ozonkonzentration die Differenz der aus Reaktionen entstandenen O_3 -Molekülen und in Reaktionen zerstörten O_3 -Molekülen pro Volumen gemeint ist.

Als daraus resultierender Senkenterm für Ozon sei hier auch benannt:

$$S := D \cdot [O_3] \quad (4.3)$$

D variiert auf zwei Zeitskalen. Wie aus Kapitel 2 hervorgeht, wird für einen chemischen Ozonabbau Sonnenlicht benötigt. Das hat zur Folge, daß D einen ausgeprägten Tagesgang aufweist. Weiterhin ist D auch bei gleicher Sonnenintensität von der Konzentration der am Ozonabbau beteiligten Spurengase (also hauptsächlich ClO_x) abhängig. Dies hat eine längerfristige Variation von D zur Folge.

4.3 Kontinuitätsgleichung

Unter Vernachlässigung der molekularen Diffusion (näheres siehe Abschnitt 5.4.1) wird eine Beschreibung des zeitlichen Verlaufs der Konzentration eines chemisch aktiven Spurengases durch die Kontinuitätsgleichung gegeben. In Eulerschen Koordinaten lautet sie:

$$\frac{\partial [O_3]}{\partial t} + u \cdot \text{grad} [O_3] + [O_3] \cdot \text{div} u = S \quad (4.4)$$

Es wird deutlich, daß die am festen Ort beobachtbare Änderung der Ozonkonzentration $\frac{\partial [O_3]}{\partial t}$ außer vom chemischen Ozonabbau noch von zwei weiteren Termen bestimmt wird. Der Gradiententerm beinhaltet die Advektion von Ozon und der Divergenzterm beschreibt die Änderung der Ozonkonzentration, die mit einer Änderung der Luftdichte bei divergenter Strömung einhergeht. Dieser Divergenzterm stellt kein wesentliches Problem dar, da er verschwindet, wenn statt der Ozonkonzentration das Ozonmischungsverhältnis betrachtet wird (siehe weiter unten). Große Probleme bei der Bestimmung von Ozonabbauraten in Eulerscher Formulierung macht jedoch der Advektionsterm. In dem untersuchten Bereich der unteren Stratosphäre erwartet man als Größenordnung des chemischen Ozonabbaus Werte von höchstens einigen Prozent pro Tag, während der Advektionsterm am festen Ort Konzentrationsänderungen von einigen 10 % pro Tag verursachen kann, wie durch aufeinanderfolgende Ozonsondenaufstiege am gleichen Ort bekannt ist. Sollen Ozonabbauraten in Eulerscher Formulierung bestimmt werden, ist es deswegen notwendig, jeweils über einen weiten räumlichen und zeitlichen Bereich zu mitteln und den Bereich so zu wählen, daß die mittlere Advektion über den Rand des Bereichs möglichst klein ist.

In der Lagrangeschen Formulierung vereinfacht sich die Kontinuitätsgleichung zu:

$$\frac{d[O_3]}{dt} + [O_3] \cdot \text{div} u = S \quad (4.5)$$

In dem Verschwinden des Advektionsterms liegt die Überlegenheit der Lagrangeschen Formulierung zur Bestimmung von Ozonabbauraten. Wird jetzt noch die Ozonkonzentration durch das Ozonmischungsverhältnis ersetzt, nimmt die Kontinuitätsgleichung eine besonders einfache Form an:

$$\frac{d}{dt}\rho\{O_3\} + \rho\{O_3\} \cdot \text{div } u = S$$

$$\rho \frac{d\{O_3\}}{dt} + \{O_3\} \frac{d\rho}{dt} + \rho\{O_3\} \cdot \text{div } u = S$$

wobei auch für ρ die Kontinuitätsgleichung gilt. Sie ist sogar besonders einfach, da chemische Reaktionen die Gesamteilchendichte nahezu nicht beeinflussen:

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \cdot \text{div } u \quad (4.6)$$

In die Kontinuitätsgleichung eingesetzt:

$$\rho \frac{d\{O_3\}}{dt} = S \quad (4.7)$$

$$\frac{d\{O_3\}}{dt} / \{O_3\} = D$$

In Lagrangescher Formulierung ist die relative Änderung des Ozonmischungsverhältnisses mit der Ozonabbaurate, die als relative Änderung der Ozonkonzentration definiert ist, identisch.

5 Das quasi-Lagrangesche Konzept

Leider ist eine Messung der zeitlichen Änderung des Ozonmischungsverhältnisses in strenger Lagrangescher Formulierung in der Praxis nicht durchführbar. Hierzu müßte ein infinitesimales Luftpaket exakt auf seiner Bahn in der Strömung verfolgt werden. Dies ist schon deshalb unmöglich, da jede Messung des Geschwindigkeitsfeldes, aus dem die Bahn des Luftvolumens berechnet werden kann, eine begrenzte Auflösung hat. Kleinskalige Fluktuationen im Geschwindigkeitsfeld können nicht berücksichtigt werden. Weiterhin ist es unmöglich, innerhalb eines beliebig kleinen sich bewegenden Bereichs zu unterschiedlichen Zeiten Messungen des Ozonmischungsverhältnisses vorzunehmen.

Da die Lagrangesche Formulierung aber den im vorigen Kapitel dargelegten großen Vorteil der Advektionsfreiheit hat, wird hier die quasi-Lagrangesche Formulierung eingeführt, die auch in der Praxis zur Bestimmung von Ozonabbauraten verwendet werden kann. In ihr tritt ebenfalls kein Advektionsterm auf. In der quasi-Lagrangeschen Formulierung bewegt sich das Bezugssystem mit der mittleren Bewegung eines größeren Luftpakets mit. Der Nachteil, der in Kauf genommen werden muß, ist, daß in der Kontinuitätsgleichung in quasi-Lagrangescher Formulierung weitere Terme auftauchen, die sich aber als klein gegenüber dem chemischen Ozonabbau herausstellen werden.

Die zeitlichen Ableitungen in diesem quasi-Lagrangeschen System werden hier mit $\frac{d^q}{dt}$ bezeichnet. Eine exakte Definition dieser Ableitung folgt.

5.1 Definition eines Luftpakets und seiner Trajektorie

Zur Definition eines Luftpakets wird das Geschwindigkeitsfeld u , welches die Strömung beschreibt, zu jedem Zeitpunkt über einen bestimmten räumlichen Bereich gemittelt:

$$\bar{u} := \frac{1}{V} \iiint_{\text{Paket}} u \cdot dv$$

$V :=$ Volumen des Bereichs

Die mittlere Geschwindigkeit \bar{u} wird dann jedem Punkt dieses Bereichs zugeordnet. Die Bahnen aller Punkte des Bereichs sind so als Integral über diese gemeinsame mittlere Geschwindigkeit bestimmt. Dadurch wird ein sich mit der mittleren Strömung bewegendes Gebilde definiert, welches sich nicht verformt. Dieses Gebilde wird hier Luftpaket genannt. Die über die mittlere Geschwindigkeit definierte Bahn des Paketmittelpunktes wird als Trajektorie bezeichnet⁽¹⁶⁾.

Demzufolge ist der Zusammenhang zwischen $\frac{\partial}{\partial t}$ und $\frac{d^q}{d^q t}$:

$$\frac{d^q}{d^q t} = \frac{\partial}{\partial t} + \bar{u} \cdot \text{grad} \quad (5.1)$$

Die physikalische Geschwindigkeit von Teilvolumina des Luftpakets weicht natürlich von der mittleren Geschwindigkeit im Luftpaket (\bar{u}) ab. Die Differenz der tatsächlichen Geschwindigkeit u an einem Punkt und der mittleren Geschwindigkeit \bar{u} wird mit u' bezeichnet:

$$u' = u - \bar{u}$$

Durch das nicht berücksichtigte u' werden Transporte von Teilvolumina über den Rand des Luftpakets hervorgerufen. Diese müssen bei der Beschreibung von zeitlichen Änderungen innerhalb des bewegten Luftpakets berücksichtigt werden.

Im Folgenden werden alle über das Volumen des Pakets gemittelten Größen mit $\overline{(\dots)}$ und die Abweichungen von diesem Mittel mit $(\dots)'$ bezeichnet:

$$\overline{(\dots)} := \frac{1}{V} \iiint_{\text{Paket}} (\dots) \cdot dv \quad (5.2)$$

$$(\dots)' := (\dots) - \overline{(\dots)} \quad (5.3)$$

5.2 Dynamische Einflüsse auf die mittlere Ozonkonzentration im Luftpaket

Soll die Kontinuitätsgleichung für die über das Paket gemittelte Konzentration in quasi-Lagrangescher Formulierung aufgestellt werden, müssen alle Prozesse, die den Gesamtgehalt an Ozon in dem Paket beeinflussen, berücksichtigt werden.

Außer chemischen gibt es noch dynamisch bedingte Prozesse, die zu einer Zu- oder Abnahme des Ozongehalts in einem Luftpaket führen können:

- Durch molekulare Diffusion können O_3 -Moleküle über den Rand des Pakets transportiert werden.
- Durch die im letzten Abschnitt erwähnten Austauschprozesse über den Rand des Luftpakets kann sich die Anzahl der O_3 -Moleküle in dem Paket verändern.

Diese Austauschprozesse werden von dem nicht berücksichtigten Geschwindigkeitsfeld u' verursacht. Die dynamische Änderung des Ozongehalts in dem bewegten Luftpaket wird durch den Fluß (Φ) von Ozon über den Rand des Luftpakets gegeben:

$$\left(\frac{d^q}{dt} \iiint_{\text{Paket}} [\text{O}_3] \cdot dv \right)_{\text{Dyn}} + \iint_{\text{Paketoberfläche}} \Phi \cdot da = 0 \quad (5.4)$$

$$\Phi := u' \cdot [\text{O}_3] \quad (5.5)$$

da := Nach außen gerichteter Normalenvektor der Oberflächenelemente des Pakets

Es gilt:

$$\iint_{\text{Paketoberfläche}} \Phi \cdot da = \iiint_{\text{Paket}} \text{div } \Phi \cdot dv \quad (5.6)$$

Mit (5.5) und (5.3):

$$\begin{aligned} &= \iiint_{\text{Paket}} [\text{div}(\overline{[\text{O}_3]} \cdot u') + \text{div}([\text{O}_3]' \cdot u')] \cdot dv \\ &= \iiint_{\text{Paket}} [\overline{[\text{O}_3]} \cdot \text{div}(u')] \cdot dv + \iiint_{\text{Paket}} [\text{div}([\text{O}_3]' \cdot u')] \cdot dv \end{aligned} \quad (5.7)$$

Der erste Summand beschreibt die Änderung des Ozongehalts in dem Volumen aufgrund divergenter/konvergenter Strömung. Er entspricht dem Divergenzterm der Kontinuitätsgleichung in Lagrangescher Formulierung. Der zweite Summand läßt sich äquivalent auch durch das Oberflächenintegral eines Flusses darstellen:

$$\iiint_{\text{Paket}} [\text{div}([\text{O}_3]' \cdot u')] \cdot dv = \iint_{\text{Paketoberfläche}} \Phi_{\text{Eddy}} \cdot da \quad (5.8)$$

$$\Phi_{\text{Eddy}} := [\text{O}_3]' \cdot u'$$

Φ_{Eddy} wird als Eddy-Fluß bezeichnet. In den Eddy-Fluß gehen nur Transporte von Teilvolumina mit vom Mittelwert abweichenden Ozonkonzentrationen ein. Das Oberflächenintegral über den Rand des Pakets gibt die Änderung des Ozongehalts im Luftpaket aufgrund des Eddy-Flusses an. Es wird gemeinhin angenommen, daß der Eddy-Fluß im wesentlichen diffusiver Natur ist und sich komponentenweise recht gut durch das Ficksche Gesetz beschreiben läßt⁽¹⁷⁾:

$$\left(\Phi_{\text{Eddy}} \right)_x = -\rho \cdot k_x \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{[\text{O}_3]}{\rho} \right); \quad \left(\Phi_{\text{Eddy}} \right)_y = -\rho \cdot k_y \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{[\text{O}_3]}{\rho} \right); \quad \left(\Phi_{\text{Eddy}} \right)_z = -\rho \cdot k_z \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{[\text{O}_3]}{\rho} \right) \quad (5.9)$$

Also vektoriell:

$$\begin{aligned}
 \Phi_{\text{Eddy}} &= -\rho \cdot K_{\text{Eddy}} \cdot \text{grad} \left(\frac{[\text{O}_3]}{\rho} \right) \\
 &= -\rho \cdot K_{\text{Eddy}} \cdot \left[\frac{1}{\rho} \text{grad} [\text{O}_3] + [\text{O}_3] \cdot \text{grad} \left(\frac{1}{\rho} \right) \right] \\
 &= -\rho \cdot K_{\text{Eddy}} \cdot \left[\frac{1}{\rho} \text{grad} [\text{O}_3] - \frac{[\text{O}_3]}{\rho^2} \text{grad} \rho \right] \\
 &= -K_{\text{Eddy}} \cdot \left[\text{grad} [\text{O}_3] - \frac{[\text{O}_3]}{\rho} \text{grad} \rho \right] \tag{5.10}
 \end{aligned}$$

mit

$$K_{\text{Eddy}} := \begin{pmatrix} k_x & 0 & 0 \\ 0 & k_y & 0 \\ 0 & 0 & k_z \end{pmatrix}$$

$k_x, k_y, k_z :=$ Eddy-Diffusionskonstanten

Es muß angemerkt werden, daß die mathematische Beschreibung des Eddy-Flusses als Diffusion nur ein vereinfachendes Modell der Realität ist. Dieses Modell beschreibt den Eddy-Fluß sehr gut, wenn u' ausschließlich von statistisch verteilten kleinen Verwirbelungen herrührt. Hat das Volumen, über welches gemittelt wird, planetare Dimensionen, ist die hier gegebene Beschreibung des Eddy-Flusses nicht mehr gültig. Sie läßt sich dann zwar durch das Einführen von Nichtdiagonalelementen in der Eddydiffusionsmatrix K_{Eddy} verbessern⁽¹⁷⁾, bleibt aber auch dann noch sehr unvollständig⁽¹⁸⁾.

Für die hier betrachteten Luftpakete mit Dimensionen von einigen hundert Kilometern sollte der Diffusionsansatz für den Eddy-Fluß eine gute Beschreibung darstellen. Allerdings muß erwähnt werden, daß bei der hier verwendeten Definition des Luftpakets u' nicht nur durch kleinskalige Wirbel hervorgerufen wird, sondern daß auch Scherungen im großräumigen Geschwindigkeitsfeld zu u' beitragen. Dies dürfte die diffusive Natur des von $[\text{O}_3]u'$ verursachten Flusses stören. Es kann hier nur vorgeschlagen werden, bei zukünftigen Untersuchungen in der Definition des Luftpakets eine Verformung durch Scherströmungen zuzulassen. Um diese Verformung zu berechnen, muß dann allerdings nicht nur eine Trajektorie pro Paket berechnet werden, sondern es müssen mehrere auf dem Rand des Pakets gelegene Punkte verfolgt werden (etwa die acht Eckpunkte eines Würfels oder die sechs Eckpunkte eines Oktaeders), mit dem entsprechend höheren Aufwand an Rechenzeit.

Auch der Fluß durch die eingangs erwähnte molekulare Diffusion Φ_{Diff} gehorcht dem Fickschen Gesetz. Dabei ist die Konstante der molekularen Diffusion in allen Richtungen gleich groß. Damit ist Φ_{Diff} also:

$$\Phi_{\text{Diff}} = -k \cdot \left[\text{grad} [\text{O}_3] - \frac{[\text{O}_3]}{\rho} \text{grad } \rho \right] \quad (5.11)$$

k := molekulare Diffusionskonstante

Alle Terme ((5.7), (5.8), (5.10), (5.11)) zusammengefaßt ergeben die dynamisch bedingte Änderung des Ozongehalts im bewegten Luftpaket:

$$\left(\frac{d^q}{d^{qt}} \iiint_{\text{Paket}} [\text{O}_3] \cdot dv \right)_{\text{Dyn}} = - \iiint_{\text{Paket}} \left[\overline{[\text{O}_3]} \cdot \text{div } u' \right] \cdot dv + \iint_{\text{Paketoberfläche}} K \cdot \left[\text{grad} [\text{O}_3] - \frac{[\text{O}_3]}{\rho} \text{grad } \rho \right] \cdot da \quad (5.12)$$

mit

$$K := \begin{pmatrix} k_x + k & 0 & 0 \\ 0 & k_y + k & 0 \\ 0 & 0 & k_z + k \end{pmatrix}$$

Das Integral über die Paketoberfläche, welches den gesamten Diffusionsfluß in das Paket beschreibt, läßt sich auch durch das Volumenintegral der Divergenz des Diffusionsflusses schreiben. Es ergibt sich dann zusammengefaßt:

$$\left(\frac{d^q}{d^{qt}} \iiint_{\text{Paket}} [\text{O}_3] \cdot dv \right)_{\text{Dyn}} = - \iiint_{\text{Paket}} \left(\overline{[\text{O}_3]} \cdot \text{div } u' + \text{div} \left(K \cdot \left[\text{grad} [\text{O}_3] - \frac{[\text{O}_3]}{\rho} \text{grad } \rho \right] \right) \right) \cdot dv \quad (5.13)$$

5.3 Kontinuitätsgleichung im quasi-Lagrangeschen System

Werden die dynamischen Einflüsse aus Abschnitt 5.2 und der chemische Ozonabbau (Gl. 4.3) berücksichtigt, erhält man eine vollständige Beschreibung der zeitlichen Änderung des Gesamtozongehalts des Luftpakets:

$$\frac{d^q}{d^{qt}} \iiint_{\text{Paket}} [\text{O}_3] \cdot dv + \iiint_{\text{Paket}} \left(\overline{[\text{O}_3]} \cdot \text{div } u' - \text{div} \left(K \cdot \left[\text{grad} [\text{O}_3] - \frac{[\text{O}_3]}{\rho} \text{grad } \rho \right] \right) \right) \cdot dv = \iiint_{\text{Paket}} S \cdot dv \quad (5.14)$$

Der zeitliche Verlauf der mittleren Ozonkonzentration im bewegten Paket ergibt sich, indem durch das konstante Volumen des Pakets geteilt wird:

$$\frac{d^q \overline{[O_3]}}{d^q t} + \overline{[O_3]} \cdot \overline{\text{div } u'} - \overline{\text{div} \left(K \cdot \left[\text{grad } [O_3] - \frac{[O_3]}{\rho} \text{grad } \rho \right] \right)} = \overline{S} \quad (5.15)$$

Auch hier soll zur weiteren Vereinfachung wieder auf Mischungsverhältnisse übergegangen werden. Dabei ist

$$\begin{aligned} \overline{[O_3]} &= \overline{\{O_3\}} \cdot \bar{\rho} = \frac{1}{V} \iiint_{\text{Paket}} \left[(\overline{\{O_3\}} + \{O_3\}') (\bar{\rho} + \rho') \right] dv \\ &= \frac{1}{V} \iiint_{\text{Paket}} \left[\overline{\{O_3\}} \bar{\rho} + \{O_3\}' \rho' + \overline{\{O_3\}} \rho' + \{O_3\}' \bar{\rho} \right] dv \end{aligned} \quad (5.16)$$

Die beiden letzten Summanden ergeben Null, da die $(\overline{\dots})$ Größen vor das Integral gezogen werden können und das Volumenintegral über die $(\dots)'$ Größen definitionsgemäß verschwindet. Der zweite Summand wird als Term zweiter Ordnung vernachlässigt. Dies wird dadurch gerechtfertigt, daß die horizontalen Druckvariationen sehr klein sind bzw. bei geeigneter Wahl der vertikalen Koordinate sogar verschwinden (siehe weiter unten). In der Vertikalen gibt es zwar sowohl Druck- als auch Ozonmischungsverhältnisvariationen, aber die später verwendeten Luftpakete werden sehr flach sein, so daß auch hierdurch kein wesentlicher Beitrag zu diesem Term erfolgt. Es ist also in guter Näherung:

$$\overline{[O_3]} = \overline{\{O_3\}} \cdot \bar{\rho} \quad (5.17)$$

Mit diesem Zusammenhang erfolgt die Beseitigung des Divergenzterms unter Berücksichtigung der quasi-Lagrangeschen Kontinuitätsgleichung für ρ analog zu Abschnitt 4.3. Man bemerke, daß der Diffusionsterm in der quasi-Lagrangeschen Kontinuitätsgleichung für ρ gerade verschwindet:

$$\frac{d^q \bar{\rho}}{d^q t} = -\bar{\rho} \cdot \overline{\text{div } u'} \quad (5.18)$$

(5.17) und (5.18) in (5.15) eingesetzt ergibt:

$$\begin{aligned} \bar{\rho} \frac{d^q \overline{\{O_3\}}}{d^q t} - \overline{\text{div} \left(K \cdot \left[\text{grad} (\rho \{O_3\}) - \{O_3\} \text{grad } \rho \right] \right)} &= \overline{S} \\ \bar{\rho} \frac{d^q \overline{\{O_3\}}}{d^q t} - \overline{\text{div} \left(K \cdot \rho \cdot \text{grad} \{O_3\} \right)} &= \overline{S} \end{aligned} \quad (5.19)$$

in relativen Änderungen:

$$\frac{d^q \overline{\{O_3\}} / \overline{\{O_3\}}}{d^q t} - \frac{1}{\bar{\rho}} \cdot \overline{\text{div} \left(K \cdot \rho \cdot \text{grad} \{O_3\} \right)} / \overline{\{O_3\}} = \frac{\overline{S}}{\overline{[O_3]}} \quad (5.20)$$

Dabei gilt, wenn S im Paket als räumlich konstant angenommen wird (d.h. $S' = 0$, $S = \bar{S}$):

$$\frac{1}{\bar{D}} = \overline{\left(\frac{[O_3]}{S}\right)} = \frac{1}{V} \iiint_{\text{Paket}} \frac{[O_3] + [O_3]'}{\bar{S}} dv = \frac{[O_3]}{\bar{S}} + \frac{1}{V \cdot \bar{S}} \iiint_{\text{Paket}} [O_3]' \cdot dv = \frac{[O_3]}{\bar{S}}$$

und somit als endgültige Form der quasi-Lagrangeschen Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{d^q \overline{\{O_3\}}}{d^q t} - E = \bar{D} \quad (5.21)$$

mit dem Diffusionsterm E:

$$E := \frac{1}{\bar{\rho}} \cdot \overline{\text{div} \left(K \cdot \rho \cdot \text{grad} \{O_3\} \right)} / \overline{\{O_3\}}$$

Also stimmt die relative Änderung des mittleren Ozonmischungsverhältnisses bis auf den Diffusionsterm mit der mittleren Ozonabbaurate im Paket überein.

5.4 Einfluß der Diffusionsvorgänge

Das Auftreten des Diffusionsterms ist der Preis, der für den Übergang von Lagrange-scher zu quasi-Lagrangescher Formulierung bezahlt werden muß. Sein Einfluß soll hier abgeschätzt werden. Dabei wird von horizontal konstanter Luftdichte ausgegangen. Damit ist die Berechnung streng nur mit $\log(p)$ als vertikale Koordinate oder für hydrostatisches Gleichgewicht gültig. Die Fehler, die durch die spätere Verwendung der potentiellen Temperatur (Abschnitt 6.2.1) als Höhenskala zustandekommen, spielen eine untergeordnete Rolle, da die horizontalen (horizontal im Sinne von 'in einer Isentropenfläche' siehe Abschnitt 6.2.1) Ableitungen der Luftdichte klein gegen die horizontalen Ableitungen des Ozonmischungsverhältnisses sind.

Mit dieser Näherung und räumlich konstanten Diffusionskoeffizienten läßt sich der Diffusionsterm schreiben:

$$E = (k + k_x) \frac{\partial^2 \overline{\{O_3\}}}{\partial x^2} / \overline{\{O_3\}} + (k + k_y) \frac{\partial^2 \overline{\{O_3\}}}{\partial y^2} / \overline{\{O_3\}} + \frac{1}{\bar{\rho}} (k + k_z) \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho \frac{\partial \overline{\{O_3\}}}{\partial z} \right) / \overline{\{O_3\}} \quad (5.22)$$

Mit der barometrischen Höhenformel:

$$\rho = \rho_0 e^{-z/H}$$

H := Skalenhöhe, in der unteren Stratosphäre sehr gut höhenkonstant

ρ_0 := Luftdichte bei $z=0$

liefert das:

$$E = (k + k_x) \frac{\overline{\partial^2 \{O_3\}}}{\partial x^2} / \overline{\{O_3\}} + (k + k_y) \frac{\overline{\partial^2 \{O_3\}}}{\partial y^2} / \overline{\{O_3\}} + (k + k_z) \left(\frac{\overline{\partial^2 \{O_3\}}}{\partial z^2} / \overline{\{O_3\}} - \frac{1}{H} \frac{\overline{\partial \{O_3\}}}{\partial z} / \overline{\{O_3\}} \right) \quad (5.23)$$

In (5.23) wird das qualitative Verhalten der Diffusion deutlich. Wie für einen Diffusionsvorgang zu erwarten, treten in allen drei Koordinatenrichtungen Terme proportional zur zweiten Ableitung des Ozonmischungsverhältnisses auf. In der Vertikalen kommt noch ein Term hinzu, der proportional zur ersten vertikalen Ableitung des Ozonmischungsverhältnisses ist. Dieser Term wird allerdings durch die Skalenhöhe geteilt, die im betrachteten Bereich der Atmosphäre etwa $6,5 \cdot 10^3$ m beträgt⁽¹⁹⁾.

Ob die zweiten horizontalen Ableitungen im betrachteten Bereich der unteren Stratosphäre statistisch auftreten oder auch einen kleinen mittleren Anteil haben, ist nicht zu entscheiden. Dazu müßte die horizontale Ozonverteilung höhenaufgelöst für den untersuchten Zeitraum besser bekannt sein. Über die vertikalen Ableitungen kann aus den Sondenaufstiegen selbst Information gewonnen werden. Wie sich zeigen wird, ist der Mittelwert der zweiten Ableitung höchstens sehr klein gegenüber ihrer Varianz. Dagegen ist der vertikale Gradient des Ozonmischungsverhältnisses im betrachteten Höhenbereich im Mittel ausgeprägt positiv. Somit liegt das Auftreten eines systematischen Fehlers durch die Diffusion nahe. Seine Größe wird im Abschnitt 8.2.3 genauer untersucht.

Zunächst wird die Größenordnung der einzelnen Summanden soweit möglich aus typischen Werten für die meteorologischen Parameter abgeschätzt. Die grobe Abschätzung dient nur zur Unterscheidung der Diffusionseinflüsse, die später weiter betrachtet werden müssen, von solchen, die bei jeder Anwendung des quasi-Lagrangischen Konzepts in der unteren Stratosphäre von vorneherein vernachlässigt werden können.

5.4.1 Molekulare Diffusion

Die molekulare Diffusion ist isotrop und k ist für Ozon in der unteren Stratosphäre $\sim 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ⁽²⁰⁾. Um die Größe der daraus resultierenden Diffusion abschätzen zu können, müssen Annahmen über die typischen zweiten Ableitungen in alle Richtungen und den vertikalen Gradienten des Ozonmischungsverhältnisses gemacht werden.

Über die horizontalen Gradienten und damit auch über die horizontalen zweiten Ableitungen des Ozonmischungsverhältnisses kann aus den punktuellen Sondenaufstiegen nur schlecht Information gewonnen werden. Besser geeignet dazu sind kontinuierlich arbei-

tende Meßgeräte mit Höhenauflösung wie z.B. Lidar-Systeme. Hier genügt allerdings eine grobe Abschätzung einer oberen Grenze für die zweiten Ableitungen, die sich weit auf der sicheren Seite befindet.

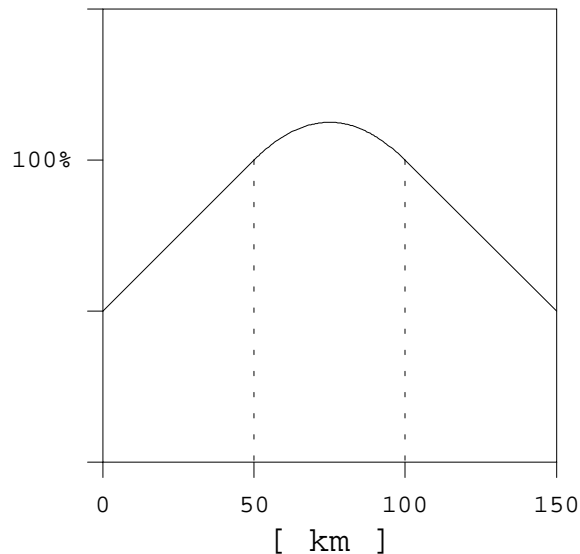


Abb. 5.1: Für die Abschätzung einer oberen Grenze der zweiten horizontalen Ableitung angenommener horizontaler Verlauf des Ozonmischungsverhältnisses

Wenn angenommen wird, daß der Ozongradient sich auf einer Distanz von 50 km von -50% pro 50km auf $+50\%$ pro 50km ändert (Abb. 5.1), dann beträgt die zweite Ableitung $2 \cdot 10^{-8} \%$ ·m⁻². Nach Gleichung 5.23 resultiert daraus eine Änderung des Ozonmischungsverhältnisses von $\sim 2 \cdot 10^{-11} \%$ ·s⁻¹ oder $\sim 2 \cdot 10^{-6} \%$ ·d⁻¹. Die Größenordnung der erwarteten chemischen Ozonabnahme liegt bei mindestens einigen $10^{-1} \%$ ·d⁻¹. Die horizontale molekulare Diffusion spielt also auch bei vorsichtiger Abschätzung keine Rolle.

In der Vertikalen werden sowohl der Gradient als auch die zweite Ableitung des Ozonmischungsverhältnisses benötigt. Sie können den Ozonprofilen selbst entnommen werden. Abbildung 5.2a zeigt den Verlauf der ersten und zweiten relativen Ableitung für ein typisches Ozonprofil. Vor der Bildung der Ableitung wurde jeweils über drei Punkte des Profils gemittelt, um künstlich hohe Werte durch die sprunghafte Änderung der letzten angegebenen Dezimale zu vermeiden.

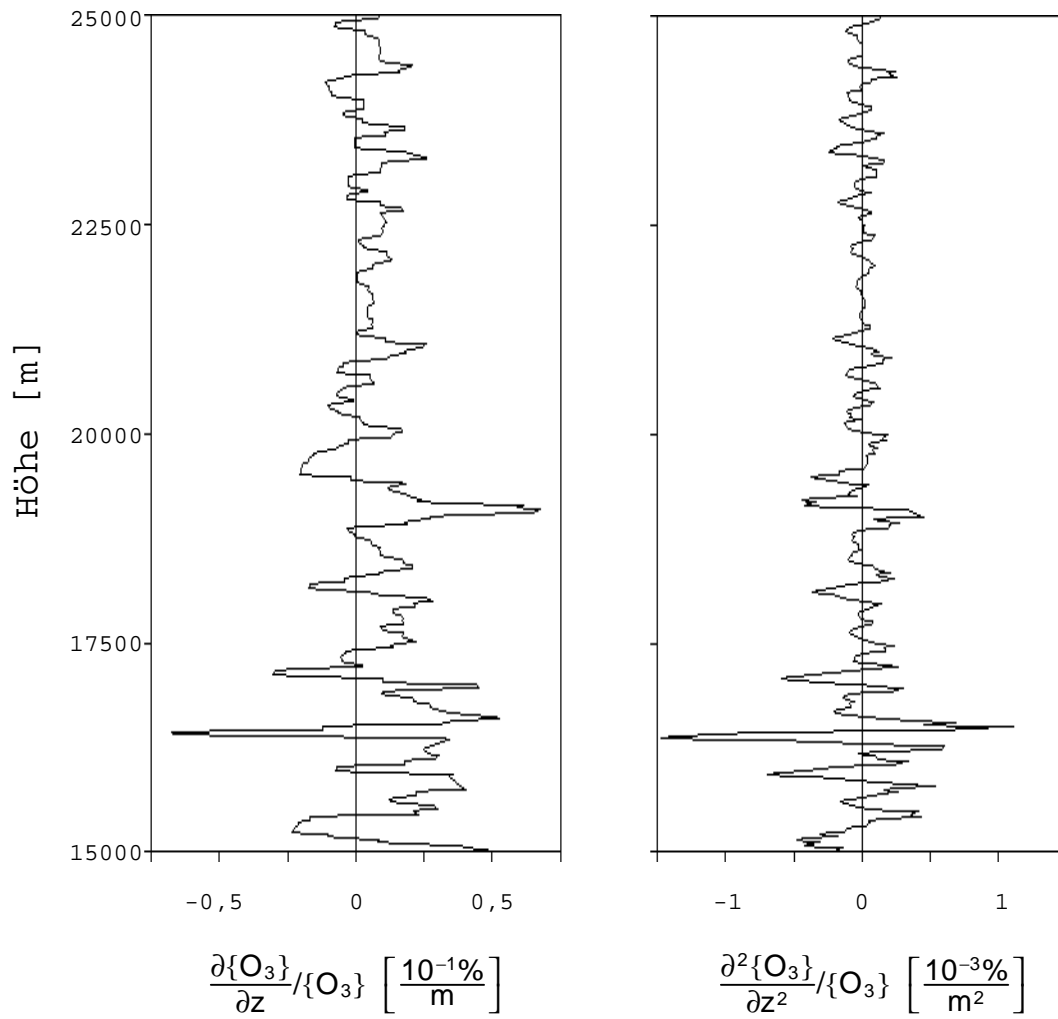


Abb. 5.2a: Erste und zweite vertikale Ableitung eines typischen Ozonprofils
(7.1.92, Ny Álesund)

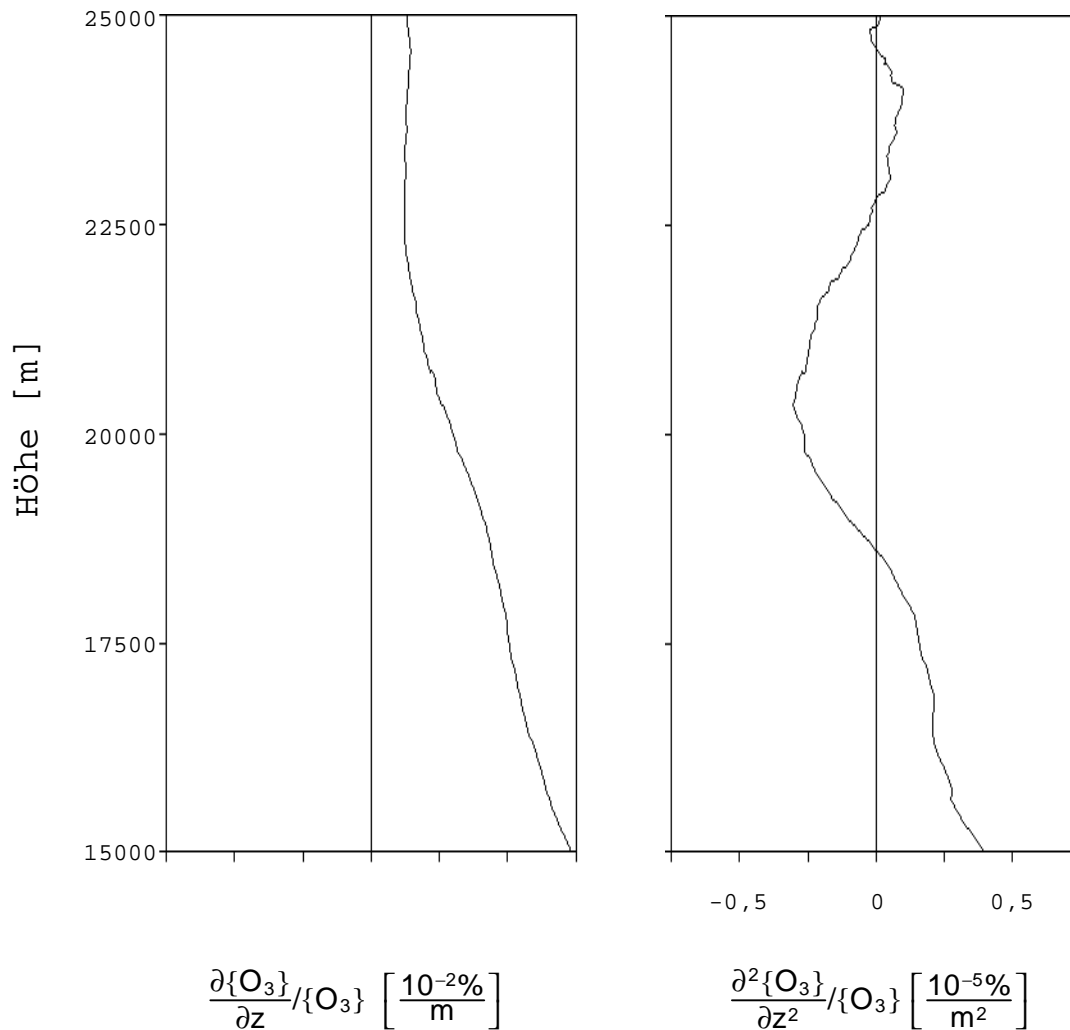


Abb. 5.2b: Erste und zweite Ableitung des mittleren Ozonprofils im Zeitraum
4.1. - 9.2.92 innerhalb des polaren Vortex

Aus der Abbildung 5.2a ergibt sich die Größenordnung der ersten Ableitung in der Vertikalen oberhalb von 18000 m typisch zu $\sim 0.05 \text{ \%} \cdot \text{m}^{-1}$, die der zweiten Ableitung zu $\sim 5 \cdot 10^{-4} \text{ \%} \cdot \text{m}^{-2}$. Nach Gleichung 5.23 liefert dies einen Schätzwert von etwa $0.04 \text{ \%} \cdot \text{d}^{-1}$ für die vertikale Diffusion. Auch der Einfluß der molekularen vertikalen Diffusion kann also vernachlässigt werden.

5.4.2 Eddy-Diffusion

Die Diffusionskonstante der Eddy-Diffusion unterscheidet sich natürlich von der der molekularen Diffusion. Sie hängt im Wesentlichen von der Größe von u' und der Variabilität des diffundierenden Stoffes auf Skalen kleiner als der Größe des Luftpakets ab. Somit ist der Eddy-Diffusionskoeffizient von der Größe der betrachteten Luftpakete

abhängig⁽¹⁶⁾⁽²¹⁾. Der Einfluß der Eddy-Diffusion kann zunächst nicht abgeschätzt werden, da über die Eddy-Diffusionskonstanten zu der verwendeten Luftpaketgröße nichts bekannt ist. Anhand von Gleichung 5.23 und Abbildungen 5.2a und 5.2b ist es jedoch für die vertikale Eddy-Diffusion möglich, das Verhältnis des von ihr erzeugten statistischen und systematischen Fehlers abzuschätzen. Dies wird im Abschnitt 8.2.3 benutzt, um eine Obergrenze für den systematischen Fehler zu bestimmen.

6 Methode

6.1 Einführung

Bisherige Bestimmungen der Ozonabbaurate aus Ozonmessungen, wurden meist in Eulerschen Koordinaten unternommen. Der dann in der Kontinuitätsgleichung auftretende Advektionsterm zwingt dabei zu einer großräumigen und/oder langfristigen Mittelung, damit er sich zumindest teilweise herausmittelt. Die Qualität der so gewonnenen Ergebnisse ist entscheidend davon abhängig, wie groß der mittlere Fluß von Ozon in den Bereich herein oder heraus ist.

In einer weiteren Methode, Ozonabbauraten zu berechnen, wird die zeitliche Entwicklung des Verhältnisses von Ozonmischungsverhältnis zu verschiedenen atmosphärischen Tracern (z.B.: potentielle Temperatur (Näheres in Abschnitt 6.2.1), potentielle Vorticity (Definition siehe im Abschnitt 6.7) oder chemische Tracer wie N_2O -VMR) betrachtet. Da dieses Verhältnis auch bei ungestörter Chemie eine hohe Streuung aufweist, ist nur eine recht große chemisch bedingte Änderung des Verhältnisses nachzuweisen. Diese große Änderung kann nur über lange Zeiträume stattfinden, so daß hohe Anforderungen an die langfristige Erhaltung des verwendeten Tracers gestellt werden müssen. Potentielle Temperatur und potentielle Vorticity sind nur bei adiabatischer Bewegung Erhaltungsgrößen, so daß ihre Verwendung über lange Zeiträume fragwürdig ist⁽²²⁾. In Frage kommende chemische Tracer wurden bisher nur an zu wenigen Orten gemessen, als daß sich daraus Ozonabbauraten mit geringen Fehlern bestimmen ließen.

Mit beiden Methoden ist es bisher nicht gelungen, ein detailliertes Bild der Ozonabbaurate zu erhalten.

Angesichts der großen Zahl von Ozonsondenaufstiegen während der EASOE-Kampagne bietet sich für den Winter 91/92 erstmalig die Möglichkeit, Ozonabbauraten innerhalb bewegter Luftpakete in quasi-Lagrangescher Formulierung zu bestimmen.

Um in einem Luftpaket die mittlere Ozonabbaurate zu erhalten, muß zu zwei verschiedenen Zeiten eine Aussage über das mittlere Ozonmischungsverhältnis im Paket vorliegen. Das Problem liegt nun darin, solche Luftpakete herauszufinden, in denen zu zwei verschiedenen Zeitpunkten Ozonmessungen stattgefunden haben. Das Auffinden dieser Luftpakete, indem ihre Bewegung in der atmosphärischen Zirkulation verfolgt wird, bildet den Hauptbestandteil der vorliegenden Arbeit.

Sind die Pakete identifiziert, wird das punktuell gemessene Ozonmischungsverhältnis als mittleres Ozonmischungsverhältnis in dem Paket angenommen. Die Differenz zwischen dem mittleren und dem von der Sonde gemessenen Ozonmischungsverhältnis ist gerade $\{O_3\}'$ am Ort der Sondenmessung. Der Fehler, der durch die Vernachlässigung dieses $\{O_3\}'$ entsteht, ist rein statistischer Natur, da das mittlere $\{O_3\}'$ im Paket definitionsgemäß Null ist (Gl. 5.3 und 5.2).

Die Genauigkeit dieser Methode nimmt mit der Größe der Luftpakete ab, da die Streuung der (...) Größen im Paket dann zunimmt. Daraus folgt ein Anwachsen des Diffusionsterms und als wesentliche Fehlerquelle eine zunehmende Differenz zwischen den beiden Ozonmessungen aufgrund der Tatsache, daß an unterschiedlichen Stellen im Paket gemessen wurde. Eine Obergrenze für den räumlichen Abstand der beiden Ozonmessungen innerhalb des Pakets wird durch die Summe der beiden Abstände zum Mittelpunkt des Pakets gegeben. (In quasi-Lagrangescher Betrachtungsweise ist der räumliche Abstand der beiden Ozonmessungen wohl definiert, obwohl sie zu unterschiedlichen Zeiten stattfinden.) Es muß untersucht werden, wie groß diese Abstandssumme sein darf, um noch Ergebnisse mit vertretbarer Streuung zu erhalten.

6.2 Bewegung der Luftpakete

Die Luftpakete befinden sich in der stratosphärischen Strömung in permanenter Bewegung, sowohl in vertikaler als auch in horizontaler Richtung. Um die Luftpakete herauszufinden, in denen mehr als eine Ozonmessung stattgefunden hat, muß die Bahn dieser Pakete bekannt sein.

6.2.1 Vertikale Bewegung

Wegen der bereits erwähnten extrem stabilen Schichtung in der Stratosphäre kommen im Bereich der Ozonschicht keine turbulenten, auf Konvektion beruhenden, vertikalen Strömungen vor. Trotzdem kommt es natürlich auch in der Stratosphäre zu großräumigen Hebungen und Senkungen, die in der Regel vom troposphärischen Wettergeschehen, das die Höhe der Tropopause beeinflusst, gesteuert werden. Diese Hebungen können Amplituden um 3000 m haben⁽²³⁾.

6.2.1.1 Trockenadiabatische Näherung

Um diese vertikale Bewegung zu verfolgen, nutzt man aus, daß sich trockene Luft im wesentlichen wie ein ideales Gas verhält.

Das bedeutet, daß die potentielle Temperatur eines Luftvolumens bei trockenadiabatischen Vorgängen erhalten bleibt. Die potentielle Temperatur ist definiert als die Temperatur, die ein Luftvolumen annähme, wenn es adiabatisch auf 1000 hPa komprimiert würde. Daraus ergibt sich als Formel für die potentielle Temperatur⁽²⁴⁾:

$$\Theta := T \cdot \left(\frac{1000 \text{ hPa}}{p} \right)^\kappa \quad (6.1)$$

T:= Lufttemperatur

p:=Luftdruck

$\kappa := \frac{R}{c_p} \approx 0,286$ für trockene Luft

R := Gaskonstante $\approx 287 \frac{\text{J}}{\text{K} \cdot \text{kg}}$

c_p := spezifische Wärme bei konstantem Druck

Das Höhenprofil der potentiellen Temperatur gibt die Stabilität der Schichtung an. Nimmt die potentielle Temperatur mit der Höhe zu, so ist die Schichtung stabil. Bei den Gegebenheiten in der Stratosphäre nimmt die potentielle Temperatur also streng monoton mit der Höhe zu. Das heißt, daß man für jede vertikale Luftsäule eine eindeutige Zuordnung von geometrischer Höhe zu potentieller Temperatur treffen kann. Die Flächen gleicher potentieller Temperatur (sie sind identisch mit den Isentropenflächen) sind somit ungefaltet übereinander angeordnet. Solange die Bewegung adiabatisch verläuft, verlassen Luftvolumina ihr potentielles Temperaturniveau nicht. Wird als vertikale Achse des Koordinatensystems statt der Höhe die potentielle Temperatur gewählt, findet in den neuen Koordinaten nahezu keine vertikale Bewegung statt.

Die Ozonsonden messen immer auch Luftdruck und Lufttemperatur, so daß es möglich ist, die potentielle Temperatur zu jeder Ozonmessung zu bestimmen.

6.2.1.2 Berücksichtigung diabatischer Temperaturänderung

Liegen die Ozonmessungen, aus denen die Ozonabbaurate bestimmt werden soll, einige Tage auseinander, macht man einen nicht zu vernachlässigenden Fehler, wenn man die

Bewegung des Luftpakets als adiabatisch annimmt. Der Austausch von Wärmeenergie durch Wärmeleitung kann zwar auch dann noch vernachlässigt werden, aber strahlungsbedingter Wärmeaustausch muß berücksichtigt werden.

Weiterhin verhält sich Luft nicht exakt wie ein ideales Gas. Zunächst kann es bei Temperaturänderungen zu Phasenübergängen kommen. Anders als in der Troposphäre findet zwar wegen der extremen Trockenheit keine Kondensation von Wasserdampf statt, aber die bereits erwähnte Kondensation von NAT ist möglich. Außerdem laufen chemische Reaktionen ab, die Wärme produzieren und verbrauchen können.

Die strahlungsbedingten diabatischen Temperaturänderungsraten (hier kurz Cooling-Raten genannt, sie geben die Änderung der potentiellen Temperatur an, welche nach Gleichung 6.1 je nach Druck etwa doppelt so groß ist wie die diabatische Änderung der Temperatur) wurden für den Zeitraum von Anfang Januar bis Ende Februar 1992 an der Universität Cambridge von Neill Harris und Diana Lucic mit dem UK Universities' Global Atmospheric Modelling Programme (UGAMP) berechnet. Das Modell ist ein globales 3D Zirkulationsmodell, welches Gasphasenchemie detailliert und heterogene Chemie grob beinhaltet. Für die Berechnung der Cooling-Rate wurde es mit einer Auflösung von $5,5^\circ \times 11,25^\circ \times 19$ Höhenstufen in ca. 1000 m Abstand eingesetzt. Eine Beschreibung der verwendeten Strahlungstransportroutine wird bei Morcrette⁽²⁵⁾ gegeben. Das Modell wurde alle sechs Tage mit beobachteten meteorologischen Daten neu initialisiert. Der erste Tag der Modellrechnung wurde jeweils nicht verwendet, um Einschwingvorgänge abzuwarten. Viermal pro Tag wurden die aktuellen Cooling-Raten extrahiert und in 3D-Karten abgespeichert. Dieser Datensatz wurde zur diabatischen Korrektur der vertikalen Verfolgung der Luftpakete verwendet, so daß auch die langsame Bewegung der Pakete senkrecht zu den Isentropen berücksichtigt wurde.

6.2.2 Horizontale Bewegung

6.2.2.1 Trajektorien

Die Trajektorien der Luftpakete in den Isentropen können aus dem Windfeld der Atmosphäre gewonnen werden. Das Windfeld wird täglich vom European Center for Mediumrange Weather Forecast (ECMWF) in Reading bestimmt. Am Danish Meteorologic Institute (DMI) in Kopenhagen wurden daraus von Bjørn Knudsen zu jeder EASOE Meßstation täglich in sechs potentiellen Temperaturniveaus (Tab. 6.1) Trajektorien be-

rechnet, die die Herkunft der Luftpakete angeben. Sie enden jeweils um 12 Uhr GMT senkrecht über der Station. Die Trajektorien geben den Ort der Luftpakete alle zwei Stunden an und reichen 240 Stunden zurück. Ein Beispiel für solch einen Satz von sechs Trajektorien ist in Abb. 6.1 dargestellt.

Pot. Temperatur [Kelvin]	mittlere Höhe [m]	mittlerer Druck [hPa]
350	11800	185
380	13700	140
400	15000	114
475	19000	63
550	22200	39
700	27000	19

Tab 6.1 : Standardniveaus für die Trajektorien

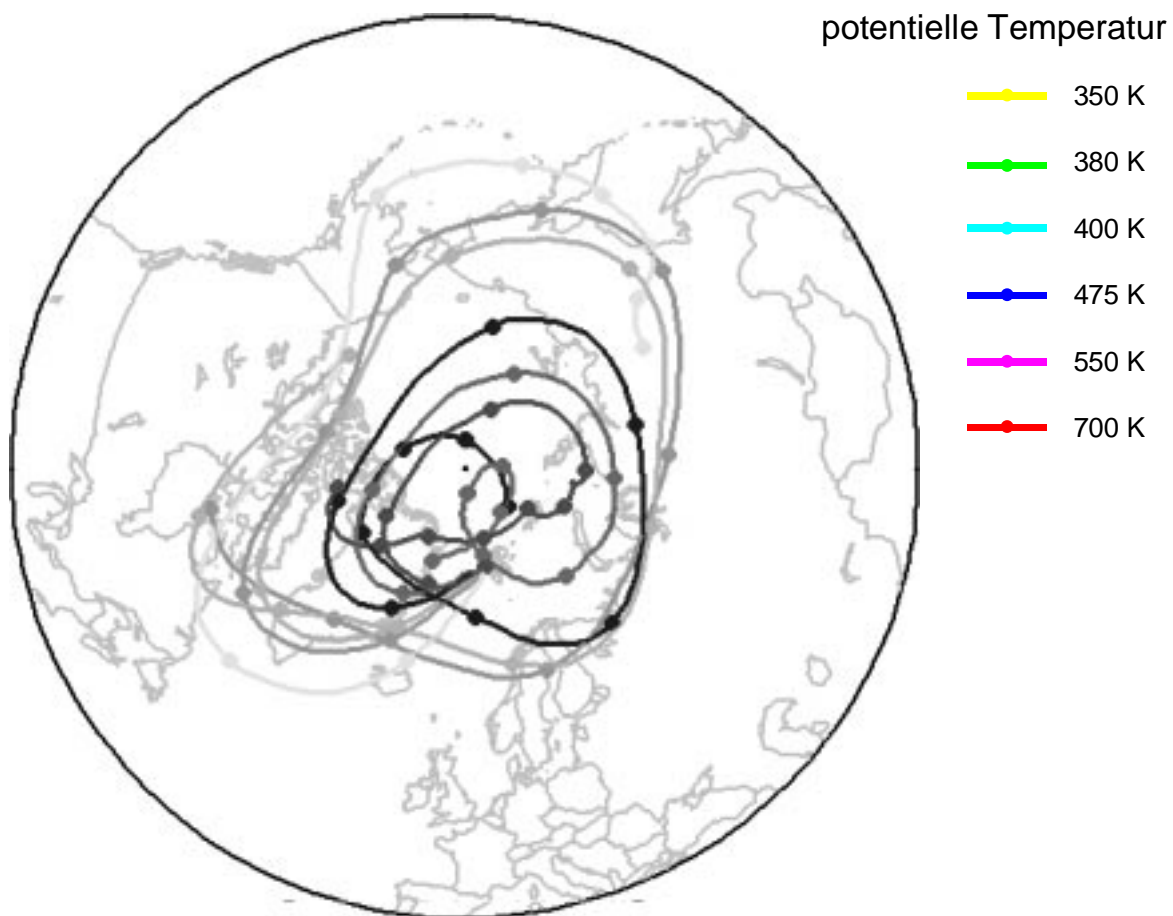


Abb. 6.1: Trajektorien zu dem Ozonsondenstart am 1.1.92 von Ny Ålesund. Die Markierungen geben den Ort der Trajektorie jeweils um 12 Uhr GMT, also in 24stündigem Abstand, an.

In dem Windfeld, aus dem die Trajektorien berechnet werden, ist bereits eine räumliche Mittelung des tatsächlichen Windfeldes durch die begrenzte Auflösung vorgenommen. Der horizontale Abstand der Gitterpunkte des Windfeldes beträgt $1,5^\circ$. Die Größenordnung für den Mittelungsbereich sollte also bei wenigen hundert Kilometern liegen. Das ist gleichzeitig die Größe der Luftpakete, deren Bahn die hier verwendeten Trajektorien angeben. Werden Pakete anderer Größe betrachtet, bewegen diese sich auf einer etwas anderen Bahn. Hier wird davon ausgegangen, daß die Trajektorien von Luftpaketen mit Größen von 100 - 1000 km sich nicht sehr wesentlich unterscheiden.

6.2.2.2 Genauigkeit der Trajektorien

Nach Bjørn Knudsen⁽²⁶⁾ wird der Fehler der Trajektorien im Wesentlichen durch die Interpolation beim Integrieren des Geschwindigkeitsfelds verursacht. Er stellt fest, daß der daraus resultierende Trajektorienfehler von der Divergenz und 'Deformation' des Windfelds abhängt. Um diese Größen zu quantifizieren, hat er die zeitliche Entwicklung des Abstands je zweier Trajektorien betrachtet, die auf gleicher geographischer Länge in einem Abstand von 3° Breite starten.

Er kommt zu dem Schluß, daß die Trajektorien außerhalb des Vortex etwa doppelt so schnell auseinanderdriften wie innerhalb. Innerhalb des Vortex sollten die Trajektorien also wesentlich genauer sein.

Die quantitative Größe des Fehlers konnte nur in einem Fall untersucht werden, in dem das Driften eines großen Stratosphärenballons knapp zwei Tage im Windfeld verfolgt werden konnte. Ein Problem bei einem solchen Vergleich ist, daß ein Ballon sich nicht auf potentiellen Temperaturflächen bewegt. Für diesen einen Fall betrug die Differenz zwischen Ballonpfad und Trajektorie etwa 8% der zurückgelegten Entfernung.

Eine absolute Angabe des Fehlers der Trajektorien kann bisher nicht gemacht werden. Es bietet sich jedoch die Entwicklung der potentiellen Vorticity entlang der Trajektorie an, um ungenauere Trajektorien zu erkennen. Die potentielle Vorticity ist für adiabatische Strömungen eine Erhaltungsgröße im Lagrangeschen Sinn (also für ein infinitesimales Luftvolumen). Von dem Diffusionsterm abgesehen bleibt sie also auch in einem größeren Luftpaket über Zeiträume erhalten, in denen die Bewegung als adiabatisch betrachtet werden kann. Eine besonders große Änderung der potentiellen Vorticity im Paket deutet auf eine ungenaue Trajektorie, besonders große Diffusion oder besonders ausgeprägte diabatische Effekte hin und kennzeichnet somit Luftpakete, die nicht sinnvoll ausgewertet werden können (siehe Abschnitt 6.7).

6.3 Treffer in den Standard-Isentropen

Die Fälle, in denen innerhalb eines Luftpakets zweimal eine Ozonmessung stattgefunden hat, werden hier Treffer genannt. Ohne zunächst Kenntnis von der erlaubten Größe eines Luftpakets zu haben, wurden alle Treffer innerhalb von Luftpaketen gesucht, die einen horizontalen Radius von 1000 km haben. In der Vertikalen kann das Luftpaket als beliebig flach angesehen werden, ohne die Anzahl der Treffer zu verringern, da durch eine Interpolation über die Daten der Ozonsonde zu jeder Höhe das Ozonmischungsverhältnis berechnet werden kann. Damit der Interpolationsfehler nicht zu groß wird, wird später die für eine Interpolation erlaubte Lücke in den Sondendaten eingeschränkt (siehe Abschnitt 6.7).

Ein kleiner Teil der prinzipiell im Verlauf der EASOE-Kampagne aufgetretenen Treffer wird gefunden, indem die gegebenen sechs Trajektorien pro Sondenaufstieg, insgesamt etwa 6000, verfolgt werden und dabei ermittelt wird, ob in der 1000 km - Umgebung der Trajektorie zum passenden Zeitpunkt eine weitere Ozonmessung stattgefunden hat.

Dabei wurde in zwei Schritten vorgegangen:*

Zunächst wurde die Trajektorie Punkt für Punkt verfolgt und dabei überprüft, ob in der 1000 km-Umgebung des Punktes eine weitere Sondenstation liegt. War das der Fall, so wurde in der Liste der Sondenaufstiege ermittelt, ob an dem Tag, zu dem das Luftvolumen die Station überflogen hatte, dort eine Sonde gestartet wurde. Wenn ein Start gefunden wurde, fand ein Vermerk des möglichen Treffers in einem File statt. Eine Routine sorgte dafür, daß ein möglicher Treffer nicht doppelt vermerkt wurde.

Da mit 1000 km ein Umgebungsradius gewählt wurde, der weit über der letztlich verwendeten Größe der Luftpakete liegt, wurden von diesem ersten Schritt zuverlässig alle Fälle gefunden, die für einen Treffer in Frage kommen, obwohl hier noch nicht berücksichtigt wurde, daß die Sonden während des Aufstiegs abtreiben (maximal etwa 150 km) und

* Die Berechnungen dieser Arbeit wurden zum größten Teil auf einem tragbaren PC durchgeführt. Rechenintensive Aufgaben wurden normalerweise auf der VAX des Alfred-Wegener-Instituts in Bremerhaven gerechnet. Einige datenintensive Aufgaben wurden direkt auf der EASOE-Datenbasis ZARDOZ (siehe Abschnitt 3.1) in Oslo gerechnet und ein paar kleinere Umformatierungen wurden auch auf der VAX der Gesellschaft für Wissenschaftliche Datenverarbeitung Göttingen (GWDG) durchgeführt. Die Datenübertragung zwischen Göttingen und Bremerhaven erfolgte über INTERNET, die zwischen Bremerhaven und Oslo über Datex-P. Die Verbindung von Göttingen nach Oslo lief für eilige Übertragungen über Bremerhaven (mit dem Vorteil der schnellen Datex-P Leitung von dort nach Oslo), oder sonst direkt per langsamen INTERNET nach Oslo. Die Übertragungen PC / VAX erfolgten sowohl in Bremerhaven als auch in Göttingen jeweils über einen weiteren PC, welcher mit einem Local Area Network (LAN) mit der VAX verbunden war, und mit einem seriellen Nullmodemkabel mit dem tragbaren PC kommunizieren konnte. In Göttingen bestand weiterhin die Möglichkeit einer Telefonmodemverbindung zur VAX.

keine Interpolation zwischen den Punkten der Trajektorie (Abstand maximal etwa 300 km) durchgeführt wurde.

Im zweiten Schritt wurde für jeden der oben gefundenen Fälle die Zeit bestimmt, zu der die Sonde das potentielle Temperaturniveau der Trajektorie durchflogen hat. Dabei wurde zwischen den Meßpunkten im Sondenfile linear interpoliert. Der genaue Ort der Trajektorie zu dieser Zeit wurde durch Interpolation zwischen den Punkten des Trajektorienfiles bestimmt. Es wurde jeweils entlang der Großkreisverbindung zweier Punkte auf der Erdoberfläche interpoliert (siehe Anhang II). Der Ort der Ozonsonde in dem potentiellen Temperaturniveau der Trajektorie wurde aus den 'Norm-Files' (diese enthalten die zuvor berechnete Abdrift der Sonde, siehe Anhang V) eingelesen. Schließlich wurde der Großkreisabstand zwischen dem Ort der Sonde und dem Ort der Trajektorie berechnet. Dieser Abstand wird hier Trefferradius genannt.

Für den Endpunkt der Trajektorie wurde im wesentlichen das gleiche Verfahren angewendet. Der einzige Unterschied ist: Erreichte die Sonde das potentielle Temperaturniveau erst nach 12 Uhr GMT, also nach dem Ende der Trajektorie, so wurde der Ort des Luftvolumens durch Extrapolation entlang eines Großkreises (siehe Anhang II) durch die letzten beiden Trajektorienpunkte bestimmt.

Lag der Trefferradius sowohl bei der ersten Messung (=: Messung A) als auch bei der zweiten Messung (=: Messung B) unter 1000 km, wurde der Treffer in einem File namens 'Treffer-File' vermerkt.

In der Abbildung 6.2 sind die Verhältnisse an einem Beispiel dargestellt. Um eine übersichtliche Darstellung zu ermöglichen, wurde ein Beispiel gewählt, bei dem die Trefferradien verhältnismäßig groß sind. In der Auswertung wurden letztlich nur Treffer mit wesentlich kleineren Trefferradien verwendet (siehe Abschnitt 6.7.2).

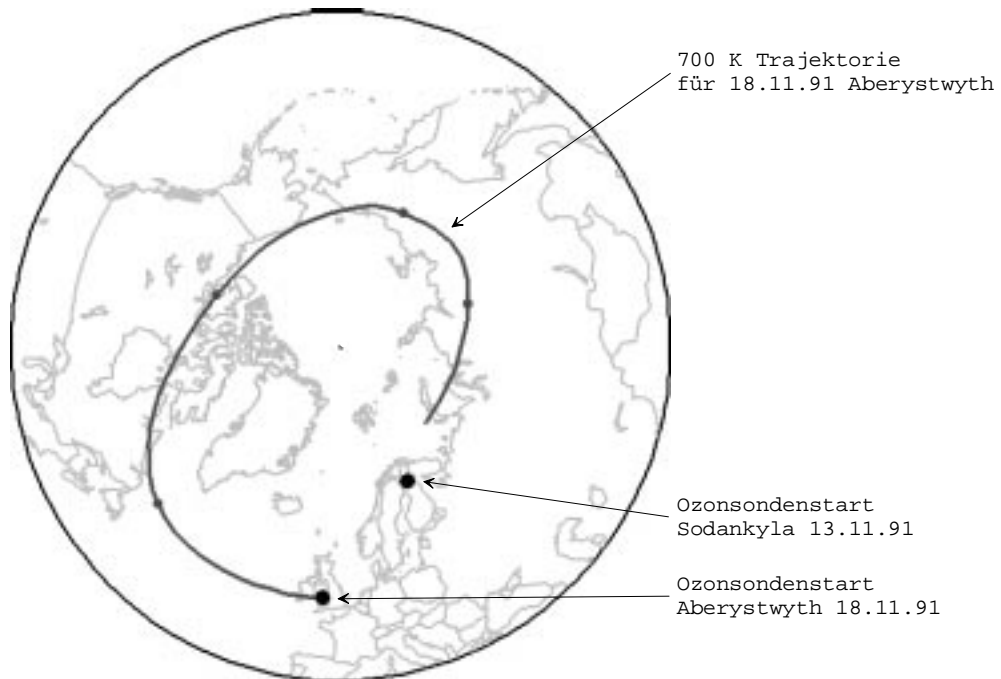


Abb. 6.2a: Übersicht über den Treffer 13.11.91 Sodankyla - 18.11.91 Aberystwyth im 700 K Niveau. Dargestellt ist die Trajektorie des Luftpakets in dem Zeitabschnitt zwischen den beiden Ozonmessungen. Die Markierungspunkte auf der Trajektorie geben den Ort des Luftpakets jeweils um 12 Uhr GMT an.

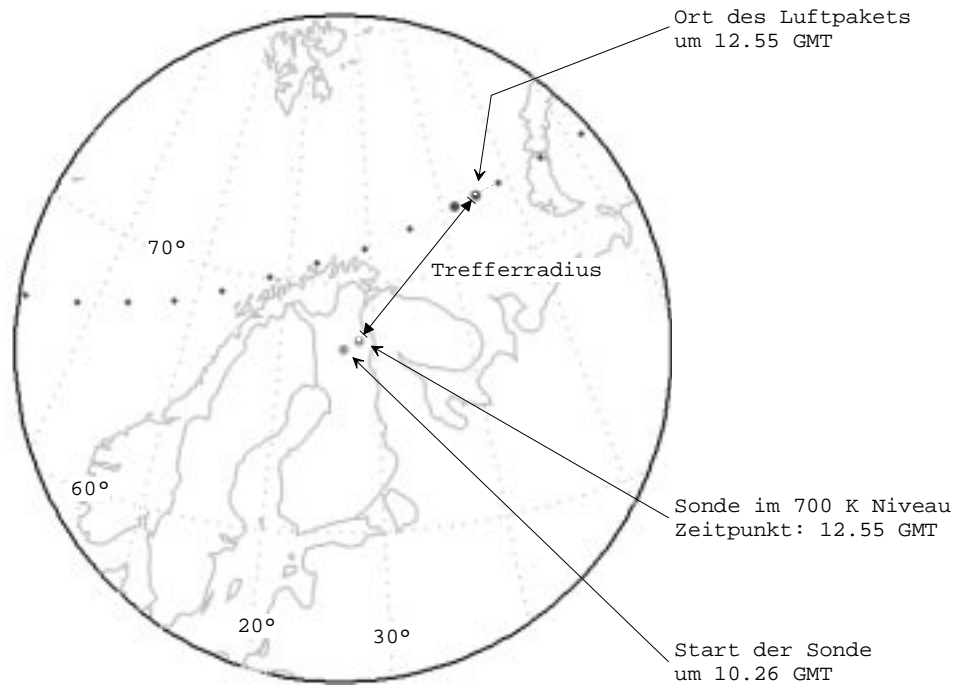


Abb. 6.2b: Verhältnisse am Punkt A des Treffers. Die Punkte des Trajektorienfiles sind rot eingezeichnet. Die Interpolation zwischen den Trajektorienpunkten ist als gestrichelte Linie dargestellt.

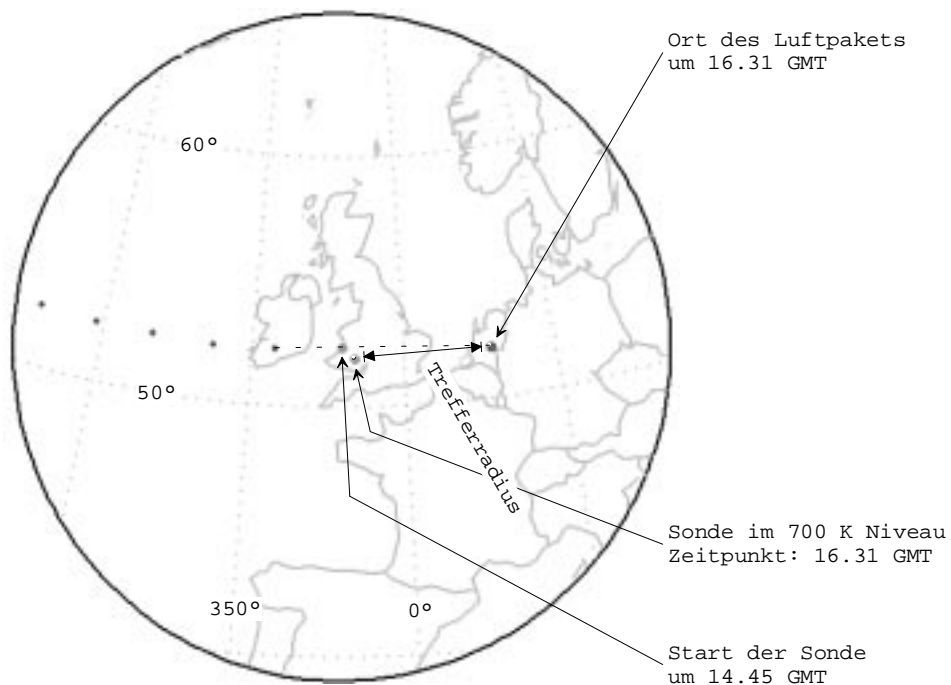


Abb. 6.2c: Verhältnisse am Punkt B des Treffers. Die Punkte des Trajektorienfiles sind rot eingezeichnet. Die Extrapolation über die Trajektorie hinaus ist als gestrichelte Linie dargestellt.

6.4 Trefferoptimierung

Mit der bisher beschriebenen Methode wird nur der kleine Teil der tatsächlich vorhandenen Treffer gefunden, der in den Standard-Isentropen stattgefunden hat. Es gibt natürlich viele weitere Treffer in anderen potentiellen Temperaturniveaus.

Wenn jede Sonde die Luftsäule, die sie durchfliegt, markieren würde (mit einer Substanz, die sich nach 240 Stunden wieder auflöst), dann wären alle die Fälle Treffer, bei denen eine andere Sonde einer so markierten, sich fortbewegenden und verformenden Luftsäule näher als der geforderte Trefferradius käme. Das potentielle Temperaturniveau der nächsten Annäherung der Sonde an die markierte Luftsäule wird hier optimales Niveau, die dazu gehörende geometrische Höhe optimale Höhe und der Trefferradius optimaler Radius genannt.

Es wurde ein Verfahren entwickelt, das durch geeignete Interpolation aus den vorhandenen Trajektorien für jede Kombination aus zwei Sondenaufstiegen, die in einem zeitlichen Abstand von weniger als 150 Stunden stattgefunden haben, dieses optimale Niveau abschätzt. Für alle Fälle, in denen der optimale Radius unter 250 Kilometern lag, wurde in dem geschätzten optimalen Niveau eine neue Trajektorie gerechnet. Diese neue Trajektorie wurde von Bjørn Knudsen aus den originalen Windfeldern und mit dem gleichen Programm berechnet, mit dem auch die Trajektorien in den Standardniveaus berechnet wurden. Als Endpunkt der Trajektorie wurde allerdings diesmal der tatsächliche Ort der zweiten Sonde in dem optimalen Niveau gewählt. Dieser unterscheidet sich von dem Startort durch die Abdrift der Sonde (Anhang V). Die Treffer, die sich aus diesen neuen Trajektorien ergeben haben, wurden ebenfalls in das 'Treffer-File' aufgenommen.

6.4.1 Interpolation von Trajektorien

Wellen in der unteren Stratosphäre werden hauptsächlich durch starke troposphärische Störungen angetrieben, die sich bis in die Stratosphäre durchsetzen. Störungen in der unteren Stratosphäre selbst (wie z.B. unterschiedliche Absorption von Strahlung) sind wesentlich schwächer ausgeprägt, und die durch sie angeregten Wellen haben wesentlich kleinere Amplituden. Zwar regen die sich aufwärts ausbreitenden Wellen aufgrund einiger nichtlinearer Effekte auch in situ höhere Wellenzahlen an⁽²⁰⁾, insgesamt herrschen jedoch trotzdem Wellen mit Wellenzahlen kleiner gleich drei vor⁽²⁷⁾. Für die Luftströmung bedeutet dies, daß sie in allen Höhen der unteren Stratosphäre im wesentli-

chen auf den gleichen antreibenden großräumigen Störungen beruht. Somit ist die Annahme sinnvoll, daß die Form der Trajektorien in verschiedenen benachbarten Höhen ähnlich ist. Die berechneten Trajektorien bestätigen dies (Abb. 6.1). Es ist also in den sechs berechneten Trajektorien auch Information über die Form der Trajektorien in Zwischenhöhen vorhanden.

In den Trajektorienfiles sind zu verschiedenen festen potentiellen Temperaturen Θ_i , $i=1..6$, und zu vielen Zeiten t_j , $j=1..120$ h, geographische Länge und Breite $(L,B)_{ij} := (L(\Theta_i, t_j), B(\Theta_i, t_j))$ der i -Luftpakete gegeben. Die Trajektorienbildung ist also eine Abbildung (hier Traj genannt) des (Θ, t) -Raumes in den (L, B) -Raum. Die Abbildung $\text{Traj}(\Theta, t)$ bildet den ganzen Bereich des (Θ, t) -Raums mit $t \in [0h, 240h]$ und $\Theta \in [350K, 700K]$ in den (L, B) -Raum ab. Es sind aber zunächst nur von den wenigen Punkten (Θ_i, t_j) die Bildpunkte $(L, B)_{ij}$ berechnet (Abb. 6.3).

Weiterhin gibt es eine in der Stratosphäre eindeutige Funktion Pot , die jeder Höhe h eine potentielle Temperatur Θ zuordnet (Abschnitt 6.2.1 und Abb. 6.3). In die Funktion Pot gehen Temperatur und Luftdruck in der Höhe h ein. Sie ist also nur jeweils in der Umgebung eines Sondenaufstiegs bekannt.

Schließlich stellt noch jede Kartenprojektion eine umkehrbare Abbildung Proj des (L, B) -Raumes in eine Ebene mit den Koordinaten (x, y) dar (Abb 6.3).

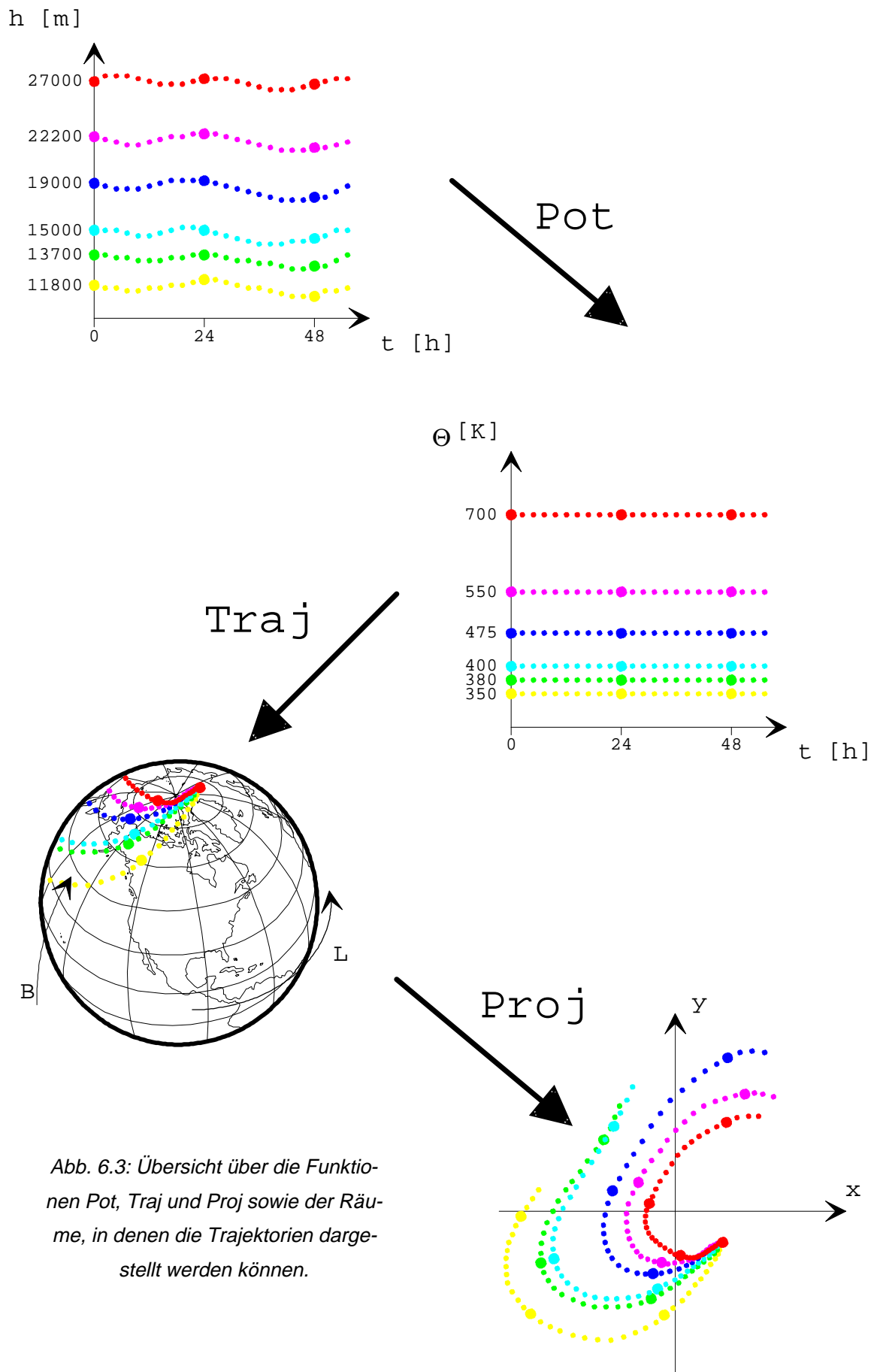


Abb. 6.3: Übersicht über die Funktionen Pot, Traj und Proj sowie der Räume, in denen die Trajektorien dargestellt werden können.

6.4.1.1 Spline-Interpolation zu festen Zeitpunkten t_0

Sollen mittels einer Interpolation für weitere Punkte des (Θ, t) -Raums die Bildpunkte im (L, B) -Raum bestimmt werden, so liegt es zunächst nahe, zwischen Punkten zu interpolieren, die im (Θ, t) -Raum möglichst eng benachbart liegen und deren Bilder im (L, B) -Raum bekannt sind. Das führt dazu, daß senkrechte Verbindungslinien zwischen jeweils sechs Punkten (Θ_i, t_0) , $i=1..6$ im (Θ, t) -Diagramm in das (L, B) -Diagramm abgebildet werden. Die Bildlinien geben dann also zu einem festen Zeitpunkt t_0 die interpolierten Orte der Luftpakete in den verschiedenen Θ -Niveaus an. Wie sich in diesem Abschnitt herausstellen wird, liefert diese Methode Interpolationen, die mit sehr großen Fehlern behaftet sind. Aus diesem Grund wird im nächsten Abschnitt eine erfolgreichere Interpolationsmethode entwickelt.

Anstatt die sechs Bildpunkte $(L, B)_i$ linear zu verbinden, soll eine Spline-Interpolation angewendet werden, um höhere Ordnungen der Abbildung besser zu berücksichtigen. Da diese in der sphärischen Geometrie der Erdoberfläche nur mit hohem Aufwand möglich ist, wird der (L, B) -Raum vorher noch in die (x, y) -Ebene projiziert. Für diese erste Untersuchung wurde dafür eine polar stereographische Projektion (Anhang III) verwendet. Die sechs Punkte des (Θ, t) -Diagramms liefern also sechs bekannte Punkte $(x_i(\Theta_i, t_0), y_i(\Theta_i, t_0))$, aus denen mittels eines Splines die Parameterdarstellung $(x(\Theta, t_0), y(\Theta, t_0))$ einer Kurve in der (x, y) -Ebene gewonnen werden soll. Bei vertikalen Interpolationen im Strömungsfeld der Atmosphäre ist die potentielle Temperatur als Parameter jedoch ungeeignet. Am sinnvollsten ist die sogenannte $\log(p)$ -Höhe⁽²⁸⁾, die nahezu mit der geometrischen Höhe übereinstimmt. Somit werden vor der Interpolation noch die Θ_i in h_i umgerechnet. Da es hier zunächst nur um eine Untersuchung auf die allgemeine Tauglichkeit des Interpolationsverfahrens geht, wird für diese Umrechnung die Funktion Pot , die aus dem Sondenaufstieg am Ende der Trajektorien resultiert und eigentlich auch nur dort gültig ist, verwendet: $h_i = Pot^{-1}(\Theta_i)$. Die so gewonnene Darstellung $(x_i(h_i, t_0), y_i(h_i, t_0))$ wird durch je ein Spline für x und y zu der endgültigen Kurve $(x(h, t_0), y(h, t_0))$ ergänzt (Abb. 6.4).

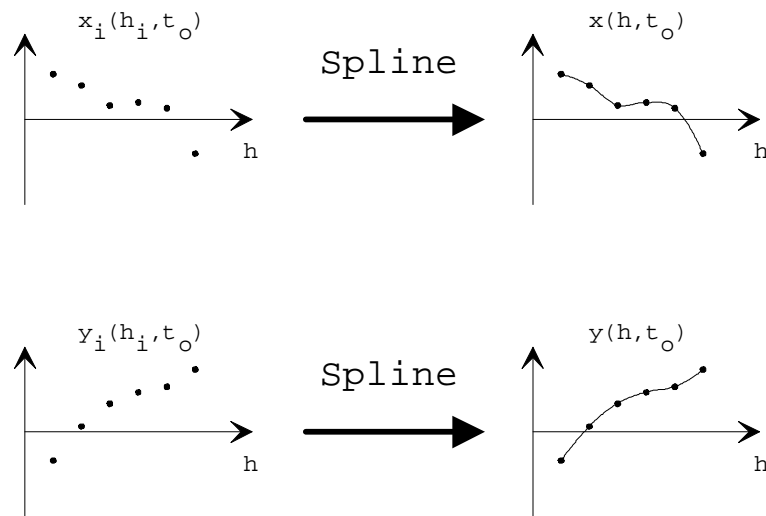


Abb 6.4: Veranschaulichung des Spline-Verfahrens zur Vervollständigung einer ebenen Kurve, die in Parameterdarstellung mit dem Parameter h gegeben ist.

Abbildung 6.5 zeigt Linien, die auf diese Weise für fünf unterschiedliche Zeiten t_0 gewonnen wurden. Es wird deutlich, daß solche Linien, die konstante Zeiten repräsentieren, im (x,y) -Raum einen sehr stark gekrümmten Verlauf haben. Die Abbildung Traj hat offensichtlich die Eigenschaft, Vertikalen im (Θ,t) -Raum sehr stark nicht-linear abzubilden. Der Fehler einer Interpolation ist dadurch besonders groß.



Abb 6.5: Darstellung einiger durch Splineinterpolation bestimmter Raumkurven, die die Orte der Luftpakete für alle Höhen zu verschiedenen festen Zeitpunkten t_0 angeben, am Beispiel der Trajektorien zum Sondenaufstieg 1.1.'92 in Ny Ålesund. Die Farbzuordnung der Trajektorien siehe bei Abb 6.1. Die Projektionen der fünf Raumkurven in die (x,y) -Ebene sind schwarz eingezeichnet.

Abbildung 6.8 zeigt dies besonders deutlich. Es wurde dort eine gemittelte Trajektorie bestimmt, indem für alle in dem Trajektorienfile gegebenen Zeitpunkte t_j die oben beschriebene Interpolation durchgeführt wurde und dann von den vielen Spline-Kurven $(x(h,t_j), y(h,t_j))$ jeweils die Punkte, die zu einem festen Zwischenniveau $\Theta_0 = \text{Pot}(h_0)$ gehören, verbunden wurden. Der Verlauf der gemittelten Trajektorie (Θ_0, t_j) kann den wahren Verlauf der Trajektorie in der Zwischenhöhe nicht annähernd vorhersagen (Abb. 6.8).

6.4.1.2 Spline-Interpolation entlang von Funktionen $t(h)$

Es ist also notwendig, eine andere Methode der Interpolation zu wählen. Da der Fehler durch die starke Nichtlinearität der Funktionen $x(h, t_0)$ und $y(h, t_0)$ verursacht wird, sollen in diesem Abschnitt Funktionen $t(h)$ verwendet werden. Sie sollen so gewählt werden, daß die Funktionen $x(h, t(h))$ und $y(h, t(h))$ möglichst linear verlaufen und die Punkte $(x_i, y_i) = (x(h, t(h_i)), y(h, t(h_i)))$, $h_i = \text{Pot}^{-1}(\Theta_i)$, $i=1..6$ möglichst dicht benachbart liegen. Es wird dann ein Spline durch die (x_i, y_i) gelegt, der h als Parameter mit den bekannten Stützpunkten h_i verwendet.

Es wird nun nach Trajektorienpunkten im (x, y) -Diagramm gesucht, deren Verbindungslinien obige Bedingungen erfüllen. Dabei sollte auch der Verlauf der Verbindungen der Urbilder dieser Punkte im (h, t) -Diagramm die gleichen Bedingungen erfüllen, da für die Zuordnung der interpolierten (x, y) zu h auch die Kurve $h(t)$ mittels Spline interpoliert werden muß. Die hier vorgestellte Lösung erhebt nicht den Anspruch, diejenigen Punkte zu liefern, die die exakten Lösungen (falls existent) dieser Optimierungsaufgabe darstellen, aber sie hat sich sehr gut bewährt, um weitere Treffer aufzuspüren.

Die Linien wurden folgendermaßen bestimmt:

Die Trajektorien a und b seien benachbart (d.h. sie sollen aufeinanderfolgende Θ -Niveau haben). Die Verbindung V_i zwischen einem Punkt A auf der Trajektorie a und einem Punkt B_i , $i=1..120$, auf der Trajektorie b heiße optimal, wenn $|\alpha_i - \beta_i|$ minimal ist (Abb. 6.6). Es gibt im allgemeinen mehrere Minima, wenn i die ganze Trajektorie b durchläuft. Die k -nächste optimale Verbindung heiße diejenige mit dem kleinsten $i \geq k$.

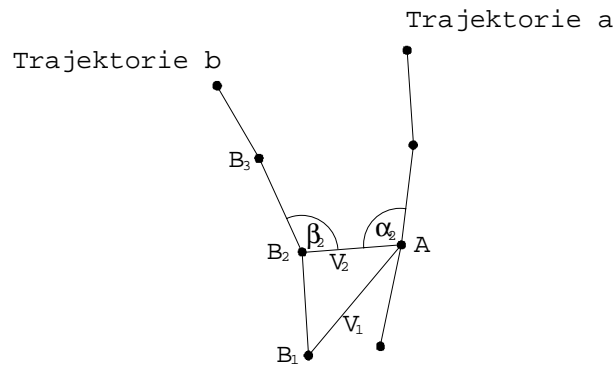


Abb. 6.6: Definition der Winkel α und β sowie der Verbindungsline V . In diesem Fall ist V_2 die optimale Verbindung.

Es wurden für jedes Paar benachbarter Trajektorien die Verbindungen bestimmt, indem vom Endpunkt der Trajektorien beginnend nacheinander für alle Punkte der Lauf-Trajektorie (in Abb. 6.6 die Trajektorie a) jeweils die k-nächste für diese Punkte optimale Verbindung gesucht wurde, wobei k der Index des jeweils zuletzt verbundenen Punktes der anderen Trajektorie ist. Welche der beiden Trajektorien zu Beginn die Lauf-Trajektorie ist, ist unerheblich. k wird zu Beginn gleich Null gesetzt. Die Lauf-Trajektorie wird immer dann gewechselt, wenn ein Punkt der anderen Trajektorie unverbunden bleiben würde. Nach dem Wechsel der Lauftrajektorie wird dann mit diesem Punkt neu gestartet. Die so durch die Trajektorien durchlaufende Verbindungsprozedur wird abgebrochen, wenn die Länge der Verbindungsline einmal 2500 km übersteigt oder der Winkel $\alpha+\beta$ größer als 320° oder kleiner als 40° wird. Diese Kriterien wurden eingeführt, da eine Interpolation zwischen Trajektorien, die zu weit voneinander entfernt sind oder in zu unterschiedliche Richtungen verlaufen, sinnlos ist. Um den Algorithmus robust gegen alle Verläufe der Trajektorien zu machen, wurden noch weitere Ergänzungen zugefügt, die z.B. ein mögliches 'Hängenbleiben' der Verbindungsprozedur in bestimmten Situationen verhindern.

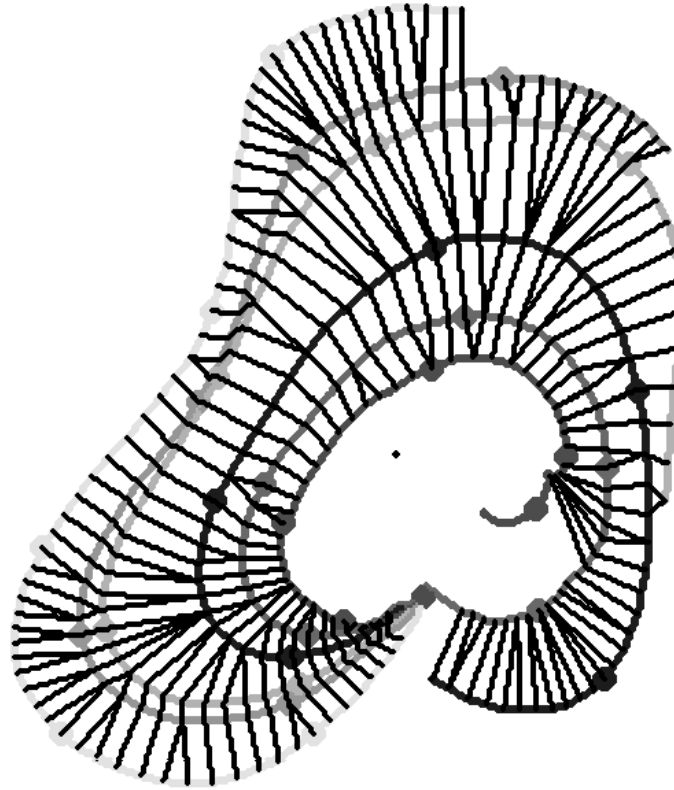


Abb. 6.7: Verbindungslinien der Trajektorienpunkte, entlang derer die Spline-Interpolation durchgeführt wurde. Das dargestellte Beispiel zeigt die Trajektorien des Sondenaufstiegs am 1.1.92 in Ny Ålesund in der üblichen Farbcodierung (siehe Abb 6.1). Die Verbindungslinien sind schwarz dargestellt.

Das Ergebnis der Verbindungsprozedur ist für ein Beispiel in Abbildung 6.7 dargestellt. Die Verbindungen zwischen zwei Punkten benachbarter Trajektorien setzen sich zu Polygonzügen, die Punkte mehrerer Trajektorien miteinander verbinden, zusammen. Verzweigt sich die Verbindung an einem Punkt, wird jeder Zweig als ein Polygonzug definiert. Dabei kann eine einzelne Verbindung zwischen zwei Punkten mehreren Polygonzügen zugehören. N sei die Anzahl der insgesamt gefundenen Polygonzüge und L_j , $j=1..N$, die Anzahl der Punkte im j -ten Polygonzug. Dabei gilt für alle j : $L_j \leq 6$. Ein einzelner Polygonzug P_j ordnet den L_j -Niveaus Θ_i , $i=1..L_j$, je einen Zeitpunkt $t_{ij}(\Theta_i)$ so zu, daß die zu den Zeitpunkten gehörenden Orte der Luftpakete $(x_{ij}(\Theta_i, t_{ij}(\Theta_i)), y_{ij}(\Theta_i, t_{ij}(\Theta_i)))$ durch ihn möglichst linear verbunden werden. Für die kommende Interpolation wird Θ_i wieder in h_i transformiert: $h_i = \text{Pot}^{-1}(\Theta_i)$. Auch hier wird zunächst für Pot noch die Funktion verwendet, die eigentlich nur für den Endpunkt der Trajektorien gültig ist. Nun werden $x_{ij}(h_i, t_{ij}(h_i))$ und $y_{ij}(h_i, t_{ij}(h_i))$ durch je einen Spline zu Kurven $x_j(h, t_{ij}(h_i))$, $y_j(h, t_{ij}(h_i))$ ergänzt. Auch $t_{ij}(h_i)$ wird mittels Spline zu $t_j(h)$ vervollständigt.

Durch dieses Vorgehen hat man von den N Kurven $t_j(h)$ im (h,t) -Raum die Bilder $(x_j(h), y_j(h))$ im (x,y) -Raum mittels Interpolation erhalten. Soll eine beliebige andere Linie vom (h,t) -Raum in den (x,y) -Raum abgebildet werden, brauchen nur die Schnittpunkte der Linie mit den $t_j(h)$ Kurven bestimmt zu werden, deren Bilder im (x,y) -Raum bekannt sind. Da der (h,t) -Raum sehr eng mit den $t_j(h)$ Kurven ausgefüllt ist, liegen die Schnittpunkte in der Regel sehr dicht beieinander, so daß die Bildpunkte dieser Schnitte im (x,y) -Raum bedenkenlos linear verbunden werden können.

Auf diese Weise kann auch mit dieser Methode wieder eine gemittelte Trajektorie berechnet werden, indem eine Horizontale des (h,t) -Raums abgebildet wird (streng genommen müßte eine Horizontale des (Θ,t) -Raumes verwendet werden, aber da die Funktion Pot über die ganze Länge der Trajektorie als konstant angenommen wurde, ist diese gleichzeitig auch im (h,t) -Diagramm horizontal). In Abbildung 6.8 ist eine so ermittelte Trajektorie der wahren Trajektorie im Zwischenniveau und einer auf die alte Methode ermittelten Trajektorie gegenübergestellt. Diese Art der Interpolation ist in der Lage, den wahren Verlauf der Trajektorie gut vorherzusagen. Sie wurde gewählt, um Treffer in den Zwischenniveaus zu suchen.

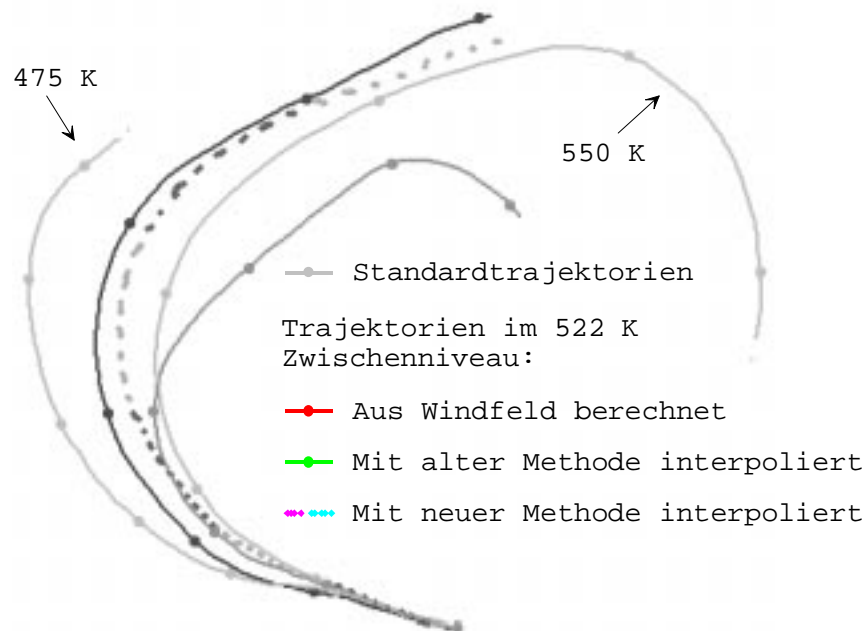


Abb. 6.8: Vergleich der Interpolationsmethoden am Beispiel der Trajektorien zum Sondenstart am 16.12.'91 in Hohenpeissenberg. Die grau gezeichneten Standardtrajektorien sind die direkten Nachbarn der interpolierten Trajektorie. Zur Interpolation wurden nicht nur diese beiden, sondern alle sechs Standardtrajektorien verwendet (siehe Text). Die rot gezeichnete Zwischentrajektorie wurde von Bjørn Knudsen mit der Originalroutine aus den Winddaten berechnet. Die grüne und die violett/blaue Trajektorie sind die mit den unterschiedlichen Methoden durch Interpolation gewonnenen Trajektorien. Das neue Interpolationsverfahren liefert die Punkte der interpolierten Trajektorie nicht in gleichen zeitlichen Abständen. Um die zeitliche Zuordnung zu verdeutlichen, wechselt die Trajektorie alle 24 Stunden die Farbe.

6.4.2 Treffersuche zwischen den Standard-Isentropen

Für alle Paare von Sondaufstiegen mit einem zeitlichen Abstand von weniger als 150 Stunden wurden für die Trajektorien, die am Ort des späteren Aufstiegs enden, die Polygone P_j , $j=1..N$ bestimmt und daraus die Kurven $t_j(h)$ interpoliert. Dabei wurde die Funktion Pot aus den Daten der Sonde A und nicht wie bisher aus den Daten des Aufstiegs, an dem die Trajektorien enden (Sonde B), verwendet. Proj wurde so gewählt, daß es

den Punkt A in den Ursprung des (x,y) -Systems legt und Entfernungen zum Ursprung sowie Winkel zwischen Geraden durch den Ursprung treu abbildet (Anhang III). Diese Wahl von Pot und Proj ist sinnvoll, da der Trefferradius am Punkt A minimiert werden soll und deswegen die Abbildungsfehler gerade am Punkt A klein sein sollen. Leider bewirkt diese Wahl, daß für jeden Satz von sechs Trajektorien die Linien $t_j(h)$ nicht nur einmal, sondern für jede weitere Sonde in der 150 Stunden Zeitspanne gesondert bestimmt werden müssen. Da dies aus Rechenzeitgründen nicht möglich war, wurde das Verfahren so abgeändert, daß zunächst eine Abschätzung des Trefferradius mit anderen Funktionen Pot und Proj erfolgte und nur Sondenpaarungen, bei denen der geschätzte Trefferradius unter 1500 km lag, genauer untersucht wurden.

Der frühere Sondaufstieg definiert im (h,t) -Diagramm eine Linie $t_s(h)=\frac{h}{v(t)}$, wobei $v(t)$ die nahezu konstante Aufstiegs geschwindigkeit der Sonde ist. Außerdem wird durch die Drift der Sonde im (L,B) -Raum die Linie $(L_s(h),B_s(h))$ definiert, deren Projektion $(x_s(h),y_s(h))$ ergibt.

Das Bild von $t_s(h)$ in der (x,y) -Ebene, welches durch das oben beschriebene Interpolationsverfahren aus den Trajektorien daten des späteren Sondaufstiegs gewonnen wird, gibt den Ort der Luftpakete, die später alle senkrecht über dem Aufstiegsort der späteren Sonde ankommen, zu den Zeiten an, in denen die frühere Sonde sich auf der gleichen Höhe des jeweiligen Pakets befindet: $(x_L(h),y_L(h)):=\text{Proj}(\text{Traj}(\text{Pot}(t_s(h))))$. Der minimale Abstand zwischen den Kurven $(x_s(h),y_s(h))$ und $(x_L(h),y_L(h))$ ist der optimale Radius. h_{opt} , bei dem der minimale Abstand erreicht wird, ist die optimale Höhe und $\Theta_{\text{opt}}=\text{Pot}(h_{\text{opt}})$ das optimale Niveau.

6.4.3 Güte des Interpolationsverfahrens

Es wurden 561 Treffer mit einem optimalen Radius kleiner als 250 km gefunden. Für diese vorhergesagten Treffer wurden neue Trajektorien vom DMI berechnet. Daraus ergab sich, daß 195 oder 35% der Fälle tatsächlich zu Treffern unter 250 km führten, und einen Umgebungsradius von 350 km erreichten sogar 268 oder 48% der Trajektorien.

6.5 Berechnung der Ozonabbaurate aus den Treffern

Wird der Diffusionsterm vernachlässigt, lautet die quasi-Lagrangesche Kontinuitätsgleichung für das Ozonmischungsverhältnis:

$$\frac{d^q}{dt^q} \overline{\{O_3\}} = \overline{D(t)} \cdot \overline{\{O_3\}} \quad (6.2)$$

Um diese DGL lösen zu können, muß eine Modellannahme über $D(t)$ gemacht werden. Hier wird ein sehr einfaches Modell verwendet, welches nur den Tagesgang von $D(t)$ grob erfaßt:

$$D(t) = D_s \cdot S(t) \quad (6.3)$$

mit

$$S(t) = \begin{cases} 1 & \text{für sonnenbeschienene Zeiten} \\ 0 & \text{für Schattenzeiten} \end{cases} \quad (6.4)$$

D_s gibt die Ozonabbaurate während sonnenbeschienener Zeiten an. Für die Dauer einer Trajektorie wird D_s hier als konstant angesehen.

Um die DGL mit diesem $D(t)$ lösen zu können, muß auf t_s transformiert werden:

$$t_s := \int_0^t S(t) \cdot dt \quad (6.5)$$

$$\frac{dt_s}{dt} = S(t)$$

Als Lösung der DGL ergibt sich dann

$$\overline{\{O_3\}} = \overline{\{O_3\}}_0 \cdot e^{\overline{D_s} \cdot t_s} \quad (6.6)$$

wie durch Einsetzen gezeigt werden kann.

Die Angaben der mittleren Mischungsverhältnisse im Paket werden nun durch die punktuellen Ozonmessungen ersetzt. Weiterhin wird die Ozonabbaurate innerhalb des Pakets als räumlich konstant angenommen. Für die beiden Ozonmessungen der Sonden ergibt sich dann nach Linearisierung von (6.6):

$$\ln(\{O_3\}_B) - \ln(\{O_3\}_A) = D_s t_s \quad (6.7)$$

Aus den vielen Messungen von Paaren ($\{O_3\}_B, \{O_3\}_A$) kann mit Gleichung (6.7) und linearer Regression D_s bestimmt werden. Dabei darf bei der Regression kein Achsenabschnitt zugelassen werden.

Weiterhin wird hier noch das Tagesmittel der Abbaurate ($\langle D \rangle$) definiert, das den über einen längeren Zeitraum aus Hell- und Dunkelzeiten gemittelten Ozonverlust angibt. Es hängt außer von D_s noch von der mittleren Tageslänge ab.

Es gilt:

$$\langle D \rangle = \left\langle \frac{\Delta t_s}{\Delta t} \right\rangle \cdot D_s \quad (6.8)$$

$\left\langle \frac{\Delta t_s}{\Delta t} \right\rangle$:= Mittleres Verhältnis von Hell- zu Gesamtzeit
im betrachteten Bereich

Dabei ist im polaren Vortex in den betrachteten Monaten $\left\langle \frac{\Delta t_s}{\Delta t} \right\rangle$ klein.

Für eine einzelne Trajektorie weicht $\frac{\Delta t_s}{\Delta t}$ im allgemeinen beträchtlich von $\left\langle \frac{\Delta t_s}{\Delta t} \right\rangle$ ab. Wird für jeden Treffer ein $\langle D \rangle$ ermittelt, indem die Kontinuitätsgleichung für ein konstantes $\langle D \rangle$ gelöst wird, sind die so für jeden Treffer erhaltenen mittleren Abbauraten schon durch die verschiedenen $\frac{\Delta t_s}{\Delta t}$ mit einer hohen Streuung behaftet.

Soll $\langle D \rangle$ bestimmt werden, ist es sinnvoller, zunächst D_s zu bestimmen und $\langle D \rangle$ daraus nach Gleichung 6.8 zu berechnen.

6.5.1 Berechnung der Sonnenscheindauern

Um D_s berechnen zu können, wird für jeden Treffer die Zeit t_s benötigt, die das Luftpaket zwischen den Messungen in der Sonne verbracht hat.

Für alle Treffer wurde für jeden Punkt der Trajektorie, der zwischen den beiden Ozonmessungen liegt, berechnet, ob er der Sonne ausgesetzt war oder im Erdschatten lag. Hierzu wurde die in Anhang IV beschriebene Methode eingesetzt. Sie berücksichtigt die Erdabplattung, die Exzentrizität der Erdbahn und grob auch die Strahlablenkung im Dichtegradienten der Atmosphäre. Daraufhin wurde die gesamte sonnenbeschienene Zeit entlang der Trajektorie aufintegriert.

6.5.2 Berechnung des sonnenbeschienenen Vortexanteils

Nach Gleichung 6.8 wird zur Berechnung von $\langle D \rangle$ die mittlere Tageslänge im betrachteten Bereich des Vortex benötigt. Aufgrund der Breitenabhängigkeit der mittleren täglichen Sonnenscheindauern ist sie von der Ausdehnung und der Lage des Bereichs abhängig. Der mittlere Anteil Sonnenzeit zu Gesamtzeit ist identisch mit dem 24-Stundenmittel des Flächenanteils des Vortex, der in der Sonne liegt.

Hier wurde dieser Anteil im 475 K Niveau für den gesamten Vortex/Vortexrand, den Vortexkern und den Vortexrand berechnet. Zur Definition der Abgrenzung dieser Bereiche siehe Tabellen 6.3 und 7.2.

Die Berechnung erfolgte mit Hilfe des vom European Center for Medium Range Weather Forecast (ECMWF) erzeugten Datensatzes der potentiellen Vorticity. Dieser ist im EASOE-Datensatz enthalten und war auf ZARDOZ zugänglich. Er enthält tägliche Karten der potentiellen Vorticity in einem $2.5^\circ \times 2.5^\circ$ Netz auf Isentropenflächen. Die Karten decken den Bereich nördlich von 30° nördlicher Breite ab.

Die Streuung der Daten erzeugt auch in niederen Breiten kleine isolierte Gebiete hoher potentieller Vorticity, die offensichtlich nicht zum Vortex gehören. Um den Fehler in der Bestimmung der Vortexfläche klein zu halten, wurden nur solche Gebiete als dem Vortex zugehörig betrachtet, die eine Längenausdehnung von mindestens 7.5° aufweisen. Durch dieses Kriterium wurden die meisten isolierten Gebiete eliminiert.

Die Fläche, die ein Gitterpunkt auf der Einheitskugel repräsentiert, ergibt sich zu:

$$\Delta A = 2.5^\circ \cdot 2.5^\circ \cdot \left(\frac{2\pi}{360^\circ} \right)^2 \cdot \cos(\beta) \quad (6.9)$$

β := geografische Breite des Gitterpunktes

Es wurde täglich für alle Gitterpunkte bestimmt, ob sie im betrachteten Vortexbereich liegen und dabei die Fläche des Bereichs aufintegriert. Zusätzlich wurde stündlich bestimmt, welche Gitterpunkte sowohl im Vortex als auch in der Sonne liegen. Dabei wurde als geometrische Höhe der Gitterpunkte die aus den Sondenaufstiegen der Stationen innerhalb des Vortex gewonnene mittlere geopotentielle Höhe des 475 K Niveaus benutzt. Diese mittlere Höhe beträgt 19400 m. Die stündlich erhaltene sonnenbeschienene Vortexfläche wurde über 24 Stunden gemittelt. Letztlich wurde täglich der Quotient aus sonnenbeschienener Vortexfläche und gesamter Vortexfläche gebildet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.2 zusammengefaßt.

Kalendertag des Jahres 1992	Sonnenanteil im Vortexkern	Sonnenanteil im Vortex/Vortexrand	Sonnenanteil im Vortexrand
1 - 7	13%	19%	28%
8 - 14	17%	23%	30%
15 - 21	18%	23%	29%
22 - 28	19%	26%	32%
29 - 35	23%	29%	33%
36 - 42	29%	33%	37%
43 - 49	37%	38%	39%
50 - 56	39%	42%	44%

Tab. 6.2: Wochenmittel der über verschiedene Vortexbereiche gemittelten Tageslängen in Prozent von 24 Stunden. Zur Definition der Vortexbereiche siehe Tabellen 6.3 und 7.2.

6.5.3 Integration der diabatischen Abkühlung

Für jeden Treffer wurde das gesamte diabatische Absinken des Luftpakets entlang der Trajektorie berechnet. Dazu wurde zu jedem zwischen den Ozonmessungen gelegenen Punkt der Trajektorie der räumlich und zeitlich nächste Gitterpunkt in den Karten der Cooling-Rate (Abschnitt 6.2.1.2) gesucht. Über die dort abgelesenen Cooling-Raten wurde die Gesamtabkühlung aufintegriert.

6.6 Das Ergebnisfile

Für alle Einträge im 'Treffer-File' wurden folgende Größen ermittelt und in ein 'Ergebnis-File' eingetragen:

-Sonnenzeit :=

die sonnenbeschienene Zeit entlang der Trajektorie zwischen den beiden Messungen.

-Vorticity, MaxVort, MinVort :=

durchschnittliche, maximale und minimale potentielle Vorticity entlang der Trajektorie zwischen den beiden Messungen. Bei der Ermittlung der beiden Extremwerte der potentiellen Vorticity wurde vorher über jeweils elf Werte des Trajektorienfiles gleitend gemittelt. Dies ist sinnvoll, da sich bei der Berechnung der potentiellen Vorticity verhältnismäßig große Fehler aufgrund der vertikalen Interpolation zwischen den Gitterpunkten des meteorologi-

schen Modells ergeben. Die vertikalen Bewegungen der in Isentropen verlaufenden Trajektorien gegenüber den in Isobaren gegebenen Gitterpunkten bewirkt, daß sich diese Fehler herausmitteln, wenn über einige Punkte der Trajektorie gemittelt wird⁽²⁹⁾.

$\{-O_3\}_A, \{O_3\}_B :=$

Ozonmischungsverhältnis der Sonde A im Θ -Niveau der Trajektorie und Ozonmischungsverhältnis der Sonde B in dem Θ -Niveau, das sich aus dem der Trajektorie und den integrierten diabatischen Abkühlungsraten ergibt. Dabei wurde zwischen den Messungen im Sondenfile linear interpoliert.

$-(\Delta\text{oben})_A, (\Delta\text{unten})_A, (\Delta\text{oben})_B, (\Delta\text{unten})_B :=$

vertikaler oberer und unterer Abstand des so interpolierten Wertes von den Meßpunkten, zwischen denen interpoliert wurde, für Sonde A und Sonde B.

$-\text{Grad}\{O_3\}_A, \text{Grad}\{O_3\}_B :=$

Differenz des maximalen und des minimalen Ozonmischungsverhältnisses in einer +/- 2K Umgebung um das eigentliche Θ -Niveau.

$-R_A, R_B :=$

Großkreisabstand zwischen Luftpaket und Sonde am Punkt A und am Punkt B.

Für die Auswertung wurden noch folgende Größen definiert:

SumRadius:= $R_A + R_B$

$\{O_3\}\text{Diff} := \frac{\{O_3\}_B - \{O_3\}_A}{\{O_3\}_A}$

VortDiff:= MaxVort - MinVort

MaxAbstand:= Maximum{
Minimum $[(\Delta\text{oben})_A, (\Delta\text{unten})_A]$,
Minimum $[(\Delta\text{oben})_B, (\Delta\text{unten})_B]$ }

MaxLücke:= Maximum{
 $[(\Delta\text{oben})_A + (\Delta\text{unten})_A], [(\Delta\text{oben})_B + (\Delta\text{unten})_B]$ }

6.7 Auswahl der verwertbaren Treffer

MaxAbstand und MaxLücke sind Parameter, die den Fehler aufgrund der vertikalen Interpolation in den Sondenfiles beschreiben. Grad $\{O_3\}$ gibt an, wie sich ein Fehler in der Bestimmung der potentiellen Temperatur bzw. der diabatischen Abkühlungsrate auf das gemessene Ozonmischungsverhältnis auswirkt. VortDiff ist ein Maß für die Abweichung der Trajektorie und einiger anderer Störeinflüsse (vgl. Abschnitt 6.2.2).

Um den Fehler der Ozonabbaurate klein zu halten, wurden nur Treffer zur Auswertung benutzt, die in diesen Parametern bestimmte Grenzwerte unterschreiten. Die Grenzwerte wurden so festgelegt, daß der statistische Fehler der Abbaurate gerade ein Minimum annimmt. Werden die Grenzwerte weiter erniedrigt, so nimmt zwar die Standardabweichung der Meßpunkte ab, aber gleichzeitig vermindert sich auch ihre Anzahl. Dies führt dann zu einem Anwachsen des Fehlers in der Ozonabbaurate.

Aus diesem Verfahren ergaben sich die Grenzen:

MaxLücke: 500 m

MaxAbstand : 200 m

MaxGrad $\{O_3\}$: 15 %

MaxVortDiff: 40 %

6.7.1 Korrelation der Ozonmessungen

Ist es mit Hilfe der Trajektorien und der diabatischen Abkühlungsraten tatsächlich gelungen, Luftpakete zu verfolgen, so sollte das trotz des eventuellen chemischen Ozonabbaus an ähnlichen Ozonmischungsverhältnissen am Punkt A und am Punkt B zu erkennen sein. Somit kann mit der Korrelation zwischen der Ozonmessung A und der Ozonmessung B untersucht werden, in welchen Bereichen diese Verfolgung möglich ist. Weiterhin kann mit der Korrelation bestimmt werden, wie groß die Luftpakete maximal sein dürfen, um noch vergleichbare Ozonmessungen zu erhalten. Bei diesen Untersuchungen wird Ozon als nahezu konservativer Tracer betrachtet.

Da Ozon in Wirklichkeit nicht inert ist, ist die Korrelation natürlich durch den unterschiedlichen chemischen Ozonabbau in den Luftpaketen gestört. Somit ist eine Korrelation von eins auch bei Abwesenheit aller statistischer Fehlerquellen (siehe Abschnitt 8.1), nicht zu erreichen. Trotzdem wird für kleine SumRadien eine hohe Korrelation erwartet, da der

Ozonabbau bei Flugzeiten unter 240 Stunden noch klein gegenüber der räumlichen Variabilität des Ozons ist.

Da das mittlere Ozonmischungsverhältnis stark Θ abhängig ist, dürfen zur Berechnung der Korrelation jeweils nur Treffer aus einer sehr dünnen Θ -Schicht verwendet werden. Ansonsten wird eine Scheinkorrelation dadurch erzeugt, daß bei einem Treffer mit kleinem Θ sowohl am Punkt A als auch am Punkt B ein relativ kleines Ozonmischungsverhältnis vorliegen wird, auch wenn dabei zwei völlig verschiedene Luftpakete gemessen werden. Die Scheinkorrelation, die auf gleiche Weise dadurch auftritt, daß Treffer aus verschiedenen Monaten zur Berechnung der Korrelation verwendet werden, ist klein, da die zeitliche Variation des mittleren Ozonmischungsverhältnisses klein gegenüber der statistischen Streuung der Ozonmischungsverhältnisse in verschiedenen Luftpaketen ist. Gleiches gilt für eine mögliche Scheinkorrelation aufgrund einer mittleren Abhängigkeit des Ozon-VMR von der potentiellen Vorticity. Auf jeden Fall ist die auf diese Weisen erzeugte Scheinkorrelation unabhängig vom SumRadius der Treffer. Eine obere Schranke für sie läßt sich also aus der Korrelation, die bei Treffern mit großem SumRadius auftritt, angeben. Ist die Verfolgung der Luftpakete gelungen, erwartet man ein Anwachsen der Korrelation für abnehmende SumRadien.

Die Korrelation wurde in den drei Standardisentropen 400K, 475K und 550K untersucht. Zur Vermeidung von Scheinkorrelation wurden jeweils nur Treffer aus einer +/- 10 K Umgebung dieser Niveaus verwendet.

Es wurde jeweils zwischen Bereichen außerhalb des polaren Vortex sowie solchen, die im Vortex bzw. im Randbereich liegen, unterschieden. Als äußere Grenze des Vortexrands wurde ein höhenabhängiger Wert der potentiellen Vorticity definiert. Bereiche mit einer größeren potentiellen Vorticity als dieser Grenzwert gelten als innerhalb des Vortex/Vortexrands, kleinere potentielle Vorticity Werte kennzeichnen Bereiche außerhalb des Vortex. Später wird für den Bereich innerhalb des Vortex/Vortexrands noch eine Aufteilung vorgenommen. Der angenommene Grenzwert für den äußeren Vortexrand ist Tabelle 6.3 zu entnehmen. Die potentielle Vorticity ist in PVU (potential vorticity units) angegeben. Dabei ist:

$$1 \text{ PVU} := 10^{-6} \frac{\text{K} \cdot \text{m}^2}{\text{kg} \cdot \text{s}}$$

Θ -Niveau [K]	Grenzwert der potentiellen Vorticity [PVU]
400	15
425	21
475	27
550	80
700	160

Tab. 6.3: Äußere Grenze des Vortexrandbereichs⁽³⁰⁾. Grenzwerte in Zwischenhöhen wurden aus diesen durch lineare Interpolation bestimmt.

Für die Bereiche innerhalb des Vortex ist der Korrelationskoeffizient zwischen $\{O_3\}_A$ und $\{O_3\}_B$ in Abb. 6.8a,b,c über dem SumRadius der Treffer aufgetragen. Abb. 6.9a veranschaulicht das Zustandekommen des ersten Punktes des Diagramms aus Abb. 6.8b. Die Fehlerbalken der Korrelationskoeffizienten geben das 95%-Konfidenzintervall an. Da der Korrelationskoeffizient zwischen zwei normalverteilten Größen selber nicht normalverteilt ist, ist das Konfidenzintervall asymmetrisch.⁽³¹⁾

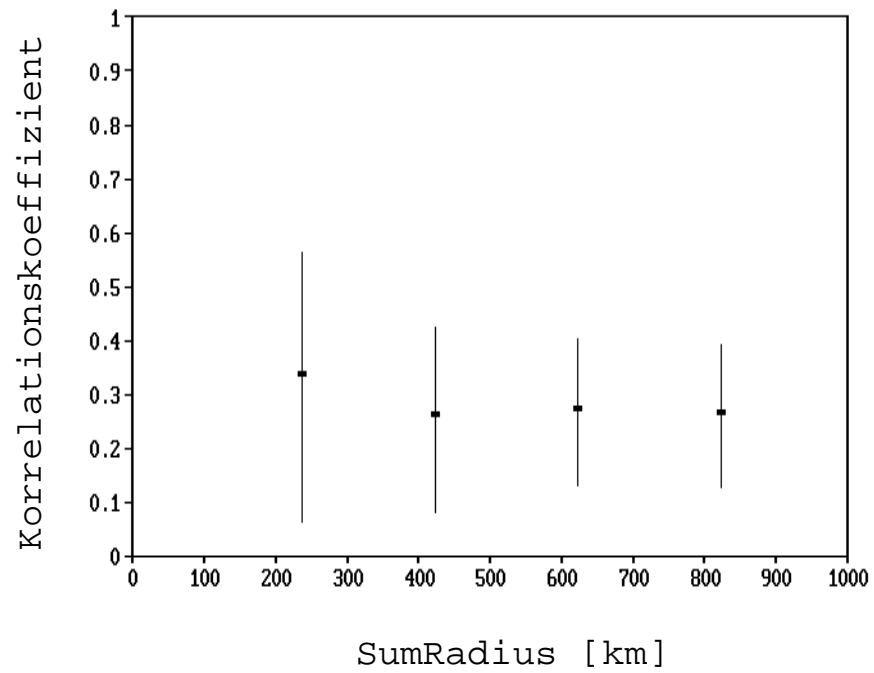


Abb. 6.8a: 390 - 410 K Niveau.

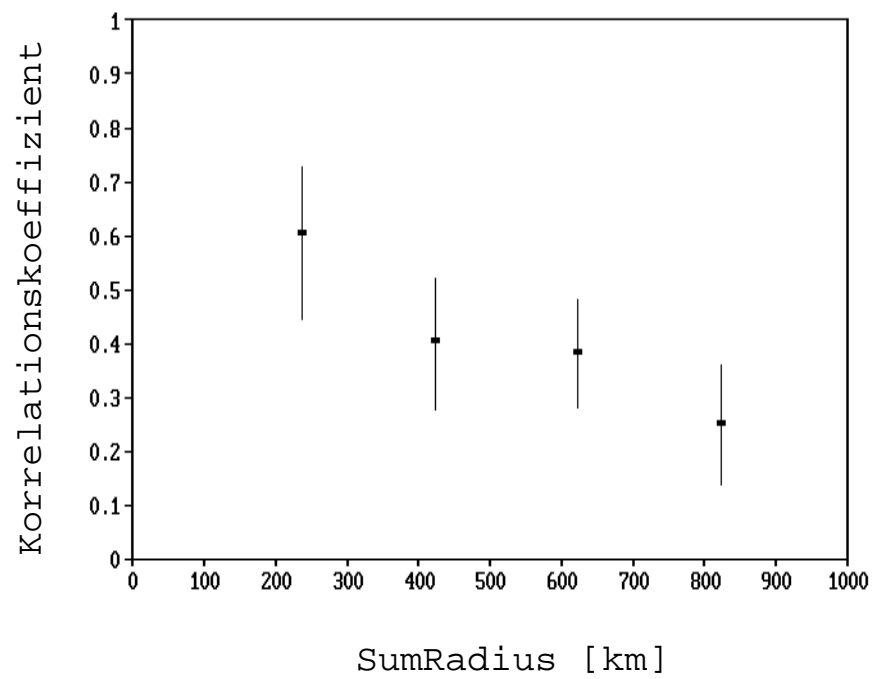


Abb. 6.8b: 465 - 485 K Niveau.

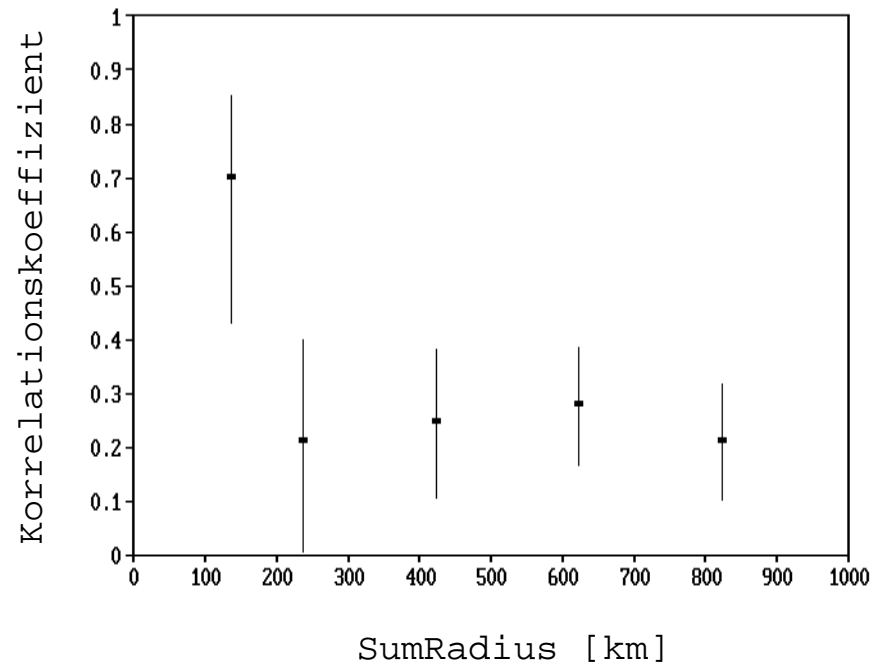


Abb. 6.8c: 540 - 560 K Niveau

Abb. 6.8a,b,c: Korrelation zwischen den beiden Ozonmessungen in Abhängigkeit vom SumRadius. Die Punkte beinhalten jeweils die Werte aus einer +/- 250 km (bzw. +/-138 km beim ersten Punkt in Abb c) Umgebung. Die Fehlerbalken geben das 95% Konfidenzintervall an.

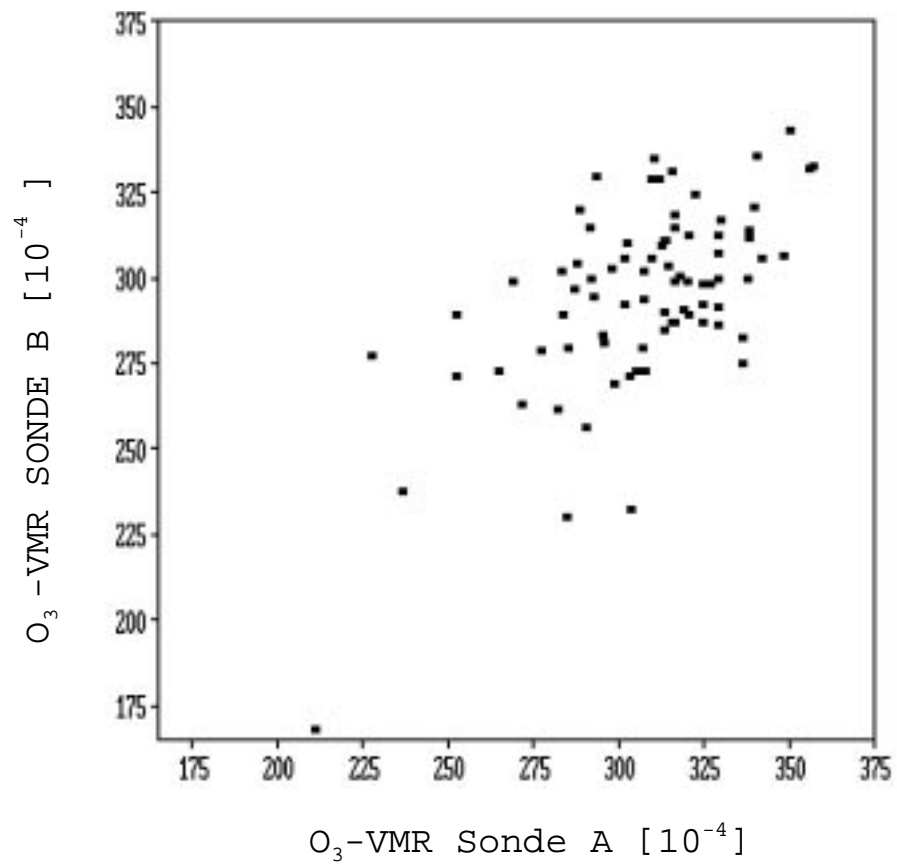


Abb. 6.9a: Innerhalb des Vortex/Vortexrands. Die Korrelation beträgt 0.61 mit $-0.16/+0.12$ als 95%-Konfidenzintervall. Diese Einzelpunkte bilden den am weitesten links gelegenen Punkt in Abb. 6.8b.

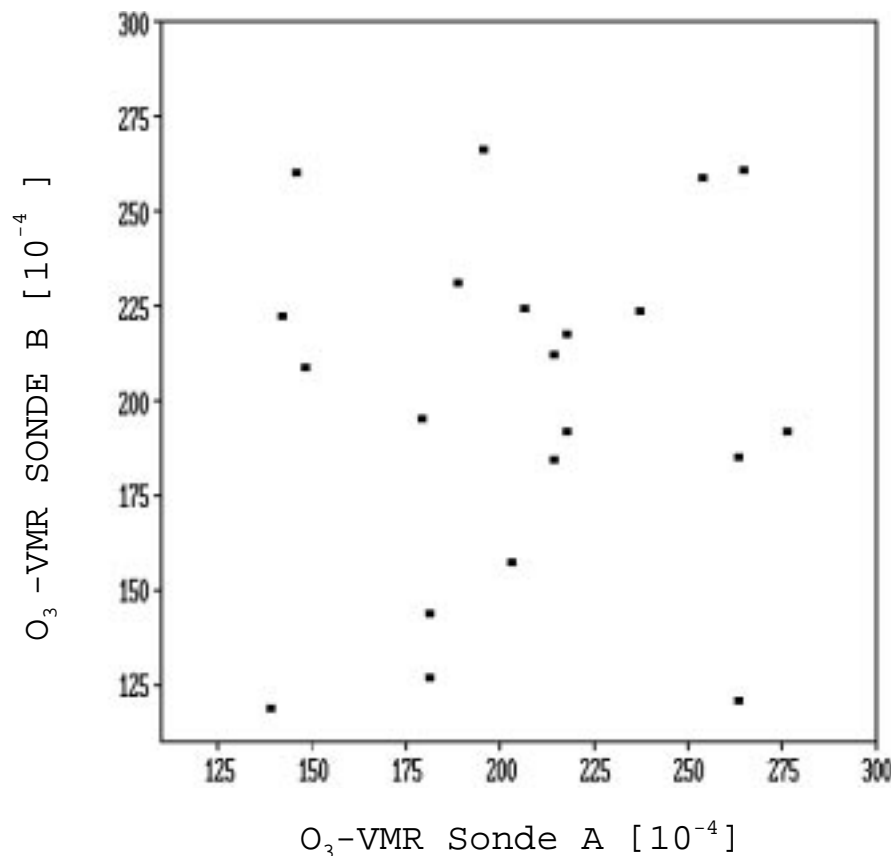


Abb. 6.9b: Außerhalb des Vortex

Abb. 6.9a,b: Ozon-VMR der zweiten Sonde über Ozon-VMR der ersten Sonde.

Höhenbereich: 465 - 485 K. SumRadius 0 bis 475 km.

Eine hohe Korrelation wird in den Θ -Niveaus 475 K und 550 K erreicht. Sie nimmt für größere SumRadien schnell ab. Dies zeigt, daß sie tatsächlich durch eine gelungene Verfolgung der Luftpakete zustandekommt. In 400 K ist zwar für kleine SumRadien auch noch eine leichte Erhöhung der Korrelation festzustellen, diese ist aber nicht sehr signifikant. Eine Auswertung in diesem Niveau dürfte also mit sehr großen Fehlern behaftet sein.

Außerhalb des Vortex wird in keiner Höhe eine Korrelation zwischen den beiden Ozonmischungsverhältnissen erreicht. Ein Beispiel ist in Abbildung 6.9b dargestellt.

Die dynamischen Verhältnisse außerhalb des Vortex sind wesentlich andere als innerhalb. Es kommen dort verschiedene Gründe für das Fehlen der Korrelation in Betracht. Am wahrscheinlichsten ist, daß ein Wiederfinden des Luftpakets außerhalb des Vortex nicht gelingt, da die Trajektorien hier wesentlich ungenauer sind (Abschnitt 6.2.2.2). Eine weitere Möglichkeit ist, daß die Eddy-Diffusionskoeffizienten aufgrund größerer Fluktua-

tionen im Strömungsfeld außerhalb des Vortex größer sind als innerhalb. Dann wäre zwar ein Wiederfinden des Luftpakets möglich, aber das Ozonmischungsverhältnis würde sich während der Flugzeit des Pakets besonders durch die vertikale Diffusion so stark verändern, daß keine Korrelation mehr festzustellen wäre. Ein Hinweis darauf ist, daß die Korrelation auch außerhalb des Vortex positiv wird, wenn dort nur kürzere Flugzeiten betrachtet werden. Das Ansteigen der Korrelation ist allerdings noch nicht signifikant, wenn die maximale Flugzeit auf 150 Stunden verkürzt wird. Ein weiteres Verkürzen der maximalen Flugzeit ist aufgrund der zu geringen Trefferanzahl nicht möglich.

Insgesamt ist es also nicht möglich, mit dieser Methode Aussagen über Ozonabbauraten außerhalb des polaren Vortex zu gewinnen.

6.7.2 Wahl des maximal zulässigen Umgebungsradius

Um Ozonabbauraten mit kleinem Fehler berechnen zu können, ist eine hohe Korrelation zwischen den beiden aufeinanderfolgenden Ozonmessungen notwendig. Dies bedingt nach Abb. 6.8 kleine SumRadien. Andererseits führt auch eine zu kleine Anzahl ausgewerteter Treffer zu großen statistischen Fehlern.

Um eine hohe Korrelation zu erreichen, ist es nötig, den Umgebungsradius im 550 K Niveau kleiner als in den anderen beiden Niveaus zu wählen. Da der zulässige Umgebungsradius im wesentlichen von dem mittleren horizontalen Gradienten des Ozonmischungsverhältnisses abhängt und dieser keineswegs höhenkonstant sein muß, erscheint eine höhenabhängige Wahl des maximalen Umgebungsradius auch sinnvoll.

Die Wahl von R_{Max} und die dadurch erreichte Korrelation sind aus Tab 6.4 zu entnehmen. Weiterhin ist noch die Anzahl der Treffer vom 15.12.91 bis zum 28.2.92, die diesen SumRadius unterschreiten und die in einer +/- 25 K Umgebung des Θ -Niveaus liegen, angegeben:

Θ -Niveau [K]	R_{Max} [km]	Korrelationskoeffizient	Anzahl der Treffer
400	475	0,34 +0,22/-0,27	51
475	475	0,61 +0,11/-0,15	90
550	275	0,73 +0,14/-0,26	26

Tab 6.4: Ermittelter maximaler Umgebungsradius, erreichte Korrelation zwischen $\{O_3\}_A$ und $\{O_3\}_B$ sowie Anzahl der auswertbaren Treffer. Die Fehlergrenzen des Korrelationskoeffizienten geben das 95%-Konfidenzintervall an.

Im 400 K Niveau wurden bei gleichem Umgebungsradius wesentlich weniger Treffer gefunden, da die potentielle Vorticity entlang der Trajektorien in dieser Höhe stärkeren Schwankungen unterworfen ist als in größeren Höhen. Dadurch fallen mehr Treffer aufgrund der Beschränkung von VortDiff weg. Die schlechtere Erhaltung der potentiellen Vorticity deutet auf einen größeren Fehler der Trajektorien in dieser Höhe hin. Dieser macht sich auch in der schlechten Korrelation bemerkbar.

7 Ergebnisse

7.1 Test des chemischen Modells

Nach Abschnitt 6.5 sollte die Differenz zwischen den beiden gemessenen Ozonmischungsverhältnissen exponentiell mit t_s zunehmen. Für die Größe $\{O_3\}Diff$ erhält man aus Gleichung 6.6:

$$\{O_3\}Diff = (1 - e^{D_s t_s}) \quad (7.1)$$

D_s kann dabei durch lineare Regression aus Gleichung 6.7 gewonnen werden.

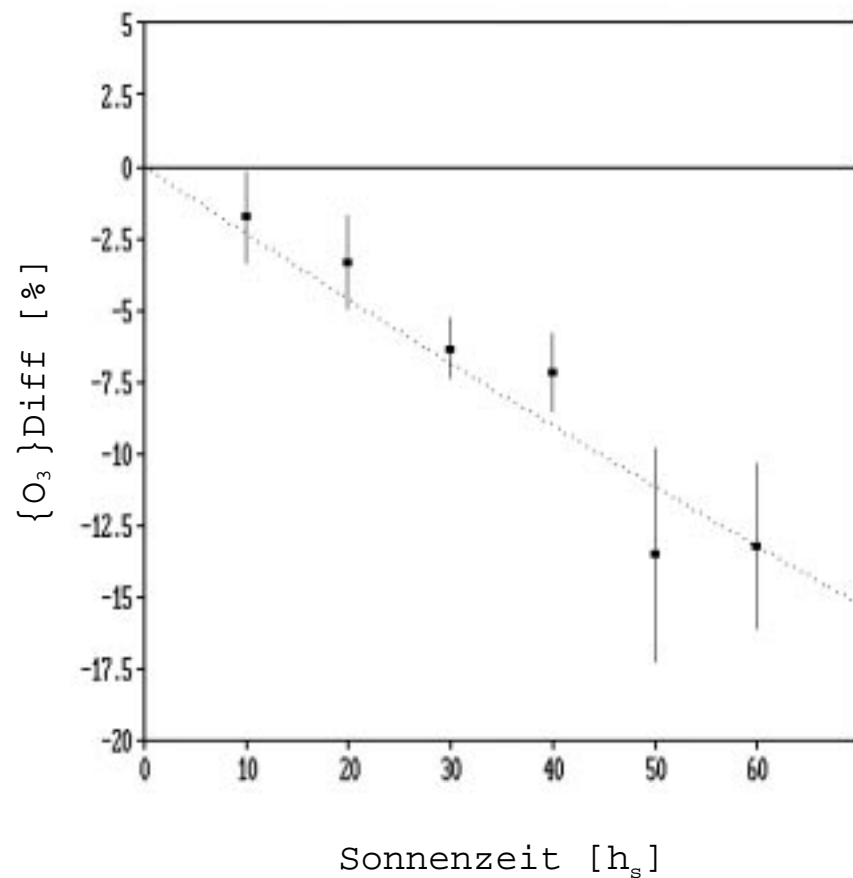


Abb. 7.1: Ozonabnahme in Abhängigkeit von der sonnenbeschienenen Flugzeit. Zeitraum: 4.1. - 9.2.92, Höhenbereich: 450 - 500 K, innerhalb des Vortex/Vortexrands. Die Punkte stellen jeweils Mittelungen über Treffer aus +/- 10 Stunden dar. Die Fehlerbalken geben die einfache Standardabweichung an. Die gepunktete Linie ist die aus der Regression erhaltene Exponentialfunktion.

Abbildung 7.1 zeigt $\{O_3\}_{\text{Diff}}$ über der Sonnenzeit für den Zeitraum vom 4.1.92 bis zum 9.2.92. Sie enthält Treffer mit Θ -Niveaus zwischen 450 - 500 K. In diesem Zeitraum und Höhenbereich ergibt sich für die Abbaurate $D_s = -0,24 \pm 0,03$. Der Fehler gibt die einfache Standardabweichung an. Er berücksichtigt nur den statistischen Fehler aus der Streuung der einzelnen Meßpunkte. Eine genauere Diskussion des Fehlers folgt im Kapitel 8. Der sich aus dem Modell ergebende Zusammenhang zwischen $\{O_3\}_{\text{Diff}}$ und t_s wird durch die Daten beeindruckend bestätigt.

Zum Vergleich wird hier noch untersucht, ob sich die Daten auch durch die Annahme erklären lassen, daß das Ozonmischungsverhältnis - wodurch auch immer - exponentiell mit der gesamten Zeitspanne zwischen den Messungen abnimmt. $\{O_3\}_{\text{Diff}}$ hätte dann die Form:

$$\{O_3\}_{\text{Diff}} = e^{-Lt} - 1 \quad (7.2)$$

wobei L eine Konstante ist, die über Regression bestimmt wird. Abbildung 7.2 zeigt $\{O_3\}_{\text{Diff}}$ über der Zeitspanne zwischen den Messungen.

Der eingezeichnete theoretische exponentielle Abfall der Kurve ist keine gute Anpassung an die Daten. Eine gute Anpassung würde vielmehr einen deutlich negativen y-Achsenabschnitt erfordern. Die naheliegende Erklärung hierfür ist, daß auch bei kurzen Flugzeiten schon einige Treffer mit verhältnismäßig langen Sonnenzeiten vorkommen, die dann ein deutlich negatives $\{O_3\}_{\text{Diff}}$ aufweisen. Weiterhin zeigt sich, daß die mittlere Differenz des Ozonmischungsverhältnisses auch bei langen Flugzeiten bei weitem nicht so signifikant negativ ist, wie bei langen Sonnenzeiten (Abb 7.1). Das läßt darauf schließen, daß große Ozonabnahmen nicht durch lange Flugzeiten, sondern durch lange sonnenbeschienene Zeiten zustandekommen. Eine mehr quantitative Analyse des Verhältnisses zwischen flugzeitabhängigem und sonnenzeitabhängigem Ozonverlust folgt in der Fehlerbetrachtung im Abschnitt 8.2.3.

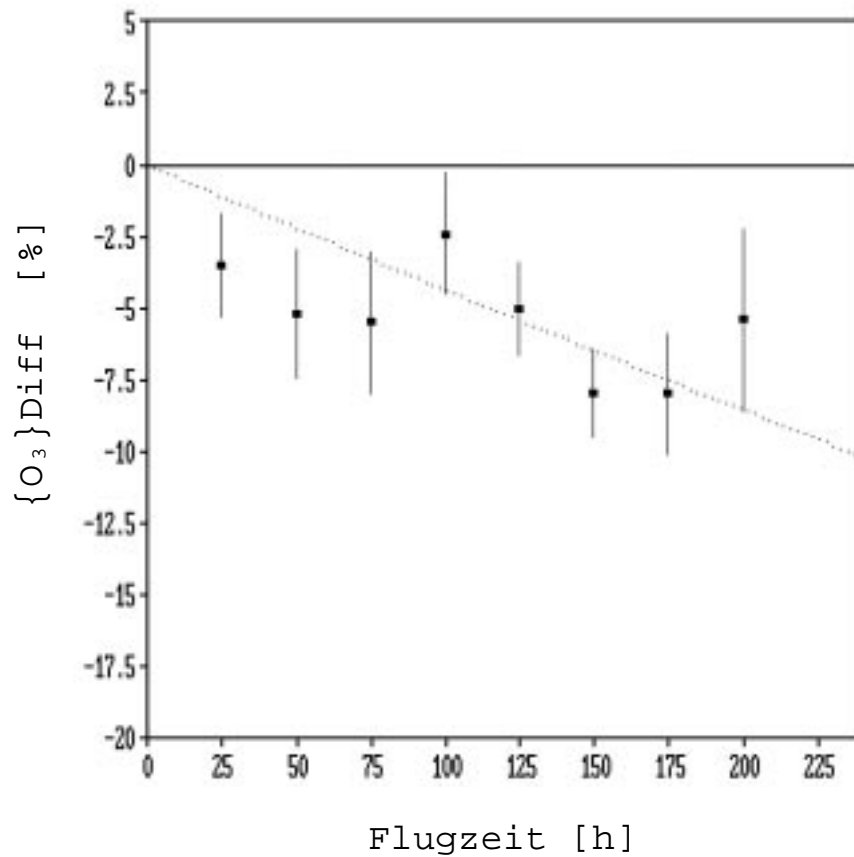


Abb. 7.2: Ozonabnahme in Abhängigkeit von der gesamten Flugzeit. Zeitraum: 4.1. - 9.2.92, Höhenbereich: 450 - 500 K, innerhalb des Vortex/Vortexrands. Die Punkte stellen jeweils Mittelungen über Treffer aus +/- 25 Stunden dar. Die Fehlerbalken geben die einfache Standardabweichung an. Die gepunktete Linie ist die aus der Regression erhaltene Exponentialfunktion.

7.2 Höhenbereich des Ozonabbaus

In dem gleichen Zeitraum wurde die Höhenabhängigkeit des Ozonabbaus untersucht. Abbildung 7.3 zeigt die erhaltenen Abbauraten. Alle Abbauraten wurden mittels Regression wie oben ermittelt.

Ein signifikanter Ozonabbau wird nur im Höhenbereich um 475 K gefunden. Im 550 K Niveau ist kein Ozonabbau ähnlicher Größenordnung vorhanden, im 400 K Niveau kann aufgrund der höheren Streuung der Daten und dem daraus resultierenden großen Fehler keine sichere Aussage getroffen werden. Die mittlere geopotentielle Höhe der potentiellen Temperaturniveaus in dem untersuchten Gebiet und Zeitraum ist Tabelle 7.1 zu ent-

nehmen. Sie wurde aus den Daten aller in Abb 7.1 eingegangener Sondenaufstiege berechnet.

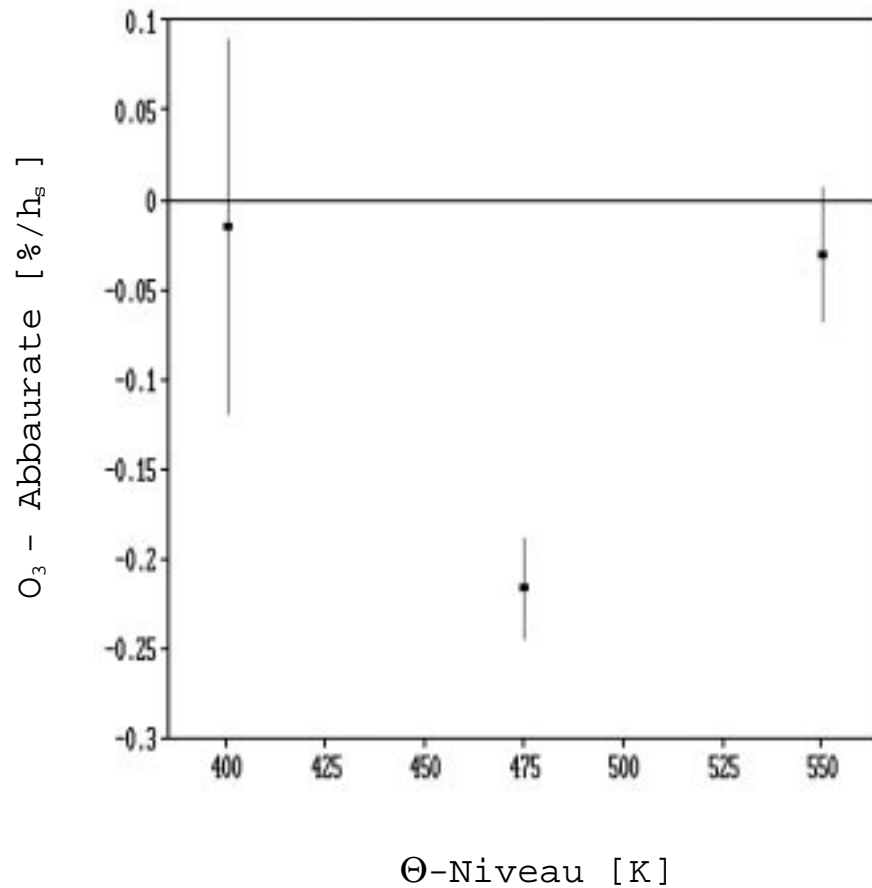


Abb. 7.3: Höhenabhängigkeit der Abbaurrate D_s im Zeitraum 4.1. - 9.2.92, innerhalb des Vortex/Vortexrands. Die Punkte stellen jeweils Mittelungen über Treffer aus einer 75 Kelvin dicken Schicht dar. Die Fehlerbalken geben die einfache Standardabweichung an.

Θ -Niveau [K]	mittlere Höhe [m]
400	15660
475	19400
550	22750

Tab. 7.1: Geopotentielle Höhe der Θ -Niveaus innerhalb des Vortex/Vortexrands im Zeitraum 4.1. - 9.2.92.

7.3 Zeitraum des Ozonabbaus

Die Anzahl der auswertbaren Treffer im 475 K Niveau erlaubt eine zeitliche Auflösung des Ozonabbaus in diesem Niveau. Wegen der zu geringen Trefferanzahl ist dies im 550 K Niveau nicht möglich. Im 400 K Niveau ist eine Auflösung aufgrund der hohen Streuung wenig sinnvoll.

Abbildung 7.4 zeigt den zeitlichen Verlauf der Abbaurrate D_s im 475 K Niveau. Auch hier wurde jeder Punkt durch Regression gewonnen.

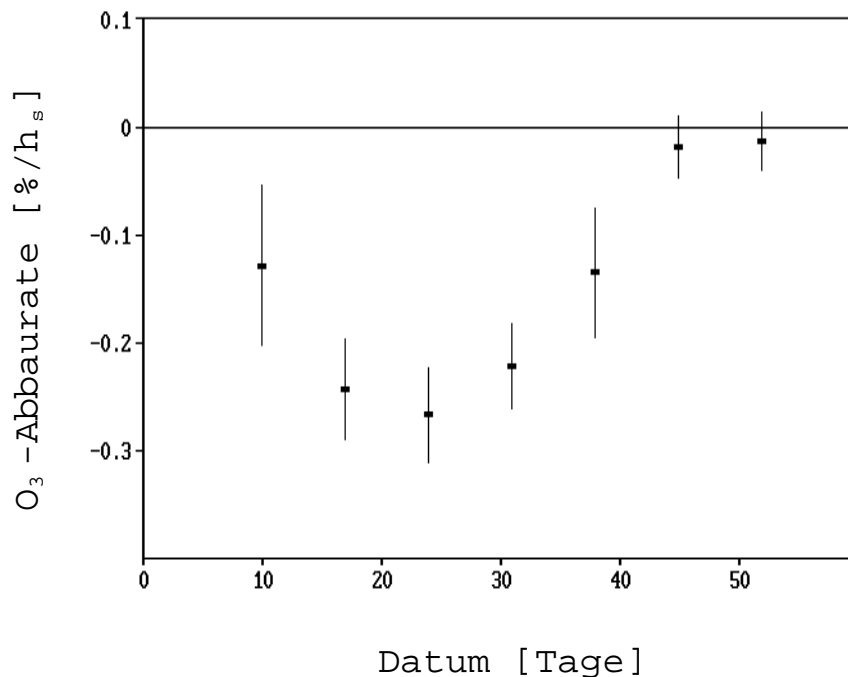


Abb. 7.4: Zeitlicher Verlauf der Abbaurata D_s im 450 - 500 K Höhenbereich, innerhalb des Vortex/Vortexrands. Die Punkte stellen jeweils Mittelungen über ± 7 Tage dar. Die Fehlerbalken geben die einfache Standardabweichung an.

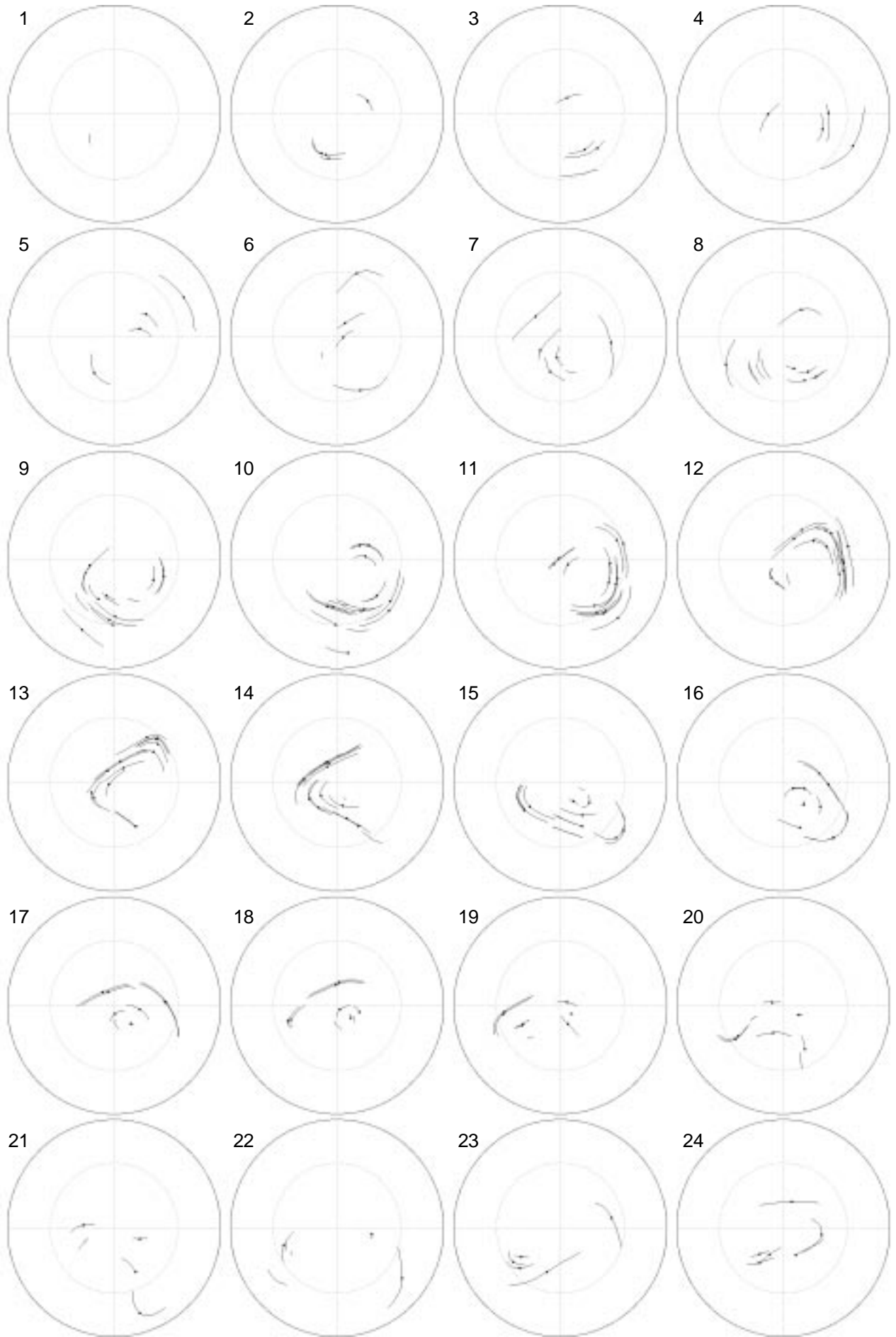
Die Cooling-Raten wurden in Cambridge zunächst nur für den Zeitraum Mitte Dezember bis Ende Februar berechnet. In der zweiten Dezemberhälfte und den ersten Januartagen existieren nur sehr wenige Treffer, da über Weihnachten kaum Ozonsonden gestartet wurden. Daher kann hier nur eine Aussage über den in Abbildung 7.4 dargestellten Bereich gemacht werden. Es ist aber davon auszugehen, daß der Ozonabbau ausschließlich in diesem Zeitraum stattgefunden hat (siehe Diskussion der ClO-Werte im Kapitel 9). Während des Januars nimmt der Ozonabbau an Geschwindigkeit zu und erreicht seine maximale Geschwindigkeit in den letzten zehn Januartagen. Bereits in der ersten Fe-

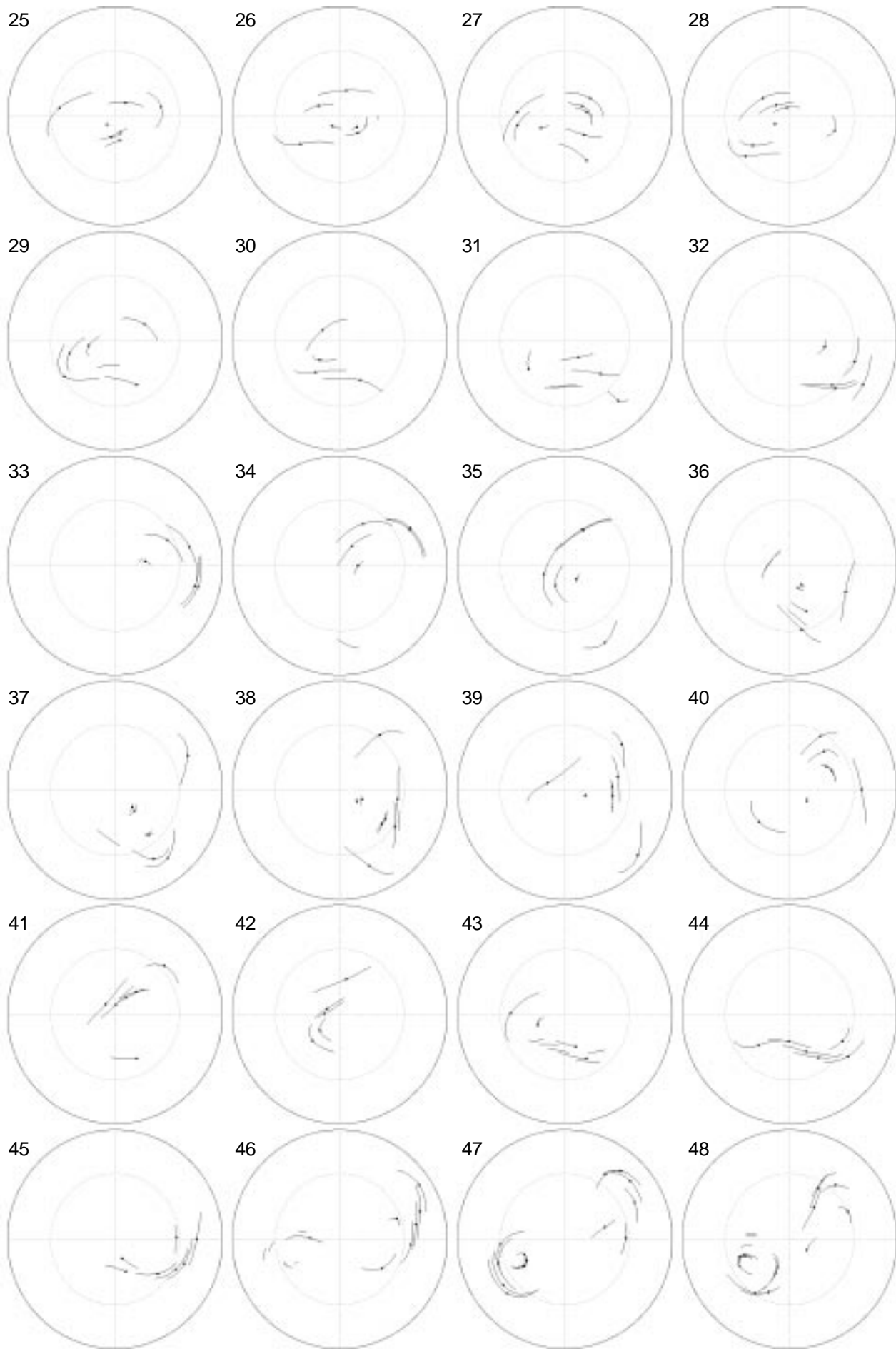
bruarhälfte nimmt die Geschwindigkeit des Ozonabbaus sehr schnell wieder ab, und ab Mitte Februar ist im Vortexmittel (vergleiche Abb. 7.6) kein Ozonabbau mehr nachzuweisen.

7.4 Region des Ozonabbaus

Die angegebenen Ozonabbauraten stellen Mittelungen der Ozonabbaurate entlang der Trajektorienabschnitte aller in das Ergebnis eingegangener Treffer dar. Welchen regionalen Bereich diese Mittelung überdeckt, soll hier genauer untersucht werden. Im ersten Teil dieses Abschnitt wird der Bereich in üblichen geografischen Koordinaten angegeben, im zweiten Teil wird der Bereich relativ zum Vortex genauer analysiert, als das bisher durch die Angabe 'innerhalb des Vortex/Vortexrands' geschehen ist.

Zunächst wird in Abbildung 7.5 zu jedem Tag des untersuchten Zeitraums angegeben, welcher geografische Bereich von den Trajektorien erfaßt wurde. Aus dieser Abbildung läßt sich ein detailliertes Bild der jeweiligen Region ablesen, deren Ozonabbaurate in die Punkte der Abbildungen 7.4 und 7.1 eingegangen sind.





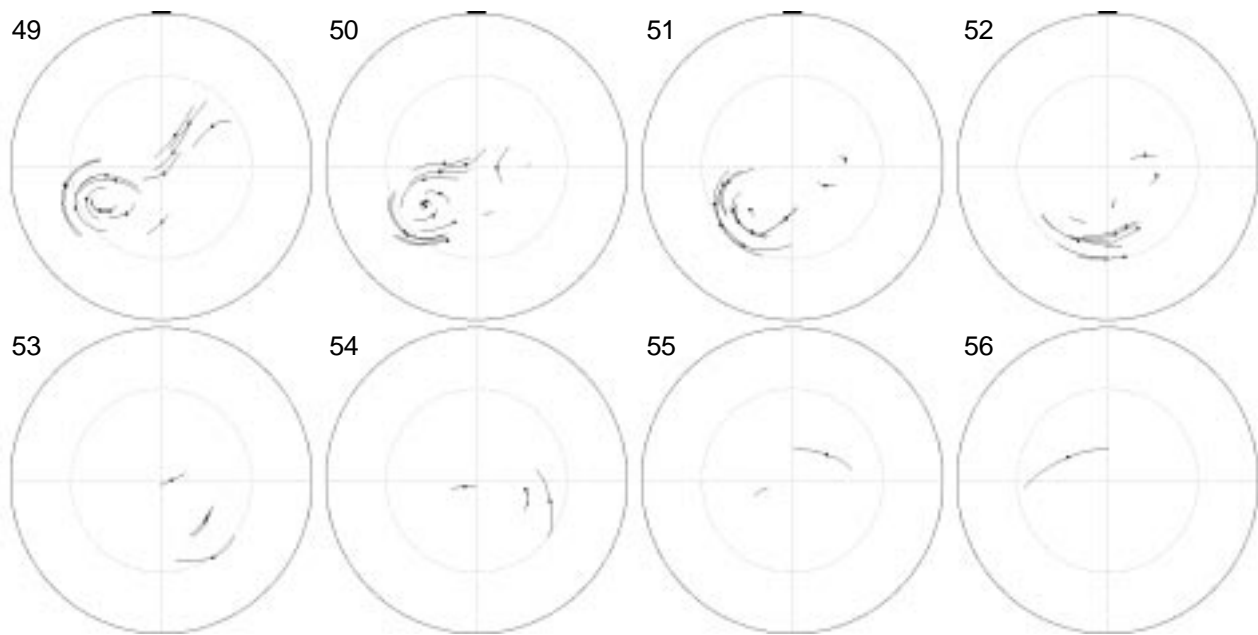


Abb. 7.5: Trajektorienabschnitte der ausgewerteten Luftpakete. Jedes Einzelbild zeigt die Bahn der Luftpakete während des angegebenen Tages. Die Markierungen auf den Trajektorienabschnitten geben den Ort des Luftpakets jeweils um 12 Uhr GMT an. Der dargestellte Ausschnitt reicht bis 40° nördliche Breite. Der jeweils zusätzlich eingezeichnete Breitenkreis gibt 60° nördliche Breite an. Der Null-Meridian zeigt senkrecht nach unten.

Nun wird angegeben, wie stark die verschiedenen Bereiche des Wirbels im Ergebnis vertreten sind. Im 450 - 500 K Niveau wurde eine Unterteilung des Wirbels in Vortexrand und Vortexkern vorgenommen. Auch für die Abgrenzung von Bereichen innerhalb des Wirbels wurden wieder die Konturlinien der potentiellen Vorticity verwendet. Im 475 K Niveau wurde die Grenze zwischen Vortexrand und Vortexkern hier in Analogie zur Arbeit von Diana Lucic⁽³²⁾ bei 42 PVU gezogen. Die Grenzen in den Nachbarniveaus sind Tabelle 7.2 zu entnehmen. Durch die nicht gleichmäßige Verteilung der Treffer sind in den bisher angegebenen Ozonabbauraten die beiden Vortexbereiche nicht ihrer Größe entsprechend repräsentiert. Während des ganzen Januars ist der Vortexkern im Ergebnis deutlich überbetont (Tab 7.3).

Θ - Niveau [K]	Grenzwert der potentiellen Vorticity [PVU]
425	26
475	42
550	82

Tab. 7.2: Grenze zwischen Vortexkern und Vortexrand. Grenzwerte in Zwischenhöhen wurden aus diesen durch lineare Interpolation bestimmt.

Datum	Flächenanteil des Rands am Gesamtvortex	Flächenanteil des Kerns am Gesamtvortex	Anteil der Treffer im Rand	Anteil der Treffer im Kern
1.1. - 15.1.	45 %	55 %	11 %	89 %
16.1. - 31.1.	53 %	47 %	14 %	86 %
1.2. - 15.2.	59 %	41 %	46 %	54 %
16.2. - 25.2.	68 %	32 %	64 %	36 %

Tab. 7.3: Aufteilung der Treffer auf Vortexrand und Vortexkern. Zur Berechnung der Flächenanteile des Vortex siehe Abschnitt 6.5.2.

Aufgrund der Trefferanzahl ist es gerade noch möglich, den zeitlichen Verlauf der Ozonabbaurate in den beiden Vortexbereichen getrennt anzugeben (Abb. 7.6). In diesem Diagramm tragen dann allerdings teilweise nur noch wenige Treffer zu einem Punkt bei. Dadurch ist die Zuverlässigkeit einzelner Punkte nicht mehr so groß. Punkte, die durch eine Regression über weniger als fünf Treffer zustande kommen würden, sind nicht eingezeichnet worden.

Im gesamten Januar gibt es leider nicht genügend Treffer im Vortexrand, um die Ozonabbaurate dort zuverlässig anzugeben. Ein Vergleich der Abbildung 7.4 mit der Abbildung 7.6 zeigt jedoch, daß die Abbaurate im Kern Anfang Januar tendenziell kleiner ist, als im gesamten Vortex/Vortexrand. Ende Januar / Anfang Februar ist kein Unterschied in den Ozonabbauraten zwischen Rand und Kern sichtbar. Dies ist natürlich nur in der hier betrachteten Größe D_s erkennbar, die von den unterschiedlich langen Sonnenanteilen im Rand und im Kern nicht beeinflusst wird (vgl. Abb. 7.8).

Signifikant ist der Unterschied zwischen Vortexkern und Vortexrand allerdings gegen Ende des Abbauzeitraums. Während der Abbau im Rand schon in der ersten Februarhälfte zum Erliegen kommt, ist im Vortexkern noch Mitte Februar ein signifikanter Ozonabbau zu beobachten.

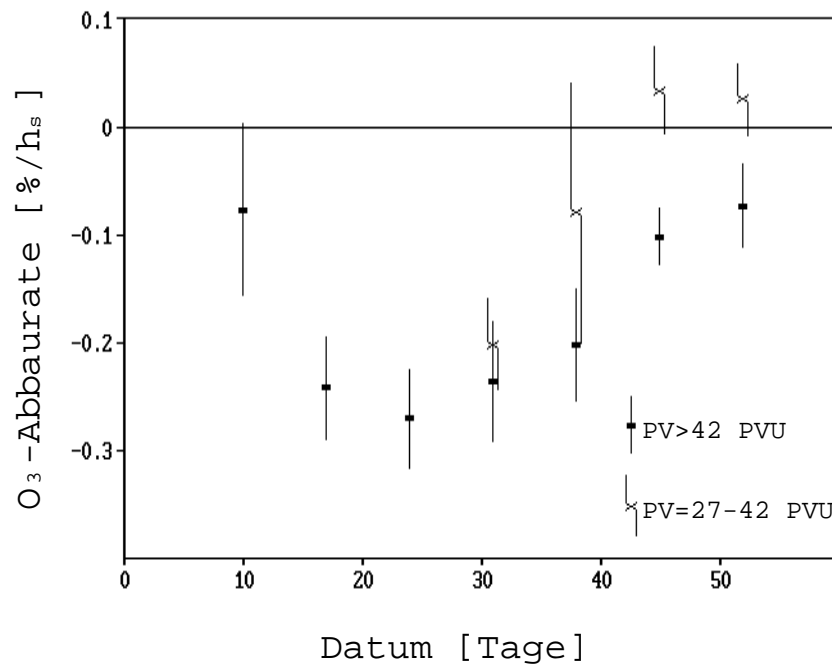


Abb. 7.6: Zeitlicher Verlauf der Ozonabbaurate im 450 - 500 K Niveau nach Vortexbereichen. Jeder Punkt stellt ein Mittel über ± 7 Tage dar.

7.5 Tagesmittel der Ozonabbaurate

Die Berechnung des Tagesmittels (gemeint ist hier das 24-Stundenmittel) der Ozonabbaurate $\langle D \rangle$ ermöglicht es, aus den bisher berechneten auf Sonnenstunden bezogenen Abbauraten D_s den gesamten Ozonverlust in einem bestimmten Zeitraum aufzuintegrieren. Weiterhin werden in anderen Untersuchungen zumeist die Tagesmittel der Abbaurate bestimmt, so daß sich diese Größe für Vergleiche mit anderen Berechnungen anbietet.

Abbildung 7.7 zeigt den zeitlichen Verlauf der mittleren Ozonabbaurate innerhalb des Vortex/Vortexrands. Um dieses Diagramm zu erhalten, wurden die Ozonabbauraten D_s mit dem zum jeweiligen Zeitpunkt berechneten mittleren Sonnenanteil des Vortex (siehe Abschnitt 6.5.2) multipliziert.

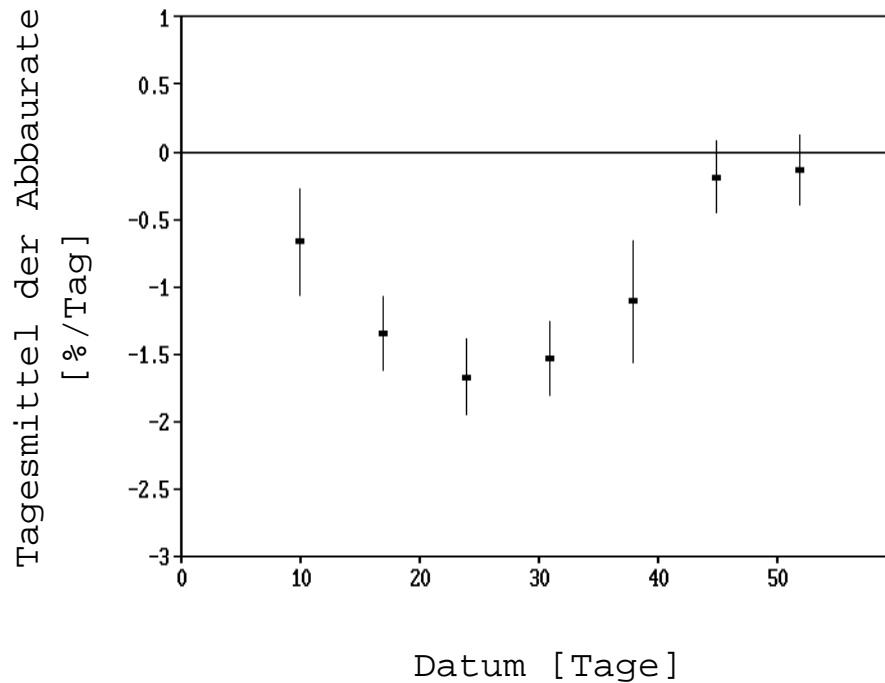


Abb. 7.7: Zeitlicher Verlauf der mittleren Abbaurrate im Vortex/Vortexrand. Höhenbereich 450 - 500 K. Die Fehlerbalken geben die einfache Standardabweichung an.

Die mittlere Ozonabbaurrate in 450 - 500 K im Vortex im Zeitraum 4.1.92 - 9.2.92 beträgt 0.9 ± 0.2 % pro Tag. Der angegebene Fehler ist die Standardabweichung, die sich aus der Streuung der Daten ergibt. Es muß berücksichtigt werden, daß die mittlere Ozonabbaurrate im Vortex stark von der Definition der Vortexkante abhängt. Da der Polarwirbel in der Arktis eigentlich nicht solch eine eindeutige Außengrenze besitzt, ist eine Festlegung einer Grenzlinie immer ein wenig willkürlich und mit großer Unsicherheit behaftet. Es sind schon viele verschiedene Methoden verwendet worden, um die Vortexkante festzulegen. Für die meisten Auswertverfahren muß als äußere Vortexgrenze die Linie gesucht werden, über die möglichst wenig Austausch mit der Umgebung stattfindet. Diese Voraussetzung muß die Vortexgrenze bei dem hier beschrittenen Verfahren nicht erfüllen. Die Ergebnisse sind unabhängig von einem eventuellen Austausch über die Vortexkante hinweg. Die Festlegung von Isolinien der potentiellen Vorticity als Grenze des Vortex bzw. als Abgrenzung von Vortexrandbereich und Vortexkern dient hier nur zur räumlichen Einordnung der Ozonabbauraten.

Betrachtet man die mittlere Ozonabbaurate $\langle D \rangle$, die nun auch die unterschiedlich langen Sonnenanteile berücksichtigt, ist der Unterschied im Verlauf der Ozonabbaurate zwischen Vortexrand und Vortexkern noch deutlicher (Abb. 7.8). Während der Abbau Ende Januar im Kern tendenziell eher langsamer von statten geht, als im Randbereich, was im wesentlichen auf den dort kürzeren Sonnenanteil zurückzuführen ist (vgl. Abb. 7.6), dauert der Abbau im Kern im Februar deutlich noch an. Im Randbereich kann dann schon kein Abbau mehr beobachtet werden kann. So ist im Vortexkern auch noch in der zweiten Februarhälfte ein Ozonabbau sichtbar.

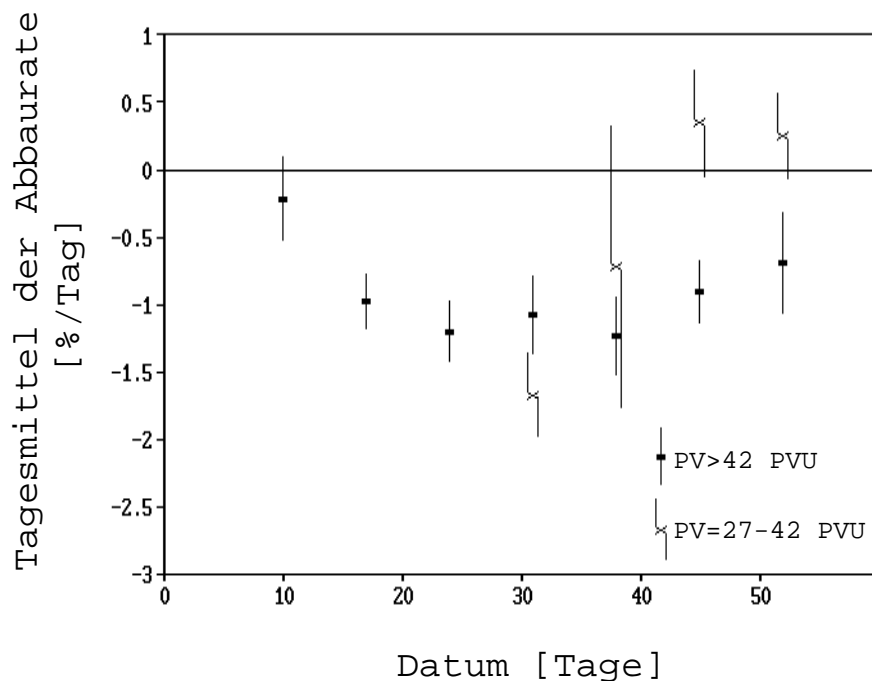


Abb. 7.8: Zeitlicher Verlauf des mittleren Ozonabbaus im 450 - 500 K Niveau nach Vortexbereichen. Jeder Punkt stellt ein Mittel aus ± 7 Tagen dar. Im Vortexrandbereich konnte für die erste Januarhälfte kein Punkt eingetragen werden, da dort nicht über mindestens fünf Treffer gemittelt werden konnte. Die Fehlerbalken geben die einfache Standardabweichung an.

7.6 Über den Zeitraum integrierter Ozonverlust

Geht man von einem nach außen verhältnismäßig abgeschlossenen Polarwirbel aus, so läßt sich aus den berechneten Tagesmitteln der Abbaurate der über den Zeitraum aufsummierte gesamte Ozonverlust innerhalb des Vortex in einer Luftschicht angeben. Dabei muß berücksichtigt werden, daß die Luftschicht aufgrund der diabatischen Abkühlung

während des Zeitraums langsam absinkt und dabei eventuell den potentiellen Temperaturbereich, in dem der Ozonabbau stattfindet, durchquert. Ob der Bereich des Ozonabbaus im Laufe der Zeit auch absinkt oder ob er mehr oder weniger im gleichen Niveau verbleibt, kann hier nicht entschieden werden.

Um eine Abschätzung einer mittleren Cooling-Rate im Vortex zu erhalten, wurden die Cooling-Raten aller im Vortex verlaufenden Trajektorien gemittelt. Man erhält im Vortex etwa 0,7 K/Tag mittlere Cooling-Rate im Zeitraum Januar-Februar. Über 60 Tage sinkt eine Luftschicht also um etwa 40 K ab. Eine Schicht, die Anfang Januar in 495 K lag, sollte also im gesamten Zeitraum, in dem chemische Ozonzerstörung stattfindet, im Höhenbereich 450-500 K verbleiben. Die in den vorhergehenden Abschnitten angegebene Ozonabbaurate im Bereich 450-500 K wurde aus Treffern errechnet, die zum größeren Teil in dem 475 K Standardniveau liegen. Somit kann keine sichere Aussage darüber gemacht werden, ob die hohe Ozonabbaurate nur in einem engen Bereich um 475 K herum Gültigkeit hat, oder ob sie tatsächlich in der ganzen 50 K dicken Schicht verwendet werden kann. Wird diese Ozonabbaurate verwendet, um den Gesamt Ozonverlust in der von 495 K auf 455 K absinkenden Luftschicht zu berechnen, wird der Ozonverlust also eventuell etwas überschätzt.

Für die Berechnung des gesamten Ozonverlusts in einer Schicht über einen längeren Zeitraum, kann das Tagesmittel der Abbaurate $\langle D \rangle$ nicht mehr als zeitlich konstant angesehen werden: $\langle D \rangle = \langle D \rangle(t)$. Die Bestimmungsgleichung für das Ozonmischungsverhältnis lautet dann:

$$\frac{\partial \{O_3\}}{\partial t} = \langle D \rangle(t) \cdot \{O_3\} \quad (7.3)$$

mit der Lösung:

$$\{O_3\}(t) = \{O_3\}_0 \cdot e^{\int_0^t \langle D \rangle(t) dt} \quad (7.4)$$

Das Integral über die mittlere Ozonabbaurate $\langle D \rangle(t)$ kann aus den Daten der Abbildung 7.7 bzw. 7.8 berechnet werden.

Abbildungen 7.9a,b zeigen die Größe $\{O_3\}_0 \cdot e^{\int_0^t \langle D \rangle(t) dt}$ über dem Datum in verschiedenen Vortexbereichen. Der 1.1.92 bildet den Nullpunkt der Zeitskala, und $\{O_3\}_0$ wurde gleich 100% gewählt.

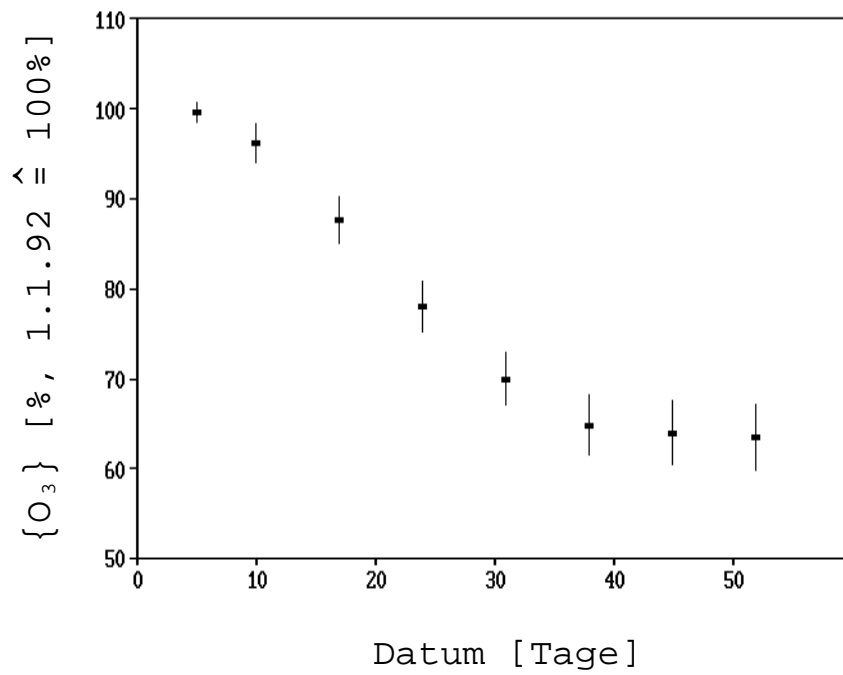


Abb. 7.9a: Vortex/Vortexrand ($PV > 27$ PVU)

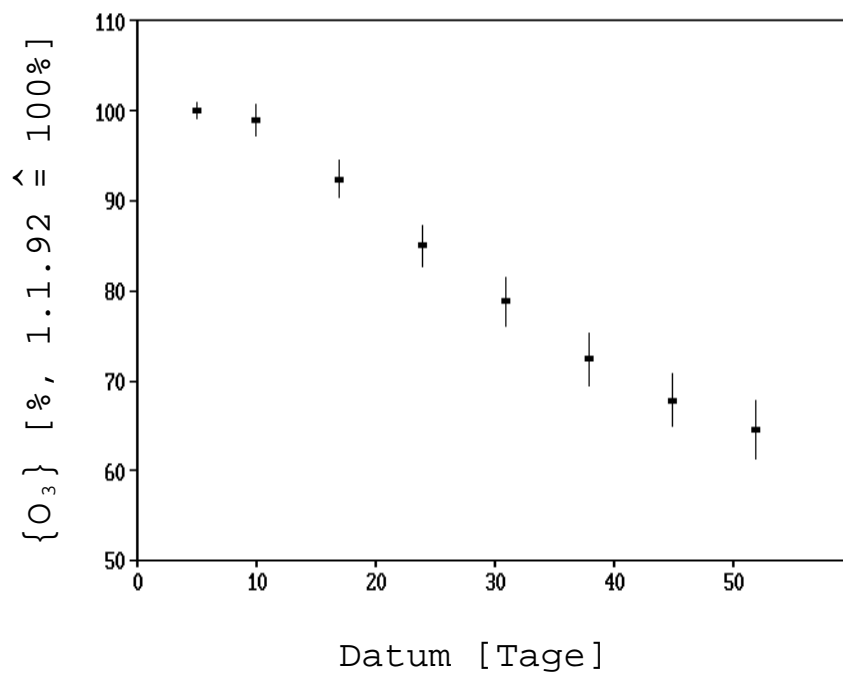


Abb. 7.9b: Vortexkern ($PV > 42$ PVU)

Abb. 7.9a,b: Integrierte Ozonverluste einer Luftschicht, im Höhenbereich 450 - 500 K.

Im Vortex/Vortexrand beträgt der gesamte Ozonverlust in den Monaten Januar und Februar $36,5 \pm 3,6$ %. Im Vortexkern ist der gesamte Ozonverlust mit $35,3 \pm 3,2$ % kaum geringer, da die niedrigere Abbaurate durch den länger andauernden Abbauzeitraum kompensiert wird.

8 Fehler

8.1 Statistische Fehler

In die Größe $\{O_3\}Diff$ gehen eine ganze Reihe von statistischen Fehlern ein. Diese Fehler pflanzen sich dann auch in die von $\{O_3\}Diff$ abgeleiteten Größen wie D_s und $\langle D \rangle$ fort. Da alle Ergebnisse aus einer Regression über jeweils viele Paare $\{O_3\}_A, \{O_3\}_B$ gewonnen wurden, ist es möglich, die Größe des statistischen Fehlers direkt als Standardabweichung des Regressionsparameters auszurechnen. Dies wurde bei allen Ergebnissen getan und der Fehler mit angegeben. Voraussetzung für die Benutzbarkeit der Standardabweichung ist, daß der Fehler normalverteilt ist. Der bei einem Treffer aufgetretene statistische Fehler ergibt sich aus der Differenz des von diesem Treffer gemessenen $\{O_3\}Diff$ s und des nach der Regression über alle Treffer berechneten $\{O_3\}Diff$ s. Letzteres wird aus D_s nach Gleichung 7.1 berechnet. Der Fehler wird hier $\{O_3\}Diff^*$ genannt:

$$\{O_3\}Diff^* = \frac{\{O_3\}_B - \{O_3\}_A}{\{O_3\}_A} - (1 - e^{D_s \cdot t_s}) \quad (8.1)$$

Aus Abbildung 8.1 wird ersichtlich, daß $\{O_3\}Diff^*$ als normalverteilt angesehen werden kann.

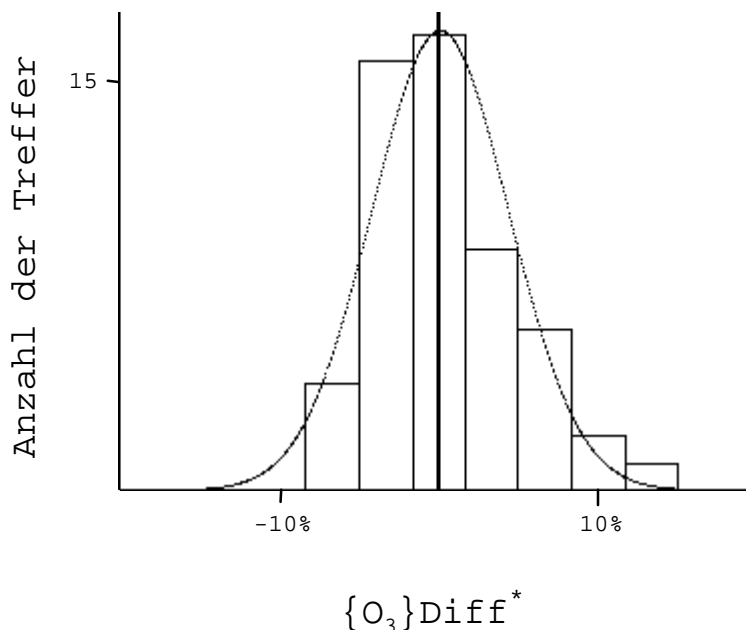


Abb. 8.1: Verteilung von $\{O_3\}Diff^*$. Das Balkendiagramm gibt die Verteilung von $\{O_3\}Diff^*$ an, die eingezeichnete Linie ist die flächengleiche Normalverteilung.

Im Folgenden soll untersucht werden, welche Quellen den statistischen Fehler im wesentlichen hervorrufen und wie er mit der Größe der Luftpakete zunimmt.

Als Quellen statistischer Fehler gehen in $\{\text{O}_3\}\text{Diff}^*$ ein:

- Die Abweichung des Ozon-VMRs am Ort der Messung vom mittleren Ozon-VMR in dem Luftpaket. Die Größe dieses Fehlers wird durch den maximal zugelassenen SumRadius gesteuert.
- Die Ungenauigkeit der Ozonsonden.
- Die Ungenauigkeit der Trajektorien. Diese führen dazu, daß der berechnete Umgebungsradius ungenau wird und eventuell Treffer mit berücksichtigt werden, die eigentlich den maximalen Umgebungsradius überschreiten. Der Fehler der Trajektorien wird durch MaxVortDiff begrenzt.
- Eddy-Diffusion von Ozon über die Grenze des Luftpakets.
- Der statistische Fehler der Coolingraten. Bei Fehlern in der Coolingrate werden von der späteren Ozonsonde Ozon-VMRs aus einer Höhe verwendet, die von der des Luftpakets abweicht. Die Größe des daraus resultierenden Fehlers im Ozon-VMR wird durch MaxGrad $\{\text{O}_3\}$ beschränkt.
- Fehler aufgrund der vertikalen Interpolation im Sondenfile. Die Größe dieses Fehlers wird durch MaxLücke und MaxAbstand begrenzt.

Einige dieser Fehler können auch systematische Effekte erzeugen. Diese werden im nächsten Abschnitt behandelt.

Bei großem Umgebungsradius dominiert der erste Punkt die anderen Fehlerquellen. Wird der maximale Umgebungsradius abgesenkt, nimmt die Standardabweichung von $\{\text{O}_3\}\text{Diff}^*$ ab, bis ein Niveau erreicht wird, welches von der Summe der anderen Fehlerquellen bestimmt wird. Aus Abbildung 8.2 ist ersichtlich, daß dieses bei einem Umgebungsradius von etwa 350 km geschieht. Der Fehler von ca. 7 % bei Umgebungsradien kleiner als 350 km wird im wesentlichen von den anderen Quellen verursacht.

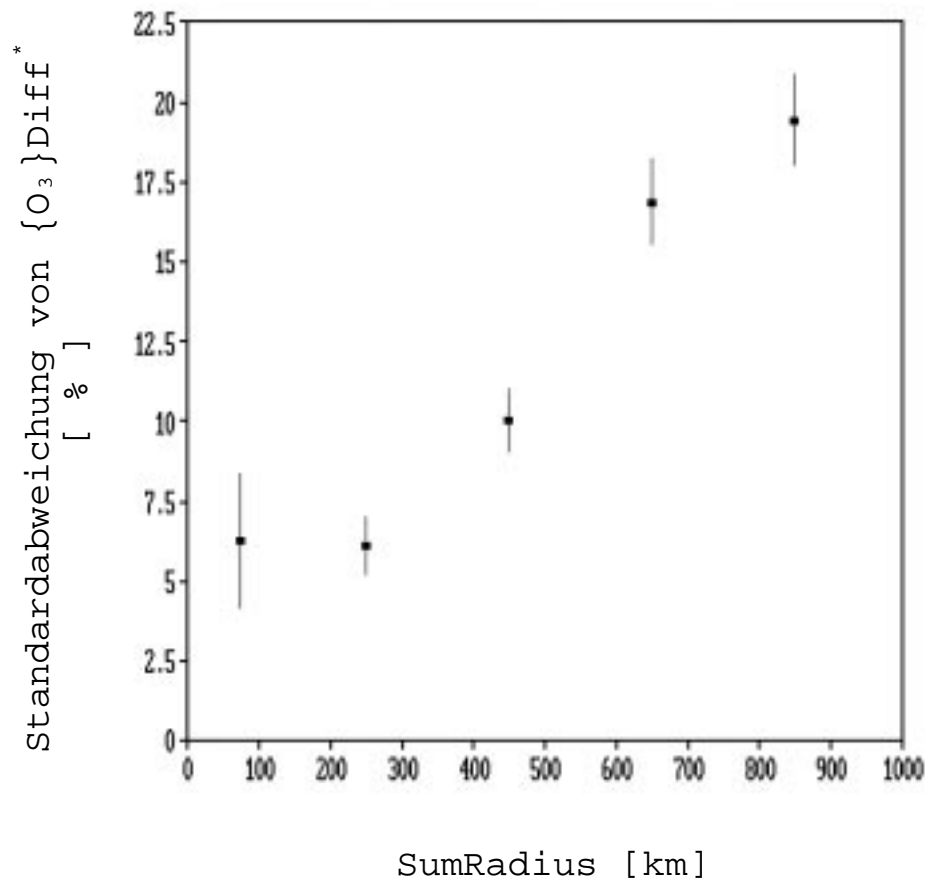


Abb. 8.2: Standardabweichung der von den Sonden gemessenen und um den berechneten chemischen Ozonabbau korrigierten Ozondifferenzen. Zeitraum: 4.1.92 - 9.2.92. Θ -Bereich: 450 - 500 K. Jeder Punkt wurde aus den Einzelwerten aus einem +/- 100 km Intervall berechnet. Die Fehlerbalken geben die einfache Standardabweichung (der Standardabweichung) an.

Der Hersteller der Ozonsonden kommt nach Diskussion des Sondenfehlers zu dem Schluß, daß dieser im Höhenbereich 16-26 km kleiner als 5% sei⁽³³⁾. Dieser Fehler bezieht sich auf die Ozonkonzentrationsmessung. In die Berechnung des Ozonmischungsverhältnisses geht auch der von der Radiosonde gemessene Luftdruck ein. Seine Genauigkeit wird mit +/-0.5 hP angegeben⁽³⁴⁾. Im fraglichen Höhenbereich (Luftdruck \geq 50 hP) entspricht das einem Fehler unter 1%. Fehlerfortpflanzung liefert daraus 5,1% Fehler des Ozonmischungsverhältnisses. Der Fehler der Druckmessung spielt also keine Rolle.

$\{O_3\}Diff^*$ berechnet sich aus der Differenz zweier Sondenmessungen. Der Fehler der Sondenmessungen ist voneinander unabhängig, somit ist die Standardabweichung von $\{O_3\}Diff^*$ aufgrund des Sondenfehlers:

$$\sigma_{\{O_3\}Diff} = \sqrt{2} \sigma_{Sonde} \quad (8.2)$$

$\sigma_{\{O_3\}Diff}^*$:= Standardabweichung von $\{O_3\}Diff^*$

σ_{Sonde} := Standardabweichung der Ozonsonde

Daraus folgt, daß der Fehler von $\{O_3\}Diff^*$, der durch die Ungenauigkeit der Ozonmessungen zustande kommt, unter 7% liegen sollte. Die erhaltene kleine Standardabweichung von $\{O_3\}Diff^*$ deutet darauf hin, daß der Sondenfehler sogar deutlich unter 5 % liegen könnte.

Die Summe aller restlichen Fehlerquellen liegt nach Abb. 8.2 also bei vorsichtiger Abschätzung in der Größenordnung ebenfalls unter 5%. Dies zeigt, daß die Wahl der Parameter MaxVortDiff, MaxGradO₃, MaxLücke und MaxAbstand den statistischen Fehler erfolgreich klein halten konnte.

Sehr wichtig ist dabei die gewonnene Obergrenze für den statistischen Fehler aufgrund von Diffusion. Auch dieser muß kleiner als 5% sein, was zusammen mit den Ozonprofilen eine Aussage über eine obere Grenze für den vertikalen Diffusionskoeffizienten zuläßt. Dieses ist für die Abschätzung des systematischen Fehlers im nächsten Abschnitt hilfreich.

8.2 Systematische Fehler

Wesentlich mehr Aufmerksamkeit als den statistischen Fehlern muß den systematischen Fehlerquellen gewidmet werden. Diese erhöhen den Fehler des Ergebnisses über die bisher angegebenen Fehlergrenzen hinaus. Als Quellen einer systematischen Abweichung der zweiten Ozonmessung gegenüber der ersten kommen in Betracht:

- Während der Kampagne wurden zwei unterschiedliche Seriennummern der ECC-Sonden verwendet. Sollten diese eine systematische Abweichung gegeneinander haben, kann ein systematischer Fehler auftreten, falls durch die geografische Lage der Stationen ein Typ häufiger die erste als die zweite Sonde stellt.
- Das mittlere Ozonmischungsverhältnis ist breitenabhängig. Weichen die Trajektorien aufgrund systematischer Fehler in der Integrationsroutine regelmäßig nach innen bzw. außen ab, führt das zu einem systematischen Fehler in $\{O_3\}Diff$.

- Wegen des grundsätzlich nach oben zunehmenden Ozonmischungsverhältnisses führt ein systematischer Fehler in den Cooling-Raten auch zu einem solchen bei $\{O_3\}$ Diff.
- Eddy-Diffusion kann zu einem systematischen Fehler führen.

Wird aus $\{O_3\}$ Diff die Ozonabbaurate D_s bestimmt, geht zusätzlich noch der Fehler der entlang der Trajektorie integrierten Sonnenstunden mit ein.

8.2.1 Fehler aufgrund verschiedener Ozonsondentypen

Abbildung 8.3 zeigt alle Einzeltreffer, aus denen Abbildung 7.1 durch Mittelung gewonnen wurde. Die Treffer sind danach aufgeschlüsselt, welche Paarungen von Sondentypen sie gemessen haben. Es ist keine signifikante Abweichung der Treffer, die von zwei unterschiedlichen Sonden gemessen wurden, vom mittleren Verlauf erkennbar. Es wird also davon ausgegangen, daß durch die Verwendung unterschiedlicher Sondentypen kein systematischer Fehler erzeugt wurde.

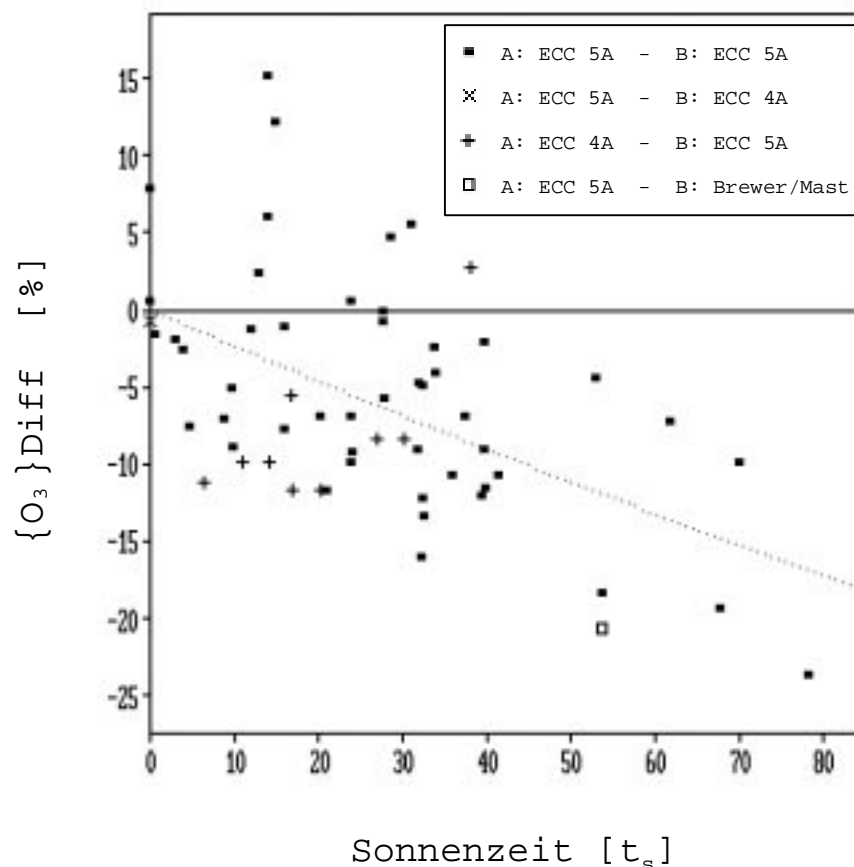


Abb. 8.3: Von je zwei Sonden gemessene Differenz des Ozonmischungsverhältnisses über der sonnenbeschienenen Zeitspanne zwischen den Messungen. Zeitraum 4.1.92 - 9.2.92. Θ -Bereich: 450 - 500 K. Die Daten sind nach Sondentypen aufgeschlüsselt. Sonde A führte die erste Messung durch, Sonde B die zweite. In der Legende nicht angegebene Paarungen traten nicht auf. Die gepunktete Linie stellt die den Daten angepaßte Exponentialfunktion dar.

8.2.2 Systematisches Abweichen der Trajektorien

Abbildung 8.4 zeigt die zeitliche Entwicklung der potentiellen Vorticity von zehn Trajektorien. Die zehn Trajektorien wurden statistisch aus den Trajektorien ausgewählt, die in Abb 7.1 eingegangen sind. Dabei wurde nur der Abschnitt der Trajektorien gezeichnet, der zwischen den beiden Sondenmessungen liegt. Wie für die Ermittlung von VortDiff wurde auch hier über jeweils 11 Werte des Trajektorienfiles gleitend gemittelt.

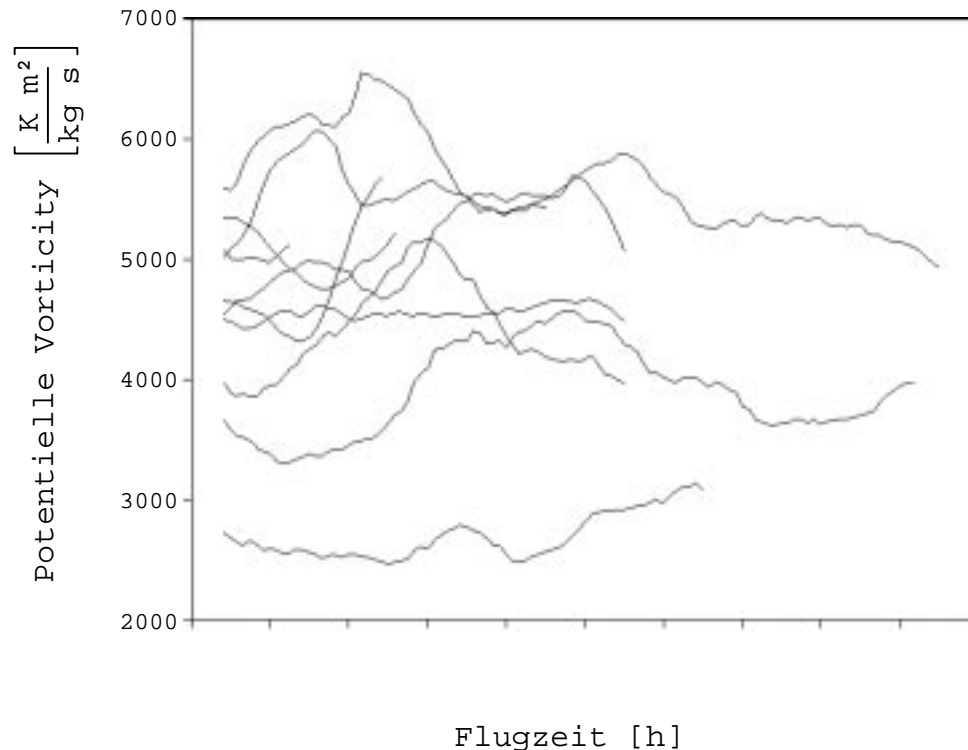


Abb. 8.4: Zeitliche Entwicklung der potentiellen Vorticity entlang von zehn zufällig ausgewählten Trajektorien.

Es ist keine systematische zeitliche Änderung der potentiellen Vorticity erkennbar. Wird von allen Treffern die Differenz der potentiellen Vorticity am Ort der ersten Sonde und der potentiellen Vorticity am Ort der zweiten Sonde genommen, so ist der Mittelwert dieser Differenz mit $+0.8 \pm 1.5$ [% der mittleren potentiellen Vorticity] sehr klein und nicht signifikant von Null verschieden. Das Auftreten eines wesentlichen systematischen Fehlers kann also ausgeschlossen werden.

8.2.3 Fehler aufgrund von Diffusion

Wird der Eddy-Diffusionsterm in der Kontinuitätsgleichung nicht vernachlässigt, lautet sie (Kapitel 5):

$$\frac{d^q \overline{\{O_3\}}}{d^q t} = (E + \overline{D(t)}) \cdot \overline{\{O_3\}} \quad (8.3)$$

Im Gegensatz zu D , welches einen ausgesprochenen Tagesgang hat, kann E in erster Näherung über die Länge einer Trajektorie als zeitlich konstant angesehen werden. Als Lösung der DGL ergibt sich mit der bereits verwendeten Modellannahme für $D(t)$ und der Annahme, daß E zeitlich sowie E und D_s über das Paket räumlich konstant seien:

$$\overline{\{O_3\}} = \overline{\{O_3\}}_0 \cdot e^{(E \cdot t + D_s \cdot t_s)} \quad (8.4)$$

bzw. linearisiert und die punktuellen Messungen anstatt der Paketmittel für das Ozonmischungsverhältnis verwendet:

$$\ln \{O_3\}_B - \ln \{O_3\}_A = E \cdot t + D_s \cdot t_s \quad (8.5)$$

Dabei sind die Zeiten t und t_s der Treffer zwar miteinander korreliert, aber nicht linear abhängig (Abb. 8.5). Demnach können prinzipiell sowohl E als auch D_s nach Gleichung 8.5 mittels multipler Regression aus den Trefferdaten berechnet werden. Durch die hohe Korrelation zwischen t und t_s ist diese Berechnung allerdings sehr ungenau. Sie erlaubt aber eine Abschätzung des Einflusses der Eddy-Diffusion alleine aus den Trefferdaten, ohne zusätzliche Annahmen zu verwenden. Für den gesamten Zeitraum vom 4.1.-9.2.92 ist die Anzahl der Treffer hinreichend groß, um eine sinnvolle Abschätzung anzugeben. Jeder Treffer liefert nach (8.5) eine Gleichung für die beiden Unbekannten E und D_s . Aus den vielen Treffern erhält man also ein weit überbestimmtes Gleichungssystem der Form:

$$d = A \cdot x \quad (8.6)$$

$$d := \begin{pmatrix} 1 [\ln \{O_3\}_B - \ln \{O_3\}_A] \\ 2 [\ln \{O_3\}_B - \ln \{O_3\}_A] \\ \dots \end{pmatrix}$$

$$A := \begin{pmatrix} 1t & 1t_s \\ 2t & 2t_s \\ \dots & \dots \end{pmatrix}$$

$$x := \begin{pmatrix} E \\ D_s \end{pmatrix}$$

Der Index links oben gibt die Nummer des Treffers an

Die 'least square' Lösung dieses Systems lautet⁽³⁵⁾:

$$x = (A^T A)^{-1} A^T \quad (8.7)$$

Die Fehler der 'least square' Lösung ergeben sich aus:

$$\text{cov}(x) = (A^T A)^{-1} \quad (8.8)$$

Im Zeitraum 4.1. - 9.2.92 und Höhenbereich 450 - 500 K erhält man:

$$E = 0,024 \pm 0,015 (\pm 0,030) \% / h = 0,58 \% / \text{Tag}$$

$$D_s = -0,33 \pm 0,065 (\pm 0,13) \% / h_s$$

Die Fehler sind einfache Standardabweichungen bzw. in Klammern 95%-Konfidenzintervalle. Die Eddy-Diffusion E ist zum 95% Niveau nicht signifikant von Null verschieden. Allerdings beginnt die Signifikanz für ein positives E schon beim 90% Niveau. Daß eine eventuell vorhandene Eddy-Diffusion zu einer Ozonabnahme im Luftpaket führen könnte, ist zum 90% Niveau auszuschließen. Die ermittelten Abbauraten können also durch den Diffusionseinfluß allenfalls unterschätzt werden. Das wird auch in dem hier berechneten D_s deutlich, dessen betragsmäßig kleinere Grenze des Konfidenzintervalls mit $-0,20 \% / h_s$ gerade mit der bisher angegebenen Konfidenzgrenze übereinstimmt. Die in diesem Abschnitt angestellten Berechnungen gelten nicht nur für den Einfluß der Diffusion, sondern gleichermaßen auch für jeden eventuell noch vorhandenen und bisher nicht berücksichtigten Einfluß, der proportional zur Zeitspanne zwischen den Messungen ist. Es läßt sich dann ein $E' := E + q$ definieren, wobei q die Proportionalitätskonstante des unbekanntes Einflusses ist. Für E' gelten dann die gleichen Überlegungen wie für E.

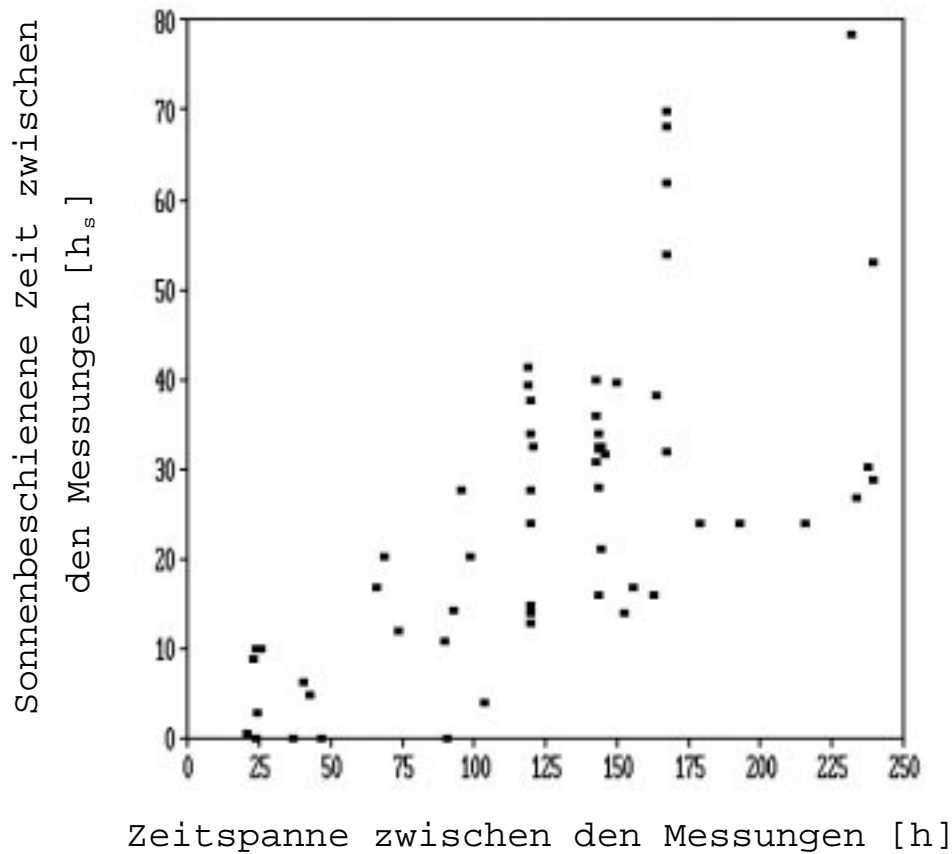


Abb. 8.5: Sonnenanteil an der Zeit zwischen den Messungen für die einzelnen Treffer. 450 - 500 K, 4.1. - 9.2.'92. Die Korrelation zwischen t_s und t beträgt 0,67 (-0,17/+0,12, 95%-Konfidenzintervall).

Für den Einfluß der vertikalen Eddy-Diffusion läßt sich durch die genaue Kenntnis der Ozonprofile mit einem unabhängigen Verfahren eine wesentlich schärfere Obergrenze abschätzen. Der vertikale Eddy-Diffusionsterm wird hier mit E_{vert} abgekürzt:

$$\overline{E_{\text{vert}}} := k_z \cdot \left(\frac{\partial^2 \{\text{O}_3\}}{\partial z^2} / \{\text{O}_3\} - \frac{1}{H} \frac{\partial \{\text{O}_3\}}{\partial z} / \{\text{O}_3\} \right)$$

Als abkürzende Schreibweise wird im folgenden benutzt:

$$\{\text{O}_3\}_z := \frac{\partial \{\text{O}_3\}}{\partial z}$$

Die Lösung der Kontinuitätsgleichung unter Berücksichtigung der vertikalen Eddy-Diffusion und mit den üblichen Annahmen lautet dann:

$$\overline{\{\text{O}_3\}} = \overline{\{\text{O}_3\}}_0 \cdot e^{E_{\text{vert}} \cdot t + D_s \cdot t_s} \quad (8.9)$$

bzw.:

$$\{\text{O}_3\} \text{Diff} = e^{E_{\text{vert}} \cdot t + D_s \cdot t_s} - 1 \quad (8.10)$$

Wird eine Statistik für E_{vert} über alle Treffer betrachtet, läßt sich für E_{vert} ein mittlerer Anteil $\langle E_{\text{vert}} \rangle$ und eine Varianz $\sigma_{E_{\text{vert}}}^2$ definieren.* Die Varianz $\sigma_{E_{\text{vert}}}^2$ setzt sich aus den Varianzen der vertikalen Ableitungen des Profils zusammen und kann somit bis auf den Faktor k_z aus den Profilen abgeschätzt werden. Sie pflanzt sich in eine Varianz in $\{O_3\}$ Diff fort. Die bekannte gesamte Varianz von $\{O_3\}$ Diff stellt eine Obergrenze für den Anteil, der von $\sigma_{E_{\text{vert}}}^2$ erzeugt wird, dar. Dies liefert eine Obergrenze für $\sigma_{E_{\text{vert}}}^2$ selbst. Ein Vergleich mit dem aus den Profilen geschätzten $\sigma_{E_{\text{vert}}}^2$ gibt eine Obergrenze für k_z .

Zunächst wird die Obergrenze für $\sigma_{E_{\text{vert}}}$ bestimmt:

Werden alle anderen Fehlerquellen für $\{O_3\}$ Diff vernachlässigt, lautet die Fehlerfortpflanzung:

$$\sigma_{\{O_3\}\text{Diff}}^* = \sigma_{E_{\text{vert}}} \cdot \frac{\partial \{O_3\}\text{Diff}}{\partial E_{\text{vert}}} = \sigma_{E_{\text{vert}}} \cdot t \cdot e^{E_{\text{vert}} \cdot t_s + D_s \cdot t_s} \approx \sigma_{E_{\text{vert}}} \cdot t \quad (8.11)$$

$\sigma_{\{O_3\}\text{Diff}}^* :=$ Anteil von $\sigma_{\{O_3\}\text{Diff}}$, der von vert. Eddy-Diffusion erzeugt wird

Der Fehler, den man mit der letzten Näherung macht, beträgt für Werte $D_s < 0.3\%/h_s$ und $E_{\text{vert}} < 1 \%/ \text{Tag}$ weniger als 15 %.

Für die Treffer, aus denen die Ozonabbauraten berechnet wurden, beträgt t im Mittel 130 Stunden. Eine Obergrenze für den Fehler $\sigma_{\{O_3\}\text{Diff}}^*$ stellt $\sigma_{\{O_3\}\text{Diff}}$ mit 7% (siehe Abschnitt 8.1) dar, woraus sich ergibt:

$$\sigma_{E_{\text{vert}}} \leq 0,054 \%/h \quad (8.12)$$

Nun wird $\sigma_{E_{\text{vert}}}$ aus den Profilen abgeschätzt:

$$\sigma_{E_{\text{vert}}} = k_z \sqrt{\sigma_{\{O_3\}z}^2 + \frac{1}{H^2} \cdot \sigma_{\{O_3\}z}^2} \quad (8.13)$$

Es wird nun angenommen, daß die Varianzen der Ableitungen von Profil zu Profil mit der Höhenvarianz der Ableitungen eines Profils in der Umgebung der fraglichen Höhe übereinstimmen. Diese Annahme ermöglicht es, die Varianzen aus einem typischen Profil abzuschätzen. Hier wurde Abbildung 4.2a im Höhenbereich 17500 bis 22500 m verwendet, um die Varianzen zu schätzen. Man liest ab:

* Dieser mittlere Anteil ist die Größe, die sich auch aus der multiplen Regression ergibt. Für eine streng konsistente Bezeichnung hätte somit im letzten Abschnitt $\langle E \rangle$ statt E geschrieben werden müssen. Zugunsten einer besseren Lesbarkeit wurde im letzten Abschnitt darauf verzichtet. Um Verwechslungen auszuschließen, wird hier darauf hingewiesen, daß die im letzten Abschnitt angegebenen Standardabweichungen von $\langle E \rangle$ den Fehler des Mittels und nicht die Standardabweichung von E bezeichnen. Gleiches gilt für alle aus Regressionen gewonnenen D_s , die streng genommen mit $\langle D_s \rangle$ bezeichnet werden müßten.

$$\sigma_{\frac{\{O_3\}_{zz}}{\{O_3\}}} \geq 10^{-4} \frac{\%}{m^2}$$

$$\sigma_{\frac{\{O_3\}_z}{\{O_3\}}} \geq 10^{-2} \frac{\%}{m}$$

H beträgt etwa 6500 m. Der zweite Term kann vernachlässigt werden. Es folgt:

$$\sigma_{E_{\text{vert}}} \geq k_z \cdot 10^{-4} \frac{\%}{m^2}$$

zusammen mit (8.12):

$$k_z \leq 540 \frac{m^2}{h} = 0.15 \frac{m^2}{s}$$

Die erhaltene Obergrenze für k_z dient zusammen mit den über die Profile gemittelten vertikalen Ableitungen zur Berechnung einer Obergrenze für $\langle E \rangle$. Die Mittelung ist mit der Bildung der Ableitung vertauschbar, so daß die mittleren Ableitungen aus den Ableitungen des gemittelten Profils zu entnehmen sind. Aus Abbildung 4.2b liest man ab:

$$\left| \frac{\{O_3\}_{zz}}{\{O_3\}} \right| \leq 3 \cdot 10^{-6} \frac{\%}{m^2}$$

$$\left| \frac{\{O_3\}_z}{\{O_3\}} \right| \leq 2 \cdot 10^{-2} \frac{\%}{m}$$

Es ergibt sich:

$$|\langle E_{\text{vert}} \rangle| \leq 0,08 \frac{\%}{\text{Tag}} \quad \text{und} \quad \langle E_{\text{vert}} \rangle \leq 0$$

Die Größe beider Summanden ist dabei nahezu gleich, beide sind negativ. Also führt vertikale Eddy-Diffusion, wie der Ozonabbau auch, zu einer Ozonabnahme im Paket. Diese Ozonabnahme ist aber um mindestens eine Größenordnung kleiner als der beobachtete Ozonabbau.

Für die horizontale Diffusion ist leider aufgrund fehlender exakter Information über die horizontalen zweiten Ableitungen diese Berechnung nicht möglich. Es scheint aber eher unwahrscheinlich, daß in horizontaler Richtung *im Mittel* merkliche zweite Ableitungen auftreten. Zumindest für die zweite Ableitung in zonaler Richtung kann dies aus geometrischen Gründen ausgeschlossen werden.

8.2.4 Fehler der Cooling-Raten

Ein systematischer Fehler in den Cooling-Raten führt dazu, daß die zweite Ozonmessung systematisch aus einem zu hohen bzw. zu niedrigen Θ -Niveau stammt. Da das

Ozonmischungsverhältnis in der Regel nach oben zunimmt, resultiert daraus ein systematischer Fehler in der zweiten Ozonmessung und damit auch in $\{O_3\}Diff$.

Eine Obergrenze für den systematischen Fehler der Coolingraten konnte bisher von der Gruppe in Cambridge nicht angegeben werden. Aus den hier berechneten Daten kann auch keine klare Obergrenze für den Fehler gewonnen werden. Die über die Trajektorie integrierte Abkühlung ist nicht proportional zur Zeitspanne zwischen den Messungen, da die Coolingrate in Schattenzeiten negativ und in den kurzen Sonnenzeiten positiv ist. Die Überlegungen des Abschnitts 8.2.3 gelten also für Fehler aufgrund systematisch falscher Coolingraten nicht.

Um die Empfindlichkeit der erhaltenen Ozonabbauraten gegenüber Änderungen der Cooling-Rate zu untersuchen, wurden die aus Cambridge stammenden Werte im Bereich von 50% - 150% variiert. Dann wurde die Ozonabbaurate im Zeitraum 4.1. - 9.2.'92 und im Höhenbereich 450 - 500 K für die variierten Cooling-Raten berechnet. Das Ergebnis ist in Abbildung 8.6 dargestellt.

Abbildung 8.7 zeigt die Standardabweichung von $\{O_3\}Diff^*$ für die variierten Cooling-Raten. Für die Berechnung des chemischen Ozonabbaus, der in $\{O_3\}Diff^*$ berücksichtigt wird, wurden die Ozonabbauraten verwendet, die sich vorher für den jeweiligen Wert der Cooling-Rate ergeben haben. Da eine falsche Cooling-Rate aufgrund der Varianz im vertikalen Gradienten der Ozonprofile auch einen größeren statistischen Fehler erzeugen könnte, besteht prinzipiell die Möglichkeit, aus solch einem Diagramm eine Information über die Größe der Cooling-Rate zu gewinnen. Wie aus der Abbildung ersichtlich, kann jedoch kein signifikanter Unterschied des statistischen Fehlers in der untersuchten Bandbreite der Cooling-Raten festgestellt werden. Eine leichte Abnahme des Fehlers zu größeren Cooling-Raten hin ist nur ein sehr schwaches Indiz dafür, daß die Cooling-Raten in Cambridge eventuell eher unterschätzt werden.

Da das Modell in Cambridge Aerosole nicht berücksichtigt, im Winter '91/'92 aber durch den Ausbruch des Vulkans Pinatubo im Sommer '91 ein erhöhter Hintergrund an Sulfat-Aerosol vorlag⁽³⁶⁾, scheint eine leicht erhöhte Cooling-Rate durchaus möglich.

Wird als Obergrenze für den systematischen Fehler der Cooling-Raten einmal +/-15% angenommen, ist der Fehler im Betrag der Ozonabbauraten -10/+7%.

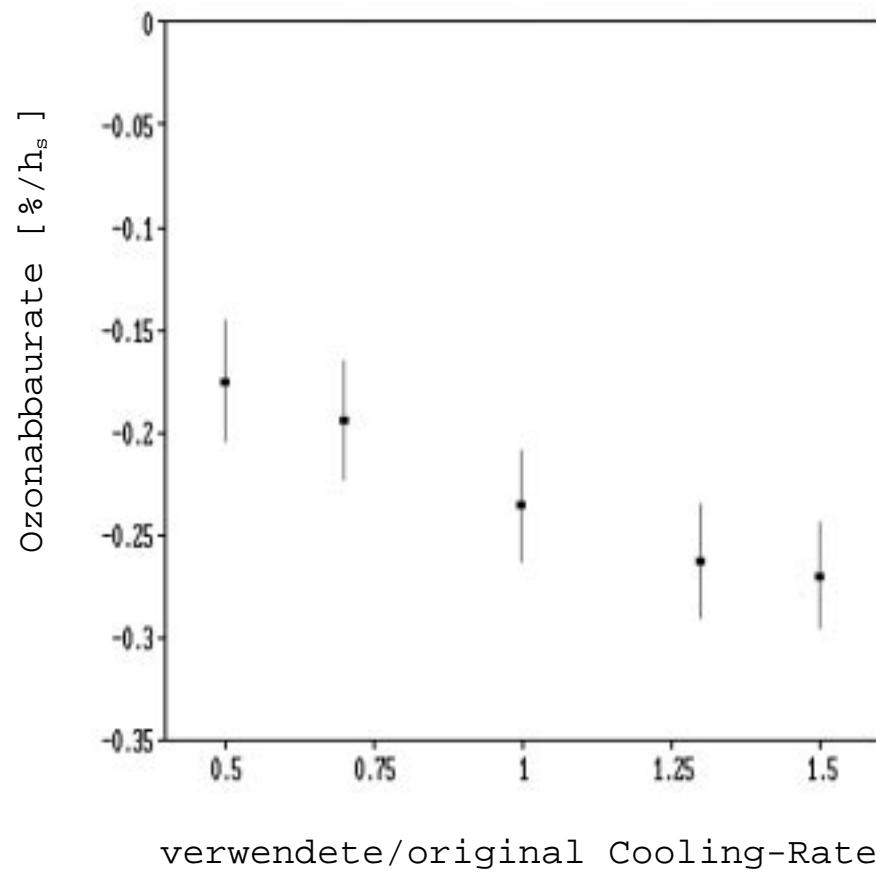


Abb. 8.6: Ozonabbauraten im Zeitraum 4.1. - 9.2.'92 und Θ -Bereich 450 - 500 K für variierte Cooling-Raten

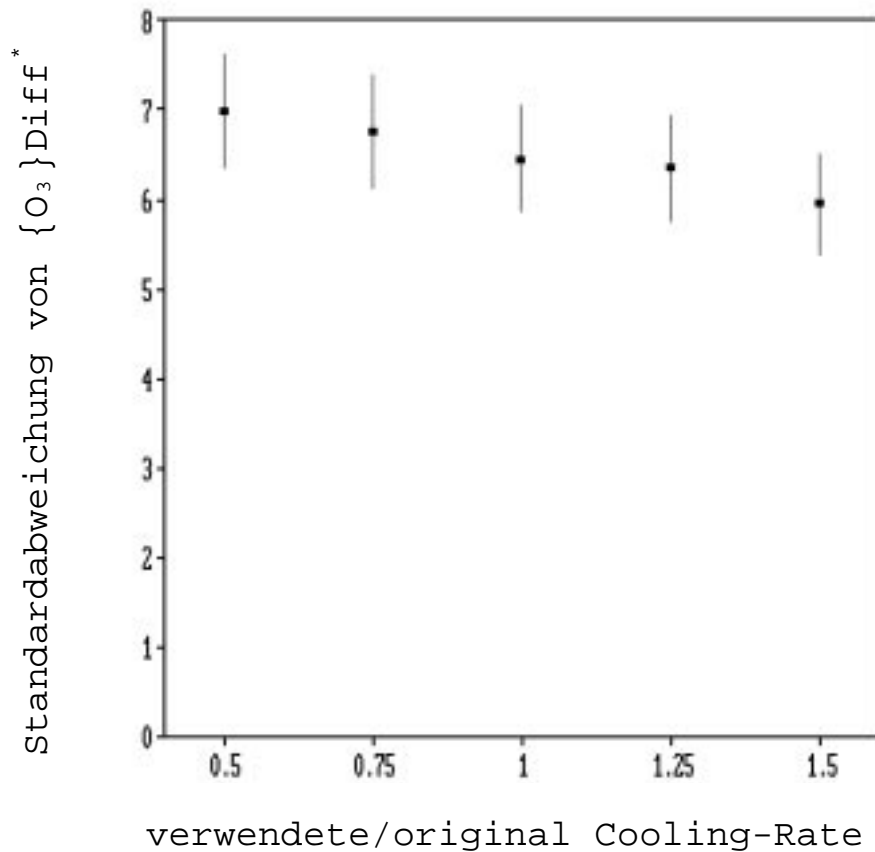


Abb. 8.7: Standardabweichung von $\{O_3\}Diff^*$ für variierte Cooling-Raten. Zeitraum 4.1. - 9.2.92. Θ -Bereich 450 -500 K. Die Fehlerbalken geben die einfache Standardabweichung (der Standardabweichung) an.

8.2.5 Fehler der Sonnenzeit t_s

Ein systematischer Fehler in der Bestimmung der sonnenbeschienenen Zeit zwischen zwei Ozonmessungen kann entstehen, wenn der Sonnenauf- und untergangszeitpunkt regelmäßig etwas falsch bestimmt wird. Die Geometrie des Erdkörpers wird in der entsprechenden Routine gut beschrieben, so daß ein Fehler aufgrund der Erdabplattung ausgeschlossen werden kann. Es bleiben zwei Effekte, die systematische Abweichungen hervorrufen können.

Zunächst muß die Brechung des Sonnenlichtes im Dichtegradienten der Erdatmosphäre berücksichtigt werden. Diese Brechung ist abhängig vom Wasserdampfgehalt der Atmosphäre. Da dieser nicht berücksichtigt werden kann, wurde für sie ein mittlerer Wert von 0.026 rad Ablenkung zur Erde hin für den gesamten Durchgang durch die At-

mosphäre angenommen⁽²²⁾. Durch die Berücksichtigung der Brechung haben sich die Sonnenscheindauern im betrachteten Bereich und Zeitraum um 22% verlängert. Ist der angenommene mittlere Wert für die Brechung um 10% falsch, so resultiert daraus für die Sonnenscheindauer ein systematischer Fehler von knapp 2.5%.

Es wurde in der Bestimmung der Sonnenzeiten kein Unterschied zwischen Halb- und Kernschatten der Erde gemacht. Als Auf- bzw. Untergangszeitpunkt wurde jeweils der Zeitpunkt verwendet, zu dem der Sonnenmittelpunkt den Horizont überquert. Sollte die Photonendichte schon bei kleinen Werten ihre Eigenschaft als geschwindigkeitsbestimmende Größe der Reaktion verlieren, hat das zur Folge, daß die Zeiten, die für die Reaktion als sonnenbeschienen zu gelten haben, jeweils vom Sichtbarwerden bis zum Untergehen des oberen Sonnenrandes gerechnet werden müssen. Sie wären dann pro Tag um etwa den Zeitraum länger, den die Sonne zum Aufgehen benötigt. Diese Zeitspanne ist breiten- und jahreszeitenabhängig. Für den untersuchten Bereich und Zeitraum läßt sie sich aus der Änderung der Sonnenscheindauern abschätzen, die sich durch Berücksichtigung der Atmosphärenbrechung ergeben hat. Dort wurde der scheinbare Horizont um 0.026 rad gegenüber dem wahren Horizont nach unten verschoben, was zu einer mittleren Verlängerung der Sonnenscheindauer um 22% führte. Die obere Sonnenkante wird sichtbar, wenn der Sonnenmittelpunkt gerade einen scheinbaren Horizont überquert, der um einen halben Sonnendurchmesser unterhalb des wahren Horizonts liegt. Ein halber Sonnendurchmesser hat von der Erde aus eine scheinbare Größe von etwa 0.005 rad. Dieser Effekt macht also gerade knapp ein Fünftel des Effekts durch atmosphärische Brechung aus. Die Sichtbarkeitsdauer der Sonne ist also im untersuchten Bereich um etwa 4% länger als die berechnete Sonnenscheindauer. Der Zeitraum, in dem genügend Beleuchtungsintensität für den Ablauf der chemischen Reaktionen zur Verfügung steht, kann also bis zu 4% länger als die berechnete Sonnenscheindauer sein. Dieser Fehler pflanzt sich linear in die Ozonabbaurate fort, die somit um bis zu 4% unter den berechneten Werten liegen kann.

8.2.6 Resultierender Fehler der Ozonabbaurate

Als mögliche Quellen wesentlicher systematischer Fehler in der Ozonabbaurate wurden die Diffusion, Fehler in der Cooling-Rate und Fehler in der Sonnenscheindauer festgestellt. Schließt man horizontale Diffusion aus, erhält man im Zeitraum 4.1.-9.2.92 und Höhenbereich 450-500 K als maximale Größe für den systematischen Fehler des Betrags der Ozonabbaurate -20/+7%. Zu diesem Wert können noch -5% hinzukommen, falls

schon eine geringe Beleuchtungsintensität ausreicht, um den Ozonabbau bei voller Geschwindigkeit ablaufen zu lassen. Wird horizontale Diffusion nicht ausgeschlossen, kann sich dadurch die Ozonabbaurate nur vergrößern.

Wird auch der statistische Fehler durch das 95% Konfidenzintervall ($\pm 25\%$) berücksichtigt, erhält man als Vertrauensbereich für D_s :

$$D_s = -0,24 \text{ \%}/h_s ; \text{ Vertrauensbereich: } -0,13 \text{ bis } -0,32 \text{ \%}/h_s$$

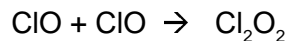
Diese Angabe ist eine eher vorsichtige Abschätzung eines Vertrauensbereichs für die Ozonabbaurate. Der Fehler stammt zum Teil aus dem Fehler der Cooling-Rate, der bis zu 15% angenommen wurde.

Die Tagesmittel der Abbauraten haben nur für die hier verwendete Definition des Vortexrands Gültigkeit. Dabei muß auch die Behandlung von isolierten Bereichen mit großer potentieller Vorticity außerhalb des Vortex beachtet werden. Ihre Fehler liegen in der gleichen Größenordnung wie der Fehler der Ozonabbaurate pro Sonnenstunde, wenn sie mit anderen Werten verglichen werden, die mit der gleichen Definition des Vortexrandes gewonnen wurden.

9 Diskussion

9.1 Korrelation mit der ClO-Konzentration

Chemischen Modellen zufolge ist für den schnellen (d.h. auf gestörter Chemie beruhenden) spätwinterlichen Ozonabbau in der unteren Stratosphäre zum überwiegenden Maße der ClO_x Zyklus verantwortlich (siehe Abschnitt 2). Im betrachteten Bereich der arktischen Stratosphäre ist dabei der ClO-Dimer Mechanismus vorherrschend⁽⁹⁾. Der geschwindigkeitsbestimmende Schritt für diesen Zweig des Zyklus ist tagsüber:



Pro Zyklusdurchlauf werden zwei Ozonmoleküle zerstört. Daraus ergibt sich die Geschwindigkeit des chemischen Ozonabbaus zu⁽¹⁰⁾:

$$\frac{d[\text{O}_3]_{\text{chem}}}{dt} = D_s \cdot [\text{O}_3] = 2k_{\text{ClO}} \cdot [\text{ClO}]^2 \cdot [\text{M}]$$

k_{ClO} := Geschwindigkeitskonstante der Dimerbildung von ClO

[M] ist nur von Druck und Temperatur abhängig, also in erster Näherung konstant. Den Haupteinfluß auf die Geschwindigkeit des chemischen Ozonabbaus hat die Konzentration von ClO, die quadratisch eingeht.

9.2 Meßdaten für ClO

Im Winter 91/92 wurde das ClO Mischungsverhältnis höhenaufgelöst von MLS (Microwave Limb Sounder) gemessen, der auf UARS (Upper Atmosphere Research Satellite) montiert ist. Die Ergebnisse dieser Messungen wurden im April '92 von Waters et al.⁽³⁷⁾ in einem Nature-Article vorgestellt. Der Sounder konnte leider im Zeitraum 14.1. - 14.2.'92 keine Messungen im arktischen Bereich machen, da UARS in dieser Phase nach Süden orientiert war.

Innerhalb des Vortex steigt das ClO Mischungsverhältnis vom 1. Jan. bis zum 13. Jan. schnell an. Das Maximum des Mischungsverhältnisses liegt bei etwa 20000 m Höhe. Darüber und darunter fällt das Mischungsverhältnis steil ab. Im 465 K potentiellen Temperaturniveau erreicht das ClO Mischungsverhältnis bis zum 12. Jan. stellenweise Werte über 2.0 ppbv. Dieser Wert liegt in der gleichen Größenordnung wie die ClO Werte, die in der Antarktis gemessen werden. Das über den Vortex gemittelte ClO Mischungsver-

hältnis steigt bis zum 12. Jan. auf ca. 1 ppbv (in 465 K) an. Waters et al. benutzen im 465 K Niveau 25 PVU als Vortexaußengrenze; das entspricht recht gut der in dieser Arbeit verwendeten Grenze für den Vortex/Vortexrandbereich. Die Mittelung über den Vortex umfaßt Tag- und Nachtregionen. ClO wird in der Nacht schnell in seinen Dimer überführt und dann nicht mehr vom MLS erfaßt. Deswegen sind die Vortexmittel deutlich kleiner als die mittleren ClO Mischungsverhältnisse in den Tagregionen. Die Mittel in den Tagregionen sind aber die für den Ozonabbau bestimmenden Größen, da sich dieser ja sowieso nur bei Tageslicht abspielt.

Am 15. Feb. war UARS erstmals wieder nordwärts gerichtet. Zu diesem Zeitpunkt war das im Vortex gemittelte ClO Mischungsverhältnis bereits auf 0,35 ppbv gesunken. Danach fällt es bis Ende Februar wieder auf Werte unter 0,1 ppbv ab.

In dem Zeitraum, in dem ClO Werte von MLS gemessen wurden, stimmt der zeitliche Verlauf der hier bestimmten Ozonabbauraten gut mit dem aufgrund des ClO-VMRs erwarteten Verlauf überein. Auch der Höhenbereich des Maximums des gefundenen Ozonabbaus (Abb. 7.3 und Tab. 7.1) fällt genau in den Höhenbereich des maximalen ClO-VMRs.

Am 5., 6., 7., 12., 13. und 14. Februar wurde ClO vom Institut für Fernerkundung der Universität Bremen mit SUMAS (Submillimeter-Wave Atmospheric Sounder) gemessen. SUMAS wurde an Bord des Forschungsflugzeugs Falcon in etwa 11 km Höhe eingesetzt. Alle Flüge fanden bei Tageslicht statt. Die Flüge am 5. und 6. Februar lagen im Vortexrandbereich und lieferten im Höhenbereich von 17-25 km ClO Mischungsverhältnisse von 0.6 bis 0.8 +/- 0.2 ppbv. Am 7. Februar wurde im Vortexkern im gleichen Höhenbereich 1.0 +/- 0.2 ppbv ClO gemessen. Bei den Flügen am 12., 13. und 14. Februar lag das ClO Mischungsverhältnis jeweils unter der Nachweisgrenze, die am 12. und 13. bei etwa 0.6 ppbv und am 14. bei etwa 0.4 ppbv lag.⁽⁴⁸⁾

Die Werte von SUMAS zeigen, daß Anfang Februar im fraglichen Höhenbereich noch deutlich erhöhte ClO Mischungsverhältnisse vorlagen und das diese Anfang Februar im Vortexkern größer als im Vortexrandbereich waren. Die SUMAS-Messungen bestätigen somit sehr gut das Ergebniss dieser Arbeit, nach dem der Ozonabbau Anfang Februar im Vortexkern schneller als im Vortexrand stattfindet (vgl. Abb. 7.6).

9.3 Modelldaten für ClO

Die Lücke in den ClO Daten vom 14.1. - 5.2. läßt sich mit Modelldaten für ClO schließen. Kettleborough et al.⁽³⁸⁾ stellten auf der EGS-Tagung im Mai '93 die Ergebnisse von UGAMP (UK Universities' Global Atmospheric Modelling Programme) vor. UGAMP enthält detaillierte Gasphasenchemie und die wesentliche heterogene Chemie. Es hat eine Auflösung von 20hPa x 6° x 6°. Im Zeitraum 1. - 13. Jan. weist es eine gute Übereinstimmung mit den von Waters et al. gemessenen ClO Daten auf. Kettleborough et al. geben den Flächenanteil des Vortex an, in dem das ClO-Mischungsverhältnis über 2,0 ppbv liegt. Solche Bereiche existierten vom 12. Jan. bis zum 7. Feb.. Das Maximum des Flächenanteils lag beim 21. - 23. Jan.

Damit wird auch der Zeitraum der hier berechneten maximalen Ozonabbaurate (vgl. Abb. 7.4) durch ClO Werte bestätigt.

9.4 Modelldaten für die Ozonabbaurate

Waters et al. geben für die von ihnen gemessenen ClO Daten (siehe Abschnitt 9.2) mit Hilfe eines chemischen Modells über den Vortex gemittelte Ozonabbauraten an. Sie erhalten im Zeitraum 8. - 13. Jan. im 465 K Niveau eine Abbaurate von etwa 1%/Tag. Dieser Wert stimmt gut mit dem in dieser Arbeit berechneten Wert überein (vgl. Abb. 7.7) und bestätigt somit auch quantitativ die hier vorgestellten Werte.

Für die Daten des ER-2 Fluges am 10.2.1989 haben McKenna, Jones et al. Berechnungen mit einem Lagrangeschen, chemischen Modell durchgeführt, welches eine detaillierte Chemie sowohl in der Gasphase als auch an Oberflächen enthält. Die tagsüber gemessene ClO Konzentration lag damals in einigen Regionen bei ca. 1 ppbv im Höhenbereich 430 - 470 K. Für die Regionen mit hohen ClO Mischungsverhältnissen berechneten McKenna, Jones et al. Ozonabbauraten von 1,25 +/- 0,25 %/Tag. Auch dies bestätigt, daß chemische Modelle bei den im EASOE-Winter aufgetretenen ClO Konzentrationen Ozonabbauraten vorhersagen, die in der Größenordnung der hier gemessenen Werte liegen.

9.5 Vergleich mit Ozonabbauraten aus Messungen

Die Veröffentlichungen, die sich mit der Berechnung von Ozonabbauraten aus Messungen für vergangene Winter beschäftigen, kommen aufgrund der nur punktuell durchgeführten Messungen meist nicht zu einem quantitativen Ergebnis⁽³⁹⁾⁽⁴⁰⁾⁽⁴¹⁾. Wird ein Zahlenwert für eine Ozonabbaurate angegeben, so stammt dieser aus einer Zeitreihe des Ozonmischungsverhältnisses in einer potentiellen Temperaturfläche an einem einzigen Sondenstartort. Dabei wird sowohl der Advektionsterm als auch diabatische Abkühlung völlig vernachlässigt. Evans⁽⁴²⁾ kommt für den Februar '89 in 550 K auf 0,7 +/- 0,13 %/Tag Ozonverlust, Hofman und Deshler⁽⁴⁰⁾ auf 3,5 %/Tag in einer Episode vom 12. - 19. Januar 1990 in 22 km Höhe. Aufgrund der verwendeten Methode ist auch nach Meinung der Autoren eine gewisse Skepsis diesen Daten gegenüber angebracht.

Für den Winter '91/'92 ist bisher nur eine Berechnung von Ozonabbauraten aus den Ozonmeßdaten veröffentlicht worden. Diese stammt von Diana Lucic et al.⁽⁴³⁾ und wurde auf der EGS-Tagung im Mai '93 vorgestellt. Lucic et al. untersuchten den Trend des Ozonmischungsverhältnisses in dem Bereich, der in dieser Arbeit als Vortexkern bezeichnet wird. Dabei mittelten sie das Ozonmischungsverhältnis aus allen im Kern erfolgten Sondenaufstiegen jeweils über einen nicht näher angegebenen Zeitraum. Die diabatische Abkühlung und der daraus resultierende vertikale Transport von Ozonmischungsverhältnis wurde berücksichtigt. Austausch über den Vortexrand wurde vernachlässigt. Lucic et al. berechneten erhielten im 475 K Niveau und im Zeitraum 1. Jan. - 29. Feb. eine mittlere Ozonabbaurate von 0,25 +/- 0,1 %/Tag. Eine zeitliche Auflösung ist mit diesem Ansatz nicht möglich. Wird die Abbaurate von 0,25 %/Tag zu einem Gesamtozonverlust integriert, erhält man 15 +/- 6 % Verlust in den sechzig Tagen. Dabei enthält der angegebene Fehler nur die statistischen Fehler. Eine Abschätzung des systematischen Fehlers durch Austausch über die Vortexgrenze wird nicht gegeben. Das 95% Konfidenzintervall für den Ozonabbau reicht also etwa von 3 % bis 27 %. Der Austausch über die Vortexgrenze kommt als unkalkulierbarer Fehler noch hinzu.

Dies Ergebnis steht zunächst im Widerspruch zu dem hier vorgestellten Gesamtozonverlust im Kern von 35 % im gleichen Zeitraum. Bei Einbeziehung aller Fehler (Abschnitt 8.2.6) erhält man als Konfidenzintervall 19 bis 46 % Gesamtozonverlust im Kern. Dabei ist noch nicht berücksichtigt, daß der Gesamtozonverlust einer Luftschicht mit dem hier verwendeten Verfahren eventuell etwas überschätzt wird (Abschnitt 7.6) und die über Vortexbereiche gemittelten Ozonabbauraten von der genauen Definition der Grenze dieses Vortexbereiches abhängen. Eventuell verwendete Diana Lucic eine etwas andere

Definition dieser Grenze. Die Konfidenzintervalle der beiden Ergebnisse überlappen also noch. Trotzdem ist die Größe der Differenz unbefriedigend.

Aus diesem Grund wurde hier die Auswertung von Diana Lucic auf ähnliche Weise nachvollzogen. Dazu wurde über das Ozonmischungsverhältnis aller Ozonsonden in einem potentiellen Temperaturniveau, welches mit der mittleren Vortex-Coolingrate von 0,7 K/Tag absinkt (siehe Abschnitt 7.6) gemittelt, und dieses Mittel über der Zeit aufgetragen. Dies wurde sowohl für den Vortexkern als auch für den gesamten Vortex/Vortexrand getrennt durchgeführt. Die Zuordnung der Sonden zu den Vortexbereichen erfolgte durch die mittlere potentielle Vorticity der Trajektorien, die am jeweiligen Sondenstart in 475 K enden. Es wurden nur Sondenmessungen verwendet, die den im Abschnitt 6.7 angegebenen Qualitätsnormen entsprechen.

Diese Untersuchung wurde für eine Luftschicht, die am 1.1. in 495 K startet und bis Ende Februar auf 455 K absinkt, und für eine Schicht, die in 485 K startet und auf 445 K sinkt, durchgeführt. Die niedrigere Schicht weist etwas höhere Ozonverluste auf. Der zeitliche Verlauf des Ozonmischungsverhältnisses in dieser Schicht ist in Abb. 9.1 a und b dargestellt. Bemerkenswert ist die gute qualitative Übereinstimmung dieser Abbildungen mit den Abbildungen 7.9 a und b. Das spätere Ende des Ozonabbaus im Kern sowie die in der zweiten Januarhälfte höhere Abbaurate im Rand ist sogar bei dieser groben Methode zu erkennen. Der Gesamtozonverlust beträgt sowohl im Kern als auch im Vortex/Vortexrand knapp 30%. Eine Angabe des Fehlers hierzu ist nicht möglich, da der Einfluß von Austauschvorgängen nicht abgeschätzt werden kann. Der Wert bestätigt die Größenordnung des berechneten Ozonabbaus sehr gut. Der berechnete Abbau führt also in dem eng begrenzten räumlichen Bereich auch zu einem beobachtbaren Trend im Ozonmischungsverhältnis, der in der erwarteten Größenordnung liegt.

Die Differenz dieser Angabe zu dem von Diana Lucic berechneten Wert ist trotz der überlappenden Konfidenzintervalle erheblich und kann hier nicht ganz befriedigend geklärt werden. Dazu müßten die Details der Auswertmethode verglichen werden. Möglichkeiten für Unterschiede gibt es bei der Definition des Vortexrands, der Auswahl der verwendeten Sondenmessungen und bei dem Mittelungszeitraum. Hier wurden Mittel über 14 Tage verwendet. Sollten Diana Lucics Werte aus einem Vergleich der Monatsmittel Januar/Februar stammen, wäre damit die Differenz bereits aufgeklärt.

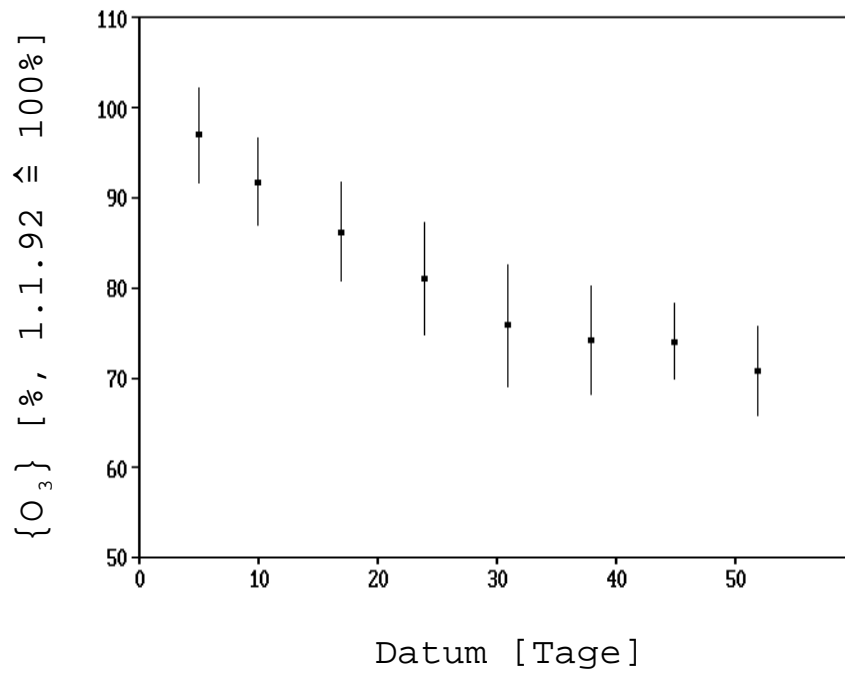


Abb. 9.1a: Vortex/Vortexrand ($PV > 27$ PVU in 475 K)

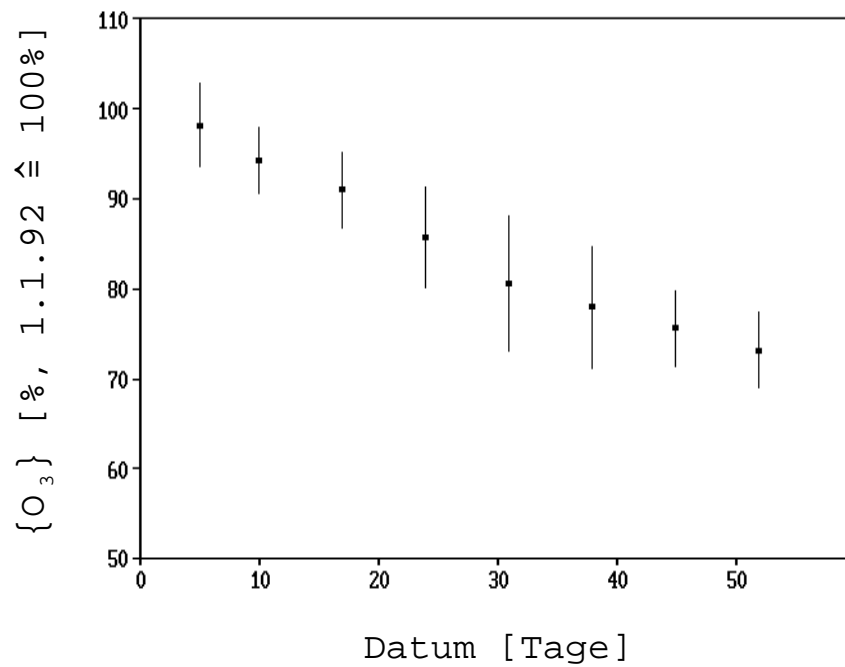


Abb. 9.1b: Vortexkern ($PV > 42$ PVU in 475 K)

Abb. 9.1: Ozontrend der mit $0,7$ K/Tag potentieller Temperaturänderung abkühlenden Luftschicht, die am 1.1.92 in 485 K lag.

9.6 Schlußfolgerungen aus den Ozonabbauraten, Vergleich mit der Antarktis

Die hier vorgestellten Ozonabbauraten sind mit zeitweise über 1,5 %/Tag als groß zu bezeichnen. Sie sind damit kaum kleiner als Werte, die aus der Antarktis berichtet werden. Dort wird im allgemeinen von Abbauraten um 2 %/Tag ausgegangen.⁽⁴⁴⁾⁽⁴⁵⁾ Da die gemessenen ClO Werte im Winter '91/'92 in der Arktis nahezu antarktische Werte erreichten, ist dieser schnelle Ozonabbau in Übereinstimmung mit den Vorhersagen chemischer Modelle. Dies zeigt, daß die chemische Situation in der spätwinterlichen arktischen unteren Stratosphäre Anfang '92, was die Chloraktivierung und den daraus resultierenden Ozonabbau betrifft, nicht wesentlich von antarktischen Verhältnissen entfernt war. (Es soll hier nicht behauptet werden, daß die Gründe für die Chloraktivierung mit denen in der Antarktis übereinstimmen müssen. Für eine ausführliche Diskussion der chemischen Situation muß das Pinatubo-Aerosol berücksichtigt werden⁽³⁶⁾.) Daß der gesamte Ozonverlust im Frühjahr '92 im arktischen Bereich weit von den inzwischen üblichen dramatischen Verhältnissen in der Antarktis entfernt geblieben ist, ist auf eine frühzeitige Beendigung des Ozonabbaus schon im Februar zurückzuführen. Dadurch betrug die gesamte Länge der Ozonabbauperiode nur etwa 4 bis 5 Wochen. In der Antarktis halten sich die für einen Ozonabbau nötigen Bedingungen (Temperaturen unterhalb des PSC Kondensationspunktes) durch den wesentlich stärkeren Wirbel etwa 5 Monate.⁽³⁷⁾ Nach dem frühzeitigen Aufbrechen des Wirbels über der Arktis können sich die Luftmassen, in denen die Ozonkonzentration um etwa 30% vermindert ist, über die Nordhalbkugel verteilen und auch in mittleren nördlichen Breiten zu einer leichten Abnahme der Gesamtozonsäule führen. Aufgrund der sehr großen Variabilität der Ozonsäule ist diese leichte Abnahme nur in langjährigen Mitteln plausibel nachzuweisen.

10 Zusammenfassung

Um aus vielen punktuellen Ozonprofilmessungen die Geschwindigkeit des chemischen Ozonabbaus zu bestimmen, wurde das Konzept der quasi-Lagrangeschen Messung von Ozonmischungsverhältnissen eingeführt. Dabei werden geeignet definierte Luftpakete entlang ihrer horizontalen und vertikalen Bewegung im Strömungsfeld der Atmosphäre verfolgt und solche Pakete ermittelt, in denen mehr als eine Ozonmessung stattgefunden hat. Indem die beiden gemessenen Ozonmischungsverhältnisse zur sonnenbeschienenen Zeitspanne zwischen den Messungen in Relation gesetzt werden, läßt sich die Ozonabbaurate im Paket berechnen.

Mit den Ozonsondenaufstiegen der EASOE-Kampagne konnte gezeigt werden, daß dieses Konzept innerhalb des polaren Vortex sehr gut geeignet ist, Ozonabbauraten aus punktuellen Sondenmessungen zu berechnen, und daß damit ein wesentlich detaillierteres Bild der Ozonabbaurate gewonnen werden kann, als dies mit bisherigen Verfahren möglich ist. So konnte erstmals ein eindeutiger Beweis für schnellen chemischen Ozonabbau in der spätwinterlichen arktischen Stratosphäre gegeben werden. Die Entwicklung der Ozonabbaurate konnte zeitlich und bedingt auch nach Vortexbereichen aufgelöst werden.

Der Ozonabbau erreichte im EASOE-Winter mit zeitweise 1,5 %/Tag (0,24 %/Sonnenstunde) nahezu gleiche Geschwindigkeit wie in antarktischen Wintern. Der Unterschied des arktischen Ozonabbaus, der bisher ein 'arktisches Ozonloch' verhindert hat, liegt in der verhältnismäßig kurzen Zeitdauer der Ozonabbauperiode, die im EASOE-Winter etwa 5 Wochen betrug. In diesem Zeitraum kann in einem engen Höhenbereich um knapp 20 km Höhe das Ozon zu etwa 30% zerstört werden.

Anhang I: Großkreisabstand

Auf der sphärischen Erdoberfläche ist es sinnvoll, den Abstand zwischen zwei Punkten als die Bogenlänge der Großkreisverbindung durch diese beiden Punkte zu definieren.

Die beiden Punkte sind in geographischer Länge und Breite gegeben:

$$P_1 = (\lambda_1, \beta_1)$$

$$P_2 = (\lambda_2, \beta_2)$$

λ := geogr. Länge in rad, $\lambda \in [0, 2\pi]$

β :=geogr. Breite in rad, $\beta \in [-\pi/2, \pi/2]$

M := Erdmittelpunkt

R := Erdradius

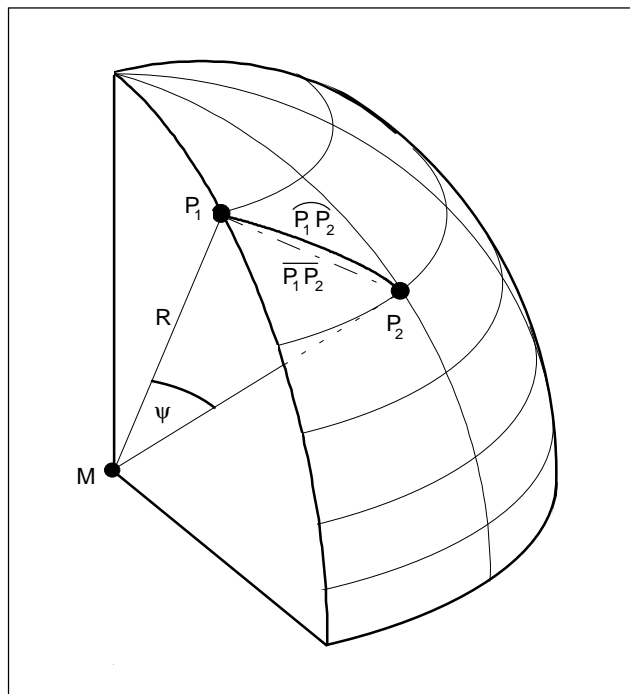


Abb. A.1: Großkreisabstand der Punkte P_1 und P_2 .

Hier wird zur Berechnung des Winkels ψ zwischen MP_1 und MP_2 , welcher ja bis auf den Faktor R mit dem Großkreisabstand übereinstimmt, auf kartesische Koordinaten übergegangen:

$$\begin{aligned}x &= \cos(\beta) \cos(\lambda) \\y &= \cos(\beta) \sin(\lambda) \\z &= \sin(\beta)\end{aligned}\tag{A.1}$$

ψ ergibt sich aus dem Kosinussatz:

$$\begin{aligned}\cos(\psi) &= 1 - \frac{1}{2} \cdot \overline{P_1P_2}^2 \\ \overline{P_1P_2} &= \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2 + (z_1 - z_2)^2} \\ \cos(\psi) &= 1 - \frac{1}{2} \cdot \left[\left(\cos(\beta_1) \cos(\lambda_1) - \cos(\beta_2) \cos(\lambda_2) \right)^2 + \right. \\ &\quad \left. \left(\cos(\beta_1) \sin(\lambda_1) - \cos(\beta_2) \sin(\lambda_2) \right)^2 + \left(\sin(\beta_1) - \sin(\beta_2) \right)^2 \right] \\ \cos(\psi) &= \cos(\beta_1) \cos(\beta_2) \cos(\lambda_1 - \lambda_2) + \sin(\beta_1) \sin(\beta_2)\end{aligned}\tag{A.2}$$

Folglich ist der gesuchte Großkreisabstand:

$$\widehat{P_1P_2} = R \cdot \arccos \left(\cos(\beta_1) \cos(\beta_2) \cos(\lambda_1 - \lambda_2) + \sin(\beta_1) \sin(\beta_2) \right)\tag{A.3}$$

Anhang II: Großkreisinterpolation

Soll auf der sphärischen Erdoberfläche eine lineare Interpolation zwischen zwei Punkten P_1 und P_2 durchgeführt werden, um den Zwischenpunkt P_3 zu ermitteln, ist es sinnvoll, entlang der Großkreisverbindung von P_1 und P_2 zu interpolieren.

Es soll

$$\widehat{P_1P_3} = f \cdot \widehat{P_1P_2} \quad (\text{A.4})$$

sein. Ist $f \in (0,1)$ handelt es sich um eine Interpolation, sonst um eine Extrapolation. Die Berechnung wird auf der Einheitskugel durchgeführt, so daß die Bogenlänge zwischen zwei Punkten sich aus dem Großkreisabstand der Punkte durch den Erdradius (R) ergibt. Zur Berechnung des Großkreisabstands siehe Anhang I.

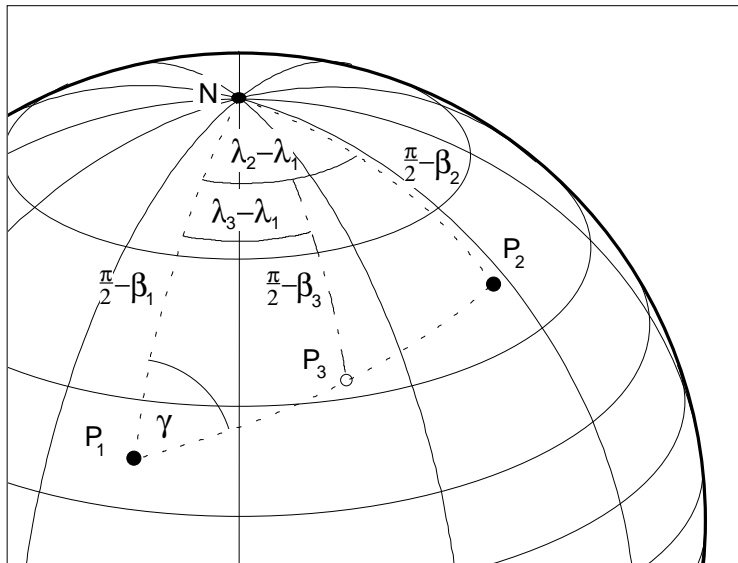


Abb. A.2: Großkreisinterpolation auf der Erdoberfläche

Der Seitenkosinussatz im Kugeldreieck $P_1 N P_2$ lautet ⁽⁴⁶⁾:

$$\cos\left(\frac{\pi}{2} - \beta_3\right) = \cos\left(\frac{\pi}{2} - \beta_1\right) \cdot \cos\left(\widehat{P_1P_3}/R\right) + \sin\left(\frac{\pi}{2} - \beta_3\right) \cdot \sin\left(\widehat{P_1P_3}/R\right) \cdot \cos(\gamma) \quad (\text{A.5})$$

mit

$$\cos(\gamma) = \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} - \beta_2\right) - \cos\left(\frac{\pi}{2} - \beta_1\right) \cdot \cos\left(\widehat{P_1P_2}/R\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2} - \beta_1\right) \cdot \sin\left(\widehat{P_1P_2}/R\right)} \quad (\text{A.6})$$

daraus ergibt sich β_3 :

$$\beta_3 = \frac{\pi}{2} - \arccos \left[\cos\left(\frac{\pi}{2} - \beta_1\right) \cdot \cos(\widehat{P_1 P_3 / R}) + \sin\left(\frac{\pi}{2} - \beta_3\right) \cdot \sin(\widehat{P_1 P_3 / R}) \cdot \cos(\gamma) \right] \quad (\text{A.7})$$

λ_3 wird im Kugeldreieck $P_1 N P_3$ bestimmt. Es gilt ⁽⁴⁶⁾:

$$\cos(\lambda_3 - \lambda_1) = \frac{\cos(\widehat{P_1 P_3 / R}) - \cos\left(\frac{\pi}{2} - \beta_1\right) \cos\left(\frac{\pi}{2} - \beta_3\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2} - \beta_1\right) \sin\left(\frac{\pi}{2} - \beta_3\right)} \quad (\text{A.8})$$

Somit ist λ_3 :

$$\lambda_3 = \lambda_1 + \arccos \left[\frac{\cos(\widehat{P_1 P_3 / R}) - \cos\left(\frac{\pi}{2} - \beta_1\right) \cos\left(\frac{\pi}{2} - \beta_3\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{2} - \beta_1\right) \sin\left(\frac{\pi}{2} - \beta_3\right)} \right] \quad (\text{A.9})$$

Anhang III: Kartenprojektionen

Die Splineinterpolation konnte nicht auf der sphärischen Erdoberfläche durchgeführt werden. Deswegen wurde die Erdoberfläche jeweils vor einer Splineinterpolation in eine Ebene projiziert. Für Voruntersuchungen, bei denen es nur um Abschätzungen ging, wurde dafür eine polar-stereographische Projektion verwendet. Die Abbildungsvorschrift lautet:

$$\begin{aligned}x &= M \cdot \beta \cdot \cos(\lambda) \\y &= M \cdot \beta \cdot \sin(\lambda)\end{aligned}\tag{A.10}$$

$M :=$ Maßstab

Diese Projektion legt den Pol in den Ursprung des (x,y)-Systems und bildet Abstände zum Pol treu ab. Großkreise durch den Pol werden auf Geraden abgebildet, Winkel zwischen diesen Großkreisen werden treu abgebildet.

Für genaue Berechnungen von Abständen von einem Punkt P_z zu einer Splinekurve wurde eine nahezu identische Abbildung verwendet, die aber anstatt des Pols den Punkt P_z in den Ursprung des (x,y)-Systems abbildet. Die Abbildungsvorschrift für einen Punkt P lautet dann:

$$\begin{aligned}x &= M \cdot \widehat{PP_z} \cdot \sin(\gamma) \\y &= M \cdot \widehat{PP_z} \cdot \cos(\gamma)\end{aligned}\tag{A.11}$$

Die Berechnung von $\widehat{PP_z}$ (Großkreisabstand zwischen P und P_z) ist im Anhang I beschrieben. γ gibt den Winkel gegen Nord an, unter dem P von P_z aus erscheint. Er wird nach Gleichung A.6 berechnet.

Die so definierte Kartenprojektion gewährleistet, daß Entfernungen von P_z aus korrekt gemessen werden.

Anhang IV: Berechnung des Erdschattens

In diesem Abschnitt wird beschrieben, wie von einem Luftpaket berechnet wurde, ob es von der Sonne beschienen wurde, oder im Erdschatten lag. Die Exzentrizität der Erdbahn, die Erdabplattung und die Strahlableitung im Dichtegradienten der Atmosphäre wurden bei der Rechnung berücksichtigt.

Der Erdkörper (Geoid) wurde als Rotationsellipsoid beschrieben, dessen Achse auf der Erdachse liegt. Zur Angabe von Orten auf dem Ellipsoiden wird zwischen der geographischen und der geozentrischen Breite unterschieden. In Abbildung A.3 werden diese beiden Begriffe definiert.

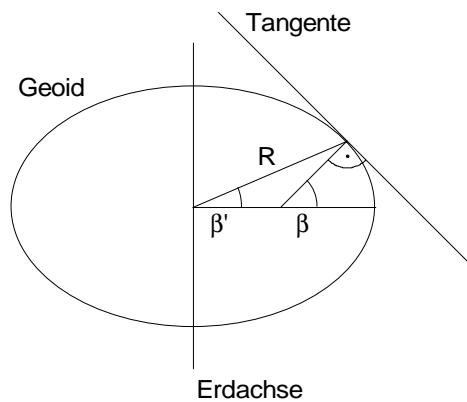


Abb. A.3: Koordinatensysteme auf dem Geoid. β ist die geographische, β' die geozentrische Breite.

Für die Abhängigkeit des Erdradius von der geographischen Breite gilt in guter Näherung ⁽⁴⁷⁾:

$$R(\beta) = R_A (1 - e \sin^2(\beta)) \quad (\text{A.12})$$

R_A := Äquatorradius der Erde = 6378,2 km

e := Abplattung = $(R_A - R_P)/R_A = 1/297$

R_P = Polradius der Erde

Für den Zusammenhang zwischen geozentrischer und geographischer Breite gilt in guter Näherung ⁽⁴⁷⁾:

$$\beta' = \beta - e \sin(2\beta) \quad (\text{A.13})$$

Vor der eigentlichen Berechnung des Schattenbereichs der Erde wurde auf ein geeignetes Koordinatensystem transformiert:

Zunächst wurden die Koordinaten der Sonne im Äquatorsystem der Erde berechnet. Das Äquatorsystem ist ein nicht rotierendes System, in welchem die Richtung eines Himmelskörpers durch den Winkel der Verbindungslinie gegen die Äquatorebene (= Deklination, δ) und den Winkel der senkrecht in die Äquatorebene projizierten Verbindungslinie gegen die Richtung des Frühlingspunktes (= Rektaszension, ϑ) gegeben wird (Abb. A.4). Der Frühlingspunkt ist ein ortsfester Punkt am Himmelsäquator. Die Routine zur Berechnung der Deklination und Rektaszension der Sonne (δ_s und ϑ_s) wurde vom Institut für Raumflug- und Reaktortechnik der Universität Braunschweig zur Verfügung gestellt. Sie enthält die genauen Bahnparameter der Erdbahn und berücksichtigt somit die unterschiedliche Umlaufgeschwindigkeit, die durch die Exzentrizität der Erdbahn verursacht wird. Würde statt dessen eine einfache Kreisbahn angenommen, würde der Zeitpunkt, zu dem die Sonne in einer berechneten Position steht, um bis zu zwanzig Minuten falsch bestimmt.

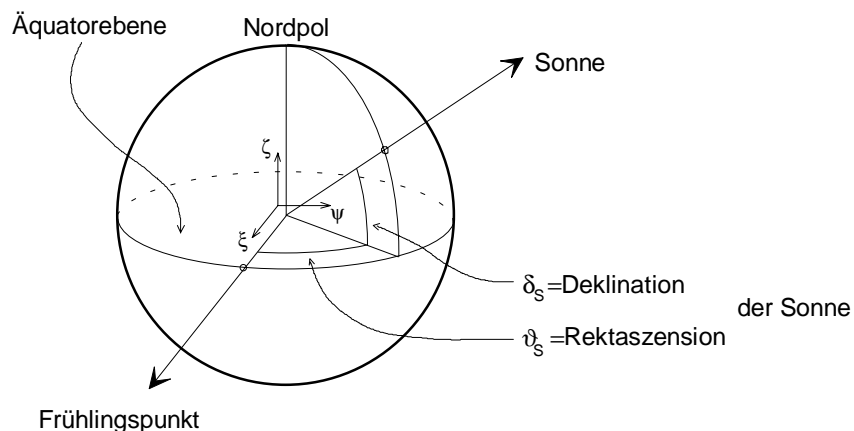


Abb. A.4: Das Äquatorsystem der Erde.

Die Koordinaten des Luftpakets wurden zunächst in einem nicht rotierenden kartesischen System (ξ, ψ, ζ) berechnet, dessen ξ -Achse in Richtung des Frühlingspunktes und dessen ζ -Achse in Richtung des Nordpols zeigt.

Die Transformationsgleichungen vom geographischen auf dieses (ξ, ψ, ζ) -System lauten:

$$\begin{aligned}\xi_p &= r_p \cos(\beta'_p) \cos(\vartheta_p) \\ \psi_p &= r_p \cos(\beta'_p) \sin(\vartheta_p) \\ \zeta_p &= r_p \sin(\beta'_p)\end{aligned}\tag{A.14}$$

mit

$$\vartheta_p := \text{Rektaszension des Luftpakets} = \vartheta_{0^\circ} + \lambda_p \tag{A.15}$$

$\vartheta_{0^\circ} :=$ Rektaszension des Null-Meridians

$\lambda_p :=$ geogr. Länge des Luftpakets

$\beta'_p :=$ geozentrische Breite des Luftpakets

$r_p :=$ Abstand des Luftpakets vom Erdmittelpunkt $\approx R(\beta_p) + h_p$

$\beta_p :=$ geographische Breite des Luftpakets

$h_p :=$ geometrische Höhe des Luftpakets über der Erdoberfläche

Die Rektaszension des Luftpakets ergibt sich aus der Summe der aktuellen Rektaszension des Null-Meridians und der geodätischen Länge des Pakets. Zur Bestimmung der Rektaszension des Null-Meridians wurde ebenfalls eine Routine des Instituts für Raumflug- und Reaktortechnik verwendet. Sie beinhaltet im wesentlichen eine Bestimmung der Rektaszension des Null-Meridians zum Zeitpunkt des Durchgangs der Erde durch den Frühlingspunkt für das aktuelle Jahr. Daraus läßt sich die aktuelle Rektaszension des Null-Meridians leicht berechnen.

Schließlich wurde auf ein kartesisches Koordinatensystem (x, y, z) transformiert, dessen Ursprung im Erdmittelpunkt liegt, dessen x-Achse genau von der Sonne weg zeigt und dessen z-Achse in der Ebene liegt, die von der Erdachse und der Verbindungsgeraden Erdmittelpunkt/Sonne aufgespannt wird. Daraus ergibt sich, daß die y-Achse in der Äquatorebene liegt (Abb. A.5).

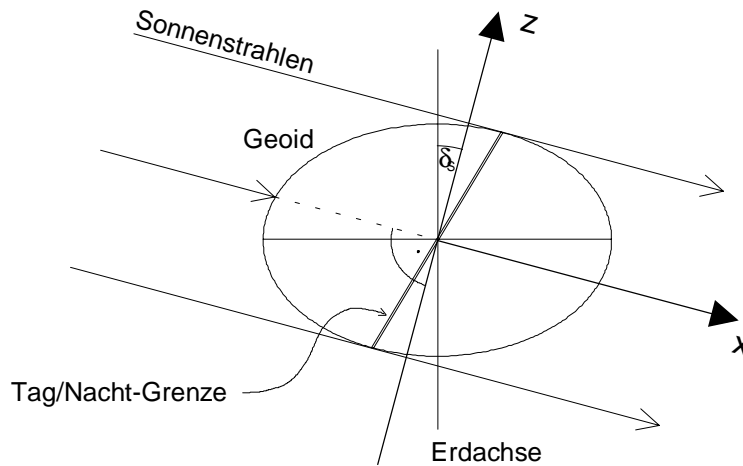


Abbildung A.5: Zur Berechnung des Erdschattens. Darstellung eines x/z - Schnittes für einen Fall, in dem die lokale Zeit für das Luftpaket 0.00 Uhr beträgt (dann befindet es sich in der x/z -Ebene). Die Exzentrizität des Geoid und die Höhe des Luftpakets sind stark übertrieben eingezeichnet. Die eingezeichnete Tag/Nacht-Grenze ist eine Projektion der auf der Erdoberfläche verlaufenden Grenze in die x/z -Ebene.

Die Transformationsgleichungen für die Transformation vom (ξ, ψ, ζ) auf das (x, y, z) -System lauten:

$$\begin{aligned}
 x &= -\cos(\vartheta_s) \cos(\delta_s) \xi - \sin(\vartheta_s) \cos(\delta_s) \psi - \sin(\delta_s) \zeta \\
 y &= \sin(\vartheta_s) \xi - \cos(\vartheta_s) \psi \\
 z &= -\cos(\vartheta_s) \sin(\delta_s) \xi - \sin(\vartheta_s) \sin(\delta_s) \psi + \cos(\delta_s) \zeta
 \end{aligned}
 \tag{A.16}$$

Im (x, y, z) -System kann nun berechnet werden, ob das Luftpaket im Erdschatten liegt. Die Form des Schattens ist in zwei Schnitten in Abbildung A.6 und A.7 dargestellt. Die Tag/Nacht-Grenze auf der Erde ist eine Ellipse. Sie liegt in einer Ebene G , die gegen die y/z -Ebene geneigt ist. Die Sonnenstrahlen durch den Rand dieser Ellipse stellen die Schattengrenze dar. Ein Strahl, der die Erdoberfläche streift, wird im Dichtegradienten der Erdatmosphäre abgelenkt. Diese Ablenkung wurde berücksichtigt, indem die Strahlen im Berührungspunkt um den Winkel γ in Richtung Erdmittelpunkt abgelenkt wurden. Die durch die Strahlablenkung eigentlich auch auftretende Verschiebung des Berührungspunktes in Richtung Nachtseite wurde vernachlässigt.

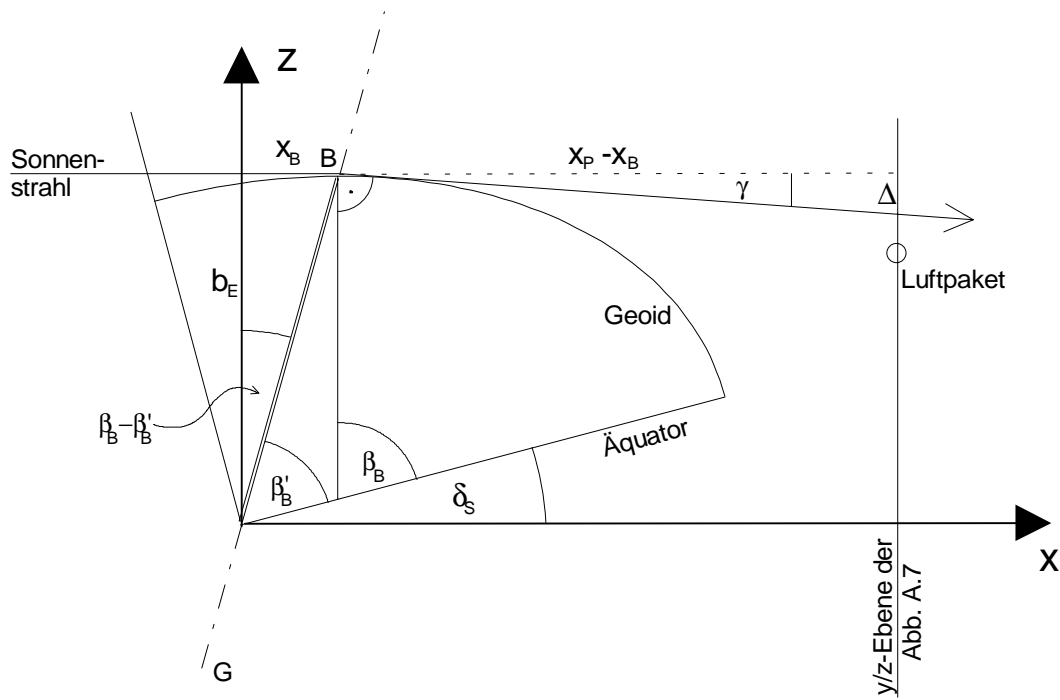


Abb. A.6: Berechnung des Schatten-'Kegels' der Erde. Die Größe Δ gibt die Ablenkung des Strahls im Dichtegradienten der Erde an.

Die geographische Breite des nördlichsten Punktes B der Tag/Nacht-Grenze (= ihr oberer Schnittpunkt mit der x/z-Ebene) wird hier β_B genannt. In Abbildung A.5 erkennt man:

$$\beta_B = \frac{\pi}{2} - \delta_S \quad (\text{A.17})$$

Der senkrechte Abstand von B zur y/z-Ebene ist:

$$x_B = R(\beta_B) \sin(\beta_B - \beta'_B) \approx R(\beta_B) \sin(e \sin(2\beta_B)) \quad (\text{A.18})$$

Die Tag/Nacht-Grenze wurde senkrecht in die y/z-Ebene projiziert. Die Projektion ist ebenfalls eine Ellipse, sie wird E genannt. Ihre Halbachsen sind:

$$a_E = RA$$

$$b_E = R(\beta_B) \cos(\beta_B - \beta'_B) \approx R(\beta_B) \cos(e \sin(2\beta_B)) \quad (\text{A.19})$$

Luftpakete, die in Abbildung A.5 links der Ebene G liegen, werden von der Sonne beschienen. Dies ist für Luftpakete der Fall, für die gilt:

$$x_p < x_G(z_p) \quad (\text{A.20})$$

$x_G(z)$ = x-Koordinate der Ebene G

$$x_G(z) = \frac{x_B}{b_E} \cdot z \quad (\text{A.20})$$

Luftpakete, für die dies nicht gilt, müssen genauer untersucht werden. Für sie fand die Berechnung in einer y/z-Ebene durch das Luftpaket statt. Auf einer Geraden durch das Luftpaket und den Ursprung dieser Ebene wurde die Lage der Schattengrenze berechnet (Abb. A.7). Das Luftpaket liegt im Schatten, wenn sein Abstand zum Ursprung der Ebene kleiner als der Abstand der Schattengrenze zum Ursprung ist:

$$\sqrt{y_p^2 + z_p^2} < r \quad (\text{A.21})$$

$$r := r_E - \Delta$$

r_E := Radius der Ellipse E unter dem Winkel α'

$$\alpha' = \arctan\left(\frac{z_p}{y_p}\right)$$

Δ := Korrektur aufgrund der Strahlablenkung = $(x_p - x_B) \tan(\gamma)$

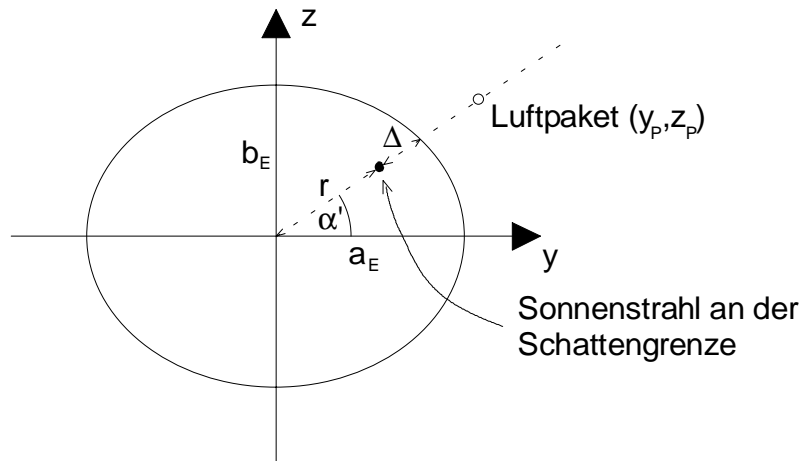


Abb. A.7: Form des unkorrigierten Schattens in einem y/z-Schnitt durch das Luftpaket sowie die Korrektur Δ aufgrund der Strahlablenkung.

Anhang V: Abdrift der Sonden

Die Ozonsonden driften während ihres Aufstiegs im Windfeld der Atmosphäre mit. Um den Aufstiegsfad der Sonden zu berechnen, wurden Winddaten verwendet. Bei den Aufstiegen einiger Sondenstationen sind die Winddaten (Richtung und Geschwindigkeit) durch die Ozonsonde bestimmt worden und im Sondenfile vorhanden. Für die meisten anderen Stationen wurden direkt benachbarte Startorte täglicher Radiosondenaufstiege für die World Meteorological Organisation (WMO) gefunden. Die Daten dieser Radiosonden sind ebenfalls im EASOE-Datensatz vorhanden. Es wurden dann die Winddaten dieser Radiosonden zur Berechnung der Abdrift eingesetzt. Der Abstand der verwendeten WMO-Station zur EASOE-Station lag in keinem Fall über 10 km. In den meisten Fällen sind die Stationen identisch. In Tabelle A.1 werden für alle EASOE-Stationen die verwendeten Quellen für die Winddaten angegeben.

Für KI und PO konnten keine benachbarten WMO-Stationen gefunden werden. Für diese Stationen wurden senkrechte Sondenaufstiege angenommen.

Die Position der Sonde wurde durch zeilenweises Aufintegrieren der Winddaten berechnet. Die Berechnung fand in einer ebenen Kartenprojektion mit dem Sondenstartort im Ursprung (siehe Anhang III) statt. Die Komponenten des Sondenorts in der Zeile i des Sondenfiles ergeben sich in dieser Ebene nach Abbildung A.8:

$$\begin{aligned} y_i &= \sum_{j=1}^i \left(\Delta t \cdot |u_j| \cdot \cos(\alpha_j) \right) \\ x_i &= \sum_{j=1}^i \left(\Delta t \cdot |u_j| \cdot \sin(\alpha_j) \right) \end{aligned} \quad (\text{A.22})$$

$|u_j|$:= Windgeschwindigkeit in der j -ten Zeile

α_j := Windrichtung in der j -ten Zeile

Δt := Zeitdifferenz zwischen der j -ten und der $(j-1)$ -ten Zeile

EASOE-Station	verwendete Winddaten ggf. WMO-Nr. der Station
AB	502
AT	716
BI	28
DI	674
EG	aus Ozonsondenfile
GA	384
HI	46
HO	868
JU	476
KI	keine Winddaten vorhanden
LE	5
LI	aus Ozonsondenfile
NA	aus Ozonsondenfile
PA	aus Ozonsondenfile
PO	keine Winddaten vorhanden
RE	aus Ozonsondenfile
SC	aus Ozonsondenfile
SO	836
TH	aus Ozonsondenfile
UC	aus Ozonsondenfile
AL	aus Ozonsondenfile
CH	aus Ozonsondenfile
ED	aus Ozonsondenfile
GB	aus Ozonsondenfile
IQ	aus Ozonsondenfile
RS	aus Ozonsondenfile

Tab. A.1: Herkunft der verwendeten Winddaten

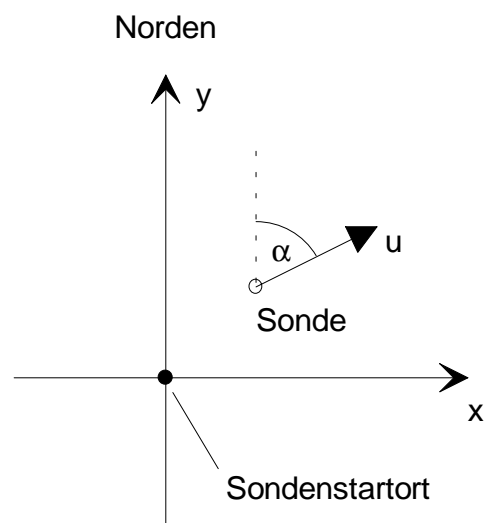


Abb. A.8: Sondendrift in der (x,y)-Ebene.

Aufgrund des großen Umfangs der zu dieser Berechnung zusätzlich benötigten WMO-Winddaten wurde die Rechnung direkt auf ZARDOZ durchgeführt. Dadurch konnte die Übertragung der Winddaten nach Deutschland vermieden werden. Um auch die Übertragungszeit des Ergebnisses kurz zu halten, wurden die Orte der Sonden nur in den sechs Standard-Isentropen berechnet. Die (x,y)-Orte dort wurden in Länge und Breite umgerechnet und für jede Sonde in einem 'Norm-File' gespeichert. Nur diese 6-zeiligen Norm-Files wurden auf den PC übertragen. Die Orte der Sonden in Zwischenniveaus wurden bei Bedarf durch Interpolation entlang eines Großkreises (Anhang II) durch die Orte in den benachbarten Standard-Isentropen gewonnen.

Schlußbemerkung

Die vorliegende Arbeit ist als Diplomarbeit am Institut für Geophysik der Universität Göttingen entstanden. Sie wurde vom Institut für Fernerkundung der Universität Bremen (ife) initiiert und betreut. Durchgeführt wurde sie größtenteils am Alfred-Wegener-Institut für Polar und Meeresforschung in Bremerhaven (AWI). Sie konnte in dieser Weise nur durch die große Flexibilität und Kooperationsbereitschaft aller Beteiligten zustande kommen. Mein Dank dafür gilt insbesondere Prof. Künzi und Dr. Peter v.d. Gathen vom ife, Prof. Siebert vom Institut für Geophysik und Prof. Schrems vom AWI.

Prof. Künzi ermöglichte mir weiterhin die Besuche mehrerer Tagungen, die viele interessante Diskussionen zustandekommen ließen, sowie die Teilnahme an der EASOE-Kampagne durch einen Aufenthalt auf Spitzbergen.

Das Zustandekommen eines Ergebnisses ist wesentlich Peter v.d. Gathens sehr freundschaftlicher Anleitung, die auch aus der Entfernung noch der richtungsweisende Ansporn war, zu verdanken. Diana Lucic, Neill Harris und Bjørn Knudsen möchte ich für die Gespräche danken, die nicht nur viele Anregungen enthielten, sondern jedesmal auch einen Schub an Optimismus und Motivation brachten.

Für das Korrekturlesen der Rohfassung danke ich Friederike Kegel, Martina Schenk und Doru Lupascu.