

Gesamthochschule Wuppertal

FACHBEREICH 8 - PHYSIK, GAUSSTRASSE 20, 5600 WUPPERTAL 1

MESSUNG DER MESOPAUSENTEMPERATUR UND IHRER VARIATIONEN
MIT EINEM INFRAROT-SPEKTROMETER

(EXTERNER BERICHT)

RÜDIGER GERNDT

Inhalt

1.	Einleitung	1
2.	Instrument zur Messung atmosphärischer Infrarot-Emissionen	4
3.	Eichung des Photometers und des Spektrometers	13
4.	Synthetische Spektren des OH(8,5) und des $0_2(^1\Delta_g)$	34
5.	Wirkungsgrad der Photometerkanäle für den Nachweis von OH*- und $0_2(^1\Delta_g)$ -Spektren	46
6.	Messung der Intensitäten und der Rotations- temperatur des OH(3,1)-Überganges über Wuppertal (51° N, 7° 0)	56
7.	Zusammenfassung	82
8.	Anhang	8 5
9.	Literaturverzeichnis	100

Verzeichnis der Abbildungen

- 1.1 Atmosphärische Emissionen im Spektralbereich von 1,1 bis 1,7 µm
- 2.1 IR-Bodenmeßgerät
- 2.2 Variation der Blickrichtung des Photometers
- 2.3 Spektrometerschaltung
- 2.4 Spiegelbewegung
- 2.5 Funktionseinheiten der Photometerelektronik
- 2.6 Blockschaltbild der Photometerelektronik
- 3.1 Wellenlängeneichung des Spektrometers
- 3.2 Spektrale Empfindlichkeit des Spektrometers (Eichung vom 13.5.1981)
- 3.3 Vergleich der Eichungen der spektralen Empfindlichkeit mit Wolframbandlampe und Niedrigtemperaturschwarzkörper
- 3.4 Spektrale Empfindlichkeit des Spektrometers (Diodenversion, Eichung vom 16.10.1981)
- 3.5 Darstellung der in Kap. 3.5 definierten Variablen
- 3.6 Bandpaßbereiche der OH- und O2-Filter (a) und langwellige Empfindlichkeit des OH-Filters (b)
- 3.7 Empfindlichkeitsfunktion des Photometers und Spektrum des OH(8,5)
- 4.1 Temperaturabhängigkeit der $Q_1(1)$ -Linienintensität des OH(8,5)
- 4.3 02-(0,0)-Spektrum bei Zenitbeobachtung vom Boden
- 4.4 O₂-(0,0)-Spektrum bei Zenitbeobachtung vom Boden (logarithmische Darstellung der Abb. 4.3)
- 4.2 Spektrum des 0_2 -(0,0) in 86 km Höhe
- 5.1 Variation der OH-Wirkungsgrade mit der Lage der Zentralfrequenz der Bandpässe (Temperaturdrift)
- 5.2 Variation des 0₂-(0,0)-Wirkungsgrades durch Temperaturdrift des 0₂-(0,0)-Filters
- 5.3 Variation des Photometersignals mit dem Zenitabstand des Photometerblickfeldes
- 6.1 Rotationstemperaturen und relative Intensitäten in der Nacht zum 1.10.1981
- 6.2 Wellenartige Temperaturvariationen
- 6.3 Temperaturen und OH-Intensitäten der Nächte zum 23.6. bzw. 9.7.1981
- 6.4 Temperaturen und relative OH-Intensitäten der Nächte zum 5. und 7.8.1981
- 6.5 Temperaturen und relative OH-Intensitäten der Nächte zum 13. und 15.8.1981
- 6.6 Temperaturen und relative OH-Intensitäten der Nächte zum 31.8. und 2.10.1981

- 6.7 Temperaturen und Intensitäten vom 27./28.9.1981
- 6.8 Vergleich der Streuung der mittleren Nachttemperaturen für klare und für bewölkte Nüchte
- 6.9 Variation der mittleren Intensitäten (a), der mitternächtlichen Intensitäten (b) und der Abweichungen (c) vom Halbmonatsmittel
- 6.10 Korrelation der mittleren Nachttemperatur mit den über den Zeitraum 00:00 MEZ +/- 1 Stunde gemittelten, relativen Intensitäten
- 6.11 Temperaturvariationen und Magnetfeldaktivität
- 6.12 Jahresgang der Mesopausentemperatur (1981)
- 6.13 Mittlerer Jahresgang der Mesopausentemperatur
- 6.14 Abweichungen der Mesopausentemperatur vom mittleren Jahresgang
- 6.15 Messung der Temperatur mittels einer stickstoffgekühlten Halbleiterdiode
- A1 Spektrometersteuerung
- A2 Photometersteuerung
- A3.1 Netzteil
- A3.2 Multiplexer
- A4.1 Geometrie des Schwarzen Körpers
- A4.2 Innere Oberfläche des Schwarzen Körpers
- A4.3 Vierdrahtmethode

1. Einleitung

Der nahe infrarote Spektralbereich der atmosphärischen Strahlung um 1 µm wird dominiert durch Emissionen angeregter OH-Moleküle und des atmosphärischen infraroten $(0,0)-0_2(^1\Delta_g)$ -Bandes (Abb. 1.1). Das Intensitätsmaximum dieser Emissionen liegt an der Mesopause bei ca. 86 km Höhe.

Ursache der in dieser Arbeit behandelten nächtlichen $0_2(^1\Delta_g)$ -Strahlung mit einer Wellenlänge von 1,27 µm sind vor allem die Chemolumineszenzreaktionen

$$O_2(^1\Delta_g) \rightarrow O_2(X^3\Sigma_g^-) + hv$$
 (1.2)

Die Lebensdauer des metastabilen $O_2(^1\Delta_g)$ beträgt 65 Minuten, so daß nach Sonnenuntergang, wenn die Dichte des photodissoziativ aus Ozon erzeugten $O_2(^1\Delta_g)$ abnimmt, mit dieser Zeitkonstante die 02(10g)-Strahlungsintensität auf einen durch (1.1) und (1.2) bestimmten Minimalwert absinken sollte. Da dieser nicht erreicht wird, muß eine weitere Konkurrenzreaktion zur Erklärung herangezogen werden:

$$0H^* + 0 \rightarrow 0_2(^1\Delta_g) + H$$
 (1.3)

Die Hauptreaktionen der OH*-Erzeugung sind

$$0 + 0_2 + M \rightarrow 0_3 + M$$
 (1.4)

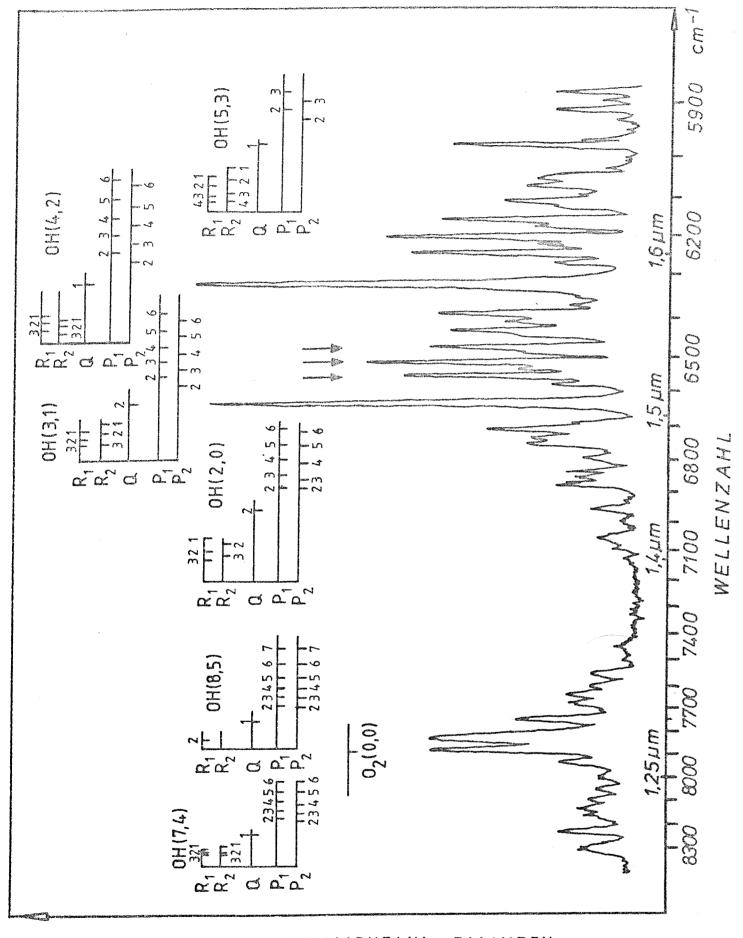
Außerdem wird z.Z. der Reaktion

$$HO_2 + O \rightarrow OH^* + O_2$$
 (1.6)

größere Bedeutung beigemessen.

Die Betrachtung der Emissionen des OH* und der IR-atmosphärischen (0,0)-Bande des 0₂ liefert Beiträge zum Verständnis der O-, O3-, H- und nicht zuletzt der OH-Verteilung. Weiterhin können Aussagen über den Aufwärtsfluß von 02 und den Abwärtsfluß von O gemacht werden.

Mit Hilfe der Atmosphärenmodelle können aufgrund dieser Informationen weitere Größen, wie etwa Reaktionsgeschwindigkeitskonstanten, abgeleitet werden. Der Vergleich dieser Größen mit entsprechenden Messungen läßt dann wieder Aussagen über die Aussagefähigkeit der Modelle zu. Um dynamische



RELATIVE INTENSITÄTEN - I

Abb. 1.1: Atmosphärische Emissionen im Spektralbereich von 1,1 bis 1,7 µm; Messung mit einer stickstoffgekühlten Halbleiterdiode kurz nach Sonnenuntergang

Prozesse erweiterte Modelle gestatten außerdem Schlüsse auf das Ausmaß turbulenter Transportmechanismen (Eddy-Diffusion).

Als direkten Hinweis auf den momentanen dynamischen Atmosphärenzustand lassen sich die Messungen der Atmosphärentemperatur verwerten. Diese Temperatur kann z.B. aus den Intensitätsverhältnissen einzelner Linien des Rotationsschwingungsspektrums des OH* ermittelt werden. Solche Linien des P-Zweiges des OH(3,1) sind in Abb. 1.1 gekennzeichnet (das gezeigte Spektrum wurde mit der unten behandelten Detektordiode aufgenommen).

Zur Untersuchung der $0_2(^1\Delta_g)$ - und OH*-Emissionen wurde eine Kombination eines Photometers und eines Spektrometers, welche den Wellenlängenbereich 1,1 µm bis 1,7 µm spektral bzw. photometrisch erfaßt, aufgebaut (Lange, 1982). Die möglichen automatischen Meßprogramme und die Eichung dieses Systemes werden hier dargestellt. Zur Interpretation der Meßdaten ist die Kenntnis theoretischer Spektren des OH* und der $0_2(^1\Delta_g)$ -Emission, wie sie am Erdboden vorliegen sollten, erforderlich. Entsprechende Rechnungen wurden durchgeführt.

Um zu einer Aussage über die Funktionsfähigkeit des Spektrometers zu gelangen, wurden 1981 Serienmessungen in der Mesosphäre über Wuppertal (51° N, 7° 0) durchgeführt. Ziel der Messungen war die Reproduzierung des Jahresganges der Mesopausentemperatur, der im Sommer ein ausgeprägtes Minimum und im Winter ein Maximum besitzt. Die Ergebnisse werden hier diskutiert und mögliche Interpretationen in Hinblick auf dynamische Prozesse in der Mesosphäre angegeben.

2. Instrument zur Messung atmosphärischer Infrarot-Emissionen

2.1 Photometer-Spektrometer für den nahen Infrarot-Spektralbereich

Zur Messung der in der Einleitung diskutierten Emissionen des OH* und des $O_2(^1\Delta_g)$ wurde eine Kombination eines Photometers mit einem Spektrometer gewählt (Lange, 1982; Lange et al., 1982).

Die optischen Strahlengänge des Photometers und des Spektrometers sind durch die Montierung der beiden Instrumente auf eine gemeinsame Grundplatte parallel ausgerichtet. Somit können gleiche Orte in der Atmosphäre unter verschiedenen Gesichtswinkeln gleichzeitig mit einer Auflösung von 32 Å des Spektrometers und mit dem guten Signal-zu-Rausch-Verhältnis (S/N) des Photometers untersucht werden (Abb. 2.1). Dabei ist das Blickfeld des Spektrometers mit einem vollen Öffnungswinkel von 7,5° größer als das des Photometers mit 5,2°. Das Spektrometer mittelt also in 86 km Höhe über eine Himmelsfläche von rund 11 x 11 km², während beim Photometer ein kreisrunder Himmelsausschnitt von rund 8 km Durchmesser betrachtet wird (jeweils bei Zenitbeobachtungen). Bei beiden Teilgeräten wird die aus der Atmosphäre einfallende Strahlung mittels beweglicher Spiegel durch jeweils ein Streulicht-Blendensystem und einen anschließenden Lichtmodulator (Chopper) auf die Meßeinheiten gelenkt.

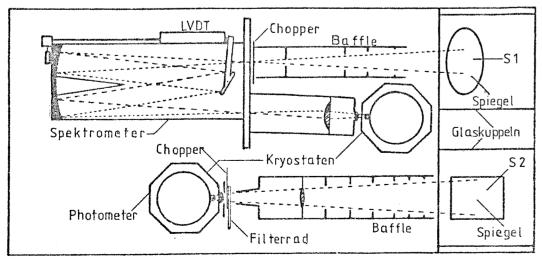


Abb. 2.1: IR-Bodenmeßgerät

Die Strahlung gelangt beim Spektrometer zunächst zum Eintrittsspalt eines 0,5-m-Ebert-Fastie-Spektrometers, das ein für eine Wellenlänge von 1,2 μm in erster Ordnung optimiertes Gitter ("blazing") besitzt. Der Austrittsspalt des Spektrometers wird durch eine Optik auf den in einem Kryostaten untergebrachten Detektor abgebildet. Ein antireflexionsbeschichtetes Siliziumfenster, das nur Strahlung mit einer Wellenlänge oberhalb 1,05 μm passieren läßt, sorgt an der Einkoppelöffnung des Kryostaten dafür, daß die vom Spektrometer in höheren Ordnungen einfallende Strahlung absorbiert wird. In der Detektorhalterung integriert und somit zur Unterdrückung eines thermischen Untergrundes ebenfalls gekühlt, befindet sich ein Glasfenster, das Wellenlängen oberhalb 2,7 µm absorbiert. Als Detektoren wird eigenleitendes (intrinsisches) Germanium verwendet. Detektoren sowie Vorverstärker und Rückkoppelwiderstände der Vorverstärker im Kryostaten werden mit flüssigem Helium auf eine Temperatur von ca. 4 K gekühlt, um das Detektor- und Vorverstärkerrauschen zu verringern.

Das modulierte und vorverstärkte Detektorsignal wird mittels Lock-in-Verstärkern verstärkt und danach aufgezeichnet. Die Integrationszeit beim Spektrometer liegt zwischen 1,25 und 12,5 sec.

Mit dem Spiegel S1 in Abb. 2.1 kann die Strahlung aus verschiedenen Zenitabständen in das Spektrometer gelenkt werden. Dabei kann die Atmosphäre bezüglich des Zenites in einem Winkelbereich von - 90° und + 60° abgetastet werden.

Anstelle der Ebert-Fastie-Montierung beim Spektrometer folgt beim Photometer hinter dem Chopper ein drehbares Filterrad, bei dem zwei der vier ansteuerbaren Positionen IR-Bandpaßfilter enthalten. Mittels der beiden anderen Positionen kann zu Vergleichszwecken das ungefilterte Atmosphärensignal oder eine schwarze Fläche in den Strahlengang gebracht werden.

Mit dem ersten Filter wird die OH(8,5)-Bande bei 1,31 μm untersucht, während das zweite auf die Emission des $O_2(^1\Delta_g)$ um 1,27 μm abgestimmt ist. Die hohe Etendue des Photometers und seine geringe Auflösung von 19 nm bzw. 12,5 nm führen dabei zu einem guten Verhältnis des Signals zum Rauschen auch bei geringen Integrationszeiten. Das ermöglicht es, mit dem Spiegel S2 (Abb. 2.1, s.a. Abb. 2.2) periodisch den Himmel abzufahren und eine ausreichende räumliche Auflösung bei gleich-

zeitig guter zeitlicher Auflösung zu erhalten. Mittels der in Abb. 2.2 dargestellten Photometerspiegelmontierung kann neben einem kontinuierlichen Abfahren des Himmels längs eines Meridians ein vorwählbares Programm zur Abtastung des Himmels in zwei Dimensionen ablaufen. Der Abtastwinkel um die zum Strahlengang parallele Drehachse beträgt bezogen auf den Zenit ± 90°, wobei die Drehrichtung zum Spektrometer hin durch dessen Spiegelaufbau auf 60° begrenzt wird (Meridianprogramm). Die: Drehung um die zum Strahlengang senkrechte Achse wird einerseits durch das Bodengerät selbst und andererseits durch eine gläserne Schutzkuppel, die die Spiegel vor Staub, Wasser und Schnee schützen soll, auf ca. ± 45° bezüglich des Zenites begrenzt.

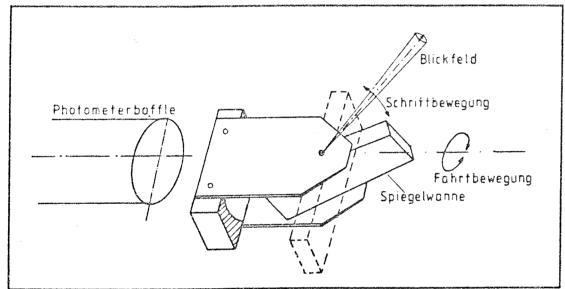


Abb. 2.2: Variation der Blickrichtung des Photometers (Schema)

Das Detektor- und Aufzeichnungssystem des Photometers entspricht dem des Spektrometers.

In der nachfolgenden Tabelle sind die wichtigsten Daten des Bodengerätes zusammengestellt:

	Spektrometer	Photometer										
Wellenlängenbereich	1,05 - 1,7 μm	1,27 μm, 1,314 μm										
Auflösungsvermögen	3,2 nm	12,5 nm, 19 nm										
Blickfeld (FFOV)	7,5°	5,2°										
NESR	1 kR	300 R										
Etendue	$0,007 \text{ cm}^2 \text{sr}$	$0.09 \text{ cm}^2 \text{sr}$										
Integrationszeit	4 sec, 12 sec	0,4 sec, 1,25 sec										
Spaltbreite	1,5 mm											
Abtastwinkel	$-90^{\circ}, +60^{\circ}$	$+ 90^{\circ}$, $- 60^{\circ}$, $\pm 45^{\circ}$										

2.2 Anforderungen an die Steuerelektronik

Da Spektrometer und Photometer unabhängig voneinander betrieben werden, mußten zwei Steuerungen für den Betrieb der Spiegel und für das Gitterspektrometer bzw. für die Filterwechsel gebaut werden. Die gesamte Elektronik ist in CMOS-Technik ausgeführt, die durch schnelle Schaltzeiten und niedrige Wärmeentwicklung ausgezeichnet ist. Der Strombedarf der CMOS-Bausteine ist geringer als bei TTL-Schaltkreisen. Die höhere Empfindlichkeit der CMOS-Kreise gegen Entladungen nach statischen Aufladungen führte nicht zu Problemen.

2.2.1 Spektrometersteuerung

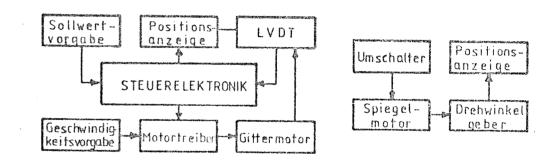


Abb. 2.3: Spektrometerschaltung Abb. 2.4: Spiegelbewegung

Zur Abtastung des Spektrums zwischen 1,1 µm und 1,7 µm mit dem Gitterspektrometer wird der Winkel des Gitters bezüglich der Ein- und Austrittsspalte geändert. Das Gitter muß also um eine feste Achse gedreht werden. Der Betrag des aktuellen Winkels bestimmt die auf den Detektor gelangende Wellenlänge, während die Drehwinkelgeschwindigkeit die Abtastgeschwindigkeit des Spektrometers festlegt. Der Antrieb erfolgt mit Hilfe eines motorgetriebenen Sinusstangenantriebes, der eine lineare Bewegung in eine Drehbewegung umsetzt (Froning, 1980). Diese Linearbewegung steht in direkter Abhängigkeit zur Wellenlänge und wird durch einen "Linear Variable Differential Transformer" (LVDT) induktiv in einen Analogspannungswert umgesetzt. Dieses LVDT-Signal (s. Abb. 2.3) stellt somit die Ist-Position des Gitters sowohl als Winkel- als auch als Wellenlängenposition (s. Kap. 3.4) dar.

Mit dem Ebert-Fastie-Spektrometer soll ein voreinstellbarer Wellenlängenbereich kontinuierlich und periodisch abgefahren werden. Da bei schlechten Wetterverhältnissen die Signalintensität abfällt, ist zur Erhaltung eines ausreichenden Signal/Rausch-Verhältnisses pro Meßpunkt eine dann längere Integrationszeit zu ermöglichen. Dazu muß die Abtastgeschwindigkeit des Spektrometers kleiner als bei guten Sichtverhältnissen sein, d.h., sie muß regelbar sein. Bei Handbetrieb soll die Geschwindigkeitsregelung ebenfalls möglich sein.

Abb. 2.3 veranschaulicht den geforderten Regelkreis. Die Steuerclektronik vergleicht die ihr vorgegebenen Werte der Grenzwellenlängen mit der Ist-Position (LVDT) und gibt dem Motortreiber die Drehrichtung des Motors an. Dieses Signal und die Geschwindigkeitsvorgabe veranlassen den Motortreiber; den Gittermotor mit Strom verschiedenen Vorzeichens zu beliefern. Die Drehrichtung des Motors ist vom Vorzeichen des Versorgungsstromes abhängig.

Zwischen Steuerelektronik und Motortreiberstufe ist ein Schalter eingebaut, mit dem wahlweise Elektronik und Motor getrennt (Motorstop) oder verbunden werden können (Automatikbetrieb). Mit ihm können auch simulierte Steuersignale in die Motorstufe eingespeist werden, um das Spektrometer jederzeit mit einstellbaren Geschwindigkeiten von Hand steuern zu können. Damit kann ohne Änderung der Sollwertvorgaben in jeder Richtung über den zuletzt eingegebenen Abtastbereich hinausgefahren sowie bei Ausfall der Steuerelektronik auf Handsteuerung übergegangen werden. Die Eingabe der Grenzsollwerte und des Geschwindigkeitssollwertes erfolgt über Potentiometer, die an einer Schalttafel angebracht sind. Zur bequemeren Handhabung können über getrennte Potentiometergruppen zwei Abtastbereiche vorgewählt werden, deren Sollwerte wahlweise in die Steuerelektronik eingeschaltet werden.

Um bei guten Wetterverhältnissen den van-Rhijn-Effekt (Kap. 5.5) ausnutzen zu können, ist der Spektrometerspiegel, der die atmosphärische Strahlung in das Spektrometer umlenkt, beweglich (s.o.). Der Spiegel wird mit Hilfe der Schaltung in Abb. 2.4 durch Anlegen einer Spannung an den Spiegelmotor in die gewünschte Meßposition gebracht. Eine automatische Positionskontrolle ist nicht vorgesehen.

Die technische Ausführung der digitalen Spektrometersteuerung ist im Anhang A1 dargestellt.

2.2.2 Photometersteuerung

Die hohe Etendue des Photometers gestattet eine hohe Abtastrate und damit eine ausreichende räumliche und zeitliche Auflösung der Messung. Ziel dieser Abtastung ist die Untersuchung räumlicher Intensitätsstrukturen der Emissionen des OH(8,5) und des $O_2(^1\Delta_g)$. Daher muß die Photometersteuerung folgende Anforderungen erfüllen:

- Steuerung eines kontinuierlichen Abtastens durch Drehung des Umlenkspiegels (Abb. 2.2) um eine Achse parallel zur optischen Achse des Photometers nach Vorgabe des Schwenkbereiches (Meridianprogramm),
- Steuerung einer Drehung des Spiegels in diskreten Schritten um eine Achse senkrecht zur optischen Achse (Schrittprogramm, s. Abb. 2.2),
- /- automatischer Wechsel des Filters nach Beendigung einer voreingestellten Himmelsabtastung,
- Unterbrechung der kontinuierlichen Drehung während der Ausführung des Schrittprogrammes und des Filterwechsels an den Grenzpunkten des Meridianprogrammes (damit wird die Messung bei Ablauf dieses Programmes nicht durch das Bewegen des Spiegels oder das Wechseln der Filter gestört),
- Reihenfolge und Anzahl der während einer Abtastung zu durchlaufenden Blickrichtungen sollen vorwählbar sein (Abtastprogramm),
- das Abtastprogramm soll automatisch periodisch wiederholbar sein, wobei ein komplettes Programm zwei vorgebbare Abtastungen des Himmels mit bis zu zehn Schritt-Positionen und zwei verschiedenen Filtern umfassen soll,
- der Ablauf eines Meridianprogrammes ohne Schrittprogramm soll automatisch möglich sein,
- das voreingestellte Programm soll mit jeder der eingestellten Schritt-Positionen gestartet werden können und während des Programmablaufes soll ein Sprung zu einer vorgebbaren Position möglich sein (Vorgabe während des Meridianlaufes),
- die Reihenfolge der Filter ab Programmstart muß vorwählbar sein bzw. die Filter müssen manuell ein- und ausfahrbar sein,
- die Geschwindigkeit der kontinuierlichen und der diskreten Spiegeldrehung muß vorwählbar sein, um die Integrationszeiten variabel zu halten,
- alle Steuerfunktionen sollen wahlweise abschaltbar oder auf Handbetrieb umschaltbar sein, und die Untereinheiten Fahrt (Meridianprogramm), Schritt (Schrittprogramm) und Filterwechsel (Abb. 2.5) sollen bei Handbetrieb voneinander unabhängig funktionieren.

Abb. 2.6 zeigt das Blockschaltbild einer Steuerung, die diesen Anforderungen entspricht. Die Photometersteuerung gliedert sich in vier Untereinheiten auf, die miteinander über ein durch die Fahrt- und Schrittelektronik erzeugtes Steuersignal ZS wechselwirken (Abb. 2.5). An der Erzeugung von ZS ist die Filterwechseleinheit nicht beteiligt, so daß die Photometerspiegelfahrt auch bei noch ablaufendem Filterwechsel nicht gestoret

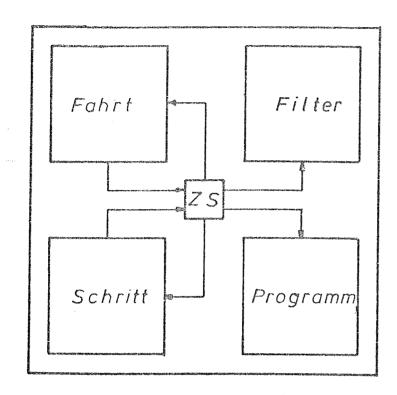


Abb. 2.5: Funktionseinheiten der Photometerelektronik

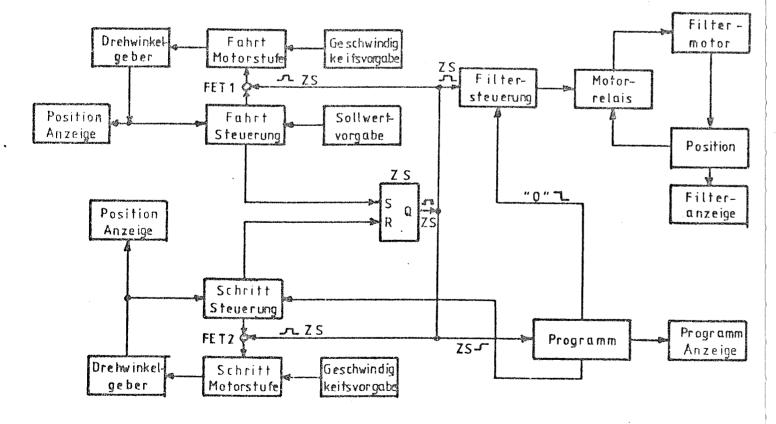


Abb. 2.6: Blockschaltbild der Photometerelektronik

wird. Da der Filterwechsel jedoch nur gleichzeitig mit dem Start des bei abgeschalteten Fahrt-Motors ablaufenden Schritt-programmes durch ZS initiiert wird, macht sich dies nur bemerkbar, wenn ein Fahrtprogramm ohne Schrittprogramm mit unpraktisch hoher Geschwindigkeit abläuft. Soll das Photometer einmal nur noch mit dem Fahrtprogramm betrieben werden, sollte die Filtereinheit ebenfalls ZS steuern.

Die dominierende Einheit der Photometerelektronik (Abb. 2.6) ist die Meridianfahrtsteuerung, die mit Ausnahme der im folgenden genannten Funktionen der Gitterelektronik des Spektrometers baugleich ist. Wird eine der Grenzpositionen der Spiegelfahrt erreicht, erzeugt die Fahrtelektronik einen Impuls, der das Steuersignal ZS auf seinen positiven Maximalwert ZS setzt. ZS⁺ trennt mittels des FET-s 1 den Fahrtmotor von der Steuerelektronik und stoppt ihn aktiv durch Anlegen eines Nullpotentials. Gleichzeitig wird mit ZS tüber FET 2 die Schrittmotorstufe von 0 V an die Schrittelektronik umgeschaltet. Solange die Sollwertvorgabe aus der Programmeinheit mit der Ist-Schrittposition nicht übereinstimmt, beliefert die Schrittelektronik die Motorstufe mit Informationen über die Drehrichtung des Motors. Mit Erreichen der neuen Schrittposition wird ein Impuls erzeugt, der innerhalb einiger Nanosekunden ZS auf seinen negativen Wert ZS rücksetzt. ZS gibt die Fahrtmotorstufe frei und stoppt den Schrittmotor aktiv. Bei neuerlichem Erreichen der neuen Fahrtgrenze wird mit der ansteigenden ZS-Flanke gleichzeitig mit den vorstehenden Abläufen die Programmiereinheit angewiesen, den im Programm folgenden Sollwert zu erzeugen, der danach vom Schrittmotor angefahren wird. Fällt dabei an dem internen Programmschrittzähler der auf die Rücksetzung des Zählers folgende Zählimpuls ("0") ab, wird mit dieser Flanke über die Filtereinheit der Filterwechsel veranlaßt. Die beiden letzten Funktionsabläufe machen Gebrauch von den nicht verschwindenden Signallaufzeiten in den verwendeten integrierten CMOS-Schaltkreisen.

Mit dem ersten Filterwechsel ist die erste Abtastung des Himmels beendet; nach dem zweiten Filterwechsel ist das Photometerprogramm wieder am Startpunkt angelangt und beginnt automatisch den nächsten Durchlauf.

Die Positionssignale der Fahrt- und Schrittelektronik werden

simultan mit dem Meßsignal an einen Y-T-Schreiber zur Aufzeichnung übergeben. Mit Hilfe von Leuchtdioden sind die Drehrichtungen und über die Helligkeit der Dioden die Drehgeschwindigkeiten der Spiegelbewegung sowie die eingefahrenen Filter an einer Schalttafel angezeigt. Ein 7-Segment-LED liefert digital den aktuellen Programmstand.

Die Programmierung der Programmeinheit erfolgt durch Kodierstecker an der Schalttafel. Mit den Kodiersteckern können zehn getrennte Eingangsleitungen beliebig mit zehn Ausgangsleitungen verbunden werden. Die Eingangsleitungen sind in der Reihenfolge ihrer Ansteuerung senkrecht untereinander angeordnet. Die Anzahl der Schrittpositionen wird mit einem Kodierstecker gewählt, der die Rücksetzleitung des internen Programmzählers mit einer der Eingangsleitungen verbindet. Bis auf eine Eingangsleitung führen alle zu einem gegebenen Zeitpunkt ein logisches Nullsignal. Jede Ausgangsleitung repräsentiert einen Schrittsollwert. An die Schrittsteuerung wird jeweils derjenige Sollwert weitergeleitet, dessen Leitung mit einer logisch Eins führenden Eingangsleitung verbunden ist.

Die Einstellungen der übrigen Sollwerte erfolgt mittels Potentiometern, die ebenso wie die Wahlschalter "Aus-Elektronik-Handbetrieb" an der Schalttafel bedient werden können. Als Anhang A2 ist eine Beschreibung der schaltungstechnischen Ausführung der besprochenen Steuerung angefügt.

2.2.3 Netzteil und Multiplexer

Das in Anhang A3 beschriebene Netzteil übernimmt die Spannungsversorgung aller elektronischer Bauteile und die Stromversorgung der Motorstufen. Es ist als Konstantspannungsquelle ausgelegt, die eingangsseitig mit 220 V Wechselspannung versorgt wird und ausgangsseitig einen geglätteten Gleichstrom von insgesamt maximal 2 A bei ± 12 V, ± 6 V und 0 V Spannungsausgängen liefert. Als Haupt- und Notschalter der Anlage dient ein in die 220-V-Versorgung eingebauter zweipoliger Schalter.

Zur Reduzierung der erforderlichen Anzahl an Schreiberkanälen dient ein Multiplexer (s. A3), der wahlweise zwei oder drei der Positionssignale des Spektrometers und des Photometers abwechselnd auf einen Schreiberkanal legt. Die Abtastfrequenz der Multiplexereingänge ist einstellbar, um verschiedene Schreibergeschwindigkeiten bei gleicher Auflösung zuzulassen.

3. Eichung des Photometers und des Spektrometers*

3.1 Auslegung und Bau eines Schwarzen Körpers

Als Eichstandard für die Absoluteichung des Photometers und des Spektrometers wird ein auf die Kenndaten des Photometer/
Spektrometers abgestimmter Schwarzer Körper benötigt. Durch Änderung der Schwarzkörpertemperatur werden dem Photometer verschiedene Strahlungsintensitäten geliefert, die zusammen mit der Anzeigespannung des Photometers über eine Ausgleichsrechnung die Absolutempfindlichkeit ergeben. Das Spektrometer dagegen tastet bei konstanter Temperatur die Schwarzkörperstrahlung spektral im Bereich von 1,1 µm bis 1,7 µm ab. Hier kann durch den bekannten Intensitätsverlauf die Absolutempfindlichkeit ermittelt werden. Aus dem aufgezeichneten Signal, in das das Schwarzkörper- und das Spektrometerprofil eingehen, wurde die relative spektrale Empfindlichkeit bestimmt.

Aus dieser Aufgabenstellung ergeben sich einige Anforderungen an den Schwarzen Körper:

- Die Strahlungsintensitäten müssen den zu erwartenden atmosphärischen Intensitäten vergleichbar sein.
- Die Emissivität der Schwarzkörperoberfläche darf im Meßbereich nicht wellenlängenabhängig sein.
- Die Temperatur des Schwarzen Körpers muß regelbar sein, um Intensitätsänderungen zu ermöglichen und um den gewünschten Intensitätsbereich einstellen zu können; um Eichfehler kleiner als 10 % zu erhalten, muß die Temperatur auf ≤ 1 K bestimmbar sein.
- Da das Spektrometer auch mit anderen zur Verfügung stehenden Eichstandards geeicht werden kann und das Photometer zur Eichung auf ein breitbandiges Signal eines Schwarzen Körpers niedriger Temperaturen angewiesen ist, soll der Schwarze Körper für das Photometer optimiert sein, d.h. für den Wellenlängenbereich um 1,3 μm und für die Photometergeometrie.

Für die atmosphärische (0,0)-Bande des $0_2(^1\Delta_g)$ werden Intensitäten von einigen kR bis zu einigen 10 kR erwartet (z.B. Gattinger and Vallance Jones, 1973; Baker et al., 1977). Das zu eichende Photometer integriert über einen großen Teil dieser Bande.

^{*} Für eine Zusammenfassung der wichtigsten Eichwerte siehe Anhang A6.

Atmosphärische Strahlungsintensitäten werden in der einschlägigen Literatur allgemein mit der Einheit Rayleigh (R) angegeben. Daher wird hier diese Regelung entgegen dem internationalen Einheitensystem beibehalten. Das Rayleigh ist über die Gleichung

$$1 R = (1/4\pi) \cdot 10^{10} \text{ Photonen/m}^2 \text{ sr sec}$$

$$= 10^6 \text{ Photonen/Säule in } 4\pi$$
(3.1)

als ein aus dem Einheitsraumwinkel durch die Einheitsfläche tretender Photonenstrom definiert (z.B. Wyatt, 1978). Die Umrechnung in Leistungseinheiten erfolgt mit Hilfe des Planckschen Energiequantums nach

$$I_{e} = (I_{p}/\lambda) \cdot 1,581 \cdot 10^{-14} \text{ W/cm}^{2} \text{sr}$$
 (3.2),

wenn der Photonenstrom I $_p$ in R und die jeweilige Wellenlänge $\lambda\text{, für die I}_p$ gegeben ist, in μm eingesetzt wird. Somit ist

$$\lambda = 1.27 \,\mu\text{m}$$
: 1 W/cm²sr = 8.032·10¹⁰ kR
 $\lambda = 1.31 \,\mu\text{m}$: 1 W/cm²sr = 8.286·10¹⁰ kR (3.3)

Ein Schwarzer Körper liefert eine Strahlungsleistung in Einheiten W/cm²sr µm von (Bergmann/Schäfer, 1978)

$$B(\lambda) = (c_1/\lambda^5) \{ \exp(c_2/\lambda T) - 1 \}^{-1}$$

$$c_1 = 1,19 \cdot 10^4 \text{ W } \mu \text{m}^4 \text{cm}^{-2}$$

$$c_2 = 1,438 \cdot 10^4 \text{ } \mu \text{m K}$$
(3.4)

ε ist die Emissivität, also der Schwärzungsgrad, des Schwarzkörpermaterials und kann über große Bereiche wellenlängenabhängig sein.

Um eine maximale Strahlungsstärke von 50 kR (λ =1,27 μ m) durch den Schwarzen Körper für das Photometer, dessen Bandbreite typischerweise 10^{-2} μ m beträgt, zur Verfügung zu stellen, müssen $5\cdot 10^3$ kR/ μ m vom Schwarzkörper bereitgestellt werden. Aus diesen Angaben kann mit Gl. (3.4) eine vom Eichstandard minimal zu erreichende obere Temperaturgrenze errechnet werden, die 457 K beträgt (ϵ =1 angenommen, s.u.).

Die Auslegungstemperatur des Schwarzen Körpers wurde deshalb zu 200 $^{\circ}$ C gewählt. Somit steht bei 1,27 µm ein Intensitätsbereich von 2,5 kR/µm (350 K) bis 5·10 3 kR/µm zur Eichung zur Verfügung.

Um überschaubare Verhältnisse zu erhalten, muß das Photometerblickfeld mit der strahlenden Apertur des Schwarzkörpers voll ausgeleuchtet werden. Aus den Werten des Blickwinkels, des Abstandes des Photometerspiegels von der abbildenden Optik des Detektors und des angenommenen maximalen Abstandes der Schwarzkörperöffnung vom Spiegel (15 cm) ergibt sich mit einem ausreichenden Sicherheitsfaktor für den Durchmesser der kreisförmigen strahlenden Fläche ein Wert von 12 cm. Es wurde auf zylindersymmetrische großformatige Kupferrohre als Grundelement der in A4 beschriebenen Schwarzkörpergeometrie zurückgegriffen.

Neben diesen Anforderungen muß zur Erreichung einer möglichst nah bei Eins liegenden Emissivität ε das Verhältnis der Aperturfläche zur inneren Oberfläche des Schwarzen Körpers möglichst klein sein. Die totale Emissivität zylindrischer Konfigurationen wird von Gouffe (1945) angegeben:

$$\varepsilon = \frac{\{1 + (1 - \varepsilon_0)(s/S - s/S_0)\}\varepsilon_0}{\varepsilon_0(1 - s/S) + s/S}$$
(3.5)

mit ε_0 = Emissivität der inneren Oberfläche, s = Fläche der Öffnung, S = innere Oberfläche und S $_0$ = Oberfläche einer Kugel mit der gleichen Tiefe wie die des Hohlraumes senkrecht zur Öffnungsfläche.

Die innere Oberfläche wurde mit einem schwarzen Farbanstrich versehen, dessen Emissivität mindestens 95 % beträgt (s. A4), d.h. ε_0 =0,95. Dieser Wert wird noch verbessert durch die Zumischung eines Korundgranulats zur Farbe. Mit den in Anhang A4 angegebenen Werten für s und S ergibt Gl. (3.5) für den Hohlraumstrahler eine totale Emissivität von mehr als ε = 0,998.

Auf die Genauigkeit der Temperaturmessung am Schwarzen Körper wird im Rahmen des Kapitels 3.3 eingegangen (Gl. 3.15).

3.2 Wellenlängeneichung des Spektrometers

Die Wellenlänge, auf die das Spektrometer eingestellt ist, wird mit einem LVDT (s. Kap. 2) in Analogspannungswerten ausgegeben. Diese LVDT-Spannung muß durch die Wellenlängeneichung einer Wellenlänge zugeordnet werden.

Dazu wird das Signal einer breitbandigen Strahlungsquelle (Wolframbandlampe, McPherson Mod. 610) durch einen Monochromator (McPherson Mod. 218), dessen Spektrometerprofilfunktion (spektrale Empfindlichkeit des Spektrometers) eine sehr viel kleinere Halbwertsbreite als die des Spektrometers hat, auf das zu eichende Spektrometer gelenkt. Die Wellenlängenanzeige des Monochromators wurde mit Hilfe eines He-Ne-Lasers, der bei einer Wellenlänge von 632,8 nm arbeitet, überprüft. Sie gibt in allen Ordnungen die Wellenlängen im 1- μ m-Bereich auf besser als $1^{\circ}/_{00}$ an.

Den am Monochromator eingestellten Wellenlängen werden die Spannungen am LVDT zugeordnet, bei denen das Signal am Spektrometer maximal ist. Die LVDT-Spannungen lassen sich auf 1 % genau angeben und sind in guter Näherung linear mit der Wellenlänge λ verknüpft (Abb. 3.1):

$$U = a \cdot \lambda + b \tag{3.6}$$

Durch die ermittelten Wertepaare (λ, U) wurde eine Ausgleichsgerade gelegt (least square fit), wobei der Fehler von λ gegen den von U vernachlässigbar ist. Der Fit ist gewichtet mit dem Fehler von U. Der Fehler des Anstieges Δa und des y-Achsenabschnittes Δb wird in Abhängigkeit vom Fehler U bestimmt (Anhang A5).

Mit diesen Daten kann im Spektrometerbetrieb, vor allem bei weiteren Eichungen, aus U die Wellenlänge

$$\lambda = (U - b)/a \tag{3.7}$$

ermittelt werden, deren Fehler $\Delta\lambda$ infolge des Fehlerfortpflanzungsgesetzes nach

$$\Delta \lambda = \pm \left((\Delta b/a)^2 + (\Delta a/a)^2 (U-b)^2 + (0.01U/a)^2 \right)$$
 (3.8)

eine Funktion von U ist. Um eine bessere Handhabung der Fehlergrößen zu ermöglichen, wird mit Gl. (3.8) ein oberer Fehler $\Delta\lambda$ abgeschätzt, der im gesamten Arbeitsbereich des Spektrometers gilt. Durch Umbauarbeiten am LVDT wurden zwei erneute Wellenlängeneichungen erforderlich, die auch in Abb. (3.1)

aufgetragen wurden.

Für diese Eichungen gilt schließlich (zur Unterscheidung ist jeweils das Datum der Eichung angegeben):

1.09.1980:
$$\lambda = \overline{\lambda} \pm 0.007 \, \mu \text{m}$$

13.05.1981: $\lambda = \overline{\lambda} \pm 0.018 \, \mu \text{m}$
16.10.1981: $\lambda = \overline{\lambda} \pm 0.006 \, \mu \text{m}$ (3.9)

wobei $\overline{\lambda}$ die aus dem LVDT-Meßwert \overline{U} mit Gl. (3.7) bestimmte Wellenlänge bedeutet. Auf diese Werte wird im Rahmen der Eichung mit dem Schwarzen Körper zurückgegriffen. Der Fehler der Wellenlängeneichung geht direkt in den der Absolutempfindlichkeit des Spektrometers ein (s.a. S. 26)

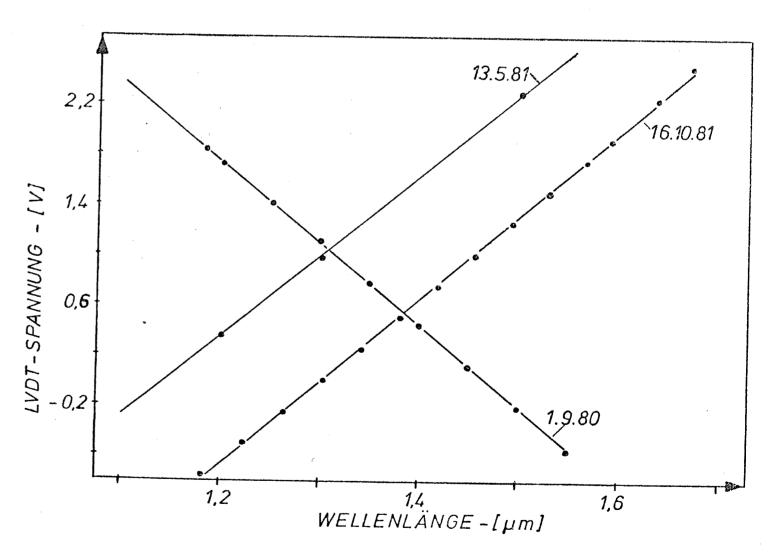


Abb. 3.1: Wellenlängeneichung des Spektrometers (Die Eichgeraden sind berechnete Ausgleichsgeraden)

3.3 Spektrale Empfindlichkeit des Spektrometers

Die spektrale Empfindlichkeit wird i.a. nur relativ vermessen. Der Punkt, an dem das Meßgerät den größten Teil der tatsächlich einfallenden Strahlung auch nachweist, wird dabei gewöhnlich auf Eins normiert. In die spektrale Empfindlichkeit gehen alle gerätetypischen Größen ein, wie die Geräteprofilfunktion des Gitterspektrometers selbst, der spektrale Wirkungsgrad des benutzten Detektors, Absorptionen in Linsen und Filtern, u.ä., die alle unterschiedliche Wellenlängenabhängigkeiten besitzen. Da diese Abhängigkeiten auf teilweise sogar unbekannten Materialkonstanten beruhen, die nur für die jeweils verwendeten Bauteile gelten, ist die spektrale Empfindlichkeit analytisch nur schwer zugänglich. Sie muß daher gemessen werden.

Zu Beginn des Feldeinsatzes des Spektrometers im Oktober 1980 wurde der Austausch des Detektors erforderlich. Die Spektrometerversion mit dem Austauschdetektor konnte erst nach Rücktransport am 13.5.1981 mit einer heißen Strahlungsquelle (Wolframbandlampe) geeicht werden. Eine vorläufige Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit erfolgte am 9.2.1981 mit Hilfe einer Niedrigtemperaturquelle (Schwarzer Körper nach Kap. 3.1).

Diese beiden Eichungen (s.u.) sind den Messungen im Zeitraum vom 15.10.1980 bis zum 1.10.1981 zugrunde zu legen. Im Oktober 1981 wurde das Spektrometer mit einem stickstoffgekühlten, als Halbleiterdiode betriebenen Detektor ausgerüstet. Für den Betrieb dieses Systemes gilt z.Z. die spektrale Empfindlichkeit, die am 16.10.1981 ermittelt wurde. Abb. 3.2 zeigt die Eichkurven der spektralen Empfindlichkeit vom 13.5.1981. Als Eichstandard diente eine Wolframbandlampe (Oriel Mod. 6318). Die Verwendung einer Volumenstreuscheibe am Eingang des Spektrometergehäuses bei den Empfindlichkeitseichungen sorgt dafür, daß die dabei von der 2500 -3000 K heißen Wolframbandlampe auf das Spektrometer fallende breitbandige Strahlung homogen über das gesamte Blickfeld verteilt ist. Durch die Volumenstreuscheibe fließen im Bereich der Wellenlängen des Spektrometers keine zusätzlichen Wellenlängenabhängigkeiten in die Eichkurve ein. Zum Beweis dieser Annahme wurde das Spektrum der Wolframbandlampe in zwei Fällen gemessen: im ersten wurde das Signal nach Durchtritt durch die Streuscheibe diffus in das Spektrometer gestreut, während im zweiten Eichlauf das von der Streuscheibe diffus reflektierte Lampenspektrum aufgezeichnet wurde. Da Wellenlängenabhängigkeiten der Reflektivität und Transmissivität sich gegenläufig auswirken, müssen die aus beiden Eichungen nach Abzug der Lampenprofilfunktion gefundenen spektralen Empfindlichkeiten bei entsprechenden Streuscheibeneinflüssen differieren. Wie Abb. 3.2 zeigt, liegen die Differenzen der so gefundenen Werte innerhalb der Meßfehler (s.u.), so daß ein Einfluß der Streuscheibe auf die spektrale Empfindlichkeit vernachlässigbar klein ist.

Die spektrale Beleuchtungsstärke $B(\lambda)$ der Wolframbandlampe wurde der Kalibrierungskurve der Produktbeschreibung (Oriel, 1979) entnommen.

Sei $\delta(\lambda)$ die Profilfunktion des gesamten Spektrometersystems und c ein konstanter Eichfaktor. Dann gilt für das Ausgabesignal $U_{\rm S}(\lambda)$ des Spektrometers bei den Empfindlichkeitseichungen mit der Wellenlänge λ

$$U_{s}(\lambda) = c \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} d\lambda' B(\lambda') \delta(\lambda')$$
 (3.10)

Der Wert der Spektrometerprofilfunktion $\delta(\lambda)$ geht bei einem Abstand von der Zentralwellenlänge λ von $>\!\!\Delta\lambda$ sehr schnell gegen Null, so daß sich die Integrationsgrenzen in Gl. 3.10 auf die Werte $\lambda \pm \Delta\lambda$ reduzieren lassen. $\Delta\lambda$ bedeutet dabei die volle Breite der Profilfunktion bei halber Höhe (Halbwertsbreite) und sie beträgt 3,2 nm. Mit einer Genauigkeit von besser als 0,2 %, was ein gegen die erwarteten Meßfehler in Höhe einiger Prozente vernachlässigbarer Fehler ist, gilt

$$B(\lambda') = B(\lambda) \text{ für } \lambda' \in [\lambda - \Delta \lambda, \lambda + \Delta \lambda]$$
 (3.11)

Für Gl. 3.10 folgt somit

$$U_{S}(\lambda) \simeq c \cdot B(\lambda) \cdot \int_{\lambda - \Lambda \lambda}^{\lambda + \Delta \lambda} d\lambda' \delta(\lambda') = c \cdot B(\lambda) S'(\lambda) . \qquad (3.12)$$

 $S'(\lambda)$ ist wegen der Definition von $\delta(\lambda)$ die gesuchte spektrale Empfindlichkeit des Spektrometers, die jedoch noch den Eichfaktor c enthält. Deshalb wird hier der Wert $S(\lambda)$ als spektrale Empfindlichkeit verwendet, bei dem der maximale Wert

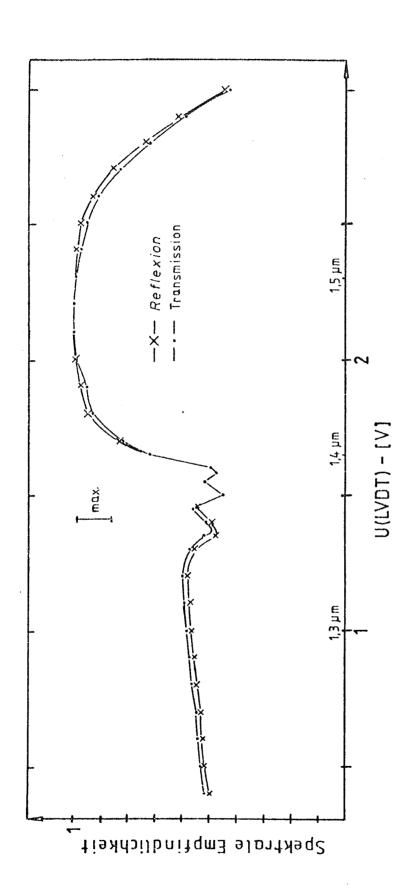


Abb. 3.2: Spektrale Empfindlichkeit des Spektrometers, Eichung vom 13.5.1981

 $S_{m}(\lambda_{max})$ auf 1 normiert und so c eliminiert ist:

$$S(\lambda) = \frac{S'(\lambda)}{S'_{m}(\lambda_{max})} = \frac{U_{s}(\lambda) \cdot B^{m}(\lambda_{max})}{U_{s}^{m}(\lambda_{max}) \cdot B(\lambda)} . \qquad (3.13)$$

 $B(\lambda)$ ist bekannt bzw. berechenbar (s.o.) und $U_{_{\mathbf{S}}}(\lambda)$ wird gemessen.

Abb. 3.2 zeigt für die Eichläufe vom 13.5.1981 die relative spektrale Empfindlichkeit $S(\lambda)$ aufgetragen über der mit der zugehörigen Wellenlängeneichung ermittelten Wellenlänge.

Für die Eichung vom 9.2.1981 (Abb. 3.3) wurde der in Kap. 3.1 beschriebene Schwarze Körper mit einer Betriebstemperatur von 460 K verwendet. Er leuchtete das Spektrometerblickfeld an dessen Rändern nicht vollständig aus; dieser Effekt wird im Rahmen der Spektrometerabsoluteichung berücksichtigt.

In Abb. 3.3 ist neben der Auswertung der Eichung vom 9.2.1981 (Schwarzer Körper) zum Vergleich eine der Kurven aus Abb. 3.2 angegeben. Wie die eingezeichneten Fehlerbalken (Fehlerbetrachtung s.u.) erkennen lassen, widersprechen sich die Ergebnisse nicht grundsätzlich. Die Abweichungen der Kurven lassen sich jedoch nicht befriedigend durch die Eichfehler erklären.

Die Eichung mit dem Schwarzen Körper und die Auswertung mit Hilfe der Gl. (3.10) bis (3.13) wurden durch systematische Fehler beeinflußt. Der Fehler infolge der unvollständigen Ausleuchtung des Blickfeldes wurde bereits erwähnt, ist aber analytisch nur schwer zugänglich. Einen weiteren systematischen Fehler liefert die Annahme Gl. (3.11), nach der die Schwarzkörperfunktion über die Halbwertsbreite AA der Geräteprofilfunktion annähernd konstant sein muß. Nur in diesem Fall gilt Gl. (3.13). Im Wellenlängenbereich von 1,5 bis 1,6 um ändert sich aber der Wert der Schwarzkörperfunktion B(λ) um = 4 %. Mit einer Abschätzung, der die Dreiecksprofilfunktion des Spektrometers und die tatsächlichen Werte von $B(\lambda)$ in Abhängigkeit von der Wellenlänge zugrunde gelegt wurden, wurde die Gültigkeit der Gl. (3.12) für den 460 K warmen Schwarzen Körper geprüft. Danach ergeben sich für die Bestimmung der spektralen Empfindlichkeit nach Gl. (3.12) bzw. (3.13) systematische Fehler, die vor allem im Bereich zwischen 1,45 und 1,59 µm die Abweichung von der Eichung mit der

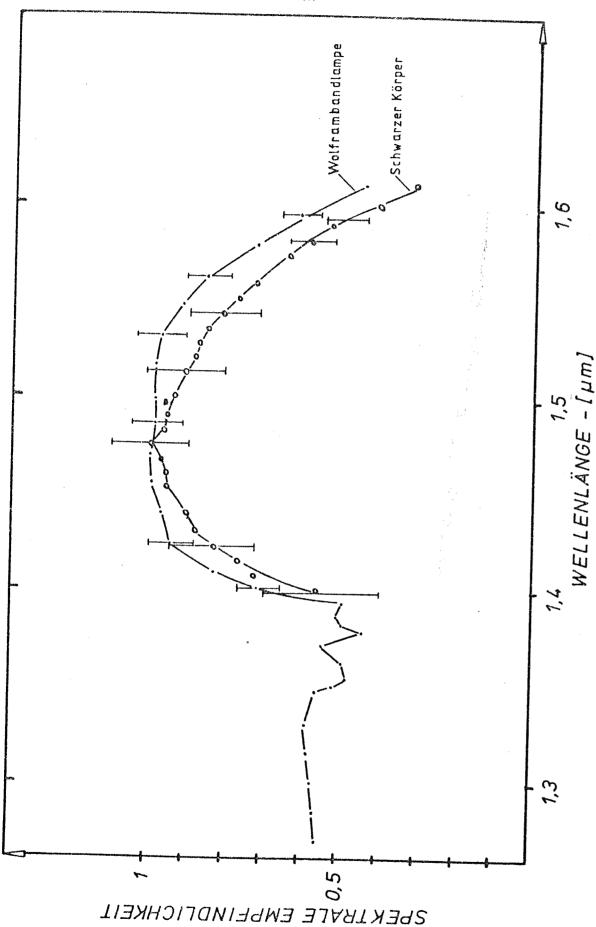


Abb. 3.3: Vergleich der Eichungen der spektralen Empfindlichkeit mit Wolframbandlampe und Niedrigtemperaturschwarzkörper

Wolframbandlampe (s.o.) gut erklären. Die verbleibenden Abweichungen lassen sich dann durch die Meßfehler (s.u. und Abb. 3.3) der Eichung mit dem Schwarzen Körper erklären. Für die weiteren Auswertungen werden die Werte der Eichung der spektralen Empfindlichkeit mit der Wolframbandlampe (Abb. 3.2) benutzt.

Abb. 3.4 zeigt die spektrale Empfindlichkeit $S(\lambda)$ des Spektrometers für das seit dem 16.10.1981 in Betrieb befindliche System, bei dem als Detektor eine stickstoffgekühlte Halbleiterdiode eingesetzt wird. Die Strahlungstemperatur der Wolframbandlampe betrug 2500 K und $S(\lambda)$ wurde wieder mit Gl. (3.13) ermittelt; die Strahlung trat durch die Volumenstreuscheibe hindurch.

Die besonders deutlich in Abb. 3.4 um 1,4 µm herum auftretenden Absorptionsstrukturen sind auf atmosphärischen Wasserdampf zurückzuführen. Da in diesem Wellenlängenbereich das Spektrometer nicht betrieben wird, wurde die Eichkurve bisher dahingehend nicht korrigiert. Der in Abb. 3.2 den Absorptionsstrukturen überlagerte Empfindlichkeitsabfall auf $S(1,2~\mu\text{m}) \simeq 0.5$ ist im wesentlichen auf die Eigenschaften des verwendeten Halbleiterdetektors zurückzuführen.

In den Fehler von $S(\lambda)$ gehen für die Eichungen mit der Wolframbandlampe (13.5.1981 und 16.10.1981) $B(\lambda)$ und die Ungenauigkeiten von $U_S(\lambda)$ (Rauschen, Gerätetoleranzen und Ableseungenauigkeiten) ein. Dies führt zu Fehlern von $S(\lambda)$ im Wellenlängenbereich bis 1,6 μ m von maximal 7 % für die Eichung vom 13.5.1981 und von rund 2 % für die vom 16.10.1981 (Abb. 3.2 und Abb. 3.4).

Bei der Eichung mit dem Schwarzen Körper machen sich neben dem bereits diskutierten systematischen Fehler besonders die große Ableseungenauigkeit infolge der nur 5 cm breiten Papieraufzeichnungsspur und das Rauschen bemerkbar. Die Schwarzkörperfunktion $B(\lambda)$ wurde aus der nach Gl. (3.9) fehlerbehafteten Wellenlänge λ und der Temperatur von 460 K berechnet. Als Fehler der Temperaturbestimmung wurde der Wert

$$\Delta T = \pm 0.3 \, ^{\circ}C$$
 (3.14)

berücksichtigt. Der relative Meßfehler bei der Eichung mit dem Schwarzen Körper (Abb. 3.3) beträgt daher für $S(\lambda)$ im Bebereich von 1,4 bis 1,6 μ m \pm 11 %.

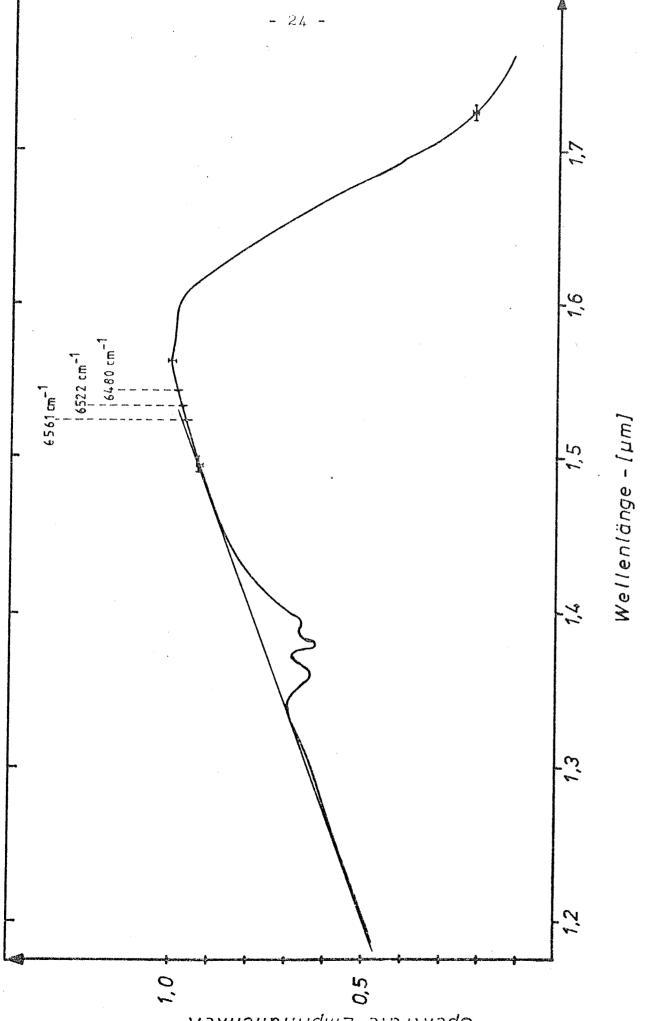


Abb. 3.4: Spektrale Empfindlichkeit des Spektrometers (Diodenversion, Eichung vom 16.10.1981)

3.4 Absolutempfindlichkeit des Spektrometers

Die Feststellung der Absolutempfindlichkeit des Spektrometers, d.h., die Eichung des vom System ausgegebenen Spannungswertes $\mathbf{U}_{s}(\lambda)$ in Abhängigkeit von einer bekannten Strahlungsintensität, wurde mit dem Schwarzen Körper aus Kapitel 3.1 durchgeführt. Dazu wurde der Schwarze Körper so vor das Spektrometer gesetzt, daß die optische Achse des Spektrometers senkrecht auf der strahlenden Fläche des Schwarzen Körpers stand (s. Abb. 2.1). Dabei konnte das Spektrometerblickfeld von der Eichquelle nicht vollständig ausgefüllt werden, was bei der Angabe des Absoluteichwertes zu berücksichtigen ist. Die an den nicht ausgeleuchteten Rändern des Blickfeldes einfallende 300-K-Strahlung kann vernachlässigt werden, da deren Strahlungsleistung um mindestens drei Größenordnungen kleiner als die Leistung des Eichsignals ist. Um Einflüsse durch in das Spektrometer gestreute Strahlung heißer Quellen (Lampen) auszuschließen, wurden die Eichungen grundsätzlich in einem vollständig abgedunkelten Raum durchgeführt.

Die Eichung für die vor dem 16.10.1981 verwendete Form des Spektrometers erfolgte am 9.2.1981. Als Ausgangsgrößen der Eichwertberechnung steht das Signal $U_{\rm S}(\lambda)$ am Lock-in-Verstärker in mV und die zugehörige LVDT-Spannung $U_{\rm LVDT}(\lambda)$ zur Verfügung. Der Absoluteichwert braucht, da die spektrale Empfindlichkeit bekannt ist, nur für eine Wellenlänge bestimmt werden. Dazu wurde die Wellenlänge der $P_1(3)$ -Linie des OH(3,1) gewählt, welche die mittlere der für die Bestimmung atmosphärischer Temperaturen (Kap. 6) erforderlichen ist. Diese Wellenlänge wurde zu λ_0 = 1,524 µm berechnet (s. Kap. 4.2). Darüberhinaus wurden die Absolutempfindlichkeiten noch für mehrere andere Wellenlängen berechnet, die innerhalb der kombinierten Fehlergrenze alle übereinstimmen.

Aufgrund der Wellenlängeneichung vom 1.9.1980 folgt für die LVDT-Spannung, anhand der das Lock-in-Verstärker-Signal bestimmt werden kann:

$$U_{LVDT}(1,524\mu m) = (-0,369\pm0,044) V.$$
 (3.15)

Da die Dreiecksprofilfunktion des Spektrometers sich über λ gut durch eine Rechteckfunktion

$$\delta(\lambda') = \begin{cases} 1 & \text{für } \lambda' \in [\lambda - \Delta \lambda/2, \lambda + \Delta \lambda/2] \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$
 (3.16)

beschreiben läßt, folgt aus Gl. (3.12) für das Spektrometersignal

$$U_{s}(\lambda) = c \cdot B(\lambda) \cdot \int_{\lambda - \Delta \lambda}^{\lambda + \Delta \lambda} d\lambda' \delta(\lambda') = c \cdot B(\lambda) \Delta \lambda$$
 (3.17)

c ist der Absoluteichwert. Gl. (3.12) berücksichtigt noch nicht die unvollständige Ausleuchtung des Spektrometerblickfeldes, die nur bei der Eichung, nicht aber im Meßbetrieb auftritt. Das Gesichtsfeld wurde vermessen, indem es mit einer heißen Punktquelle zweidimensional abgetastet wurde. Zusammen mit dem Abstand des Schwarzen Körpers von dem Spektrometereintrittsspalt konnte daraus berechnet werden, daß 90 % des Gesichtsfeldes ausgeleuchtet wurden:

$$f_G = 0,90 \pm 0,03$$
 (3.18)

Demnach registriert das Spektrometer bei der Eichung nicht die gesamte von dem Schwarzen Körper abgegebene Leistung $B(\lambda)$, sondern nur den Anteil 0,9·B(λ). Damit folgt aus Gl. (3.17) als Absoluteichwert mit den Einheiten kR/mV bzw. W/cm²sr mV (also für den Kehrwert von c) der Ausdruck

$$\xi(\lambda) = 0.9 \cdot B(\lambda) \cdot \Delta \lambda / U_{g}(\lambda) . \qquad (3.19)$$

Mit anderen Worten, ξ ist der Kehrwert des auf Vollausleuchtung des Blickfeldes umgerechneten c aus Gl. (3.17). Mit Hilfe der LVDT-Spannung Gl. (3.15) wurde aus den Eichläufen die Absolutempfindlichkeit berechnet. Die Fehlergrenzen gehen ebenfalls auf (3.15) zurück, da die Fehler von $f_{\mathbb{G}}$ und $U_{\mathbb{S}}(\lambda)$ dagegen vernachlässigbar sind. Als Mittelwert der Absolutempfindlichkeit des Spektrometers ergibt sich

$$\xi = (1,04 \pm 0,06) \text{ kR/mV für } 1,524 \text{ } \mu\text{m}.$$
 (3.20)

Der prozentuale Fehler ist rund 6 %.

3.5 Empfindlichkeitsfunktion des Photometers

Die Empfindlichkeitsfunktion $TR(\lambda)$ des Photometers gibt wie beim Spektrometer die Variationen der Empfindlichkeit des Photometers in Abhängigkeit von der Wellenlänge an und kann ebenfalls mit Gl. (3.10) beschrieben werden.

Anders als beim Spektrometer, das durch Änderung des Gitterwinkels einen relativ großen Wellenlängenbereich mit einer Auflösung $\Delta\lambda'$ spektral abtastet, wird beim Photometer ein Bereich mit einer Halbwertsbreite von $\Delta\lambda$ um eine durch die Filterwahl fest vorgegebene Zentralwellenlänge λ_F integral ausgemessen. Dabei ist meist $\Delta\lambda$ größer als $\Delta\lambda'$. Das hier beschriebene Photometer verfügt über zwei Interferenzfilter (Edinburgh Instruments Ltd), für die λ_F = 1,27 µm (0₂-Filter) bzw. λ_F = 1,31 µm (OH(8,5)-Filter) gilt.

Der Verlauf der Photometerempfindlichkeit wird im wesentlichen durch das Bandpaß-Filter bestimmt, da sich andere wellenlängenabhängige Gerätegrößen über den relativ kleinen Bereich $\Delta\lambda$ kaum ändern. Da bei der Eichung wieder ein Eichsignal mit dem vom System gelieferten Signalwert verglichen wird, sind im Wert $TR(\lambda)$ der Empfindlichkeitsfunktion alle diese Gerätewerte berücksichtigt.

Demgemäß sind die Zahlenwerte der Größen der Gl. (3.10) für die Empfindlichkeitsfunktion des Photometers verschieden von der des Spektrometers:

$$U_{p}(\lambda) = c \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} d\lambda' \, \phi(\lambda' - \lambda) TR(\lambda) \qquad (3.21)$$

Jetzt ist U $_p(\lambda)$ das Signal des Photometers infolge der Integration der Strahlungsleistung $\phi(\lambda)$ über die Wellenlänge. Dabei ist die Empfindlichkeitsfunktion TR(λ) außerhalb der Fußpunkte λ_1 und λ_2 (s. Abb. 3.5) gleich Null. Um TR(λ) im Bandpaßbereich zu erhalten, muß das Photometer mit einer möglichst schmalbandigen Quelle der Intensität $\phi(\lambda'-\lambda)$ bestrahlt werden, deren Bandbreite $\delta\lambda$ sehr viel kleiner als $\Delta\lambda$ des Photometers ist.

Hier wird die schon bei der Wellenlängeneichung beschriebene Kombination einer Wolframbandlampe mit einem Monochromator als schmalbandige Eichquelle benutzt (Breite der Ein- bzw. Austrittsspalte: 50 μ m). Die Bandbreite $\delta\lambda$ betrug rund $4\cdot10^{-4}\mu$ m

und ist daher viel kleiner als $\Delta\lambda$ (~2·10⁻² µm). Die Wellenlänge λ der Eichstrahlung kann am Monochromator eingestellt werden, und mit $\delta\lambda$ << $\Delta\lambda$ folgt aus Gl. (3.21)

$$U_{p}(\lambda) \simeq c(\lambda)TR(\lambda)$$
 (3.22)

c(λ) enthält die Konstante c und die Strahlungsleistung der Eichquelle $\phi(\lambda)$. Variiert man λ am Monochromator über den gesamten Bereich des Photometerbandpasses um λ_F herum, so erhält man aus (3.22) die Empfindlichkeitsfunktion TR(λ). In Abb. 3.5 sind die zuletzt gebrauchten Größen gemeinsam dargestellt.

Abschätzungen bestätigen (s.u.), daß c(λ) über den Bereich $\Delta\lambda$ in guter Näherung konstant bleibt. Daher kann der somit unkritische Faktor durch Normierung des Maximums von U $_p(\lambda)$ auf Eins eliminiert werden. Als Empfindlichkeitsfunktion des Photometers gilt dann

$$TR_{\mathbf{r}}(\lambda) = \frac{TR(\lambda)}{TR_{\mathbf{m}}(\lambda_{\max})} = \frac{U_{\mathbf{p}}(\lambda)}{U_{\mathbf{p}}^{\mathbf{m}}(\lambda_{\max})}.$$
 (3.23)

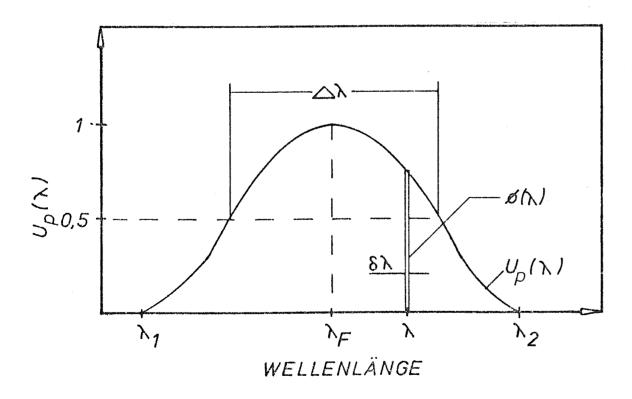


Abb. 3.5: Darstellung der in Kap. 3.5 definierten Variablen

Die gemessenen Werte des U $_p(\lambda)$ sind für beide Filter in Abb. 3.6 abgebildet. $TR_r(\lambda)$ ist für das OH(8,5)- und das $O_2(^1\Delta_g)$ - Filter mit λ_F = 1,31 µm bzw. λ_F = 1,27 µm in Abb. 3.7 wiedergegeben. Abb. 3.7 zeigt außerdem noch berechnete Spektren des OH(8,5) und des $O_2(^1\Delta_g)$. Die dort angegebene Zuordnung der P-, Q- und R-Zweige wird in Kapitel 4 diskutiert.

Die zuvor angenommene Konstanz der vom Eichstandard abhängigen Größe $c(\lambda)$ führt bei der $TR_r(\lambda)$ -Bestimmung zu einem Fehler, der zu maximal \pm 4% abgeschätzt wurde. $TR_r(\lambda)$ ist für die Bestimmung des Wirkungsgrades des Photometers wichtig (s. Kap.

5). Der Fehler des $TR(\lambda)$ schlägt für diese Wirkungsgrade mit einem Fehler von maximal 2 % zu Buche.

Die Abschätzung berücksichtigte die spektrale Emissivität der Wolframbandlampe $\epsilon(\lambda)$, die Schwarzkörperfunktion der Lampe $B(\lambda)$ und die "Blaze-Efficiency" $BE(\lambda)$ des Monochromators, d.h.

$$c(\lambda) \simeq c \cdot \phi(\lambda) \simeq \varepsilon(\lambda)B(\lambda)BE(\lambda).$$
 (3.24)

Dabei wurde BE(λ) gemäß

$$BE(\lambda) = \sin^2(b\pi(n-\lambda_B/\lambda)/a)/(b\pi(n-\lambda_B/\lambda)/a)^2 \qquad (3.25)$$

berechnet (Stewart, 1970). Der verwendete Monochromator arbeitete mit einer Blazewellenlänge $\lambda_B=1~\mu\text{m}$, und die hohe Linienzahl gestattet die Annahme, daß die Linienbreite b ungefähr gleich der Gitterkonstanten a ist.

Die aus der Transmissionsfunktion gewonnenen Halbwertsbreiten (volle Breite bei halber Maximalhöhe) $\Delta\lambda$ betragen für die Photometerbereiche

$$\Delta\lambda(0_2(^1\Delta_g)) = 0.0125 \ \mu\text{m}$$

 $\Delta\lambda(0H(8,5)) = 0.019 \ \mu\text{m}$ (3.26)

Da die Wellenlängen λ , für die $TR_r(\lambda)$ angegeben wird, einen vernachlässigbaren Fehler besitzen (s. Kap. 3.3), ist der Fehler der $\Delta\lambda$ durch den Fehler des Wertes $TR_r(\lambda) = 0.5TR_r^m(\lambda_{max})$, von denen die $\Delta\lambda$ abgeleitet werden, bestimmt. Mit $\Delta TR_r = 3$ % und der großen Steigung der Transmissionsfunktion bei $0.5TR_r^m$ kann der Fehler ermittelt werden. Es folgt als Fehler der Werte in Gl. (3.26) ein Betrag von ± 0.002 μ m. Für eine weitere Diskussion der nur sekundär bedeutenden Empfindlichkeitsfunktion wird auf die nachstehenden Kapitel verwiesen.



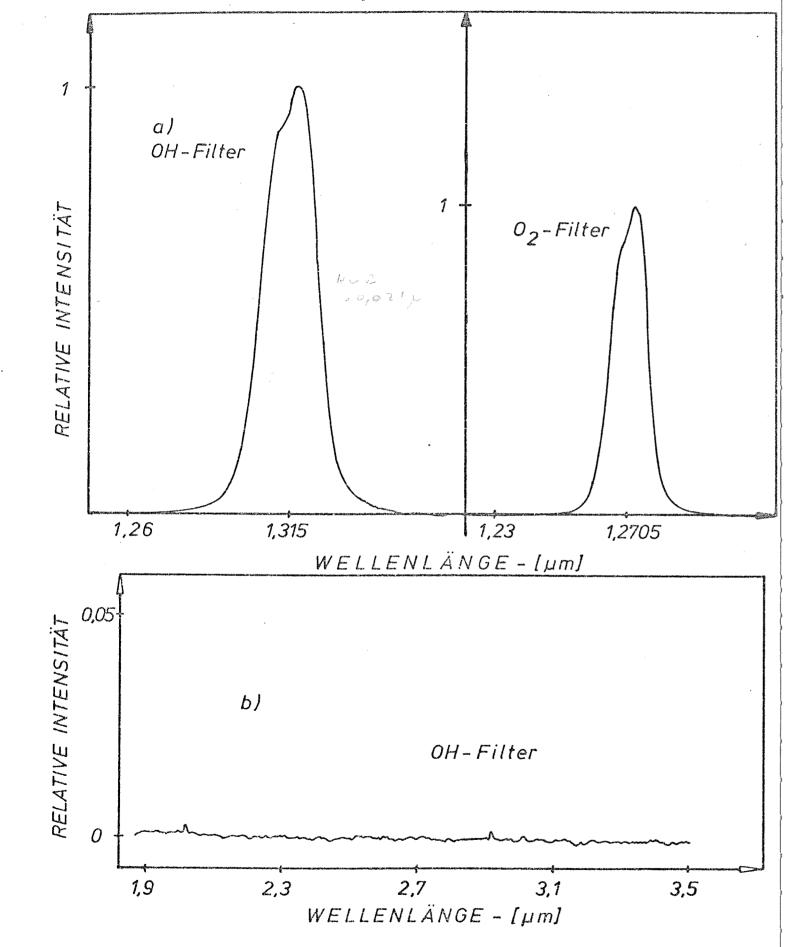


Abb. 3.6: Bandpaßbereiche der OH- und O₂-Filter (a) und langwellige Empfindlichkeit des OH-Filters (b)

Sofern das Photometer außerhalb der Bandpässe $\Delta\lambda$ Strahlung nachweisen würde, würde dieses evt. unbemerkte Signal bei der Bestimmung der Empfindlichkeitsfunktion zu systematischen Fehlern führen. Es kann jedoch angenommen werden, daß das Photometer außerhalb des Bandpasses optisch dicht ist. Bei kurzen Wellenlängen sorgt ein zusätzliches Filter am Detektor dafür. In Richtung der langen Wellenlängen wurde für beide Photometerbereiche der Empfindlichkeitsverlauf bis 3,6 μ m ausgemessen und keine Lecks festgestellt. Abb. 3.6b verdeutlicht dies für den Fall des OH-Filters. Die Ordinate der Abb. 3.6b ist gegenüber der in Abb. 3.6a um einen Faktor zehn gespreizt worden. Darüberhinaus ist auch für Wellenlängen oberhalb von 3,6 μ m eine Undichtigkeit nicht zu erwarten, da vor dem Detektor ein gekühltes Glasfenster eingebaut ist, das Wellenlängen von mehr als 2,4 μ m absorbiert.

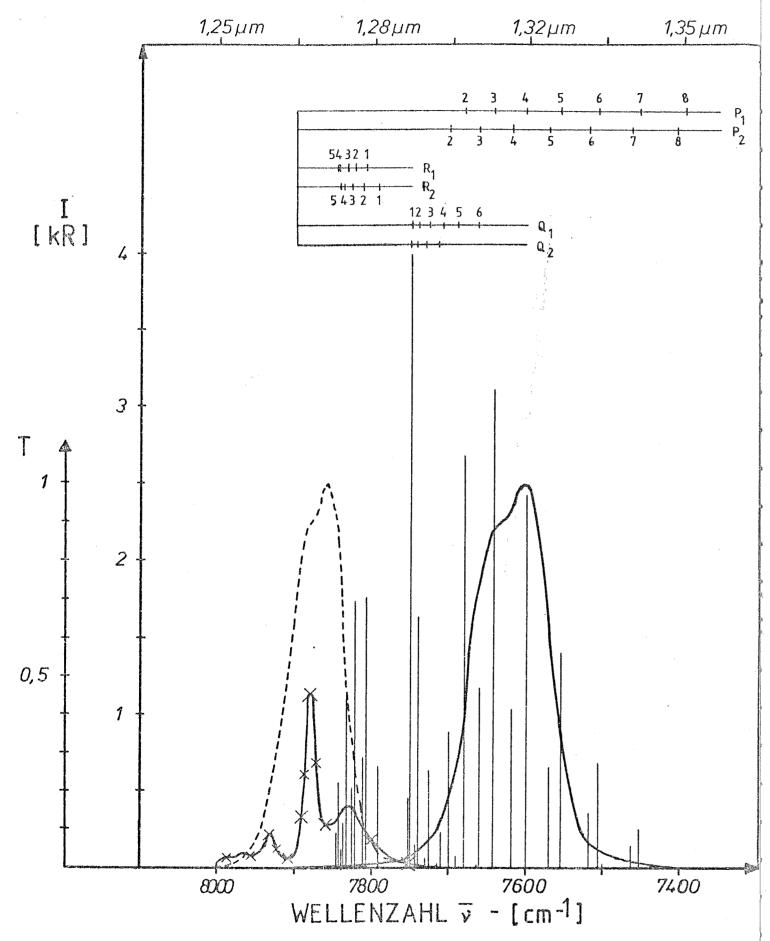


Abb. 3.7: Empfindlichkeitsfunktion TR des Photometers für OH (durchgezogene Linie) und für O2(0,0) (gestrichelte Linie) sowie Spektrum des OH(8,5) (senkrechte Linien) und des O2(0,0) (durchgezogene Linie mit Kreuzen; nach Evans, 1970)

3.6 Absoluteichung des Photometers

Die Absoluteichung des Photometers erfolgte mittels des in Kapitel 3.1 beschriebenen Schwarzen Körpers, dessen Licht durch die Glaskuppel und über den Photometerspiegel in das Photometer eintrat. Die Geometrie der Meßanordnung gestattete die Ausleuchtung des gesamten Photometerblickfeldes. Durch Variation der Schwarzkörpertemperatur T zwischen 390 und 460 K wurde die Strahlungsintensität B(λ,T) verändert und alle 2 - 3 K das vom Photometer registrierte Signal $U_{p}(\lambda_{F},T)$ nach Gl. (3.21) aufgezeichnet. Eine Ausgleichsrechnung für den linearen Zusammenhang des Meßwertes $U_n(\lambda_F)$ mit der berechneten Größe I = $\int d\lambda B(\lambda,T) \cdot TR(\lambda)$ (G1. 3.21) liefert dann die Absolutempfindlichkeit c-1 in W/cm2sr mV oder mit Hilfe der Gl. (3.3) in kR/mV. I muß numerisch bestimmt werden. Der Fehler ΔI von I wird durch eine entsprechende Gewichtung der Ausgleichsrechnung (s. A5) berücksichtigt und geht somit in den Fehler von c-1 ein. ΔI berücksichtigt folgende Meßfehler: $B(\lambda,T)$ enthält bei der Berechnung des Integrals I nur eine gemessene Größe, nämlich die Temperatur T, die nach Gl. (3.14) fehlerbehaftet ist. Der aus diesem Meßfehler entstehende Fehler von $B(\lambda,T)$ beträgt bei beiden Photometerbereichen $\Delta B(\lambda,T)/B(\lambda,T) = 0.02$. Die von λ abhängigen Fehler von $TR_{r}(\lambda)$ mitteln sich bei der

Als Absoluteichfaktoren ergeben sich schließlich

$$O_2(^1\Delta_g)$$
-Filter, λ_F =1,27 μ m: c_{O_2} = 1,56 ± 0,05 kR/mV (3.27) OH(8,5)-Filter, λ_F =1,31 μ m: c_{OH} = 1,51 ± 0,05 kR/mV

Integration über \(\lambda \) heraus. Somit folgt für den berechneten

Die Einheit kR bezieht sich jeweils auf $\lambda_{_{\rm F}}$.

Wert von I ein Fehler $\Delta I/I = 0.02$.

4. Synthetische Spektren des OH(8,5) und des $O_2(^1\Delta_E)$

Bei den hier untersuchten Spektren des OH(8,5) und des $0_2(^1\Delta_g)$ handelt es sich um Rotationsschwingungsspektren, deren Übergänge Emissionen im nahen Infrarot-Spektralbereich um 1 μ m herum darstellen.

Die P-, R- und Q-Zweige des OH(8,5) entstehen beim Übergang vom Schwingungsniveau v'=8 nach v''=5. Beim Sauerstoff wird das $0_2(^1\Delta_g)$ betrachtet, welches die atmosphärische (0,0)-Bande liefert.

4.1 Spektrum des OH(8,5)

Die Berechnung des (8,5)-Spektrums des OH* orientiert sich an den Arbeiten von Mies (1974) und Krassovsky et al. (1962). Grundlage der Intensitätsberechnungen der OH(8,5)-Linien ist die Gleichung

$$I_{OH}(J'', v'', i' \leftarrow J', v', i') =$$
 (4.1)

$$N_{\text{v'}}\overline{A}(J'',\text{v''},\text{i'} \leftarrow J',\text{v'},\text{i'}) \cdot \frac{2 \cdot (2J'+1)}{Q_{\text{v'}}(T_{\text{rot}})} \cdot \exp\left(-E_{\text{i'},\text{v'}}(J')/kT_{\text{rot}}\right)$$

mit der Zustandssumme des Vibrationsniveaus v' gemäß

$$Q_{v'}(T_{rot}) = \sum_{i=1}^{\infty} 2 \cdot (2J'+1) \cdot \exp\left(-E_{i',v'}(J')/kT_{rot}\right)$$
 (4.2)

Die Symbole bedeuten im einzelnen: I_{OH} = Intensität der durch die angegebenen Variablen definierten Linie in Photonen/cm³sec, $N_{V^{\dagger}}$ = Totalkonzentration der OH-Moleküle, die sich im Zustand v^{\dagger} befinden in cm-³, i = 1 für OH(8,5) $X^{2}II_{3/2}$, i = 2 für $X^{2}II_{1/2}$, $E_{i^{\dagger},V^{\dagger}}(J^{\dagger})$ = Energie der Rotationszustände J^{\dagger} über dem betrachteten Niveau v^{\dagger} für den durch i^{\dagger} indizierten ${}^{2}II_{1}$ -Zustand in cm-¹, T_{rot} = Rotationstemperatur des OH in K, k = Boltzmannkonstante, k = Plancksche Konstante und k = Lichtgeschwindigkeit. Die Einsteinkoeffizienten der Emissionsübergänge k in sec-¹ wurden von Mies (a.a.0.) berechnet. Für die Einzelheiten der Rechnung wird auf Mies (1974) verwiesen. Sind $\Sigma_{V_{1}}({}^{2}II_{3/2})$ und $\sigma_{V_{1}}({}^{2}II_{1/2})$ die Zustandssummen der einzel-

Sind Σ_{v} , (2 $\Pi_{3/2}$) und σ_{v} , (2 $\Pi_{1/2}$) die Zustandssummen der einzelnen Dubletts des 2 Π -Zustandes, so gilt nach Gl. (4.2)

$$Q_{v}(T_{rot}) = \tag{4.3}$$

$$= \sum_{J} 2 \cdot (2J'+1) \cdot \exp\left(-E_{1,v'}(J')/kT\right) + \sum_{J} 2 \cdot (2J'+1) \exp\left(-E_{2,v'}(J')/kT\right)$$

und somit

$$Q_{v}(T_{rot}) = \Sigma_{v}(T_{rot}, 2\pi_{3/2}) + \sigma_{v}(T_{rot}, 2\pi_{1/2})$$
 (4.4)

 Σ_{v} , und σ_{v} , sowie die E_{i} , v, (J') werden von Krassovsky et al. (a.a.0.) numerisch angegeben.

Die Wellenlängen der Emissionslinien können mittels der Bohrschen Frequenzbedingung aus der Energiedifferenz ΔF der beteiligten Molekülzustände bestimmt werden. Mit der Relation

$$\Delta F^{-1} \triangleq \lambda \ (=hc/\Delta F), \ \lambda \ in \ cm$$
 (4.5)

kann die Energie ΔF in Einheiten cm⁻¹ angegeben werden und es gelte für OH(8,5)

$$\Delta F_{i}(J') = F_{i, v'=8, J'} - F_{i, v''=5, J''}$$
 (4.6)

wenn $F_{i,\nu,J}$ die Energie des Molekülzustandes $|i,\nu,J\rangle$ über der Grundlinie des Rotationsschwingungsspektrums ist. Mit der Energie $G(\nu)$ der Nullinie über der Grundlinie und der Energie $E_{i,\nu}(J)$ der Rotationslinie über der Nullinie ist

$$F_{i,v,J} = G(v) + E_{i,v}(J)$$
 (4.7)

Nach Krassovsky et al. wird angenommen, daß G(v!=8) = 25806,7 cm⁻¹ und G(v!=5) = 18054,52 cm⁻¹ ist. Für Gl. (4.6) folgt dann mit (4.7)

$$\Delta F_{i}(J') = 7752,18 \text{ cm}^{-1} + E_{i,v'=8}(J') - E_{i,v''=5}(J')$$
 (4.8)

Die Wellenlänge der Strahlung ist der Kehrwert von $\Delta F_i(J^i)$. Die Nomenklatur der Linien ist $P_i(K)$, $R_i(K)$ und $Q_i(K)$ mit $K = J^{ij} - 1/2$ für i = 1 ($^2\Pi_{3/2}$) und mit $K = J^{ij} + 1/2$ ($^2\Pi_{1/2}$), wobei P_i , R_i und Q_i für den gleichnamigen Zweig des Rotationsschwingungsüberganges steht.

Die Bestimmung des OH(8,5)-Spektrums wurde mit den vorstehend definierten Größen für die Rotationstemperaturen 180 K, 210 K und 250 K durchgeführt. Der Wert 210 K ist dabei als winterliche mittlere Rotationstemperatur des OH in 86 km Höhe von zentraler Bedeutung. Die übrigen Spektren wurden zur Abschätzung des Einflusses der Rotationstemperatur T auf den Photometerwirkungsgrad ermittelt (Kap. 5). Im folgenden werden nur die Rechnungen für 210 K vorgestellt und die T-Abhängigkeit einer Referenzlinie betrachtet.

Die Intensität I $_{OH}$ der Strahlung eines Überganges nach Gl. (4.1) ist nicht absolut zugänglich, da die Teilchenkonzentration N $_{\rm V}$, unbekannt ist. Daher wird hier die Größe I(N)=I $_{OH}$ /N $_{\rm V}$, für T = 210 K berechnet, wobei N den Übergang kennzeichnet. Mit I $_{\rm rel}$ (N) wird das Verhältnis der Intensität I(N) zur größten Intensität I(Q $_{1}$ (1)) bezeichnet. I $_{\rm rel}$ (N) hängt nicht mehr von N $_{\rm V}$, oder der Zustandssumme Q $_{\rm V}$, ab (Gl. 4.2). Die am Boden erwartete Intensität der Emissionen ergibt sich aus I $_{\rm rel}$ (N), wenn die Transmission T $_{\rm atm}$ ($^{\rm A}$) der Atmosphäre zwischen der Emissionsschicht und dem Photometer berücksichtigt wird. Die Linienintensitäten I $_{\rm atm}^{\rm rel}$ (N) am Erdboden sind dann gegeben durch

$$I_{atm}^{rel}(N) = I_{rel}(N) \cdot T_{atm}(\lambda) / T_{atm}^{max}$$
.

Dabei dient $T_{\text{atm}}^{\text{max}}$ lediglich der Normierung der atmosphärischen Transmission $T_{\text{atm}}(\lambda)$, und $T_{\text{atm}}(\lambda)$ wurde für den Bereich des OH(8,5) der Arbeit von Baker et al. (1977) entnommen. Die vorgenannten Größen sind für einige Linien und für eine Temperatur von T=210~K in Tabelle 4.1 aufgeführt zusammen mit der Rotationsquantenzahl, den Einsteinkoeffizienten, den Rotationsenergien, der Wellenlänge und der Wellenzahl der einzelnen Übergänge. Dort ist außerdem der prozentuale Anteil einer Einzellinie an der gesamten atmosphärischen Bandenintensität des OH(8,5) angegeben. Das vorgestellte Spektrum berücksichtigt alle Übergänge mit J' bis 7,5 für Pund R-Zweig und bis J' = 6,5 für den Q-Zweig, da alle höheren Übergänge nur noch vernachlässigbar kleine Intensitäten haben ($\leq 10^{-3} \cdot I(Q_1(1))$.

Das sich ergebende Bodenspektrum ist in Abb. 3.9 als Linienspektrum dargestellt. Die in kR angegebenen Intensitäten wurden so aus I rel berechnet, daß die gesamte Bandenintensität des OH(8,5) gleich 30 kR ist. Dies ist ein typischer am Boden erwarteter Wert. Die relativ symmetrisch um 7600 cm-1 verlaufende Kurve gibt den Empfindlichkeitsverlauf des Photometers für OH(8,5) wieder, der in das abgebildete Spektrum noch nicht eingerechnet wurde. Die gestrichelte Kurve zeigt die Empfindlichkeit für den Bereich des O2-Filters. Entsprechend der gängigen Nomenklatur (s. S. 36) wurden in Abb. 3.9 die einzelnen Linien der P-, R- und Q-Zweige gekennzeichnet. Die Höhe der angedeuteten Linien stellt die

Tab. 4.1: Spektrum des OH(8-5) (s. Text)

(cm ⁻¹)	679,5	7642,48	601,2	から ない ない ない ない ない ない ない ない ない ない	000 1000 1000 1000 1000 1000 1000 1000	4,74 300,00 10,000	700,8	661,8	618,0	570,4	518,4	462,4	403,1	808,4	823,3	834,9	7843,3	7845,	843,9	792,0	812,0	27,3	7837,08	7841,9	7842,4	7838,4	7748,	739,48	726,3	709,8	689,3	7662,98	749	() () () () () () () () () ()	714,58
(n m)		1,308	(L)	W 0	J 4	4 rU	29	30	 	, 22	ر س س	3 1 1	335	<i>U</i> 3 ∞	27	,27	,275	,274	,274	, 20 00	200	27	,276	,275	275	,275	,290	23	,29	23	30	305	90	, v v v v v v v v v v v v v v v v v v v	100 100 100 100 100 100 100 100 100 100
P(210K) (%)	0	10,37	0,	σ (, α	0	96	.03	45	77	0	7.47	0.2	986	,77	, 76	87	.75	25	23	43	78	26.	, 42	r- (, 04	,26	777 6	en Langes Enges	75	24	90	77° 40°) () () ()	20°
Irel(N,210K)	9 6	0,78	9	س د	• 0	• •	C\	" W	ď	·	0	40,	,)	776	. 43	200	7- 6	00	00	46	~	5	0.7	03	0,	00	00	17 6	ور در در	,05	01	00	~~ C) C	
$\mathtt{T}_{\mathtt{atm}}(\lambda)$	∞ •	0,77	<u>,</u>	<u>, r</u>	•) '	∞	7	_	_	<u> </u>	9,7	•	6 0	∞.	∞	∞	Φ.	∞ ••	00	00	တ	00	φ.	∞ (00	∞.	∞	00	<u>α</u>	00 1		တ္ဝ	•, ⊃ ∝	CO (
I _{rel} (N,210K)	71	0,863	60°	* 0 かい	√ C	000	23	,32	29	000	,	40,	5	. 43	,43	200	7	0.5	, ,	16	00	23	07	03	0	00	00	174	, 6	0.5	0,	0.2	~ C ← C	*)	
I(N,210K) (Phot./sec) pro 1 cm-3	0,84	13,05	, v	4 5		1 to 1	₹	00	7 6	Ŏ,	40,	~ (スプ	9	₹,	N		00	N	, 50	, 75	666	ω ∞.	7	, 0	0,04	12	27	48	83	, 20 00 00 00 00	0	~ u	* 	60 e J 4 J 1
E; 8(J')	6	12,1	φ. φ.	ς 4α	10	îvî	ω (γ)	25,	640	0,0	<u> </u>	10	7.0	a N	96	04,	χ Ω	676	75.	25,	643	90,	لت. س	62,	500	ω Ω	7	, 7	96	043	ω. 	676	w, n	, / O	, d (0)
A (N) E (Sec-1)	5.1	300	ω, . ω, . ω, .	ん つ い い	000	<i>2 2 3 3 3 3 3 3 3 3 3 3</i>	0,29	7,00	5,95	5,63	50 CM	5, 79 2, 79 2, 79	0 0 0	5,38	0,17	2,08	2,85	ω Θ	2,99	8,98	2,32	3,40	3,71	3,66	3,41	3,03	5,01	4,45	7,68	4,68	3,10	2,19	დ ი თ ი	10) (V
٦.		5/2	\	<u>``</u>	` \	. ` `	\	<u> </u>	Λ,	<u>`</u>	`	` `	_	<u> </u>	Λ.	<u>`</u>	<u>`</u> .	<u>`</u> ,	`~	_	_		<u>`</u>	<u>`</u>	<u>`</u>	•	_			_	`_`	┈.		` `	-
z		(3)	サレ	200	()		2	\mathcal{O}	4	5	9		Ω Ω	5	<u>~</u> .	(3)	(7)	(2)	9	5	(2	\mathfrak{S}	(7)	(2)	9	(2)	5	5	$\widetilde{\omega}$	(7)	5	9		3.C	ノン
vrt	Д	F 1	בין גב	rtτ	+ t-	f fly	ኪ ⁴	Ω,	Δ, !	ρ, (ا بد	ጉተ	ን-4	ಭ	or;	n;	Ωį	nd I	ದಿದ್ದ	æ	æ	oc;	A.	nd	cc; (떠	()	⊘ ,	3,	I)	⊘ , (or.	⇔ ' ∈	Ø ⊂	3° C3

Linienintensität dar, d.h. das entsprechende Integral über die gesamte Linienprofilfunktion und die zugehörige Intensität. Die Abschwächung durch die Atmosphäre wurde in Abb. 3.9 bereits berücksichtigt.

Einen typischen Verlauf der Temperaturabhängigkeit einer einzelnen Linie gibt Abb. 4.1 an, die den Intensitätsverlauf (pro Molekül) I(N,T) der Q₁(1)-Linie mit der Rotationstemperatur zeigt. Grundlage der Abb. 4.1 ist die Gl. (4.1).

Der Einfluß der Temperatur der OH(8,5)-Emissionsschicht auf den Nachweis der Bandenintensität wird in Kapitel 5 behandelt.

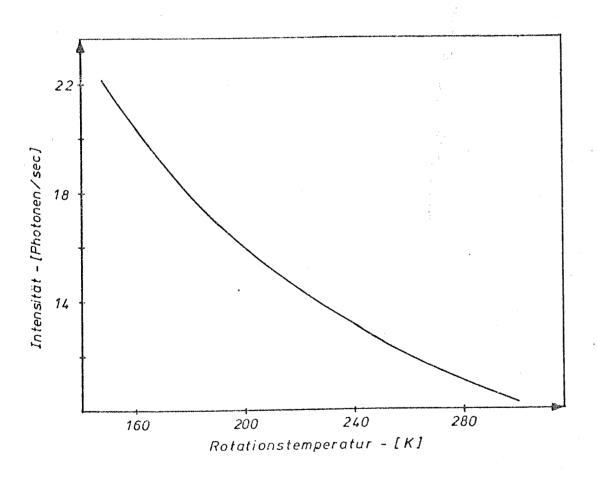


Abb. 4.1: Temperaturabhängigkeit der Q₁(1)-Linienintensität des OH(8,5)-Überganges

4.2 Spektrum des $0_2(\frac{1}{g})$

nach Cole and Kantor (1978).

Der molekulare Sauerstoff ist in der Atmosphäre bis ca. 100 km in einem Mischungsverhältnis von rund 21 % enthalten. Im Bereich der Mesopause wird u.a. gemäß der Gl. (1.1) und (1.3) (s. Kap. 1) das metastabile Niveau $a^1\Delta_g$ des O_2 angeregt. Beim Ubergang vom Schwingungsniveau v' = 0 des $^1\Delta_g$ in den elektronischen Grundzustand $X^3\Sigma_g$ mit v'' = 0 wird eine Strahlung von 1,27 μ m Wellenlänge emittiert. Diese $0_2(^1\Delta_g)$ -Strahlung wird vom atmosphärischen Sauerstoff, vor allem in der Troposphäre, stark absorbiert. Die Reabsorption ist so stark, daß die Zunahme der Strahlungsintensität mit zunehmendem Zenitabstand der Blickrichtung (van-Rhijn-Effekt; van Rhijn, 1921, s.a. Kap. 5) nicht nur kompensiert wird, sondern daß die Intensität sogar abnimmt ("inverser" van-Rhijn-Effekt). Die bisherigen Berechnungen des $0_2(^1\Delta_g)$ -Spektrums gehen auf die Modellwerte der CIRA 1961 (Evans et al., 1970) bzw. auf die CIRA 1965 und die US Standard Atmosphere 1962 (Gadsen and Wraight, 1975) zurück. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden Ansätze aufgestellt und erste angenäherte Rechnungen durchgeführt für die Ermittlung des am Erdboden vorliegenden 0₂-Spektrums unter Heranziehung der molekularen Parameter

Für eine erste Näherung ist die Vernachlässigung der thermisch angeregten Emissionen um 1,27 µm, der Linienüberlappung in den Flügeln der Linienprofilfunktionen (s.u.) und der Absorptionen der 1,27-µm-Strahlung durch andere Stoffe als 0_2 gerechtfertigt. Die Linienintensität I einer Linie der Frequenz ν am Erdboden ist dann durch die Emissionsintensität I (z_0) und die Transmission $\text{Tr}(\nu,T,p)$ der Atmosphäre zwischen der Emissionsschicht und dem Erdboden gegeben:

nach McClatchey et al. (1973) und der atmosphärischen Daten

$$I = I (z_0) \cdot Tr(v, T, p) , \qquad (4.9)$$

 z_0 ist dabei die Höhe der emittierenden Schicht, und T und p sind die Temperatur- bzw. Druckhöhenprofile der Atmosphäre. Als atmosphärische Transmission infolge der Reabsorption durch θ_2 erhält man

$$z_o^{\dagger R}$$

$$Tr(v,T,p) = \exp - \int_R S(z) f(v,z) n(z) \tilde{f}(z) dz \qquad (4.10)$$

Darin bedeuten S(z) die Linienstärke, die der Arbeit von Mc-Clatchey et al. (1973) entnommen werden kann, f(v,z) die über die Höhe z von Druck und Temperatur abhängige Linienprofilfunktion, n(z) das Dichteprofil der Atmosphäre, R der Erdradius und f(z) die van-Rhijn-Funktion (s.Kap. 5). Vom Boden bis ca. 15 km überwiegt die Druckverbreiterung der Dopplerverbreiterung der Profile, so daß in diesem Bereich für f(v,z) ein Lorentzprofil gilt (v_0 = Frequenz des Linienzentrums):

$$f_{L}(v,T,p) = \frac{1}{\pi} \frac{\Delta v(T,p)}{\Delta v(T,p)^{2} + (v-v_{0})^{2}}$$
 (4.11)

mit

$$\Delta v(T, p) = \Delta v(T_o, p_o) \frac{p(z)}{p_o} \left(\frac{T_o}{T(z)}\right)^{1/2}$$
 (4.12)

 $\Delta v(T_o, p_o) = 0.06 \text{ cm}^{-1}/\text{atm}$ für einen Referenzdruck von 1 atm und einer Temperatur von $T_o = 296 \text{ K}$ (McClatchey et al., 1973). Ab ca. 80 km kann ein Doppler-Profil angenommen werden

$$f_{D}(v,T,p) = \frac{1}{\alpha_{D}(v_{O},T)} \left(\frac{\ln 2}{\pi}\right)^{1/2} \exp\left\{-\frac{(v-v_{O})}{\alpha_{D}(v_{O},T)} \ln 2\right\}$$
 (4.13)

wobei

$$\alpha_{\rm D} = \frac{v_{\rm o}}{c} \left(\frac{2kT(z)\ln z}{M}\right)^{1/2}$$
, (4.14)

k die Boltzmannkonstante und M das Molekulargewicht des emittierenden Moleküls ist.

Im Bereich zwischen ca. 15 und 80 km wird für f(v,T,p) das Voigt-Profil angewendet:

$$f_{V}(v,T,p) = \frac{1}{\alpha_{D}(v_{O},T)} \left(\frac{\ln 2}{\pi}\right)^{1/2} \frac{y}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dt \frac{\exp(-t^{2})}{y^{2}+(x-t)^{2}}$$
(4.15)

mit $x = ((v-v_0)/\alpha_D(v_0,T))\ln^{1/2}2$ und $y = (\Delta v(T,p)/\alpha_D)\ln^{1/2}2$. Die Werte von T(z), n(z) und p(z) wurden der Arbeit von Cole and Kantor (1978) entnommen.

Um zu einer ersten Abschätzung der Transmission der $0_2(^1\Delta_g)$ -Strahlung zu gelangen, wird der Fall der Zenitintensitäten, d.h. f(z) = 1, untersucht und die Atmosphäre in 1 km dicke Schichten unterteilt, in denen konstante Bedingungen angenommen werden. Dann kann anstelle der Gl. (4.10) für die Transmission die Beziehung

$$T_{\mathbf{r}}(\mathbf{v}, \mathbf{T}, \mathbf{p}) = \prod_{r=1}^{m} \exp(-S_{\mathbf{r}}(\mathbf{v}_{0}, \mathbf{T}_{\mathbf{r}}) f_{\mathbf{r}}(\mathbf{v}, \mathbf{z}_{\mathbf{r}}) n(\mathbf{z}_{\mathbf{r}}) \Delta \mathbf{z}_{\mathbf{r}})$$
(4.16)

benutzt werden. Da das Integral der Profilfunktionen über die Frequenz ν Eins ist, kann sehr schnell ein $0_2(^1\Delta_g)$ -Spektrum am Erdboden mit Hilfe mittlerer Absorptionskoeffizienten bestimmt werden. Denn in diesem Fall gilt

$$Tr(v_0, T, p) = \prod_{r=1}^{m} exp\{-\frac{\Delta z_r}{\Delta v_r} \int_{-\infty}^{+\infty} dv \ S(v_0, T_r) f_r(v, T_r, p_r) n(z_r)\}$$

$$= \prod_{r=1}^{m} exp\{-\frac{\Delta z_r S(v_0, z_r) n(z_r)}{\Delta v(z_r)}\}$$
(4.17)

 $\Delta v(z_r)$ ist die mittlere Breite der jeweils zu verwendenden Linienprofilfunktion. Die mittleren Absorptionskoeffizienten ergeben sich also durch Integration der Absorptionslinienstärken über die Frequenz und anschließende Division durch die vorherrschende Linienbreite Δν. Bei der Rechnung werden als Ausgangsintensitäten entsprechend die gesamte Linienstärke der Emissionen berücksichtigt. Dies führt dann zu größeren Ungenauigkeiten, wenn die Linienbreite in 86 km Höhe für die Emissionen wesentlich breiter als das Δν der Absorptionsprofilfunktionen ist. Dann würde für die beiden Ausläufe der Emissionsprofilfunktion eine wesentlich stärkere Absorption angenommen, als tatsächlich der Fall ist. Jedoch sind die Breiten der Absorptionsprofilfunktionen i.a. in allen Höhen bis 86 km größer oder gleich den Linienbreiten in 86 km, und im Bereich der Troposphäre sind sie sogar um rund eine Größenordnung größer als in 86 km Höhe. Diese Näherung mit den mittleren Absorptionskoeffizienten gestattet jedoch nicht mehr, Aussagen über Effekte zu machen, die eng mit der Emissionsprofilfunktion zusammenhängen (z.B. Temperatureffekte).

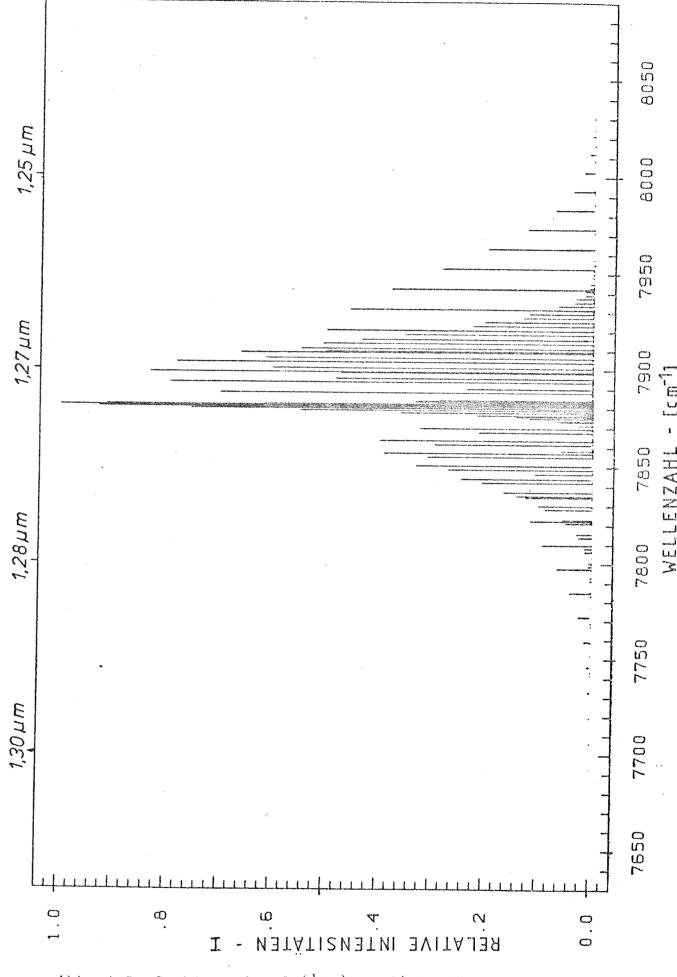
Die mit Hilfe der Gl. (4.9) und (4.17) berechneten Spektren des $0_2(^1\Delta_g)$ sind als Abb. 4.2 bis 4.4 wiedergegeben. Die dafür verwendeten atmosphärischen Parameter sind die Januar-Werte von Gole and Kantor (1978). Den hauptsächlichen Anteil an der Reabsorption der $0_2(^1\Delta_g)$ -Strahlung hat der Sauerstoff im Höhenbereich unterhalb von ca. 25 km, und oberhalb von 50 km liegt die Transmission bei nahezu Eins. Die genauen Werte dieser Höhen sind von Linie zu Linie verschieden. Die atmosphärische Gesamttransmission der (0,0)-Bande des 0_2 beträgt 4,6 %. Dieser Wert ist vermutlich etwas unterschätzt, da die in den Flanken der Linie wegen des mittleren Absorp-

tionskoeffizienten (s.o.) zu hoch angesetzte Absorption nur teilweise durch die zu niedrige Absorption der Linienzentren ausgeglichen wird. Berücksichtigt man dies, so zeigt der Vergleich mit einer empirisch bestimmten Transmission für Zenitbeobachtungen von 6 % (Evans, 1970), daß die durchgeführte näherungsweise Bestimmung des Spektrums des $0_2(^1\Delta_g)$ Aussagen über das mittlere Verhalten zuläßt.

Der erwähnte Wert von 4,6 % für die Gesamttransmission führt mit typischen in Kiruna gemessenen Bodenintensitäten von 15 kR in 86 km Höhe zu einer Gesamtenergie von rund 330 kR.

Für genauere Berechnungen sind die Näherungen - evt. schrittweise - zurückzunehmen:

- Anstelle der mittleren Absorption Berücksichtigung der jeweiligen Linienprofilfunktion des absorbierenden und des emittierenden Moleküls.
- Berücksichtigung von eventuell auftretenden Linienüberlappungen.
- Berücksichtigung der Reemission in Schichten unterhalb von 86 km.
- Berücksichtigung anderer absorbierender Stoffe als 0_2 (z.B. Wasserdampf).
- Untersuchung der Abhängigkeit des Ergebnisses von der Wahl der angenommenen Atmosphärenschichtdicke.
- Berücksichtigung des van-Rhijn-Effektes in Emission und Absorption.



- 43 -

Abb. 4.2: Spektrum des $0_2(^1\Delta_g)$ in 86 km Höhe -44

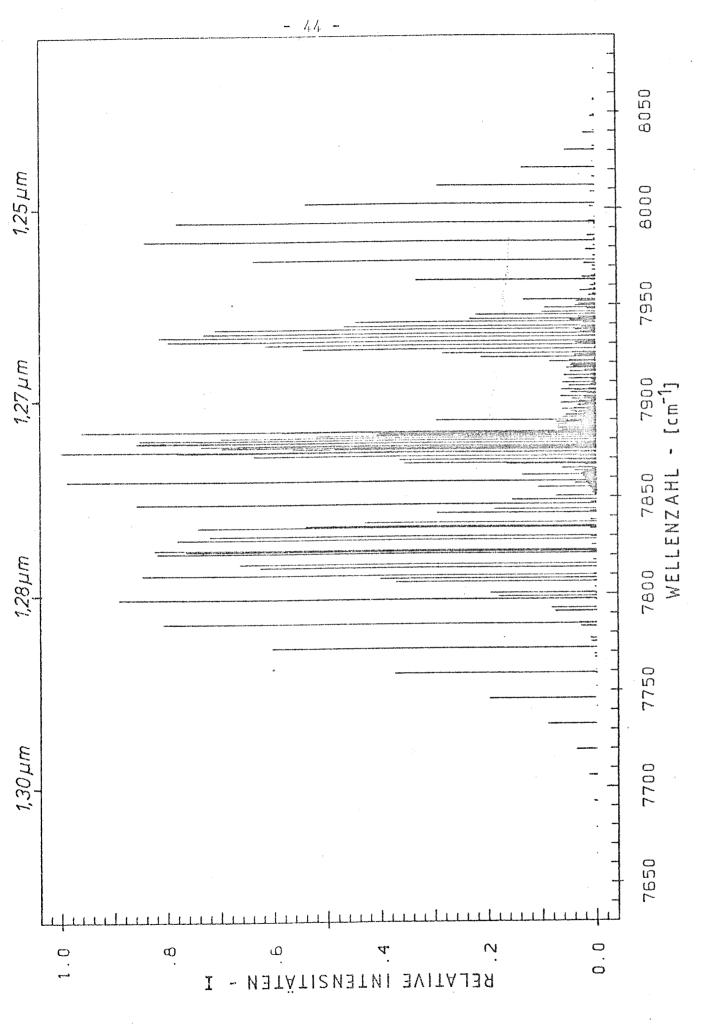


Abb. 4.3: O2(1Ag)-Spektrum bei Zenitbeobachtung am Boden (Emissionsschicht in 86 km Höhe)

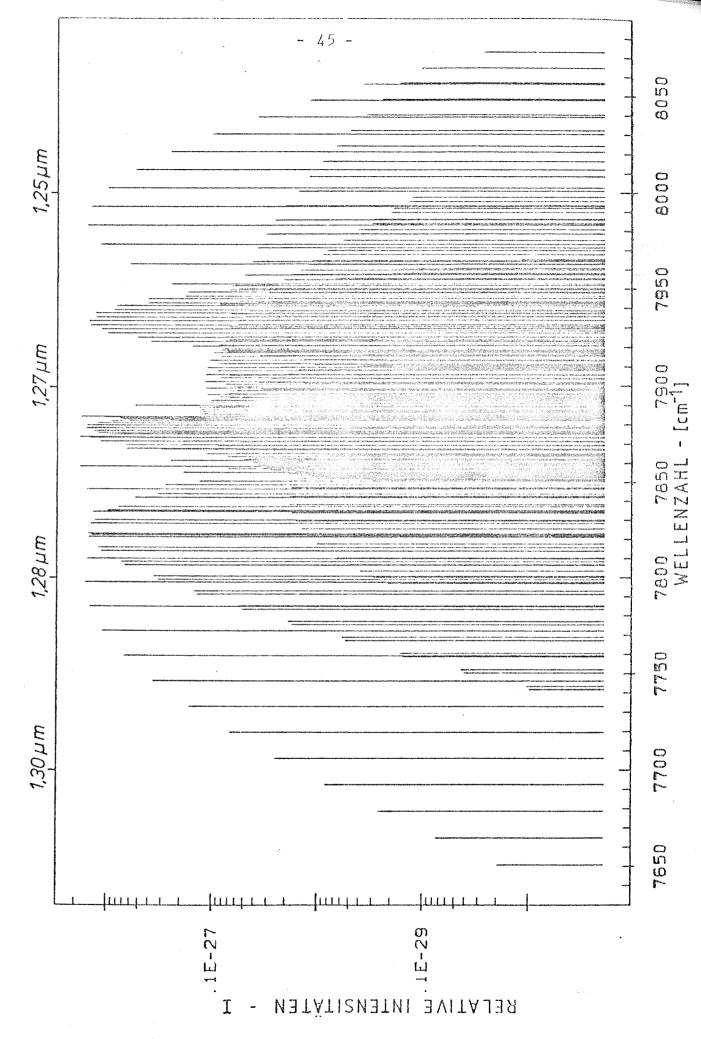


Abb. 4.4: 0₂(¹Δ_g)-Spektrum bei Zenitbeobachtung am Boden (Emissionsschicht in 86 km Höhe, halblogarithmische Darstellung der Abb. 4.3)

5. Wirkungsgrad der Photometerkanäle für den Nachweis der OH*- und O2(1Ag)-Spektren

5.1 Wirkungsgrad des OH*-Kanals für OH(8,5)

Unter Wirkungsgrad W ("Efficiency") eines Photometers wird hier das Verhältnis des bei der gegebenen Photometerempfind-lichkeit nachgewiesenen Bruchteils der gesamten Bandenintensität zu dieser Bandenintensität angesehen. Dabei ist die Absorption durch die Atmosphäre bereits berücksichtigt, um direkt auf die am Boden vorliegenden Intensitäten schließen zu können.

Mit den in Kapitel 4 definierten Größen und der Photometerempfindlichkeit $TR(\lambda)$ gilt dann für OH(8,5)

$$W_{OH}(T) = (\sum_{N} (I_{atm}^{rel}(N,T) \cdot TR(\lambda_{N})) / \sum_{N} I_{atm}^{rel}(N,T)$$
 (5.1)

Die Summationen erstrecken sich jeweils über alle berücksichtigten Linien N des OH(8,5):

Aus den Ungenauigkeiten von $TR(\lambda_N)$ - $TR(\lambda_N)$ kann in Gl. (5.1) nicht vor die Summe gezogen werden, so daß eine unhandliche Beziehung für die Fehlerfortpflanzung folgt - wurde ein maximaler Fehler für $W_{OH}(T)$ aufgrund von $TR(\lambda_N)$ abgeschätzt, der in Gl. (5.2) angegeben ist. Weitere Abhängigkeiten der Wirkungsgrade werden unter 5.4 behandelt.

Für eine Rotationstemperatur von 210 K wurde der Wirkungsgrad des OH-Bereiches mit Gl. (5.1) berechnet:

$$W_{OH}(210K, OH(8, 5)) = 0,324 \pm 0,006$$
 (5.2)

Die Abhängigkeit des OH*-Wirkungsgrades von der OH*-Rotationstemperatur ist gering, so daß der Wert (5.2) mit der mittleren Wintertemperatur von 210 K als Mittelwert für die "OH*-Efficiency" allgemein geeignet ist (s.a. Kap. 5.4.2).

5.2 Wirkungsgrad des $O_2(^1\Delta_g)$ -Kanals für $O_2(^1\Delta_g)$, OH(8,5) und M N_2

Der Wirkungsgrad W_{02} des Photometers und dessen Fehler, die in Anlehnung an Gl. (5.1) bestimmt wurden, muß für verschiedene strahlende Moleküle angegeben werden. Denn im Bandpaß des $O_2(^1\Delta_g)$ -Filters liegen neben Emissionen des $O_2(^1\Delta_g)$ auch solche des $O_1(^1\Delta_g)$ und des $O_2(^1\Delta_g)$ bie Informationen über das Bodenspektrum des M $O_2(^1\Delta_g)$ wurden der Arbeit von Gattinger

and Vallence Jones (1973) entnommen. Der Wirkungsgrad $W_{02}(N_2^+)$ für M N_2^+ -Emissionen im Bereich von 1,27 bis 1,30 μ m beträgt

$$W_{0_2}(N_2^{\dagger}) = 0,346 \pm 0,007 \tag{5.3}$$

Nach Vallance Jones (1974) beträgt die Bandenintensität des N_2^+ unter den Bedingungen eines IBC-3-Polarlichtes (IBC k=1) international Brightness Coefficient $k=10^{k-1}$ kR) jedoch nur 2,28 kR. Dies ist im Vergleich zu typischerweise 15 kR ohne Einfluß von Polarlichtern für $O_2^{(1)}$ am Erdboden vernachlässigbar.

Für den OH(8,5)-Übergang mit einer Rotationstemperatur von 210 K ist

$$W_{0_2}(OH(8,5)) = 0,094 \pm 0,002$$
 (5.4)

Die OH-Intensitäten liegen in der Größenordnung von 40 kR, so daß sein Einfluß aus dem Signal des 0_2 -Filters herausgerechnet werden muß. Die Informationen über die jeweils vorliegenden OH-Intensitäten entstammen den Messungen mit dem OH*-Filter, die parallel zu denen mit dem 0_2 -Filter ausgeführt werden.

Der Wirkungsgrad für $0_2(^1\Delta_g)$, $W_{0_2}(0_2(^1\Delta_g))$, wurde anhand zweier Quellen bestimmt. Aufgrund des von Evans (1970) angegebenen Spektrums des $0_2(^1\Delta_g)$ am Erdboden ergibt sich

$$W_{0_2}(0_2(^1\Delta_g)) = 0,589 \pm 0,011$$
 (Evans)

Neben den in den Abb. 4.2 bis 4.4 vorgestellten Januar-Spektren des 0_2 -(0,0) wurden ebenfalls Spektren für die April-, Juli- und Oktober-Modellwerte des Cole-and-Kantor-Modelles berechnet. Als Mittelwert des $0_2(^1\Delta_g)$ -Wirkungsgrades des Photometers ergibt sich daraus

$$W_{0_2}(0_2(^1\Delta_g)) = 0,58 \pm 0,03 \tag{5.5}$$

Die jeweiligen Werte der Wirkungsgrade für die verschiedenen Modellmonate weichen mit einer Standardabweichung von 0,06 von dem Mittelwert (5.5) ab.

Eine weitere Modellrechnung, der die mittleren Werte der CIRA 1972 und die Septembermodellwerte von Houghton (1977) zugrunde gelegt wurden, ergab für $W_{0_2}(0_2(^1\Delta_g))$ einen Wert von 0,59.

Die zuletzt vorgestellten Wirkungsgrade des Photometers beziehen sich alle auf die am Erdboden vorliegenden Intensitätsverhältnisse der Emissionen, d.h. die atmosphärische Absorption zwischen Emissionsgebiet und Meßgebiet ist für die einzelnen Werte bereits berücksichtigt.

Die anhand verschiedener Quellen ermittelten Wirkungsgrade stimmen also im Rahmen der Fehler miteinander überein. Somit kann der Wert der Gl. (5.5) für weitergehende Rechnungen übernommen werden. Die dort angegebene Standardabweichung des Mittelwertes kommt aufgrund der jahreszeitlichen Variationen der atmosphärischen Parameter zustande.

Da die atmosphärische Absorption für die OH(8,5)-Übergänge vernachlässigbar gering ist, kann die gemessene Intensität im Rahmen der Meßfehler auch als Leistung im Höhenbereich der Emissionsschicht aufgefaßt werden. Wegen der geringen Transmission der Strahlung des $O_2(^1\Delta_g)$ -Zustandes infolge der Reabsorption durch Sauerstoff in tieferen Atmosphärenschichten (4,6 %), beträgt der Wirkungsgrad für den Nachweis der Emissionsleistung der O_2 -(0,0)-Bande in rund 86 km Höhe lediglich 2,7 %. Dieser Nachteil wird aber durch die großen Intensitäten des $O_2(^1\Delta_g)$ von einigen hundert kR in dieser Höhe ausgeglichen.

5.3 Nicht berücksichtigte Emissionen im Bandpaßbereich der Filter

Die in einem Photometerkanal gemessenen Intensitäten können bei atmosphärischen Emissionen von mehr als einem Spurengas erzeugt werden. Um die Bandenintensität des OH(8,5) und des $O_2(^1\Delta_g)$ angeben zu können, muß von der gemessenen Größe der Anteil der Emissionen von Spurengasen abgezogen werden, die ebenfalls im Bandpaßbereich emittieren. Im Falle des $O_2(0,0)$ -Bereiches wurden die zu subtrahierenden Größen bereits für zwei Fremdquellen angegeben. Für weitere bekannte Emissionen stehen z.Z. keine Daten für eine ausreichende Berücksichtigung zur Verfügung. Deren Intensitäten sind jedoch alle selbst bei Polarlichtern der Klasse IBC 3 (s. Kap. 5.2) relativ klein. Einige Spurengase sind für die Meßbereiche 1,249 bis 1,296 µm $(O_2(^1\Delta_g))$ und 1,265 bis 1,350 µm (OH^*) zusammen mit den Wellenlängen des Bandenursprungs und den Bandenintensitäten angegeben:

O I, 1,3164 µm, 2,3 kR, Baker et al. and Stair, 1977 N I, 1,3429 µm, 1,0 kR, a.a.0. 1P $N_2(3,5)$, 1,3061 µm, 3,19 kR (IBC 3), Vallence Jones, 1974 M $N_2^+(5,5)$, 1,3263 µm, 0,8 kR (IBC 3), Vallence Jones, 1974 Keine Emissionen im fraglichen Wellenlängenbereich bis IBC 3 sind bisher bekannt (Vallence Jones, 1974) für die VK- N_2^- , 2P- N_2^- , $1N-N_2^+$ -, LBH- N_2^- , $1N-0_2^+$ -, IR-atm- $0_2(1,1)$ - und IR-atm- $0_2(2,2)$ -Bänder. M $N_2^+(4,4)$ wurde bereits oben berücksichtigt. Die Angaben erheben keinen Anspruch auf Vollständigkeit.

5.4 Mögliche Änderungen der Wirkungsgrade

5.4.1 Temperaturdrift der Wirkungsgrade

Das Maximum der Transmissionskurve der Interferenzfilter bei $\lambda_{\rm max}$ verschiebt sich durch eine Änderung der Filtertemperatur um rund 1 $^{\rm O}/_{\rm oo}$ von $\lambda_{\rm max}$ pro 10 K Temperaturdifferenz (Laser-Optronik, 1981). Die Empfindlichkeitsfunktion des Kapitels 3.5 wurde bei 25 $^{\rm O}$ C Filtertemperatur aufgenommen. Ein Verschieben der Transmissionskurve bezüglich der Wellenlänge führt jedoch auch zu einer Änderung der Filterwirkungsgrade. Um diesen Effekt abzuschätzen, sind Simulationsrechnungen durchgeführt worden. Mit Hilfe der Gl. (5.1) wurde die Variation des Wirkungsgrades der beiden Photometerbereiche als Funktion der sich ändernden Position $\lambda_{\rm max}$ bestimmt, wobei die Empfindlichkeitsfunktion TR(λ) durch Gaußfunktionen

$$TR_{G}(\lambda) = \begin{cases} \exp\{-(1/\sqrt{2})((\lambda - \lambda_{\max})/0,0095)^{2}\}, & OH* \\ \exp\{-(1/\sqrt{2})((\lambda - \lambda_{\max})/0,00625)^{2}\}, & O_{2}(^{1}\Delta_{g}) \end{cases}$$
(5.6)

angenähert wurden. $TR_{\mathbb{Q}}(\lambda)$ stimmt im kurzwelligen Teil ausreichend gut mit $TR(\lambda)$ überein, wobei für den langwelligen Auslaufbereich der Gaußfunktionen die Werte um einen Faktor zwei zu groß sind (jedoch bei nur kleinem $TR(\lambda)$). Die Gaußkurven wurden über ein OH(8,5)-Spektrum mit T=210~K in den Grenzen

1,270
$$\mu$$
m $\leq \lambda_{\text{max}} \leq$ 1,360 μ m, OH-Bereich
1,249 μ m $\leq \lambda_{\text{max}} \leq$ 1,291 μ m, O₂($^{1}\Lambda_{g}$)-Bereich

verschoben (1,291 μ m = Wellenlänge des OH(8,5)-Q-Zweiges).

 λ_{max} wurde mit einer Schrittweite von 0,001 µm ($\hat{=}$ 10 K) variiert und um die Eichposition von λ_{max} in 0,0001-µm-Schritten ($\hat{=}$ 1 K).

Das Ergebnis der Simulation zeigt Abb. 5.1. Die Güte der Simulation kann durch den Vergleich des Simulations- und des Eichwertes des OH*-Wirkungsgrades $W_{OH}(OH^*,210~K)$ an der Eichposition λ_{max} abgeschätzt werden. Da die Gaußkurve symmetrisch ist, die Funktion $TR(\lambda)$ bezüglich ihrer Fußpunkte jedoch nicht, wurde als λ_{max} der Mittelpunkt $\lambda_{max}^{1/2}$ zwischen den Empfindlichkeiten $0.5 \cdot TR_{max}$ des OH*-Filters und nicht der Wert für die maximale Empfindlichkeit selbst gewählt, um die simulierten W_{OH} abzulesen. Für den OH*-Bereich gilt $\lambda_{max}^{1/2} = 1.312~\mu m$. Dafür ergibt sich als Simulationswert: $W_{OH}^{S}(OH^*,210~K) = 0.316$. Im Vergleich dazu beträgt der berechnete Eichwert $W_{OH}(OH^*,210~K) = 0.324 \pm 0.006$.

Aus den Daten der Simulationsrechnungen kann als Temperaturdrift der Wirkungsgrade

$$\Delta W_{OH}(OH^*, 210K) = 0,47 \%/K, OH^*-Filter, OH^*-Spektrum$$
 (5.7) $\Delta W_{OH}(OH^*, 210K) = 1,8 \%/K, O_2-Filter, OH^*-Spektrum$

abgeschätzt werden.

Das Meßgerät war grob temperaturstabilisiert. Deshalb wich die Filtertemperatur nicht mehr als maximal ± 10 K von der Eichtemperatur ab. Vermutlich waren die Abweichungen erheblich kleiner.

Die Richtung der Drift ergibt sich aus dem Filterverhalten. Bei Temperaturerhöhung vergrößert sich der Plattenabstand der Interferenzfilter, so daß die Wellenlänge, bei der konstruktive Interferenz eintritt, größer wird. Damit liegt das Transmissionsmaximum bei größeren Wellenlängen. Daraus folgt (s. Abb. 5.1), daß der Wirkungsgrad für OH* des OH*-Bereiches bei Temperaturanstieg bezüglich der Eichwerte sinkt, während der des O₂-Bereiches größer wird. Bei Temperaturabfall kehrt sich das jeweilige Verhalten um.

Der relativ hohe Wert von ΔW_{02} (OH*,210 K) wirkt sich wegen des geringen Wirkungsgrades W_{02} (OH*,210 K) nicht bedeutend aus. Die Struktur in Abb. 5.1b spiegelt den R- und den Q-Zweig des OH(8,5) wider.

Die Abhängigkeit des $O_2(^1\Delta_g)$ -Wirkungsgrades $W_{O_2}(^02(^1\Delta_g))$ von der Zentralwellenlänge der Empfindlichkeitsfunktion des Photometers bzw. von der Filtertemperatur zeigt Abb. 5.2 für das

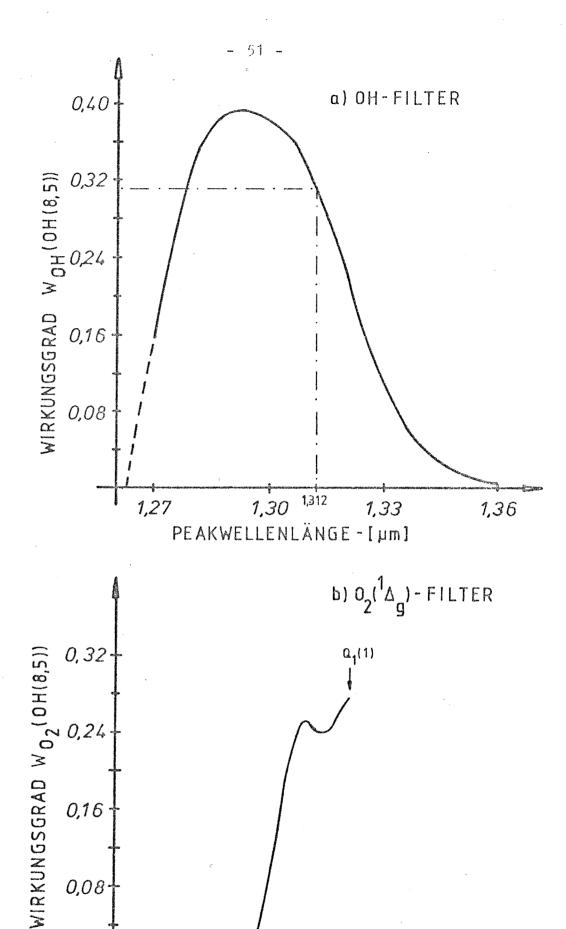


Abb. 5.1: Variation der OH-Wirkungsgrade für das OH-Filter (a) und das O2(0,0)-Filter (b) mit der Lage der Zentralfrequenz der Bandpässe (Temperaturdrift)

1,28

PEAKWELLENLÄNGE-[µm]

1,30

1,26

1.24

Wintermodellspektrum des $0_2(^1\Delta_g)$. Der dafür berechnete Wirkungsgrad $W_{02}(^1\Delta_g)$ beträgt 0,527, während für den schon beim OH* beschriebenen Simulationswert für $\lambda_{\rm max}^{1/2}$ im Falle des 0_2 -Filters 0,530 erhalten wurde. Auch hier ist die Simulationsrechnung also ausreichend gut, um Aussagen zuzulassen. Als Schätzwert für die Änderung des Wirkungsgrades mit der Filtertemperatur ergab sich schließlich der Mittelwert

$$\Delta W_{0_2}(0_2(^1\Delta_g)) = -0.15 \%/K, 0_2$$
-Filter, 0₂-Spektrum, (5.8)

wenn die Filtertemperaturvariation maximal ± 20 K bezüglich der Eichtemperatur ist (dazu s.a. bei OH*).

5.4.2 Rotationstemperatur des OH(8,5)

Die Wirkungsgrade der Photometerkanäle für den Nachweis der $\mathrm{OH}(8,5)$ -Emissionen wurden für die auftretenden Extremwerte der atmosphärischen OH-Rotationstemperaturen bestimmt. Da dabei keine starke $\mathrm{T}_{\mathrm{rot}}$ -Abhängigkeit erhalten wurde, wurde auf die aufwendigere Möglichkeit der Ermittlung des Funktionsverlaufes $\mathrm{W}(\mathrm{OH}^*,\,\mathrm{T}_{\mathrm{rot}})$ verzichtet.

Aus den Extremwerten

$$W_{OH}(OH^*, 250K) = 0,314$$
 $W_{O_2}(OH^*, 250K) = 0,115$ $W_{OH}(OH^*, 210K) = 0,324$ $W_{O_2}(OH^*, 210K) = 0,097$ $W_{OH}(OH^*, 180K) = 0,329$ $W_{O_2}(OH^*, 180K) = 0,082$

wurde bezogen auf $T_{rot} = 210$ K eine Rotationstemperaturabhängigkeit von

und
$$\Delta W_{OH}(OH^*, T_{rot}) = 2 \% \text{ pro } \Delta T_{rot} = 30 \text{ K}$$

 $\Delta W_{O_2}(OH^*, T_{rot}) = 19 \% \text{ pro } \Delta T_{rot} = 30 \text{ K}$ (5.9)

abgeleitet.

Der große Wert bei dem $O_2(^1\Delta_g)$ -Bereich ist dadurch bedingt, daß in den O_2 -Meßbereich nur ein Teil der OH(8,5)-Bande fällt und so der Effekt der Rotationstemperaturänderung nicht über die gesamte OH(8,5)-Bandenintensität gemittelt und damit verringert wird.

Der Einfluß der Emissionstemperatur des $0_2(^1\Delta_g)$ -Zustandes auf den Wirkungsgrad $W_{02}(^02(^1\Delta_g))$ kann z.Z. nicht angegeben werden, da die bei der Berechnung der $0_2(0,0)$ -Spektren gemachte Annahme mittlerer Absorptionskoeffizienten solche Aussagen nicht gestattet. Dies liegt an der unzureichenden Berücksichtigung der Änderung der Linienprofilfunktion mit der Temperatur (s.o.).

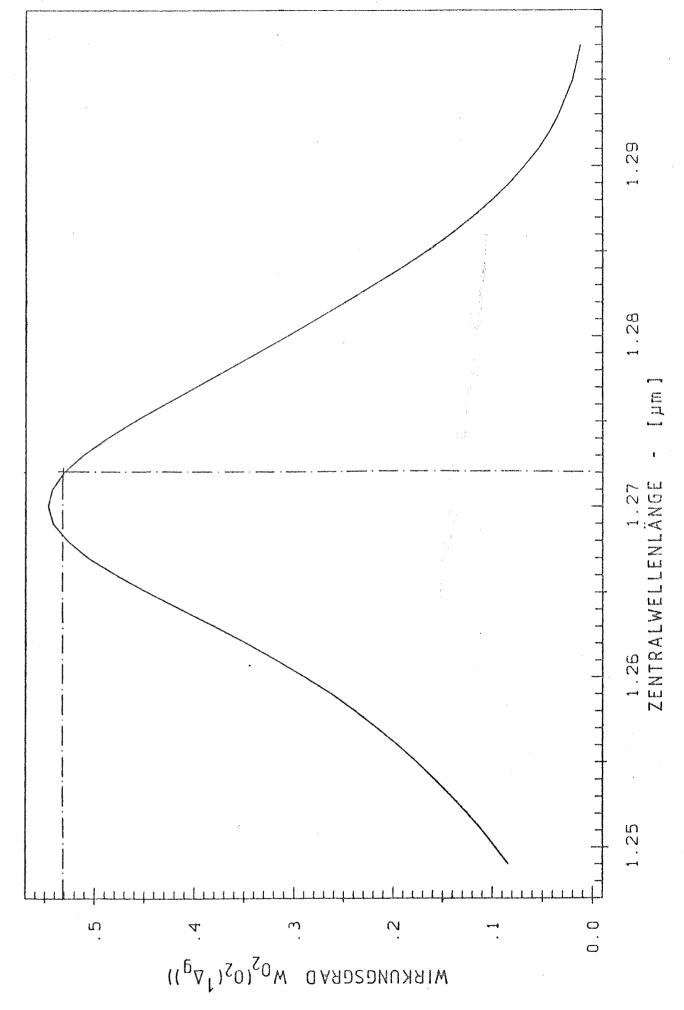


Abb. 5.2: Variation des $0_2(0,0)$ -Wirkungsgrades durch Temperaturdrift des 0_2 -Filters

5.4.3 Sonstige Einflüsse

Die Wirkungsgrade sind für den bisherigen Betriebsdetektor und das derzeitige Photometersystem berechnet worden. Jede Änderung der optischen oder der detektorabhängigen Charakteristiken verändert über die Empfindlichkeitsfunktion des Photometers den Wirkungsgrad.

Speziell ist jegliche Verschmutzung der Filter selbst oder der sonstigen optischen Komponenten zu vermeiden. Die Verwendung anderer Fenster am Detektorkryostaten kann den Wirkungsgrad ändern. Beide Effekte sollten die Wirkungsgrade jedoch nicht in einem Rahmen ändern, der über die angegebenen Fehlergrenze hinausgeht.

Andere Einflüsse auf die Wirkungsgrade sind z.Z. nicht bekannt.

5.5 Einfluß des van-Rhijn-Effektes auf die Meßsignale

Durch eine zur Zenitrichtung geneigte Blickrichtung wird der optische Weg durch die Atmosphäre vergrößert, sofern diese optisch dünn ist. Dabei nimmt die beobachtete Intensität bei Untersuchung von Emissionsspektren mit der Vergrößerung des Zenitwinkelabstandes zu, während sie bei Absorptionsspektren abnimmt. Dieser Effekt wurde zuerst 1921 durch den Astronomen van Rhijn beschrieben und später nach ihm benannt. Wird mit z die Höhe der leuchtenden Schicht, mit zo die Höhe des Beobachters über dem Erdboden, mit R der Erdradius und mit 0 der Zenitwinkelabstand bezeichnet, so gilt

$$I(0) = I(0)/\{1-((R+z_0)n_0/(R+z)n)^2\sin^2\theta\}^{1/2}$$
 (5.10)

n bzw. n_o ist dabei der Brechungsindex der Luft in der Höhe z bzw. z_o . O kann von O bis $\pi/2$ + arc $\cos(R/R+z_o)$ variieren. Die Ableitung geht davon aus, daß die Volumenemission für alle Orte der Schicht konstant ist. Für einen Winkel O = 45° ergibt sich z.B. eine Intensität, die um rund 40% größer als die im Zenit beobachtete Intensität I(O) ist.

Die Zunahme ist in Abb. 5.3 für den Fall des OH*-Filters zu sehen, wo eine Messung in Kiruna dargestellt ist. Die Intensitätsänderung beim $O_2(^1\Delta_g)$ entspricht der oben schon erwähnten Abnahme mit dem Zenitwinkelabstand infolge der Reabsorption. Die Messung bestätigt daher, daß im O_2 -Bereich des Photometers tatsächlich überwiegend $O_2(^1\Delta_g)$ -Emissionen vorliegen.

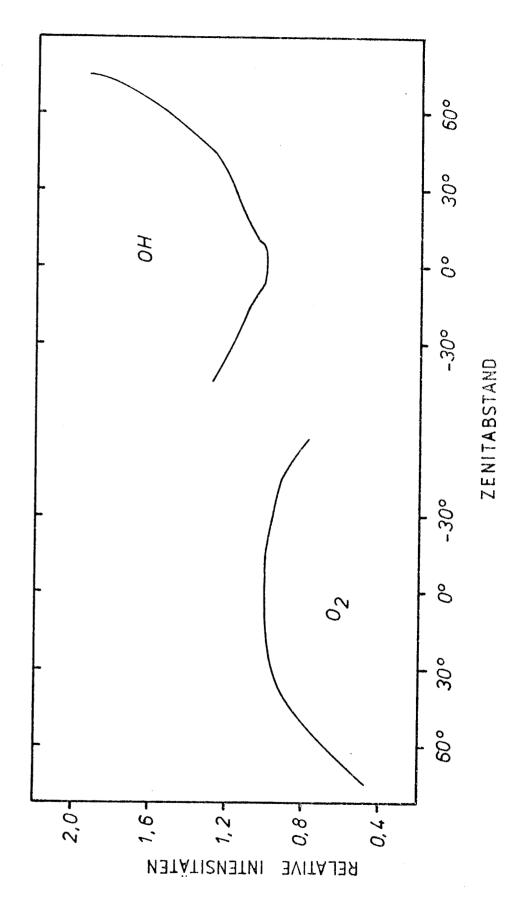


Abb. 5.3: Variation des Photometersignals mit dem Zenitabstand des Photometerblickfeldes (Messung vom 5.2.81, 21:15 MEZ, Kiruna)

6. Messung der Intensitäten und der Rotationstemperatur des OH(3,1)-Überganges über Wuppertal (51° N, 7° 0)

6.1 Meßprinzip

Die Möglichkeit, die Rotationstemperatur des OH aus Intensitätsverhältnissen bestimmter OH-Emissionszweige einer OH-Bande und damit die Temperatur der OH-Schicht zu ermitteln, wurde bereits von Meinel (1950) beschrieben. Die ausreichend hohe Auflösung des Spektrometers gestattet hier jedoch, anders als bei Meinel, die Rotationstemperatur des OH aus den Intensitäten der einzelnen Linien des (3,1)-Rotationsschwingungsüberganges zu ermitteln.

Die Linienintensitäten sind nach Gl. (4.1) gegeben, die umgeformt folgende Form besitzt:

$$\ln I_{j} = \ln \alpha_{j} - (1/kT_{rot}) \cdot E_{j}$$
 (6.1)

Der Index j soll den betrachteten Rotationsschwingungsübergang benennen. Die Konstanten α_i und E_i ergeben sich aus dem Vergleich mit Gl. (4.1) und wurden den Arbeiten von Mies (1974) und Krassovsky et al. (1962) entnommen. Für die Ermittlung von drei Werten der Rotationstemperatur wurden die P₁(2)-, $P_1(3)$ - und $P_1(4)$ -Übergänge des OH(3,1) benutzt. Die gemessenen Intensitäten $\mathbf{I}_{\mathbf{i}}$ werden über den Energiewerten E; aufgetragen und die Rotationstemperatur aus einer Ausgleichsrechnung ("Least-Square-Fit") dieser linearen Beziehung (6.1) ermittelt. Aufgrund von Störlinien enthält die gemessene P₁(4)-Intensität einen Untergrund, der vorher durch einen iterativen Prozeß herausgefiltert wird. Das Verfahren wird im Detail von Lange (1982) beschrieben. Aufgrund des endlichen Signal-zu-Rausch-Verhältnisses (S/N) des Meßwertes I; ist die so berechnete Rotationstemperatur T mit einem statistischen Fehler σ_{T} behaftet, der sich zu σ_{η}/T = 0,005T/(S/N) ergibt. Einsetzen einer mittleren Temperatur von 200 K ergibt $\sigma_{\rm p}/{\rm T}\simeq {\rm N/S}$. Mit einem typischen Verhältnis S/N von 20 liegt der statistische Fehler des einzelnen Temperaturwertes bei ± 10 K. Der Fehler der Temperaturbestimmung wird beeinflußt durch den Fehler der Eichung des Spektrometers, durch die Ungenauigkeiten der Übergangswahrscheinlichkeiten und der Rotationsenergien, durch die Ableseungenauigkeit der Intensitäten, durch den Fehler aus der Untergrundkorrektur für die $P_1(4)$ -Intensität und durch den Fehler

aus dem Least-Square-Fit. Der akkumulierte Meßfehler wurde zu maximal ± 2,5 K abgeschätzt, ein Wert, der jedoch durch sorgfältigere Eichung und bessere Detektoren noch verbessert werden kann (z.B. stickstoffgekühlte Halbleiterdiode, s. Kap. 7).

Die Messung der OH-Rotationstemperatur kann durch Bewölkung des Himmels gestört werden. Besonders bei längeren Integrationszeiten, d.h. bei langsamen Abtasten der erforderlichen P-Linien, kann durch Änderung der Bewölkung zwischen der Aufzeichnung der einzelnen Linien ein Intensitätsverhältnis der drei P-Übergänge vorgetäuscht werden, das nicht dem tatsächlichen momentanen Wert entspricht. Die ermittelten Temperaturen spiegeln dann nicht mehr die Verhältnisse in der Emissionshöhe wieder. Dieses Problem wird weiter unten diskutiert.

Durch gelegentliche elektrische Feldeinbrüche im Halbleiterdetektor ("Spikes") kommt es zu Spannungsspitzen, die sich
den den Linienintensitäten proportionalen Spannungen überlagern. Die in diesen Fällen erhaltenen Intensitätswerte ergeben ebenfalls keine sinnvollen Temperaturen.

Die Einflüsse beider Störungen - die durch Bewölkung und die durch Spikes - können bei der bisher üblichen Handauswertung der Spektren durch Aussonderung der offensichtlich gestörten Spektren klein gehalten werden.

Um das oben beschriebene Meßprinzip zu testen, wurde für die Messungen zwischen dem 3.8.1980 und dem 14.9.1981 jeweils die Temperaturen aus den drei Verhältnissen I_2/I_3 , I_2/I_4 und I_3/I_4 der Linienintensitäten I_2 , I_3 und I_4 bestimmt. Ein Vergleich der mittleren nächtlichen Temperatur, die nach dem oben beschriebenen Verfahren ermittelt wurde, mit der Temperatur aus dem Verhältnis I_2/I_4 zeigt, daß beide Temperaturen über den gesamten Untersuchungszeitraum nie um mehr als 0,9 K voneinander abwichen. Für die Rotationstemperaturen aus den beiden Intensitätsverhältnissen benachbarter Linien gilt ähnliches, wenn dort gestörte Intensitäten ausgesondert werden. Die mittels der Ausgleichsrechnung ermittelten Rotationstemperaturen sind daher als die Bestwerte anzusehen.

Im Fall des wolkenfreien Himmels ergab eine Abschätzung möglicher Wasserdampfabsorptionen über den gesamten Bereich der hier benötigten P-Linien eine Transmission der Atmosphäre von 99,9 % (Lange, 1982). Die Bedeutung der Messung der OH-Rotationstemperatur liegt darin, daß nicht nur die Rotationstemperatur an sich bestimmt wird. Vielmehr kann aus dem Umstand der boltzmannförmig verteilten Linienintensitäten auf die Gültigkeit der Gl. (4.1) und für OH auf das Vorhandensein eines lokalen thermodynamischen Gleichgewichtes in dem Gebiet um 86 km Höhe geschlossen werden. Temperaturgleichgewicht mit der umgebenden Atmosphäre wird nach mindestens etwa zehn Stößen mit dem Hintergrundgas erreicht (s.a. Lange, 1982). Demnach reflektiert die OH-Rotationstemperatur und deren Änderungen die jeweilige Temperatur der umgebenden Atmosphäre (Krassovsky et al., 1977).

Allerdings ist diese Atmosphärentemperatur, die der Höhe 86 km zugeordnet wird, eine über den Höhenbereich 86 ± 4 km gemittelte Temperatur, da zu den gemessenen Bodenintensitäten OH-Emissionen aus allen Höhen dieses Bereiches beitragen, die alle eine dem Temperaturhöhenprofil T(z) entsprechende Temperatur haben. Somit wird eigentlich eine effektive Temperatur T_e angegeben, die sich aus dem Höhendichteprofil A(z) des emittierenden OH(3,1) und dem Temperaturhöhenprofil der Atmosphäre ergibt (Sivjee et al., 1972). Meriwether (1975) hat für OH(8,3) die Abweichung der Mesopausentemperatur (86 km) von dieser Effektivtemperatur für verschiedene Halbwertsbreiten der OH-Schicht ermittelt. Die Differenzen liegen für Schichten mit 8 km Halbwertsbreiten bei 2 % im Sommer und bei 0,5 % (~ 1 K) im Winter. Dieser geringe Effekt ist in der geringen Höhenabhängigkeit des Profils T(z) im Mesopausenbereich (CIRA 1972) begründet.

Lange (1982) berechnete für OH(3,1) mit den Sommerwerten (45°N) des Cole-and-Kantor-Modelles (1978) eine Abweichung von 1 K zwischen der Effektivtemperatur und der tatsächlichen Mesopausentemperatur.

Somit werden die im Rahmen dieser Arbeit bestimmten Temperaturen im Rahmen des Meßfehlers als Temperatur der Mesopause interpretiert. Beim Vergleich dieser Temperaturen nimmt man im übrigen an, daß die Rotationstemperatur aller OH-Rotationsschwingungsbanden bis $v^* = 8$ gleich der kinetischen Temperatur ist (Dick, 1977). Also können die aus verschiedenen Banden ermittelten Temperaturen direkt verglichen werden. Suzuki and Tohmatsu (1976) diskutieren dagegen eine Abhängigkeit der Rotationstemperatur von den betrachteten OH-Banden. Allerdings

wurden von ihnen nur schlecht vergleichbare Daten ausgewertet.

Im folgenden werden die 1981 in Wuppertal durchgeführten Messungen beschrieben. Die Emissionen wurden aus nördlicher Richtung bei einem Zenitabstand von rund 60° registriert. Die Messungen wurden während des gesamten Zeitraumes vom 16.5.81 bis zum 30.10.1981 nur in Nächten mit sehr dichter Bewölkung unterbrochen. Die übrigen Meßnächte erbrachten in 55 Fällen brauchbare Ergebnisse. Temperaturdaten stehen ebenfalls aus fünf Testmessungen des Jahres 1980 zur Verfügung, wobei die Intensitäten dieser Messungen nicht mit denen aus 1981 verglichen werden können.

Die Messungen nach dem 22.10.1981 wurden mit einer verbesserten Spektrometerversion durchgeführt, so daß die relativen Intensitäten nur unter Berücksichtigung der jeweiligen Eichfaktoren vergleichbar sind.

Die Intensitäten werden in relativen Einheiten angegeben und wurden durch Summation der relativen Intensitäten der $P_1(2)$ -, $P_1(3)$ - und $P_1(4)$ -Linien ohne Berücksichtigung der spektralen Empfindlichkeit des Spektrometers ermittelt. Eine Angabe der Absolutintensitäten erfordert deren Berücksichtigung bei den Einzellinien. Für die Zeit bis zum 22.10.1981 können die Absolutintensitäten durch Multiplikation der angegebenen Werte mit dem Eichfaktor 0,31 ± 0,02 kR (1,524 μ m) bestimmt werden. Der Fehler dieser Absolutwertbestimmung ist nach einer Abschätzung kleiner als 0,1 kR (absolut) und liegt somit innerhalb der Fehlergrenzen.

6.2 Nächtliche Variationen der OH-Rotationstemperatur und der Strahlungsintensitäten des OH(3,1)-Überganges

Die Abbildungen 6.1 bis 6.7 zeigen Beispiele für nächtliche Verläufe der Temperatur der Mesopause und der Intensitäten der betrachteten P-Linien des OH(3,1). Die Daten wurden unter drei Gesichtspunkten ausgewählt: In allen Nächten waren wolkenarme Wetterbedingungen gegeben und der Meßzeitraum war möglichst lang. Die Aufzeichnungen zeigen die vorgefundenen typischen Nachtvariationen. Die Intensitäten wurden in relativen Einheiten angegeben, die in den Abb. 6.1 bis 6.7 gleich sind.

Als Fehler der in den Abbildungen eingezeichneten nächtlichen Mittelwerte ist die Standardabweichung des Mittelwertes angegeben, die in der Regel größer als der Meßfehler ist. Darüberhinaus muß diese Fehlerangabe als pessimistisch angesehen werden, da in diese Standardabweichung auch echte Variationen der Meßwerte eingehen, sofern solche Variationen vorliegen. Die Meßnächte werden mit einem Datumskürzel bezeichnet, so daß z.B. die Nacht vom 6. auf den 7.8.1981 mit 810807 benannt wird.

Sowohl bei der Rotationstemperatur als auch bei der Intensität können wenig gestörte, gestörte, stark gestörte oder wellenförmig gestörte Verläufe unterschieden werden. Besonders bei den Intensitäten sieht man sehr unterschiedliche Nachtverläufe. Bei den Temperaturgängen sind diese vielfältigen Formen im allgemeinen nicht zu finden. Die Temperaturen schwanken um den nächtlichen Mittelwert mit Abweichungen zwischen 20 K und > 80 K (zwischen Minimum und Maximum) an verschiedenen Tagen, und es treten deutliche Wellenstrukturen auf.

Bei einem ungestörten Intensitätsgang (Abb. 6.1) ist die OH-Intensität kurz nach Sonnenuntergang und nach Abklingen der Rayleigh-Streuung auf ihrem niedrigen Tagesniveau, um danach bis auf einen fast um einen Faktor zwei höheren Wert anzusteigen. Bei einem Sonnenstand von $\geq 10^{\circ}$ unter Horizont hat die Sonne auch keinen Einfluß mehr auf die Mesopausenschicht, und OH* zerfällt durch Stoß- und Strahlungsdeaktivierung. Circa 30 - 60 Minuten nach lokaler Mitternacht (00:31 MEZ) tritt ein Minimum der Intensität auf, was auch von Huppi and Baker (1976) beobachtet wurde. Gegen Sonnenaufgang steigt die In-

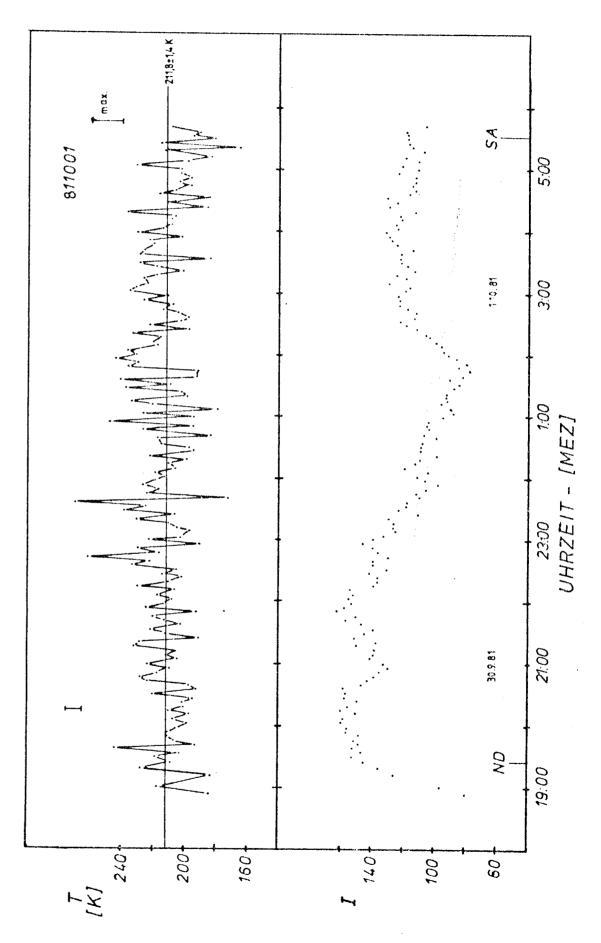
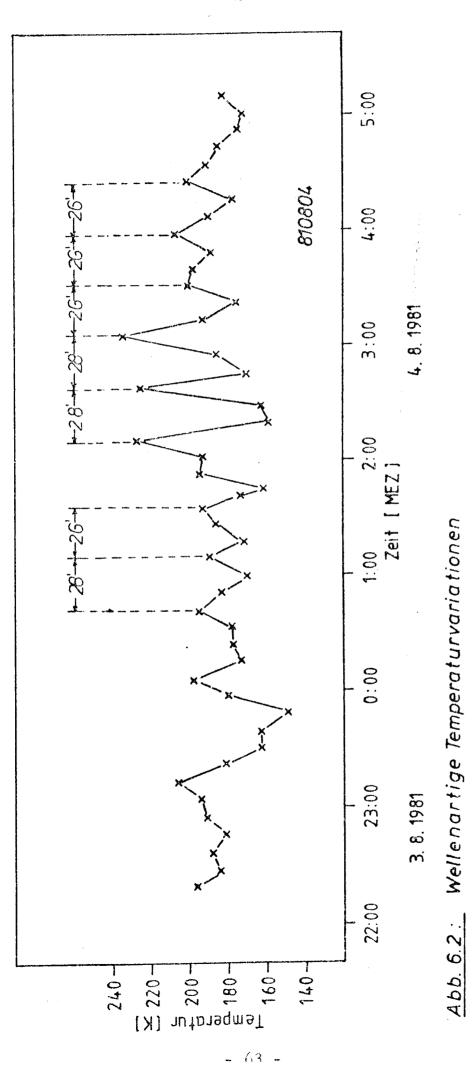
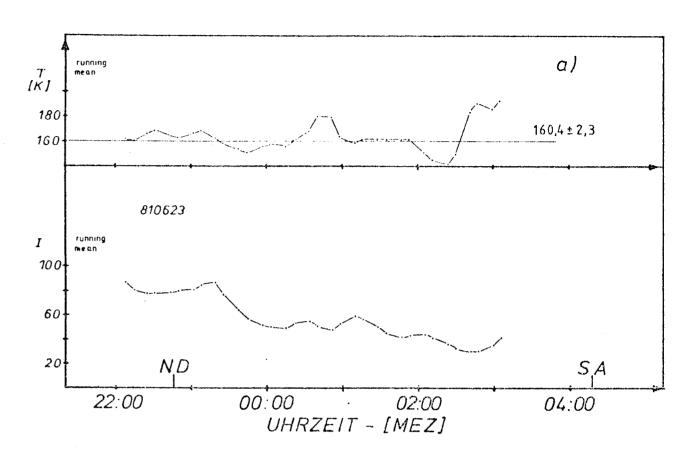


Abb. 6.1: Rotationstemperatur und relative Intensitäten in der Nacht zum 1.10.1981





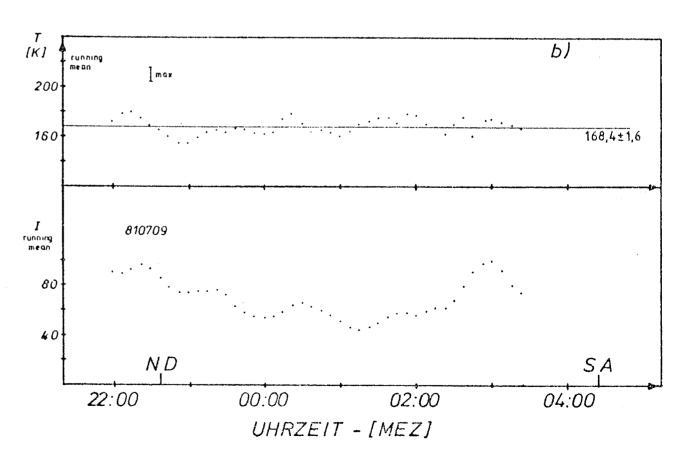
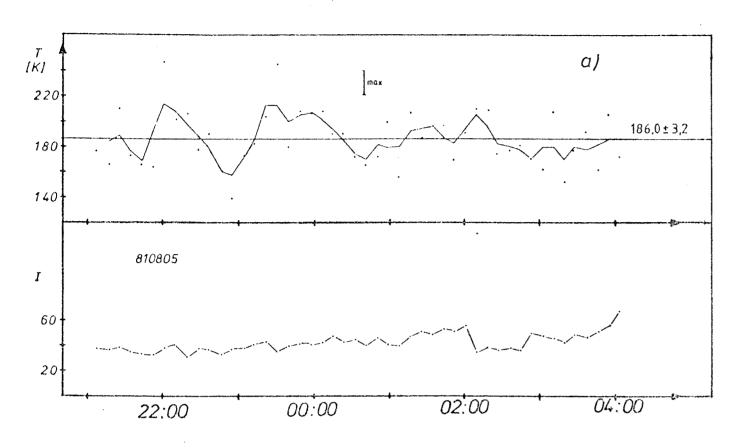


Abb. 6.3: Temperaturen und Oh-Intensitäten der Nächte zum 23.6. bzw. 9.7.1981



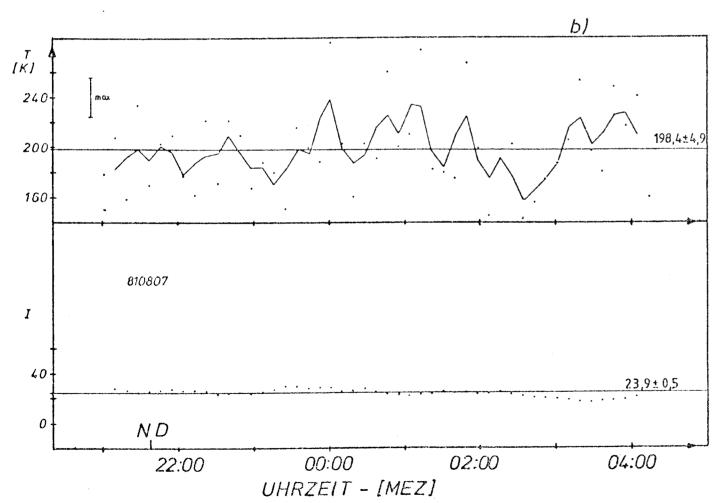
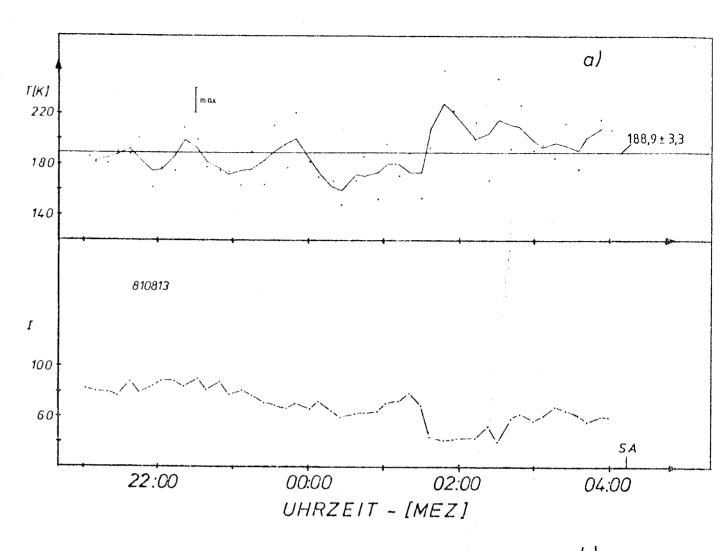


Abb. 6.4: Temperaturen und relative OH-Intensitäten der Nächte zum 5. und 7.8.1981

1.5 -



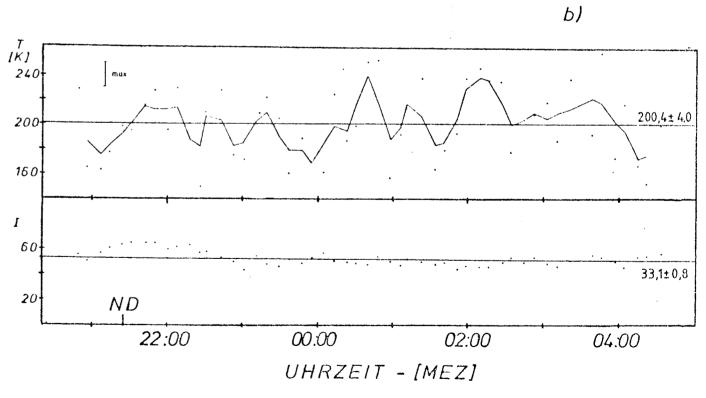


Abb. 6.5: Temperaturen und relative On-Intensitäten der nachte zum 13. und 15.8.1981

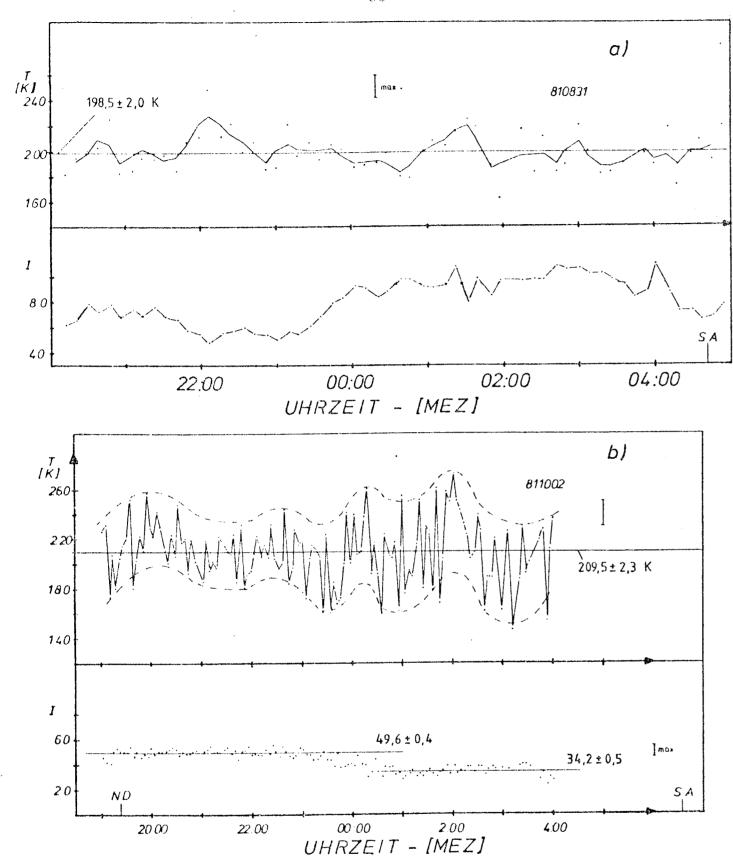
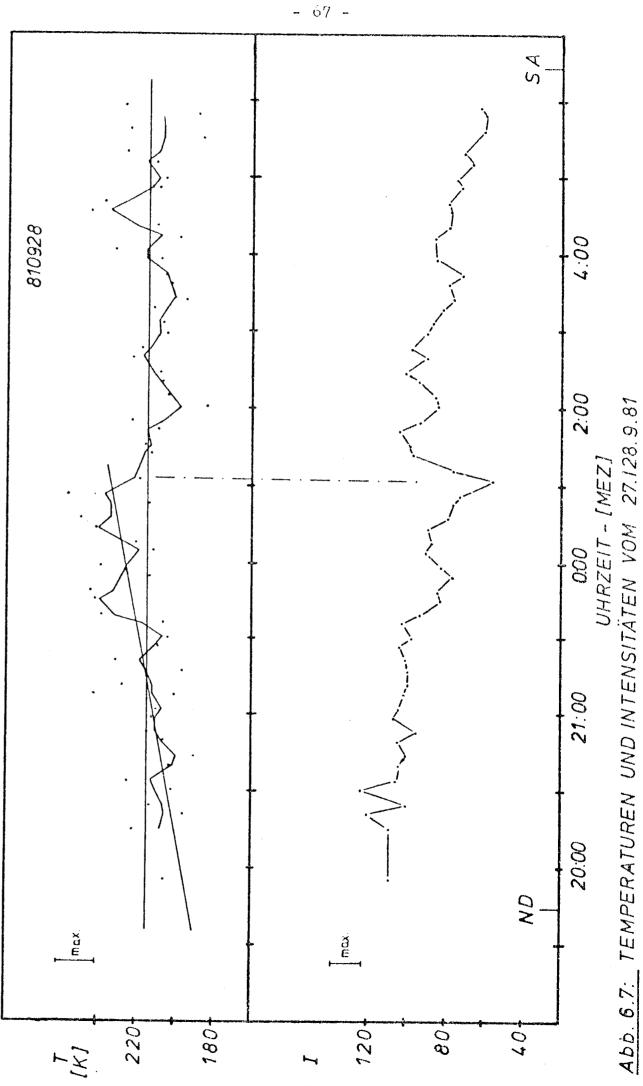


Abb. 6.6: Temperaturen und relative OH-Intensitäten der Michte zum 31.8. und 2.10.1981



tensität wieder an. In den Abbildungen sind Sonnenaufgänge und die Nautische Dämmerung (die Sonne befindet sich zu diesem Zeitpunkt 12° unter dem Horizont) jeweils verzeichnet.

Liegen geringe Intensitäten (20 - 30 relative Einheiten) vor. so ist eine Neigung zu stärkeren Temperaturvariationen festzustellen. Zum Teil lassen diese sich durch die höheren statistischen Fehler aufgrund des in diesen Fällen schlechten S/N-Verhältnisses erklären. Die Amplituden sind jedoch in den meisten Fällen größer als die statistisch erklärbaren. Umgekehrt können größere Temperaturschwankungen aber auch bei hohen Intensitäten auftreten (vgl. Abb. 6.1 und 6.6b), wobei die Temperaturen sich in kurzer Zeit sehr stark ändern können, ohne durch Meßfehler erklärbar zu sein. Die Variationsbreite der Temperatur kann bis 100 K innerhalb weniger Minuten betragen (s. Abb. 6.1 und 6.6b), was durch adiabatische Expansion bzw. Kompression von Luftpaketen im Spektrometerblickfeld erklärbar ist. Für einen adiabatischen Prozeß spricht auch der Vergleich der Nächte zum 1. bzw. zum 2.10.1981 (Abb. 6.1 und 6.6b) mit den übrigen Zeitreihen. Er zeigt, daß die größten Temperaturänderungen innerhalb besonders kurzer Zeiten auftreten. Ähnlich große Maximalvariationen werden von Takeuchi and Misawa (1979) oder Krassovsky (1974a) angegeben, sowie von Noxon (1978), der sie aus $0_2(^1\Sigma)$ -Emissionen in 95 km Höhe ermittelte.

Die in den Nächten 810907 und 810922 beobachteten aperiodischen und großen Temperaturvariationen lassen, wegen der Indikatoreigenschaft der Temperaturmessungen, für diese Nächte verstärkte turbulente Prozesse im Mesopausenbereich vermuten. Eine nähere Untersuchung der Turbulenzen ist in Planung.

Während mehrerer Nächte wurden wellenförmige Störungen mit Periodendauern von 10, 27, 40, 60 und 120 Minuten im Temperaturverlauf beobachtet, die möglicherweise durch Schwerewellen erklärt werden können, die durch das Spektrometerblickfeld liefen. Aus den Periodendauern allein kann jedoch hier nicht auf das tatsächliche Vorhandensein von Wellen geschlossen werden, da dazu noch die Kenntnis der Wellenlänge erforderlich ist. Um Wellenlängen zu bestimmen, ist jedoch eine zweite Meßstation erforderlich.

Die ausgeprügteste Wellenform mit einer Periodendauer von 27

Minuten zeigt Abb. 6.2. Trotz der schlechten Indikatorwirkung der OH-Intensität wurde am 8./9.7.1981 (Abb. 6.3b) eine deutliche wellenförmige Struktur in der Intensität von einer Stunde Periodendauer beobachtet. Die Intensitätswelle läuft der Temperaturwelle mit einer Phasendifferenz von zehn Minuten nach, wodurch nahegelegt wird, daß die Intensitätswelle hauptsächlich von der wellenförmigen Temperaturvariation der OH-Schicht abhängt. Als Ursache kommt wieder eine Schwerewelle infrage, die in diesem Fall über einen Zeitraum von mindestens vier Stunden vorhanden gewesen sein muß.

Für genaucre Bestimmungen der auftretenden Periodendauern müssen künftig die Daten einer Fourieranalyse unterzogen werden, da nur selten solche klaren Fälle wie die diskutierten auftreten. Die beobachteten Periodendauern von 10 Minuten und 120 Minuten sind daher nicht sicher.

6.3 Langfristige Variationen der OH(3,1)-Emissionen und der OH-Rotationstemperatur

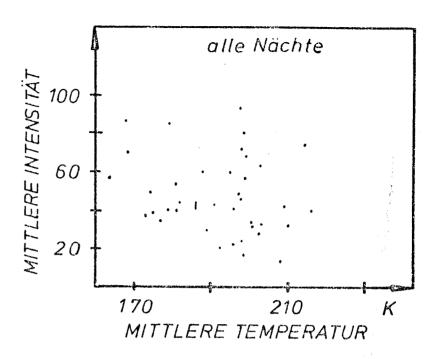
Die ON-Emissionen und einzelne Temperaturwerte können durch die während ihrer Messung vorhandene Bewölkung des Himmels verfälscht werden. Da es sich hierbei um einen statistischen Fehler handelt, mittelt sich dieser-Einfluß bei einer Mittelwertbildung über alle Nachteinzelwerte zum großen Teil heraus, sofern nicht zu dichte Bewölkung die Messung überhaupt unmöglich macht.

Abb. 6.8 zeigt für bewölkte und für klare oder wolkenarme Nächte die Streuung der mittleren Nachttemperatur. Für diese Verteilungen wurde ein F-Test durchgeführt. Er ergab keinen signifikanten Unterschied der Streuungen. Dies zeigt, daß die Streuung nicht primär von der Bewölkung abhängig ist, sondern andere Ursachen haben muß. Somit wurde das verwendete Meß-verfahren zur Absolutbestimmung der mittleren Mesopausentemperatur auch bei wechselnder oder dünner geschlossener Wolkendecke verwendet.

Bei langfristigen Intensitätsvariationen (s.a. A7) muß wie schon bei den in Kapitel 6.2 diskutierten Tag-zu-Tag-Variationen sorgfältiger auf die Atmosphärenabsorption geachtet werden. Vergleiche sind sinnvoll nur für sehr klare Nächte möglich. Solche Vergleiche ergaben, daß bei den Messungen des Jahres 1981 eine maximale Streuung der Intensitäten gefunden wurde, bei der die Maximalintensitäten um etwa einen Faktor fünf höher als die Minimalintensitäten liegen (810907 (gering diesig): $\overline{I} = 22.0 \pm 1.5$; 811001: 122,7 ± 1,7). In dieser Hinsicht ist das Ergebnis von Offermann et al. (1981) interessant, die Variationen des atomaren Sauerstoffes (0) im Höhenbereich 90 - 110 km um ebenfalls einen Faktor fünf fanden. Dies ist deshalb wichtig, weil 0 durch Turbulenz nach unten transportiert werden kann und dann in die OH-Chemie eingreift.

Im übrigen lassen sich in den Langzeitvariationen der Intensität nicht sicher die von Shefov (1969) diskutierten jahreszeitlichen Variationen wiederfinden. Der in Abb. 6.9a angedeutete Verlauf der Halbmonatsmittel scheint zwar den dort angegebenen wellenförmigen Variationen nicht zu widersprechen. Schlüssige Aussagen sind jedoch erst möglich, wenn die Messung des Jahresganges vervollständigt sein wird und die Ergebnisse

in einem weiteren Meßjahr reproduziert werden.



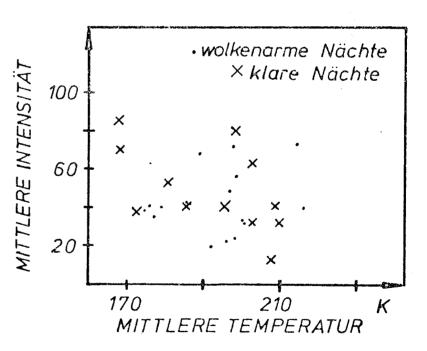


Abb. 6.8: Vergleich der Streuung der mittleren Nachttemperaturen für klare und für bewölkte Nächte

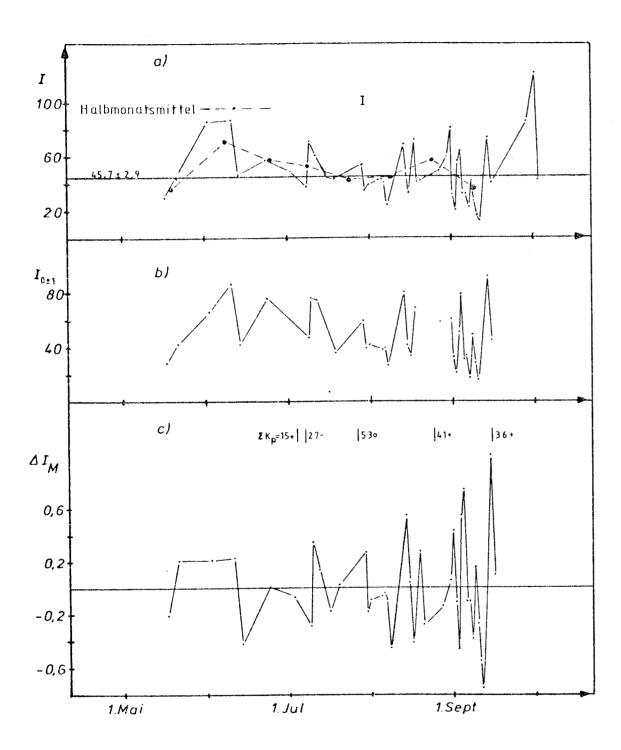


Abb. 6.9: Variation der mittleren OH-Intensitäten (a), der mitternächtlichen Intensitäten (b) und der Abweichungen (c) der Intensitäten vom Halbmonatsmittel ($\Delta I_M = (I-\overline{I})/\overline{I}$)

Es wurden ferner die Daten auf mögliche Korrelationen zwischen den OH-Intensitäten und den Temperaturen untersucht. Abb. 6.10 stellt diese Korrelation dar. Hierzu wurde die über die Zeit zwischen 23:00 und 01:00 MEZ gemittelte Intensitätssumme der betrachteten P-Linien und die mittlere Nachtmesopausentemperatur verwendet (Abb. 6.10). Berücksichtigung fanden alle entsprechenden Nächte zwischen dem 16.5. und dem 15.9.1981. Es wurde eine Antikorrelation gefunden. Der Korrelationskoeffizient beträgt -0,4 und die Korrelation ist auf dem 5-%-Irrtumsniveau (zweiseitig) signifikant. Eine genauere Untersuchung erfordert größere Datenzahlen und die Aussonderung von Fällen, die als Ausreißer ermittelt werden.

Die Korrelation muß keinen direkten Zusammenhang der Größen bedeuten. Deshalb ist von Interesse, daß auch für die Intensitäten ein Jahresgang angenommen wird (Shefov, 1969). Der Trend läuft in den hier diskutierten Messungen zu niedrigen Intensitäten bei hohen Temperaturen. Es kann sich hier um eine "vermittelte" Korrelation handelt, die durch einen Jahresgang der Intensität und Temperatur vorgetäuscht wird. Die entsprechenden, von Shefov publizierten Jahresgänge würden z.B. eine derartige Antikorrelation produzieren, wenn man nur die Daten der Monate Juni bis September verwenden würde.

Eine Erklärung auf der Grundlage der Gleichungen (1.1) bis (1.5) (Kap. 1) erscheint zunächst auch denkbar. Es nimmt nämlich der Ratenkoeffizient für die Reaktion (1.4) mit steigender Temperatur ab. Die Ratenkoeffizienten der Reaktionen (1.3) und (1.5) nehmen aber gleichzeitig zu. So sollten sich diese Verhaltensweisen zum großen Teil kompensieren.

Lange (1982) diskutiert für kurzzeiträumige Messungen in Kiruna eine 99 % signifikante positive Korrelation der Intensität mit der Mesopausentemperatur. Dies zeigt, daß auf verschiedenen Zeitskalen ganz verschiedenartige Korrelationen auftreten können.

Bei verstärkter geomagnetischer Aktivität können an den Polen etwa durch Joulsche Erwärmung große Energien in die Atmosphäre eingespeist werden. Diese Energien können aus hohen Breiten u.a. durch Anregung von Schwerewellen zu niedrigen Breiten abgeführt werden. Daher wird bei starken Magnetstürmen eine Zunahme der Schwerewellenaktivitäten auch in mittleren Breiten erwartet. Im Beobachtungszeitraum traten neben kleineren Akti-

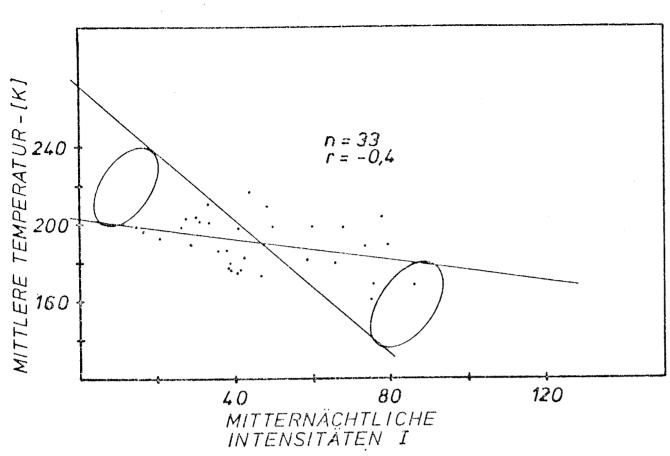
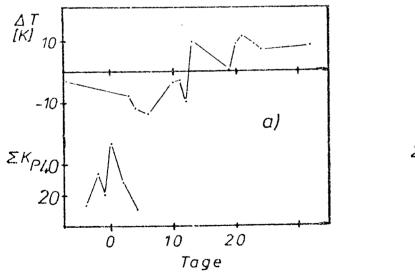


Abb. 6.10: Korrelation der mittleren Nachttemperatur mit den über den Zeitraum 00:00 MEZ +/- 1 Stunde gemittelten OH*-Intensitäten (in relativen Einheiten gemessen)



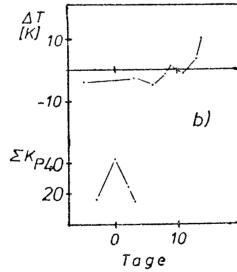


Abb. 6.11: Temperaturvariationen nach den Magnetfeldvariationen vom 25.7.1981 (a) und vom 23.8.1981 (b)

vitäten am 27.7. und am 23.8.1981 Magnetstürme mit $\Sigma k_p = 530$ bzw. 41+ auf. Diese und einige andere hohe Σk_p -Werte sind in Abb. 6.9c eingezeichnet, wo die Abweichung der Intensitäten von dem jeweiligen Halbmonatsmittel \overline{I} aufgetragen sind. Eine Reaktion auf die Stürme ist nicht erkennbar.

Die empfindlicheren Rotationstemperaturen lassen eher die Annahme von verstärkten Variationen infolge von Magnetfeldspitzen zu. Zehn Tage nach dem 530-Ereignis und drei Tage nach $\Sigma k_{\rm p}$ = 26- trat in der Nacht 810804 (Abb. 6.2) eine starke Oszillation (Schwerewellen?) auf; die wellenförmigen Variationen in der Nacht zum 9.7.1981 (Abb. 6.3b) folgen in einem Abstand von ebenfalls drei Tagen einer Magnetfeldstärke von Σk_{p} = 27-. Wieder etwa drei Tage nach $\Sigma k_p = 53^{\circ}$ wurde in der Nacht zum 29.7.1981 eine Wellenform in Temperatur und Intensität mit einer halbstündigen Periode beobachtet. Zwei bis fünf Tage nach $\Sigma k_{\rm p}$ = 23-Aktivitäten traten wellenförmig gestörte Temperaturverläufe auf (Abb. 6.4b, 6.5a und 6.5b). Die durch größere Temperaturvariationen ohne erkennbare Perioden ausgezeichneten Nächte 810907 und 810922 (o. Abb.) lagen in einem Abstand von zwei bzw. drei Tagen von den Spitzen $\Sigma k_p = 250$ und 36+. Solche Temperaturvariationen lassen sich möglicherweise als Anzeichen überschlagender Schwerewellen ("Brandung") verstehen, die im Brandungsgebiet eine große Energieeinspeisung verursachen können. Ähnliche Verzögerungszeiten werden auch von Shefov (1969) angegeben. Der Zusammenhang zwischen Magnetfeld und Schwerewellen in mittleren Breiten ist aufgrund dieser Daten jedoch weiterhin zweifelhaft.

Auch der in Wuppertal gemessene Jahresgang der Mesopausentemperatur (s.u.) ist von Substrukturen überlagert, die jedoch nicht mit Magnetstürmen erklärt werden können. Wie Abb. 6.11 für die beiden größten Σk_p -Werte des Beobachtungszeitraumes zeigt, ist eine Reaktion der Temperaturabweichung von dem Mittelwert der verwendeten Temperaturen innerhalb einer Zeit von fünf Tagen vor und maximal 30 Tagen nach dem Ereignis nicht zu sehen.

Um die Störanfälligkeit des Messverfahrens zu überprüfen, wurden neben den Intensitäten der P-OH(3,1)-Linien öfter auch die der Q(3,1)- und Q(4,2)-Zweige gemessen. Das Verhältnis V = I(Q(3,1))/I(Q(4,2)) ist von Intensitätsvariationen nur gering betroffen. Unter Berücksichtigung der Spektrometerempfindlichkeit ergibt sich als Mittelwert aller zur Verfügung ste-

hender Verhältnisse

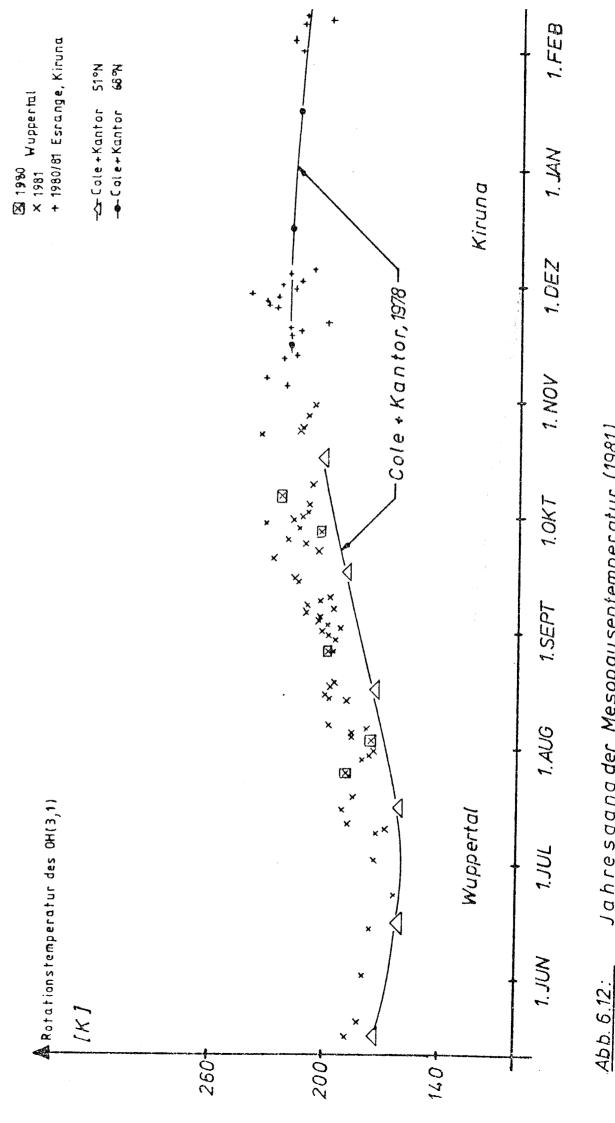
$$\overline{V} = 1,07 \pm 0,02$$

wobei der angegebene Fehler der statistische Fehler des Mittelwertes ist. Der Meßfehler ist von der Größenordnung 0,1.

Abb. 6.12 zeigt den 1981 für 51° nördlicher Breite in Wuppertal gemessenen Verlauf der mittleren nächtlichen Rotationstemperaturen des OH(3,1) (s.a. A7). Dies ist wegen des anzunehmenden lokalen thermodynamischen Gleichgewichtes gleichfalls die jahreszeitliche Variation der Mesopausentemperatur. Die ausgezogene Kurve in Abb. 6.12 stellt die Temperaturen des Modells von Cole and Kantor (1978) dar, die für 51° N geographischer Breite bzw. 68° N gelten. Zur Vervollständigung des Jahresganges sind für November 1980 bis Februar 1981 die während der Energie-Bilanz-Kampagne und der Oxygen-Kampagne in Kiruna (68° N) gemessenen Temperaturen (Lange et al., 1981; Lange. 1982) eingezeichnet.

Es wird deutlich, daß der Temperaturverlauf zwar eine Form zeigt, die den Modellwerten entspricht. Jedoch ist die erwartete Breitenabhängigkeit der Mesopausentemperatur nicht beobachtet worden. Die Messungen stimmen besonders mit dem Cole-and-Kantor-Modell für 68° N gut überein. Dagegen weichen die gemessen Temperaturen für 51° N von den entsprechenden Modellwerten von Cole and Kantor um rund 15 K (s.u.) ab. Diese Abweichung ist größer als der statistische Fehler, der maximal 3 K beträgt. Der Effekt kann nicht durch systematische Meßfehler oder durch Fehlfunktion des Meßgerätes erklärt werden, da in diesem Fall Gerät und Modell fehlerhaft sein müßten. Das ist aber unwahrscheinlicher als die Annahme, daß die Breitenabhängigkeit in den Modelljahresgängen überschätzt wurde.

Neben dem Jahresgang zeigen die Temperaturen zum Teil starke Variationen (Abb. 6.12 und 6.14). Für einen weiteren Vergleich des gemessenen Verlaufes mit den Modellen und mit den Messungen anderer Autoren wurden die Temperaturwerte über jeweils einen Monat gemittelt, so daß der Jahresverlauf geglättet wurde. Dieser geglättete Jahresgang ist zusammen mit den Modellen in Abb. 6.13 dargestellt. Der Jahresgang nach der CIRA 1965 für eine Höhe von 80 km repräsentiert recht gut den (relativen) Verlauf der Temperaturen, wie er von Shefov (1969) gemessen wurde.



Jahresgang der Mesopausentemperatur (1981)

Die über den abgebildeten Zeitraum (1.5.1981 bis 1.11.1981) gemittelten Modelltemperaturen betragen 173,3 K (CIRA 1972) bzw. 177,7 K (Cole and Kantor, 1978). Um für diesen Zeitraum die gemessene mittlere Temperatur zu bestimmen, wird ebenfalls von den berechneten Monatsmitteln für Wuppertal ausgegangen. Denn die unterschiedliche Datendichte der mittleren Nachttemperaturen in den verschiedenen Jahreszeiten würde bei einer Mittelung über diese Originaldaten eine Wichtung zugunsten höherer Temperaturen enthalten, die einen zu großen Mittelwert für den Zeitraum ergeben würde. Die mittlere Temperatur der Wuppertaler Daten ist 192 K. Legt man die Differenz der Modellmittelwerte zu ihren jeweiligen Jahresmitteln von 184,6 K (CIRA 1972) und 192,1 K (Cole and Kantor) zugrunde und nimmt man wegen der gleichen Relativverläufe (s. Abb. 6.13) das Mittel dieser Differenzen auch für den Wuppertaler Jahresgang an, so kann ein Erwartungswert der mittleren Jahrestemperatur der Mesopause für 51° N angegeben werden. Er beträgt 204 K und stimmt gut mit dem von Shefov (1969) angegebenen Jahresmittelwert für 55° N (Zvenigorod 1960) von 205 K überein. Diese Genauigkeit der Übereinstimmung ist sicher zum Teil zufällig.

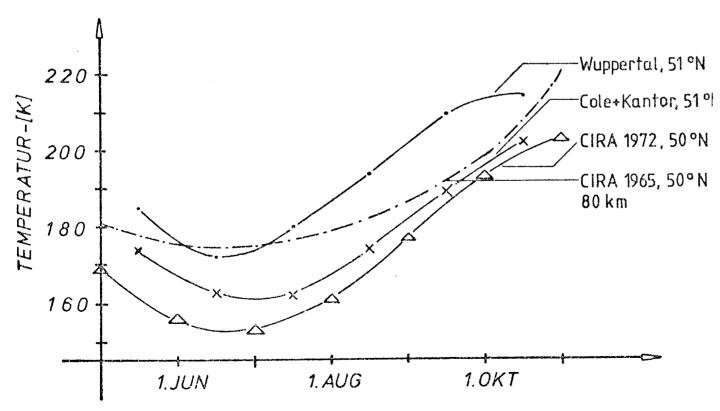


Abb. 6.13: Mittlerer Jahresgang der Mesopausentemperatur

Aus den zuvor genannten 6-Monats-Mitteln ergibt sich weiter die Verschiebung der Meßkurve bezüglich der Modellkurven von im Mittel 15 K (Cole and Kantor) und 19 K (CIRA 1972). Diese Werte können aus der Abb. 6.13 entnommen werden, wenn man die Phasendifferenz zwischen der Wuppertaler Kurve und den Modellen berücksichtigt. Die Phasendifferenz beträgt ca. einen halben Monat. Wie ein Vergleich mehrerer Jahresgänge bei verschiedenen Breiten zeigt (Shefov, 1969), tritt das sommerliche Temperaturminimum wie in Wuppertal auch in anderen nördlichen Breiten um Mitte Juni eines Jahres auf. Die mittlere Jahrestemperatur wird in der zweiten Jahreshälfte Anfang September überschritten. Auch darin besteht, wenn das oben abgeleitete Jahresmittel von 204 K zugrunde gelegt wird, Übereinstimmung mit den Wuppertaler Messungen. Das Minimum der monatlichen Temperaturmittel liegt für Wuppertal 32 K unter dem Jahresmittel, was mit dem CIRA-Wert von 32 K, dem Cole-and-Kantor-Wert von 37 K und den von Shefov (1969) angegebenen Werten um 30 K gut übereinstimmt.

Entsprechend den zuvor dargestellten Ergebnissen muß angenommen werden, daß die Modelle die Atmosphäre nicht hinreichend genau beschreiben. Dies kann u.a. drei Ursachen haben. Erstens basieren die Modelle fast ausschließlich auf den Ergebnissen einzelner Raketenmessungen und fast gar nicht auf (bodengebundene) Serienmessungen. Damit gibt es sowohl Zeiten, als auch Orte, die nur ungenügend erfaßt werden. Weiter befindet sich der geographische Schwerpunkt der Messungen in Nordamerika, so daß Abhängigkeiten von der geographischen Länge (Kontinentalverteilung u.ä.) kaum berücksichtigt sind. Solche Längenabhängigkeiten könnten die beobachtete Phasendifferenz erklären helfen. Die gute Beschreibung der in Kiruna gemessenen Temperaturen mit den Modellwerten von Cole and Kantor und die Abweichung für 51° ist möglicherweise auf eine zu starke Breitenabhängigkeit in den Modellen zurückzuführen. Das Fehlen einer Breitenabhängigkeit zwischen Süd- und Nordnorwegen wird auch von Kvifte (1967) angegeben (Messung bei 60° und 70° N). Da jedoch bei dem Vergleich der Daten aus 60° und 70° N Werte aus verschiedenen Jahreszeiten benutzt wurden und eine Jahreszeitliche Variation nicht berücksichtigt wurde, ist die vermutete fehlende Breitenabhängigkeit nicht schlüssig, aber dennoch annehmbar. Schwerwiegender zählt bei Kvifte, daß

für die beiden geographischen Breiten nur 7 bzw. 12 Meßnächte zum Vergleich herangezogen werden konnten.

Bereits bei der Diskussion der Abb. 6.12 wurde auf die zusätzlich zur jahreszeitlichen Abhängigkeit auftretenden, zum Teil starken Variationen der Rotationstemperatur hingewiesen. In Abb. 6.14 ist das Inkrement ΔT_{M} der nächtlichen Temperaturmittelwerte bezüglich des in Abb. 6.13 dargestellten mittleren Jahresganges gegen die Jahreszeit aufgetragen. Für die Darstellung der Abweichungen vom Jahresgang eignen sich als Referenzwerte der Temperaturinkremente nicht die Monatsmittel, da dann der jahreszeitliche Anstieg der Temperatur innerhalb eines Monats ungenügend berücksichtigt und die Amplituden der Variationen verfälscht würden. Als Referenzwerte wurden daher die interpolierten jahreszeitlichen Nachtwerte der Abb. 6.13 benutzt. Ergänzend enthält Abb. 6.14 den zeitlichen Verlauf des totalen Flußes der 10,7-cm-Strahlung der Sonne und den Verlauf der Summe der k_p-Werte. Der 10,7-cm-Fluß ist ein Maß für die in die Atmosphäre einfallende Ultraviolettstrahlung, die in der Thermosphäre die Atmosphäre merkbar beeinflußt. Obwohl auch in der Mesopausenregion die Temperatur mit einer Zeitdifferenz von rund 20 Tagen den 10,7-cm-Strahlungsvariationen ähnliche Schwankungen zeigt (s. Abb. 6.14), kann anhand des vorgestellten Materials ein Zusammenhang nicht nachgewiesen werden. Hier müssen weitere Ergebnisse abgewartet werden. Eine Réaktion der Mesopausentemperatur auf die Σk_n -Werte ist nicht zu erkennen (Abb. 6.14).

Wie besonders der Verlauf des über sieben Tage ausgeführten, laufenden Mittels der Temperaturvariationen zeigt, treten in einem Abstand von ungefähr 30 Tagen Maxima auf. Aufgrund der Wetterverhältnisse ist das Datenmaterial jedoch zu lückenhaft, so daß eine Autokorrelation oder eine Fourieranalyse nicht möglich ist. Daher ist eine nähere Bestimmung einer möglichen Periodizität von 30 Tagen statistisch nicht möglich.

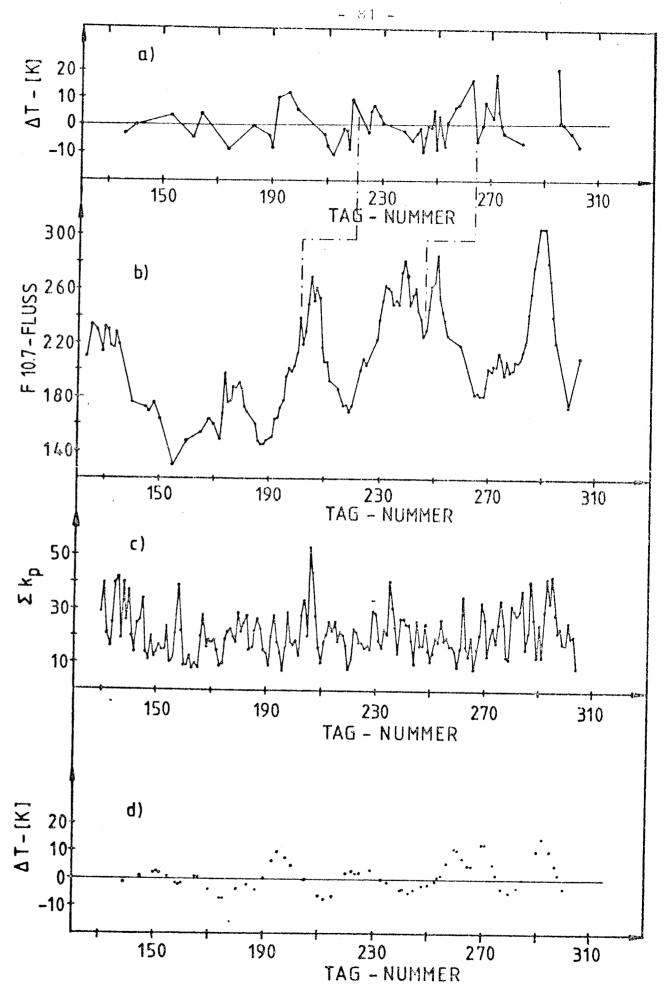


Abb. 6.14: Zeitlicher Verlauf der Temperaturvariationen AT um den mittleren Jahresgang 1981 (a), des F-10,7-cm-Flusses (b), der Summe der kp-Werte (c) und des siebentägigen laufenden Mittels der Temperaturvariationen (d)

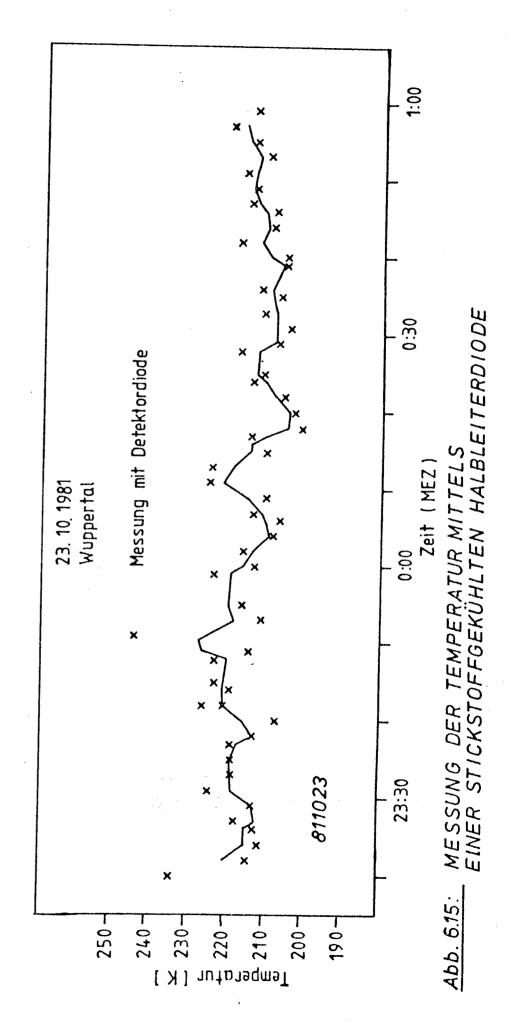
7. Zusammen fassung

Die vorliegende Arbeit beschreibt den Einsatz einer Kombination eines Spektrometers und eines Zweikanalphotometers für den nahen infraroten Spektralbereich. Es werden die möglichen automatisch ablaufenden Meßprogramme, die Eichung des Systems und der Einfluß verschiedener Betriebsparameter dargestellt.

Es wurden Langzeitmessungen in Wuppertal (51° N, 7° 0) in dem Zeitraum Mai bis Oktober 1981 durchgeführt. Vor und nach diesem Zeitraum wurden in Kiruna (68° N) Messungen ausgeführt, die jedoch nicht Gegenstand der vorliegenden Auswertung sind.

Die Untersuchungen ergaben eindeutig die Eignung des Spektrometers zur Bestimmung der Mesopausentemperatur in 86 km Höhe: Ein mittlerer Jahresgang mit einem Minimum von 172 K Mitte Juni und einer mittleren Jahrestemperatur von 204 K wurde vorgefunden. Für mittlere Breiten ergibt sich dabei eine Abweichung von dem neuesten Atmosphärenmodell (Cole and Kantor, 1978) von durchschnittlich 15 K . Außerdem besteht zwischen den Modellwerten und den Wuppertaler Daten eine Zeitverschiebung von etwa einem halben Monat. Das Wuppertaler Temperaturminimum tritt vor dem des Cole-and-Kantor-Modelles auf. Dem Jahresgang überlagert sind Variationen und einzelne Temperaturstörungen, deren Amplitude zum Winter hin zunimmt. Während einzelner Meßnächte wurden periodische Variationen in der Mesopausentempertur und seltener auch in den nächtlichen OH(3,1)-P-Intensitäten beobachtet. Diese lassen sich als Schwerewellen mit Periodendauern von 10 Minuten bis zwei Stunden interpretieren. Größere nächtliche aperiodische Temperaturstörungen wurden gelegentlich festgestellt. Es besteht dafür möglicherweise bei einer Verzögerungszeit von wenigen Tagen ein gewisser Zusammenhang mit verstärkten Magnetfeldaktivitäten. Die verhältnismäßig schnellen Temperatursprünge (Spitze-Spitze) betrugen bis $\Delta T \simeq 80$ K, wobei wegen der Empfindlichkeit des Ge-Detektors relativ große Meßfehler auftraten, mit denen die Temperatursprünge aber nicht erklärbar sind. Solche Ereignisse könnten als Anzeichen sich überschlagender Schwerewellen gewertet werden.

Das verwendete Meßprinzip für die Mesopausentemperatur gestattet also nicht nur die Bestimmung langfristiger Phänomene, sondern



es ist auch zum Studium turbulenter und wellenförmiger Variationen im kurz- und mittelfristigen Maßstab geeignet.

Um die Meßfehler zu senken und eine analytische bzw. numerische Analyse zu ermöglichen, muß bei zukünftigen Meßsystemen die Abtastgeschwindigkeit der Spektren gesteigert werden.

Durch Einbau einer stickstoffgekühlten Halbleiterdiode als Detektor konnte diese Abtastgeschwindigkeit bereits um einen Faktor zwei bis drei erhöht werden. Das Ergebnis einer ersten Messung zeigt die Abb. 6.15. Eine weitere Geschwindigkeitserhöhung wird in Zukunft möglich sein, wenn durch ein von einem Kleinrechner gesteuertes Spektrometer gezielt nur noch die Maxima der für die Bestimmung der Rotationstemperaturen erforderlichen Linien ausgemessen werden.

Die maximalen mittleren Nachtintensitäten können bis zum rund

fünffachen der Minimalwerte ansteigen.

8. Anhang

Inhaltsverzeichnis (Anhang)

- A1: Spektrometersteuerung
- A2: Photometersteuerung
- A3: Multiplexer und Netzteil
- A4: Eichschwarzkörper
- A5: Gewichteter Least-Square-Fit
- A6: Tabelle der Eichgrößen des Spektrometer/Photometers
- A7: Daten des Jahres 1981

A1: Spektrometersteuerung

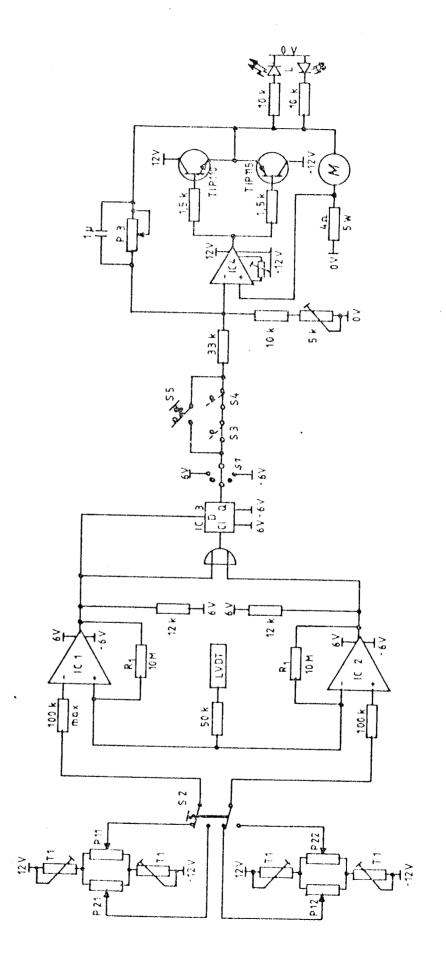
Die Schaltung in Abb. A1 erfüllt die Forderungen, die im Kapitel 2 an die Steuerung des Spektrometers gestellt wurden. Mit den Potentiometern Pij (Abb. A1, linker Block) werden die Grenzwerte vorgegeben. IC 1 und IC 2 vergleichen diese mit der Ist-Einstellung des Spektrometers und geben bei Erreichen eines Grenzwertes ein Signal an IC 3. Abhängig von dem erreichten Grenzwert steuert dann IC 3 die Motorstufe (Abb. A1, rechter Block) und gibt die Information über die Motordrehrichtung.

Der Schalter S 1 dient der Umschaltung auf Handbetrieb, während S 3 bis S 5 Schutzschalter sind.

Mit P 3 (Abb. A1, rechter Block) kann die Abtastgeschwindigkeit des Spektrometers eingestellt werden.

Legende zur Abb. A1:

- P1i: 1. Potentiometergruppe Grenzsollwerte
- P2i: 2. Potentiometergruppe Grenzsollwerte
- Pij: 5 kΩ, Zehngangwendelpotentiometer
- P 3: 50 k Ω , Vorwahl der Fahrtgeschwindigkeit
- T 1: $5 \text{ k}\Omega$, Trimmpotentiometer zur Einstellung des Spannungshubes und der Spannungsmittellage für Pij
- IC 1: 1/4 LM 339 (OpAmp)
- IC 2: 1/4 LM 339
- IC 3: D-Flip-Flop 1/2 4013
- IC 4: µA 741 (OpAmp)
- L : Leuchtdioden für Drehrichtung und -geschwindigkeit
- M : Gitterfahrtmotor Faulhaber 1524 E 012 S
- S 1: Wahlschalter Motor, Aus-Automatik-Handbetrieb
- S 2: Wahlschalter Potentiometergruppe 1 oder 2
- S 3: Endabschalter
- S 4: Endabschalter
- S 5: Überbrückung der Endabschalter



- 88 -

A2: Photometersteuerung

Die Photometersteuerung enthält zwei Teilsteuerungen, die die Fahrt des Spiegels und dessen Schrittbewegung steuern. Die Fahrtsteuerung (Abb. A2, obere Hälfte) entspricht der Spektrometersteuerung. P 2 und P 3 (Abb. A2, oben links) dienen der Grenzwerteinstellung. An den Grenzpositionen stoppt die Spiegelfahrtbewegung, da dann über IC 4 ein Signal ZS (Abb. A2, Bildmitte) setzt und über IC 5 die Fahrtmotorstufe (A2, oben rechts) an O V legt. Gleichzeitig wird von ZS über IC 5 die Schritt-Stufe (Abb. A2, untere Bildhälfte) angeschaltet. Die Schrittmotorstufe (Abb. A2, unten rechts) fährt die mittels der Potentiometerserie P 7 (Abb. A2, unten links) vorgegebene Schrittposition an. Bei Erreichen dieser Position schaltet IC 7 (Abb. A2, mitte links) das Signal ZS um, so daß die Schrittbewegung gestoppt und die Fahrtbewegung wieder gestartet wird.

Die IC 10 bis IC 12 (Abb. A2, unten mitte) steuern mit Hilfe der Kodierstecker S 5 und der FET-Schalter F 1 - 10 (Abb. A2, unten links) ein neues, bestimmtes Potentiometer der Serie P 7 gemäß des an S 5 vorgegebenen Programmes an, wenn ZS gesetzt wird. Damit sind bis zu zehn Schrittpositionen (Anzahl über die R-Leitung der IC 10 und 11 und S 5 eingebbar) programmgesteuert anfahrbar.

Legende zur Abb. A2:

IC 1: 1/4 LM 339 (OpAmp)

IC 2: 1/4 LM 339 (OpAmp)

IC 3 : 1/2 4013 (D-Flip-Flop)

IC 4a: 4528 (Monoflop)

IC 4b: 4528

IC 5: 1/4 4066 (FET)

IC 6: 4528

IC 7: 1/4 LM 339

IC 8 : μΑ 741 (OpAmp)

IC 9: $\mu A 741$

IC 10: 4017 (dekadischer Zähler)

IC 11: 4426 (dekadischer Zähler und LED-7-Segment-Treiber)

IC 12: 1/2 4528

IC 13: 4528

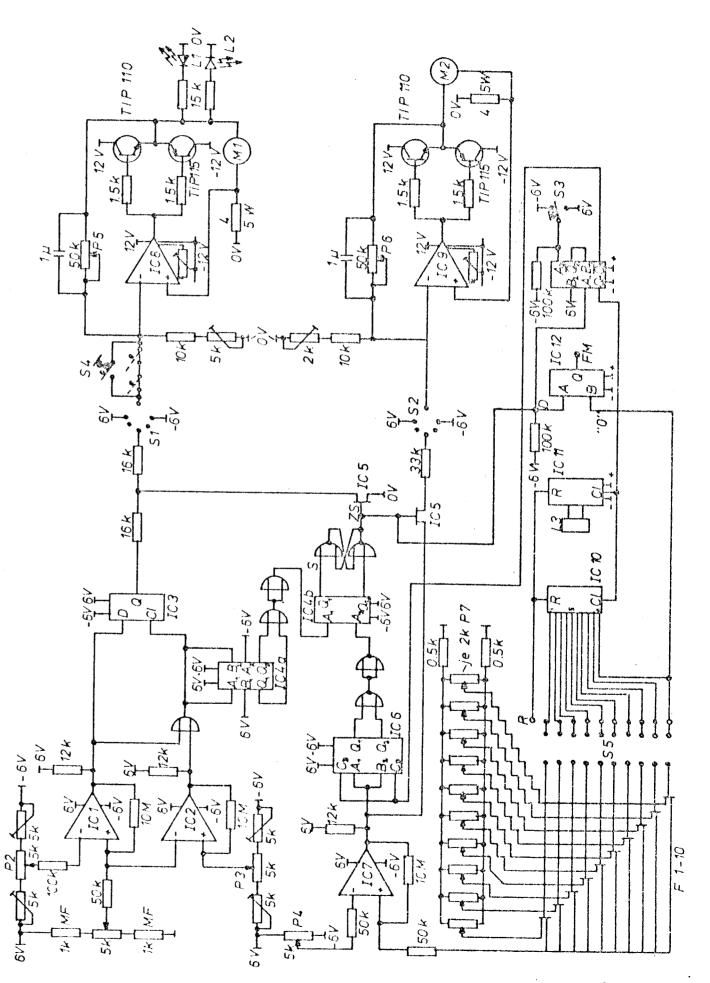


Abb. A2: Photometerstenerung

- M 1: Fahrt-Motor Faulhaber 2233 H 012S mit Planetengetriebe 34 PG (840:1)
- M 2: Schritt-Motor Faulhaber 1524 E 012S mit Getriebe 15/5 (112:1) und Schneckenantrieb (25:1)
- P 1: aktuelle Fahrtposition (Endlospotentiometer)
- P 2: obere Fahrtgrenze
- P 3: untere Fahrtgrenze
- P 4: aktuelle Schritt-Position (Endlospotentiometer)
- P 5: Geschwindigkeit, Fahrt
- P 6: Geschwindigkeit, Schritt
- P 7: Vorgabe der Schritt-Sollposition
- FM: Steuerimpuls zum Filtermotor für Filterwechsel
- L1/L2: Leuchtdioden Fahrtrichtung und -geschwindigkeit
- L 3: 7-Segment-LED-Anzeige des Schrittprogrammes (aktuelle Schrittposition)
- S 1: Wahlschalter Fahrt (Aus-Automatik-Hand)
- S 2: Wahlschalter Schritt (Aus-Automatik-Hand)
- S 3: Handvorwahl Schritt-Position
- S 4: Endabschaltergruppe Fahrt
- S 5: Schritt-Programm-Kodierstecker

A3: Multiplexer und Netzteil

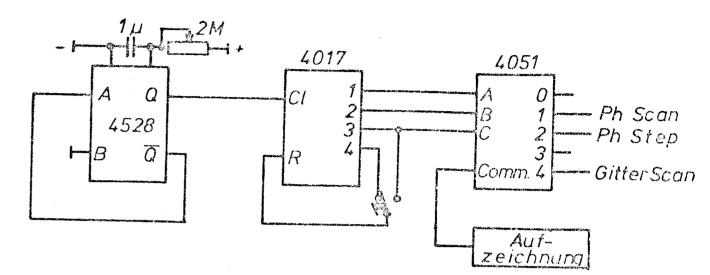


Abb. A 3.1: Multiplexer

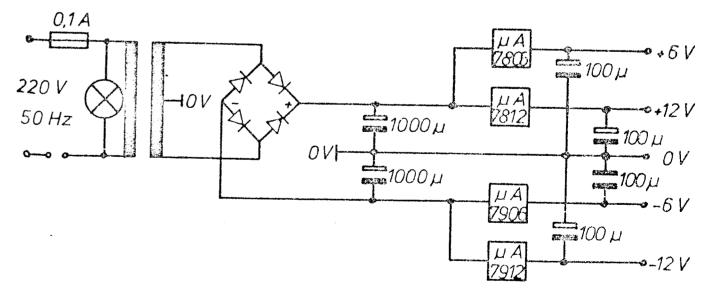


Abb. A 3.2: Netzteil

A4: Eichschwarzkörper

Abb. A4.1 zeigt die gewählte Schwarzkörpergeometrie. Für sie und für andere Formen wurden Rechnungen durchgeführt, um die möglichen Temperaturgradienten durch direkte Strahlungsverluste durch die Auskoppelöffnung sowie eine ausreichende Tiefe des Schwarzen Körpers zu optimieren.

Eine weitere Verbesserung der dabei erhaltenen Schwarzkörpereigenschaften wurde erreicht, indem in die innere Zylinderoberfläche ein Gewinde geschnitten wurde mit einer Ganghöhe von 1 cm bei einer Gewindesteigung von 45° (Abb. A4.2). Damit konnte das Verhältnis der Öffnungsfläche zur inneren Oberfläche s/S (Gl. 3.5) um mehr als einen Faktor zwei erhöht werden. Eine weitere Erhöhung wurde durch die Beimengung eines körnigen Füllstoffes (Grid) zur schwarzen Farbe erreicht, mit der die innere Oberfläche beschichtet wurde. Man erhält s = 113,1 cm², S = 5065,75 cm² und S_O = 2827 cm².

Die schwarze Farbe muß neben einer über den Schwarzkörperarbeitsbereich konstanten Emissivität von mindestens 0,95 über eine ausreichende Temperaturstabilität bis 500 K des in ihr enthaltenen Bindemittels verfügen. Wegen der erwünschten Betriebstemperatur muß die Farbe nach Auftragung langfristig ausgeheizt werden, um die Aussonderung von Dämpfen während des Meßbetriebes zu unterdrücken. Als Farben kommen solche in Frage, die sonst zur Herstellung von Sonnenkollektoren verwendet werden.

Zur Senkung der Wärmeverluste des Schwarzen Körpers über seine Außenoberfläche und zur gefahrlosen Handhabung wird der Hohl-raumkörper mit einer mehrschichtigen Isolation versehen und in einem zylindrischen Aluminiumgehäuse eingebaut. Zur Stützung des Kupferkörpers ist er mit zwei GFK-Ringen versehen, die ihn konzentrisch im Alugehäuse halten ohne zu bedeutsamen Wärmeleitverlusten beizutragen.

Die Isolierung zwischen dem auch als abschließendes Strahlungsschild arbeitenden Alugehäuse und dem Schwarzen Körper besteht aus mehreren alternierenden Schichten polierter Aluminiumfolie und Steinwolle. Die Folien dienen als Schtrahlungschilde mit Emissivitäten von 0,1 (Haselden, 1971); die Steinwolle verhindert Wärmekonvektion, dient als Speicher einer Schicht stehender Luft, und die Steinwollfasern absorbieren die die

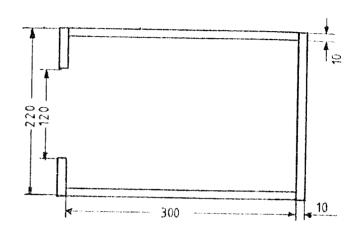


Abb. A4.1: Geometrie des Schwarzen Körpers



Abb. A4.2: Innere Oberfläche des Schwarzen Körpers

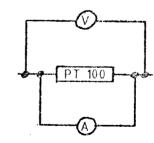


Abb. A4.3: Vierdrahtmethode

Strahlungsschilde passierende Strahlung exponentiell mit dem Abstand von dem Schwarzen Körper.

Die Verluste werden daher zu größenordnungsmäßig gleichen Anteilen durch Strahlung und Leitung hervorgerufen. Mit einer Wärmeleitfähigkeit stehender Luft von 3,1·10⁻⁴ W/cm K, einer effektiven Wärmeleitfähigkeit der Mehrschichtenisolation von je nach Güte 10⁻⁵ bis 10⁻⁶ W/cm K (Haselden, 1971) und einer Isolationsdicke von 5 cm wurden bei der maximalen Auslegungstemperatur Wärmeverluste durch Leitung von maximal 40 W abgeschätzt. Der Schwarze Körper würde nach außen als schwarze Strahlung ca. 570 W abgeben. Die erste direkt am Schwarzen Körper anleigende Aluminiumfolie reduziert die Strahlung auf eirca 60 W. Dieser Wert wird zwar durch Absorption weiter abgesenkt, wurde aber als oberer Wert der Verluste durch Strahlung angenommen.

Zur Aufrechterhaltung der Maximaltemperatur von 450 K sind daher rund 200 W vom Heizsystem zu leisten. Eine Aufheizzeit von 30 Minuten bis 450 K erfordert wegen der spezifischen Wärme des Kupfers von 0,397 kJ/kg K und seiner Dichte von 8,92 g/cm³ eine Heizleistung von mindestens 2,5 kW. Diese Leistung wird von zwei Flachrohrheizleitern erzeugt, die um den Kupferkörper gedreht sind und bei 220 V je 1,6 kW liefern.

Die Temperatur des Schwarzen Körpers wird durch zwei Platin-widerstünde PT 100 nach DIN 43760 überwacht, die in Ausbohrungen des Kupferrohres versenkt und mit Wärmeleitpaste kontaktiert sind. Beide Sensoren differieren nach kurzen Standzeiten deutlich weniger als die geforderte Genauigkeit von einem K.

Die 100-0hm-Widerstände (bzg. 0°C) besitzen einen Temperaturbeiwert von α_b = 0,00385 und ihr Widerstand bei einer Temperatur ist durch eine kubische Temperaturabhängigkeit angenommen. Er wird mit der sogenannten Vierdrahtmethode bestimmt (Abb. A4.3). Dabei wird der von einer Präzisionsstromquelle A über dem Widerstand erzeugte Spannungsabfall über separate Leitungen abgegriffen, so daß der Widerstand der Leitungen nicht mitgemessen werden kann. Bei einem konstanten Strom von 100 μ A kann über Standardtabellen die Temperatur des Platinwiderstandes direkt abgelesen werden (Otto und Thomas, 1967). Die eingebauten Widerstände wurden durch Messungen in Eiswasser und kochendem Wasser kalibriert. Beim Einbau der Sensoren

wurde darauf geachtet, daß sie sich nicht in Nähe der Heizleiter befinden.

Der Schwarze Körper arbeitet zufriedenstellend. Der Einbau der Heizleiter war wegen des schlechten Kontaktes zum Kupferkörper problematisch und sollte bei einem Nachbau durch etwa induktive Heizung zu umgehen versucht werden. Die Kontaktierung der Temperatursensoren ist ausreichend gut, könnte aber zur Erhaltung noch kürzerer Zeitkonstanten verbessert werden. Eine weitere Verbesserung der Isolierung kann durch eine Vergoldung der äußeren Kupferrohroberfläche erreicht werden. Die Möglichkeit einer Vakuumisolierung ist technisch aufwendig und nicht erforderlich. Anstelle der Temperaturregelung von Hand durch Stelltransformatoren könnte eine elektronische Temperaturkontrolle eingebaut werden.

A5: Gewichteter Least-Square-Fit

Die in größeren Taschenrechnern fest vorprogrammierten Least-Square-Fits gehen für y=a+bx von fehlerfreien Einzelwerten x_i und von mit σ_i fehlerbehafteten y_i aus, wobei jedoch σ_i = σ für alle i angenommen wird (Melissinos, 1966). Diese Bedingung ist dagegen in vielen Fällen nicht erfüllt, d.h. es gilt i.a. $\sigma_i \neq \sigma_j \neq \sigma$ für alle i, j. Für diesen Fall wurde daher ein Least-Square-Fit berechnet, der folgende Bestwerte ergab:

$$b = \frac{\sum_{i} x_{i} y_{i} \sigma_{i}^{-2} \sum_{i} \sigma_{i}^{-2} - \sum_{i} y_{i} \sigma_{i}^{-2} \sum_{i} x_{i} \sigma_{i}^{-2}}{\sum_{i} x_{i}^{2} \sigma_{i}^{-2} \sum_{i} \sigma_{i}^{-2} - (\sum_{i} x_{i} \sigma_{i}^{-2})^{2}}$$

$$a = \frac{\sum_{i} y_{i} \sigma_{i}^{-2} - b \cdot \sum_{i} x_{i} \sigma_{i}^{-2}}{\sum_{i} \sigma_{i}^{-2}}$$

$$\sigma_{b} = (\frac{\sum_{i} \sigma_{i}^{-2} \sum_{i} x_{i}^{2} \sigma_{i}^{-2} - (\sum_{i} x_{i} \sigma_{i}^{-2})^{2}}{\sum_{i} \sigma_{i}^{-2} \sum_{i} x_{i}^{2} \sigma_{i}^{-2} - (\sum_{i} x_{i} \sigma_{i}^{-2})^{2}})^{1/2}$$

$$\sigma_{a} = (\frac{\sum_{i} x_{i}^{2} \sigma_{i}^{-2}}{\sum_{i} \sigma_{i}^{-2} \sum_{i} x_{i}^{2} \sigma_{i}^{-2} - (\sum_{i} x_{i} \sigma_{i}^{-2})^{2}})^{1/2}$$

Die Summationen über i erstrecken sich über alle n Wertepaare (x_i,y_i) , die für den Fit zur Verfügung stehen, wobei die σ_i die Fehler der Werte y_i bedeuten. Mit σ_i = σ für alle i und demgemüß $\Sigma \sigma_i^{-2}$ = $n\sigma^{-2}$ reduzieren sich die Größen a, b, σ_a und σ_b des Fits auf die Werte, die von den üblichen Fits angegeben werden. σ_a und σ_b sind die Standardabweichungen der Bestwerte a und b.

A6: Tabelle der Eichwerte des Spektrometer/Photometers

1. Absolutempfindlichkeiten

Photometer: $\xi(0_2(^1\Lambda_g)) = 1.56 \pm 0.05 \text{ kR/mV}$ $\xi(0\text{H}(8,5)) = 1.51 \pm 0.05 \text{ kR/mV}$ Spektrometer: $\xi(1.524\mu\text{m}) = 1.04 \pm 0.06 \text{ kR/mV}$

2. Genauigkeit der Wellenlängeneichung des Spektrometers

1.09.1980:
$$\lambda = \overline{\lambda} \pm 0.007 \, \mu \text{m}$$

13.05.1981: $\lambda = \overline{\lambda} \pm 0.018 \, \mu \text{m}$
16.10.1981: $\lambda = \overline{\lambda} \pm 0.006 \, \mu \text{m}$

- 3. Photometerwirkungsgrade
- 3.1 OH-Emissionen

$$W_{OH}(OH(8,5)) = 0,324 \pm 2 \%$$
 für T = 210 K
 $W_{O_2}(OH(8,5)) = 0,094 \pm 3 \%$ für T = 210 K
 $\Delta W_{OH}(OH(8,5)) = 2 \%$ für $\Delta T = 30$ K
 $\Delta W_{O_2}(OH(8,5)) = 19 \%$ für $\Delta T = 30$ K

Filtertemperaturdrift

$$\Delta W_{OH}(OH(8,5)) = 0,47 \%/K$$

 $\Delta W_{O_2}(OH(8,5)) = 1,8 \%/K$

 $\Delta W_{\rm OH}$ ist negativ für zunehmende Temperatur $\Delta W_{\rm O_2}$ ist positiv für zunehmende Temperatur

3.2 O₂-Emissionen

$$W_{0_2}(0_2(^1\Delta_g)) = 0.58 \pm 0.03$$

 $W_{0_2}(M N_2^+) = 0.346 \pm 0.007$

Filtertemperaturdrift

$$\Delta W_{0_2}(0_2(^{1}\Delta_g)) = -0.15 \%/K$$

A7: Daten des Jahres 1981

Datum	Temp.	INT	Σk _P	Wetterbedingungen
800724 800803 800826 800927 801004 801006	188,8 ⁺ 7,7 176,0 [±] 2,2 198,3 2,5 202,7 1,8 208,7 2,8 222,9 6,2			
810516 810520 810602 810610 810613 810623 810702 810708 810709 810711 810715 810728 810729 810731 810805 810807 810807 810813 810814 810829 810831 810902 810903 810905 810907 810908 810909 810909 810910 810922 810923 810922 810923 810923 810923 810923	188,9 5,3 182,3 2,2 179,4 2,2 168,2 2,8 176,0 2,8 173,0 2,7 168,4 3,2 187,3 2,6 191,2 4,3 191,2 4,3 191,2 4,3 191,3 2,2 186,2 3,4 198,4 3,5 186,0 4,3 197,5 186,0 3,4 198,4 3,5 197,7 0,8 198,5 3,4 200,4 3,5 196,8 3,5 196,8 3,5 198,5 3,6 198,5 3,6 198,5 3,6 198,5 3,6 198,6 4,7 198,6 3,6 198,7 3,6 198,7 3,6 198,7 3,6 198,7 3,6 198,8 3,6 198,8 3,6 198,8 3,6 198,8 3,7 198,8	44,25 2,11 84,81 5,53 40,57 2,02 56,56 1,53 37,14 1,43 70,02 3,48 1,46 1,53 70,02 3,48 1,25 1,64 42,98 1,25 1,67 31,25 1,26 1,68 41,26 1,97 31,72 1,67 31,73 1,67 32,27 31,76 1,13 45,78 1,67 31,77 1,58 1,67 45,78 1,67 31,71 2,66 45,78 1,67 31,71 2,66 45,78 1,67 31,71 2,66 31,71 2,66 31,	25+0+	bewölkt bedeckt klar gering bewölkt wechselnd bewölkt bewölkt klar wechselnd bewölkt bewölkt wechselnd bewölkt i.a. klar, geringe Bew. wolkenarm wolkenfrei, Bodendunst wolkenfrei, diesig wolkenarm wolkenarm wolkenarm wolkenarm klar, 2. Nachthälfte bew. klar klar, 2. Hälfte stark bew. wechselnd bewölkt sehr klar klar bis leicht bew. sehr diesig, leicht bew. diesig bis klar wolkenfrei, gering diesig klar wolkenfrei, gering diesig klar wolkenfrei, gering diesig klar wolkenfrei, gering bew. bewölkt bewölkt, Dunst klar gering bis wechs. bew. klar, später bewölkt wechselnd bewölkt klar bis gering bew. klar sehr klar klar sehr klar klar wechselnd bew., Dunst diesig

The first = Littlere nichtliche Oh*-Intensität
Σk
p = Geomagnetischer Index

Fortset	sung	
	211,8±1,4 209,5 2,3 206,6 1,7	klar klar, später gering bew. wechs. bew. bis klar
Diodenm	iessungen	
	210,3 2,0	wechselnd bewölkt wechselnd bewölkt weitgehend klar wechs. bew. bis klar wechselnd bewölkt

9. Literaturverzeichnis

- Armstrong, E.B., The influence of a gravity wave on the airglow hydroxyl rotational temperature at night, J. Atmos. Terr. Phys. 37, 1585 (1975)
- Baker, D., Steed, A., Huppi, R., Baker, K., Twilight transition spectra of atmospheric 02 TR emissions, Geophys. Res. Lett. 2, 6, 235 (1977)
- Baker, D., et al., Stair Jr., A.T., Near infrared spectrum of an aurora, J. Geophys. Res. 82, 10, 1601 (1977)
- Bergmann, Schäfer, Experimentalphysik III (Optik), S. 608, de Gruyter, Berlin, 1978
- Cole, A.E., Kantor, A.J., Air Force Reference Atmosphere, Hanscom AFB, 1978, AFGL-TR-78-0051
- CIRA 1972, Committee on Space Research, Akademie-Verlag, Berlin, 1972
- Dick, K.A., On the rotational temperature of airglow hydroxyl emissions,
 Planet. Space Sci. 25, 595 (1977)
- Evans, W.F., Wood, H.C., Llewellyn, E.J., Transmission of the infrared oxygen emission at 1.27 µm in the atmosphere, Can. J. Phys. 48, 747 (1970)
- Froning, E., Erprobung eines heliumgekühlten Infrarotspektrometers, Diplomarbeit, Wuppertal, 1980, WUB 80-31
- Gadsen, M., Wraight, P.C., Atmospheric transmission of the 1.27 micron band of oxygen, J. Atmos. Terr. Phys. 37, 287 (1975)
- Gattinger, R.L., Vallence-Jones, A., Observation and interpretation of O₂ 1.27 µ emission enhancements in aurora, J. Geophys. Res. 78, 34, 8305 (1973)
- Gouffe, A., Revue Optique 24, 1 (1945)
- Haselden, G.G., Cryogenic Fundamentals, S. 210 Academic Press, London, 1971
- Houghton, J.T., The physics of atmospheres, Cambridge University Press, London, 1977
- Huppi, R.J., Baker, D.J., Intensity variations of atmospheric hydroxyl emissions,
 Air Force Cambridge Research Lab., 1976, ReportNo. AFCRL-TR-76-0032
- Krassovsky, V.I., Shefov, N.N., Yarin, V.I., Atlas of the airglow spectrum 3000 - 12400 Å, Planet. Space Sci. 9, 883 (1962)
- Krassovsky, V.T., Nature of the intensity variations of the terrestial atmosphere emission, Mem. Soc. R. Sci. Liege 18, 58 (1957)
- Krassovsky, V.I., Infrasonic variations of OH-emission in the upper atmosphere, Ann. Geophys. 28, 739 (1972)

- Krassovsky, V.I., Shagaev, M.V., Inhomogeneities and wavelike variations of the rotational temperature of the atmospheric hydroxyl, Planet. Space Sci. 22, 1334 (1974a)
- Krassovsky, V.I., Shagaev, M.V., Optical method of recording acoustic or gravity waves in the upper atmosphere, J. Atmos. Terr. Phys. 36, 373 (1974b)
- Krassovsky, V.I., et al., On the equilibrium nature of the rotational temperature of hydroxyl airglow, Planet. Space Sci. 25, 596 (1977)
- Kvifte, G.J., Hydroxyl Rotational Temperatures and Intensities in the Nightglow,
 Planet. Space Sci. 15, 1515 (1967)
- Lange, G., Dissertation, Wuppertal, in Vorbereitung, 1982
- Lange, G., Gerndt, R., Trinks, H., Offermann, D., A ground based near infrared spectrometer/photometer for nightglow emissions of OH and O2, in: Offermann, D., Thrane, E., (eds.), Project Energy Budget Campaign 1980, Experimental Summary, Bundesminister für Forschung und Technologie, FB-W-81-052, 1981
- Laser-Optronik, Firmenkatalog 1981/82, S. 119
- Llewellyn, E.J., Long, B.H., Solheim, B.H., The quenching of OH in the atmosphere, Planet. Space Sci. 26, 525 (1978)
- Marten, A.B., Baluteau, Bussoletti, E., High resolution infrared spectra of the earth's atmosphere I, Infrared Phys. 17, 197 (1977)
- McClatchey, R.A., Benedict, W.S., Clough, S.A., Burch, D.E., Calfee, R.F., Fox, K., Rothman, Garing, J.S., AFCRL Atmospheric Absorption Line Parameters Compilation, AFCRL-TR-73-0096 (1973), Ed. of October 1978
- Meinel, A.B., OH emission bands in the spectrum of the night sky I + II,
 Astrophys. J. 111, 555 (1950) + 112, 120 (1950).
- Melissinos, A.C., Experiments in modern physics, Academic Press, New York, 1966, S. 462 f
- Meriwether, J.W., High latitude airglow observations of correlated short-time fluctuations in the hydroxyl Meinel 8-3 Band intensity and rotational temperatures, Planet. Space Sci. 23, 1211 (1975)
- Mies, F.H., Calculated vibrational transition probabilities of $OH(X^2 \parallel)$, J. Mol. Spec. 53, 150 (1974)
- Noxon, J.F., Effect of internal gravity waves upon night airglow temperatures, Geophys. Res. Lett. 5, 1, 25 (1978)
- Offermann, D., Friedrich, V., Ross, P., v. Zahn, U., Neutral gas composition measurements between 80 and 120 km, Planet. Space Sci. 29, 7, 747 (1981)

- Oriel, Firmenkatalog 1979, S. D14
 Im Tiefen See 58, D6100 Darmstadt
- Otto, J., Thomas, W., Temperaturmessung mit Berührungsthermometern,
 in: Landolt-Börnstein, Zahlenwerte und Funktionen,
 IV. Band Technik, 4. Teil, Bandteil a,
 Springer Verlag, Berlin, 1967, S. 14 21
- van Rhijn, On the brightness of the sky at night and the total amount of starlight,
 Publ. Astron. Lab. Groningen 31, 1921
- Shefov, N.N., Hydroxyl emissions of the upper atmosphere I, Planet. Space Sci. 17, 797 (1969)
- Sivjee, G.G., Dick, K.A., Feldman, P.D., Temporal variations in night-time hydroxyl rotational temperature, Planet. Space Sci. 20, 261 (1972)
- Steed, A.J., Baker, D.J., Night sky spectral emission measurements using a field widened interferometer-spectrometer,
 Appl. Opt. 18, 20, 3386 (1979)
- Steward, IR-Spectroskopy
 Marcel Dekker, Inc., New York, 1970, S. 156 f
- Suzuki, K., Tohmatsu, T., An interpretation of the rotational temperature of the airglow hydroxyl emissions, Planet. Space Sci. 24, 665 (1976)
- Takeuchi, I., Misawa, K., Successive approximation for determing the hydroxyl rotational temperature, Appl. Opt. 18, 22, 3805 (1979)
- Vallence-Jones, A., Aurora,
 D. Reidel Publ. Comp., Dordrecht, Holland, 1974
- Wyatt, C.L., Radiometric calibration, Academic Press, New York, 1978, S. 26