

MESSUNG DER INFRAROTEMISSION VON OH* UND O₂(¹_G)
IN DER MESOSPHERE

(EXTERNER BERICHT)

GÜNTER LANGE

Abstract

LANGE, GÜNTER

Measurement of the Infrared Emission of OH* and O₂(¹Δ_g)
in the Mesosphere

A combination of a grating spectrometer and a spatial scanning photometer was employed to measure the near infrared atmospheric emissions of the oxygen band at 1.27 μm and the vibrational rotational bands of OH* which are formed at the mesopause. Neutral gas temperatures within this height regime can be derived from the intensity ratio of selected rotational lines. The measurements were performed during the Energy Budget Campaign in 1980 in Kiruna/Sweden. A strong correlation was found between the emission of OH* and O₂(¹Δ_g) on a long term base, giving further support to the proposed production mechanism of O₂(¹Δ_g) by OH*. In addition, the mean night time intensities of OH* and O₂(¹Δ_g) show a correlation with the mean night time temperatures. This effect might be explained by the heat of formation of O₂ and O₃ through atomic oxygen recombination. There is some indication that a coupling exists between the mesopause temperature and the magnetic activity, yielding a change in temperature of approximately 8 K/Kp. The role of various heating and cooling mechanisms at the mesopause is discussed, including the near infrared radiation.

INHALTSVERZEICHNIS

1. EINLEITUNG	SEITE	1
2. BESCHREIBUNG DES EXPERIMENTES		5
3. DAS OH-MOLEKÜL UND DIE BESTIMMUNG DER ROTATIONSTEMPERATUR		13
4. EXPERIMENTELLE ERGEBNISSE		
OH TEMPERATUREN		27
INTENSITÄTEN VON OH* UND O ₂ (¹ Δ _g)		36
5. ENERGIEBILANZ IM BEREICH DER MESOPAUSE		44
6. ZUSAMMENFASSUNG		49
ANHANG		51
LITERATURVERZEICHNIS		68

Einleitung

Die Emissionen der Rotations- Schwingungsbanden des in der mittleren Atmosphäre (80 - 100 km) erzeugten OH*-Molekülradikals und des metastabilen $O_2(^1\Delta_g)$ -Zustandes lassen sich durch die sogenannten atmosphärischen Fenster im nahen infraroten Wellenlängenbereich beobachten. Vom Boden aus können die Emissionen nur während der Nacht nachgewiesen werden, da während des Tages der Anteil des in der Troposphäre und Stratosphäre gestreuten Sonnenlichts wesentlich intensiver ist als das zu messende Signal. Messungen von Höhenprofilen der Strahlungsdichte von $O_2(^1\Delta_g)$ bei 1,27 μm und von OH* im Bereich um 1,7 μm mittels Raketen zeigen, daß die emittierenden Schichten während der Nacht vertikal relativ geringe Ausdehnung besitzen. Wie aus Abb.1 zu ersehen ist, beträgt die Breite der OH*-Schicht 8 - 10 km mit dem Maximum bei ca. 87 km. Die $O_2(^1\Delta_g)$ -Emissionen entstammen einer etwas ausgedehnteren Zone bei ca. 87 - 90 km mit 15 km Breite. Diese Höhenschichten liegen im Bereich der Mesopause bzw. unteren Thermosphäre. Mittlere Konzentrationen sind $1 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ für $O_2(^1\Delta_g)$ und, je nach Vibrationszustand, $5 \times 10^2 - 5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ für OH*. Langzeitbeobachtungen zeigen jedoch, daß die Intensitäten der Emissionen und somit auch die Dichten starken Schwankungen unterliegen. Seit der Entdeckung und Identifizierung der OH* Rotations- Schwingungsbanden in der Atmosphäre (Meinel, 1950) werden die gemessenen Spektren zur Bestimmung der Temperatur im Höhenbereich der emittierenden Schicht benutzt (Baker, 1978; Shemansky and Vallance Jones, 1961; Shefov, 1969, 1971). Dabei wird ausgenutzt, daß das Intensitätsverhältnis verschiedener Linien bzw. Liniengruppen zueinander von der Temperatur der emittierenden Moleküle abhängt. Auf Grund des eng begrenzten Höhenbereichs ermöglichen Messungen von Temperatur und Intensität Schlüsse auf Struktur und Dynamik der Atmosphäre in diesem Bereich.

Die O-H-Chemie der Atmosphäre ist komplex. Die wichtigsten Reaktionen sind in Tab.1 wiedergegeben. Während des Tages wird $O_2(^1\Delta_g)$ durch die Photolyse von O_3 gebildet (Reaktion 7). Das Dichtemaximum mit ca. $5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ liegt bei ca. 40 km Höhe. Ein sekundäres Maximum tritt in ungefähr 87 km Höhe auf (Vallance Jones, 1973). Der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von $O_2(^1\Delta_g)$ durch die solare Strahlung bei Wellenlängen unterhalb 310 nm ist so hoch, daß die Säulenemissionsrate des $O_2(^1\Delta_g)$ während des Tages etwa

TABELLE 1

1. $O + O + M \rightarrow O_2 + M$	$k_1 = 9,4 \times 10^{-34} \exp(438/T)$	Campbell and Gray, 1973
$\rightarrow O_2(^1\Delta_g) + M$	$k = \xi k_1 (\xi = 0,25)$	Gattinger, 1971
2. $O + OH^* \rightarrow O_2(^1\Delta_g) + H$	$k_2 = 4,4 - 15 \times 10^{-11}$	Llewellyn and Solheim, 1978
3. $O_3 + H \rightarrow OH^* + O_2$	$k_3 = 1,5 \times 10^{-12} \sqrt{T}$	Nicolet, 1971
	$z_9 = 0,38; z_8 = 0,31; z_7 = 0,15$	Baker, 1978
4. $HO_2 + O \rightarrow OH^* + O_2$	k_4	
5. $OH^*(v) + M \rightarrow OH^*(v') + M$	k_5	Llewellyn et al., 1978
6. $OH^*(v) \rightarrow OH^*(v') + hv$	$\Lambda_{vv'}$	Mies, 1974
7. $O_3 + hv \rightarrow O_2(^1\Delta_g) + O(^1D)$		
8. $O_2(^1\Delta_g) \rightarrow O_2 + hv$	$\Lambda = 3,9 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$	Badger, 1965
9. $O + O_2 + M \rightarrow O_3 + M$	$k_9 = 1,05 \times 10^{-34} \exp(520/T)$	Davies, 1972

(siehe auch: Moreels et al., 1977; Keneshea et al., 1979)

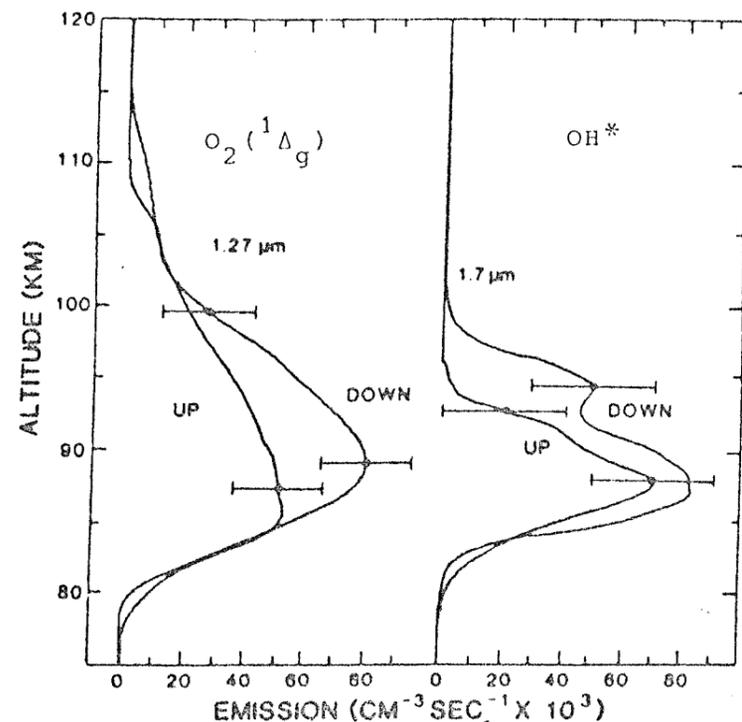


Abb. 1. Höhenprofil der Volumenemissionsrate von $O_2(^1\Delta_g)$ und OH^* (Thomas and Young, 1981)

30 MR beträgt. Nachdem die Sonne so tief unter den Horizont gesunken ist, daß die solare Strahlung nicht mehr die Stratosphäre und Mesosphäre erreicht, wird kein O_3 mehr dissoziiert, und die Intensität der $^1\Delta_g - X^3\Sigma_g$ -Übergänge des O_2 bei $1,27 \mu\text{m}$ und $1,58 \mu\text{m}$ nimmt ab. Da die Deaktivierungsrate durch Stöße mit den umgebenden Gasmolekülen oberhalb von 75 km kleiner ist als die Deaktivierung der Zustände durch Strahlung, ist die Abklingzeit der Intensität nahezu identisch mit der Lebensdauer des Ausgangszustandes von $3,9 \times 10^3 \text{ s}$ (Badger et al., 1965). Im Laufe der Nacht stellt sich ein Wert von 50 - 150 kR für die Intensität des $1,27 \mu\text{m}$ -Überganges ein. Dies ist mit reinem Abklingverhalten nicht vereinbar. Zur Aufrechterhaltung dieses Strahlungsflusses ist daher ein zusätzlicher Produktionsmechanismus erforderlich, der auch während der Nacht erhalten bleibt und in ca. 90 km Höhe ausreichend viel $O_2(^1\Delta_g)$ erzeugt. Als mögliche Erzeugungsprozesse werden zur Zeit die Reaktionen 1 und 2 (Tab. 1) angenommen. Zusätzlich zu diesen chemischen Prozessen werden Erhöhungen des Strahlungsflusses um bis zu 300% im Zusammenhang mit Nordlichtaktivität beobachtet (Gattinger and Vallance Jones, 1973; Noxon, 1970). Die Anregung erfolgt dabei wahrscheinlich durch Stöße der O_2 -Moleküle mit Sekundärelektronen niedriger Energie (4 - 7 eV); aber auch andere Mechanismen sind denkbar (Baker et al., 1978), deren Effektivität ist bislang jedoch noch nicht gesichert.

Für die Produktion von angeregten OH^* -Molekülradikalen im elektronischen Grundzustand ist die Reaktion 3 sowohl während des Tages als auch in der Nacht der bei weitem wichtigste Mechanismus. Bevorzugt werden die Vibrationsniveaus $v = 7, 8$ und 9 (zu $<15\%$, $\geq 31\%$ und $\geq 38\%$) besetzt (Baker, 1978). Ferner ist vermutlich die Reaktion 4 von Bedeutung, allerdings nur -wenn überhaupt- in Höhen unterhalb 80 km. Die Ratenkoeffizienten in Tab. 1 sind zum Teil unsicher, insbesondere liegen keine gesicherten Werte für die Koeffizienten k_2 und k_5 vor. Sie sind für die Verteilung der Besetzungszahlen der Vibrationsniveaus jedoch von maßgebender Bedeutung. Neben den Übergangswahrscheinlichkeiten für die Strahlung bestimmen sie die Verluste von OH_v^* durch Stoßdeaktivierung in niedrigere Schwingungsniveaus (k_5) und chemische Reaktionen (k_2). Zudem ist noch nicht geklärt, ob die Stoßdeaktivierung (Reaktion 5) in das nächstniedrigere Niveau erfolgt ($\Delta v = 1$), oder ob ein Übergang direkt in den Grundzustand stattfindet (Moreels et al., 1977; Llewellyn et al., 1978).

Im Gleichgewichtszustand gilt:

$$n(\text{OH}_v^*) = \frac{k_3 n(\text{O}_3) n(\text{H}) + k_4 n(\text{O}) n(\text{HO}_2) + \sum_{v'=v+1}^{\infty} n(\text{OH}_{v'}^*) A_{v'v}}{k_5 n(\text{M}) + k_2 n(\text{O}) + \sum_{v'=v-1}^{\infty} n(\text{OH}_{v'}^*) A_{vv'}}$$

Aus dieser Gleichung sowie Tab. 1 ist zu entnehmen, daß die Konzentration des atomaren Sauerstoffs im Bereich zwischen 80 km und 90 km eine Schlüsselposition für die Produktion beider Spurengase einnimmt.

Die in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Messungen wurden überwiegend im Rahmen der Energiebilanzkampagne 1980 durchgeführt (Offermann und Thrane, 1981). Das Ziel dieses Programms war die Untersuchung der Bedeutung unterschiedlicher Erwärmungs- und Kühlmechanismen in der Mesosphäre und Thermosphäre. Die thermische Bilanz der Atmosphäre in diesen Schichten ist bislang noch nicht eindeutig geklärt. Es existiert in den Modellen zur Beschreibung der Energiebilanz eine Diskrepanz zwischen der Gesamterwärmungsrate und der Summe aller Kühlraten. Die Gesamterwärmung ist dabei um bis zu eine Größenordnung höher als die Kühlung. Da die Atmosphäre sich aber im thermischen Gleichgewicht befindet, ist bei den Modellbetrachtungen entweder ein wichtiger Kühlmechanismus unberücksichtigt geblieben, oder einige Erwärmungsraten sind zu hoch angenommen worden. In der erwähnten Kampagne wurde versucht, die Energieumsetzungsmechanismen in polaren Breiten mit Hilfe von Höhenforschungsraketen, Ballons und bodengebundenen Instrumenten zu studieren. In nördlichen Breiten während der Polarnacht im Winter kann als hauptsächlicher Energieinjektionsprozeß die Joule'sche Erwärmung durch den polaren Elektrojet und die Abbremsung energiereicher Partikel, die entlang der Erdmagnetfeldlinien einfallen, angenommen werden.

Da die Infrarotemission von OH* und O₂(¹Δ_g) zur Kühlung im Bereich der Mesopause beiträgt, war ein Ziel der hier beschriebenen Messungen die Überwachung der Intensitäten dieser Emissionen. Weiterhin sollte das Verfahren zur Temperaturmessung vom Boden aus dazu verwendet werden, eine quasikontinuierliche Registrierung der Temperatur vorzunehmen und somit die Zeitintervalle zwischen einzelnen Raketenmessungen der Temperaturhöhenverteilung zu überbrücken.

2. Beschreibung des Experimentes

Für die Messung des Nachtleuchtens im nahen infraroten Wellenlängenbereich wird eine Kombination von Gitterspektrometer und 2-Kanal-Filterphotometer eingesetzt. Beide Instrumente sind auf einer gemeinsamen Plattform montiert, wobei ihre optischen Achsen parallel ausgerichtet sind (Abb. 3, Details siehe unten). Die Abbildung 2 zeigt die Intensität von in der Atmosphäre während der Nacht nachweisbaren Strahlungsflüssen. Eingezeichnet sind sowohl die 1,27 μm-Bande des O₂(¹Δ_g) als auch die Intensitäten der in dem Nachweisbereich des Spektrometers liegenden (Δv = 2)-Banden des OH*. Zum Vergleich ist ebenfalls der Strahlungsfluß eines Schwarzen Körpers mit einer Temperatur von 300 K eingezeichnet. Da die nachzuweisenden Strahlungsflüsse bis zu einer Wellenlänge von 1,8 μm größer sind als die des 300 K-Hintergrundes, ist

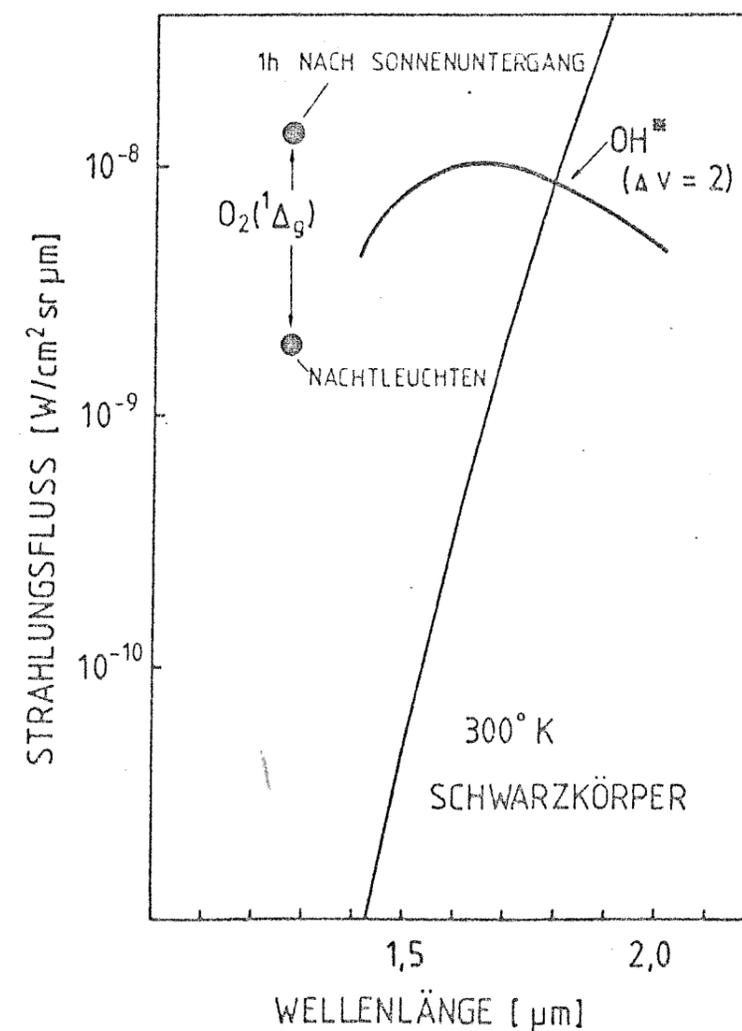


Abb. 2. Emissionen des Nachtleuchtens im Vergleich zur Strahlung eines Schwarzen Körpers bei 300 K

eine Kühlung der optischen Komponenten nicht erforderlich. Im folgenden werden beide Geräte einzeln beschrieben.

Photometer

Das Photometer mißt die Intensität in zwei ausgewählten Filtertransmissionsbereichen. Die aus der Atmosphäre kommende Strahlung wird durch einen beweglichen Planspiegel in das Gesichtsfeld der Optik gelenkt (s. Abb.3). Dieser Spiegel ist um zwei Achsen schwenkbar, wobei eine Achse mit der optischen Achse des Photometers identisch ist. Die Mechanik läßt bei dieser Achse eine Drehung um 180° zu. Die zweite Achse liegt in der Ebene des Planspiegels und ist senkrecht zur Photometerachse. Begrenzt durch die Dimensionen des Spiegels und des Instrumentengehäuses ist hier eine Verkippung des Spiegels um $\pm 22,5^\circ$ möglich. Dies entspricht einer Neigung des Sehstrahls um $\pm 45^\circ$. Wird der gesamte Winkelbereich ausgenutzt, kann die räumliche Verteilung der Intensität bis zu einer Entfernung von maximal 1000 km vom Standort des Gerätes gemessen werden. Normalerweise ist der Arbeitsbereich auf ein Rechteck von ca. 200 km x 200 km, projiziert auf eine Ebene in 85 km Höhe, begrenzt. Der Öffnungswinkel des Instrumentes definiert die räumliche Auflösung zu einem Kreis von 8 - 12 km Durchmesser in 85 km Höhe. Auf Grund der Geometrie hängt das räumliche Auflösungsvermögen von dem Blickwinkel bezogen auf die Zenitrichtung ab. Um die Oberfläche des Planspiegels vor Staub und Feuchtigkeit zu schützen, ist eine zylinderförmige Glaskuppel aus Duran 50 über den Spiegel geschoben.

Die Photometeroptik besteht aus den folgenden Komponenten: Streulicht-Blendensystem, Objektivlinse L1, Feldblende F, Filterscheibe, Lichtzerhacker, Kondensorlinse L2 und Detektor (Abb. 3). Durch die Feldblende wird das Gesichtsfeld des Photometers begrenzt. Unmittelbar vor der Blende befindet sich das Filterrad mit zwei Aussparungen für Interferenzfilter sowie der Lichtzerhacker, der für den phasenempfindlichen Nachweis des Detektorsignals benötigt wird. Die asphärische Kondensorlinse L2, welche direkt hinter der Bildebene der Linse L1 angeordnet ist, bildet die als Aperturblende wirkende Objektivlinse L1 auf den Detektor ab. Hierdurch wird nicht ein Bild der Intensitätsverteilung im Gesichtsfeld des Photometers auf der Detektorfläche erzeugt,

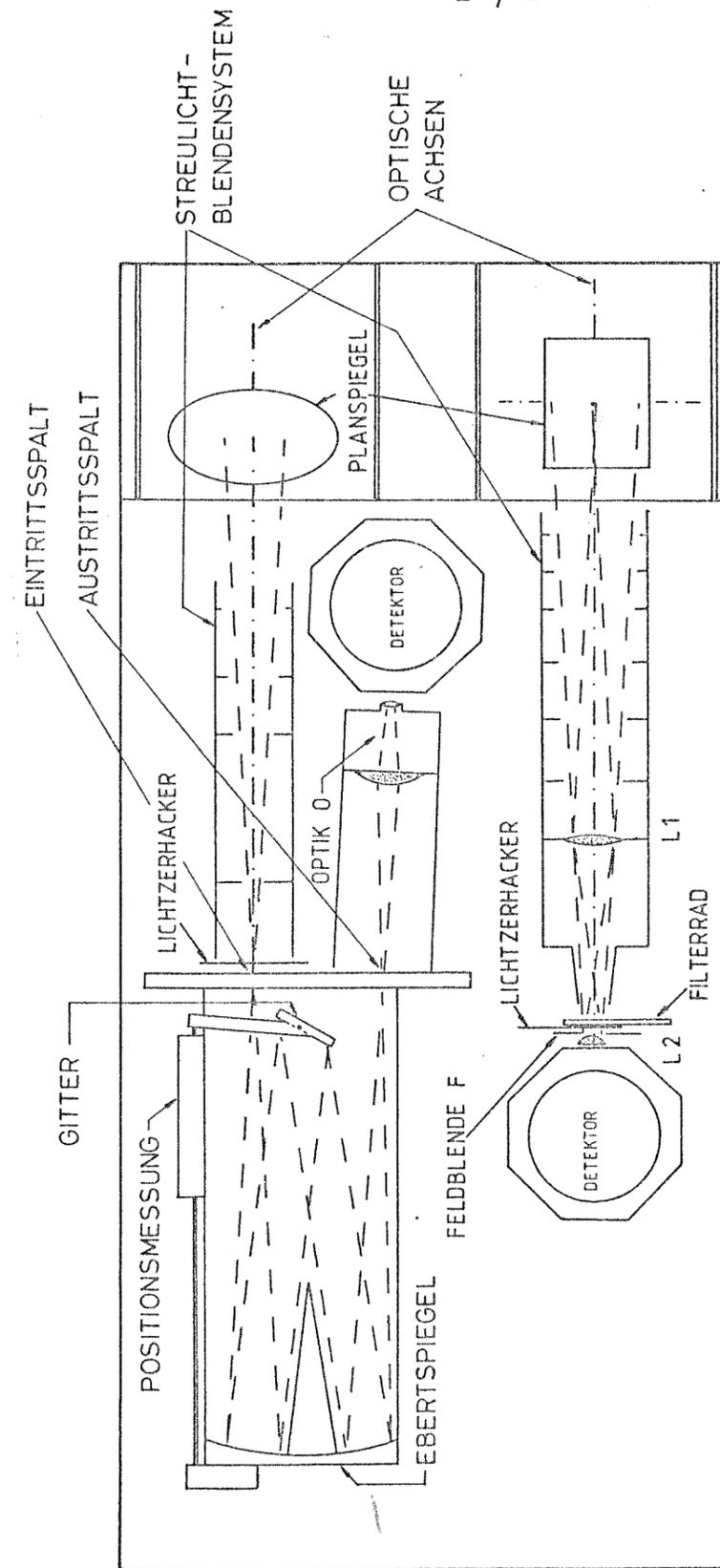


Abb. 3. : Aufsicht des Spektrometer-Photometersystems

sondern die gesamte innerhalb des Gesichtsfeldes einfallende Strahlung wird annähernd homogen auf die Detektoroberfläche verteilt. Diese Art der Abbildung verhindert, daß durch eine inhomogene Empfindlichkeitsverteilung entlang der Detektoroberfläche Verfälschungen des Meßsignals beim Abtasten des Himmels auftreten. Die eingebauten Linsen sind aus Kron- bzw. Quarzglas hergestellt. Der Transmissionsbereich dieses Materials erstreckt sich bis über 2 µm. Aus der Geometrie des gesamten Aufbaus ergeben sich das Blickfeld und die Etendue des Systems (Tab. 2, Seite 12). Die Transmissionsbereiche der eingesetzten Filter sind so gewählt, daß mit einem Filter die Emissionen des O₂(¹Δ_g) bei 1,27 µm gemessen werden, mit dem anderen Filter dagegen die Rotations-Schwingungsbanden des OH*(8,5)-Überganges bei 1,315 µm. Es wurden eine Absoluteichung mit einem schwarzen Körper durchgeführt und die Filtertransmissionen gemessen. Hieraus läßt sich der Strahlungsfluß in beiden Banden bestimmen (Gerndt, 1982).

Spektrometer

Die aus der Atmosphäre kommende Strahlung wird wie beim Photometer durch einen Planspiegel in das Gesichtsfeld des Spektrometers gelenkt (Abb.3). Der um 45° gegenüber der optischen Achse geneigte Spiegel ist nur um die optische Achse des Spektrometers drehbar. Durch das Streulicht-Blendensystem gelangt die einfallende Strahlung, nachdem sie den Lichtzerhacker passiert hat, in den Eintrittsspalt des nachfolgenden Spektrometers. Dieses Instrument ist ein Ebert-Fastie Spektrometer mit 0,5 m Brennweite. Es ist ein Prototypgerät für Messungen der IR-Emissionen atmosphärischer Spurengase vom "Spaceshuttle" aus. Im Anhang ist eine genauere Beschreibung dieses Instrumentes zu finden. Durch den Einbau eines anderen Gitters und breiter Spalte ist das Spektrometer an die hier beschriebenen Messungen angepaßt worden. Dabei wurde das Auflösungsvermögen so gewählt, daß die Spindublettlinien des P-Zweiges der OH*(3,1)-Bande aufgelöst werden können, ohne sich gegenseitig zu stören. Hierzu reicht ein Auflösungsvermögen von λ/Δλ = 450 aus. Um den Spektralbereich zwischen 1,05 µm und der Nachweisgrenze des Detektors (1,65 µm) in einer Ordnung messen zu können, sind die Gitterparameter so gewählt, daß dieser Wellenlängenbereich durch die erste Ordnung des Gitters überdeckt wird. Die Gitterkonstante

beträgt 1,2 µm und der Blazewinkel 30°. Da die Gitterkonstante im Bereich der Wellenlänge der nachzuweisenden Strahlung liegt, treten Polarisierungseffekte auf. Das Gitter polarisiert die einfallende Strahlung zu 80%, wie Messungen mit einem Polarisator ergeben.

Mit Hilfe der Optik O wird die aus dem Austrittsspalt des Spektrometers kommende Strahlung auf den in einem Kryostaten montierten Detektor fokussiert. Die Bewegung des Gitters erfolgt durch einen Sinusstangenantrieb, wobei die Position des Gitters unmittelbar am Gitterarm gemessen wird. Die Daten des Spektrometers sind in Tab. 2 zusammengefaßt.

Abbildung 4 zeigt ein Spektrum des Nachtleuchtens, welches in der Zeit kurz nach Sonnenuntergang aufgezeichnet wurde. Die OH* Meinelbanden (5,3), (4,2), (3,1), (8,5) und (7,4) können identifiziert werden und sind entsprechend bezeichnet. Die (2,0)-Bande ist durch eine Wasserdampfabsorption zwischen ca. 1,35 µm und 1,5 µm stark unterdrückt. Ebenfalls zu erkennen ist die 1,27 µm-Bande des O₂(¹Δ_g - X³Σ_g)-Überganges, jedoch überlagern sich der R-Zweig der OH*(8,5)-Bande und der P-Zweig der 1,27 µm-Bande. Aus den mit Pfeilen gekennzeichneten Rotationslinien P₁(2), P₁(3) und P₁(4) der OH*(3,1)-Bande kann, wie später beschrieben wird, die Rotationstemperatur berechnet werden.

Ebenfalls aus den genannten drei Linien läßt sich der Strahlungsfluß in der gesamten (3,1)-Bande ermitteln, wenn die Rotationstemperatur bekannt ist. Das Verhältnis der Summe der Intensitäten der drei Linien zur gesamten Bande kann aus den Übergangswahrscheinlichkeiten berechnet werden. Es ist, wie Abb. 5 zeigt, von der Rotationstemperatur abhängig. Unter der Voraussetzung, daß das Verhältnis der Intensität einer OH*-Bande zur Intensität des gesamten Systems von Rotations-Schwingungsbanden konstant ist, besteht die Möglichkeit, durch die Messung der drei P-Linien den totalen Strahlungsfluß im OH*-Bandensystem zu ermitteln. Das Verhältnis der Intensität der (3,1)-Bande zur Systemintensität hängt von den angenommenen Ratenkoeffizienten (Tab. 1) ab. Neuere Rechnungen, die durch Messungen weitgehend bestätigt werden, ergeben einen Wert von:

$$\frac{OH^*(3,1)}{\Sigma OH^*} = 0,06$$

(Llewellyn et al., 1978)

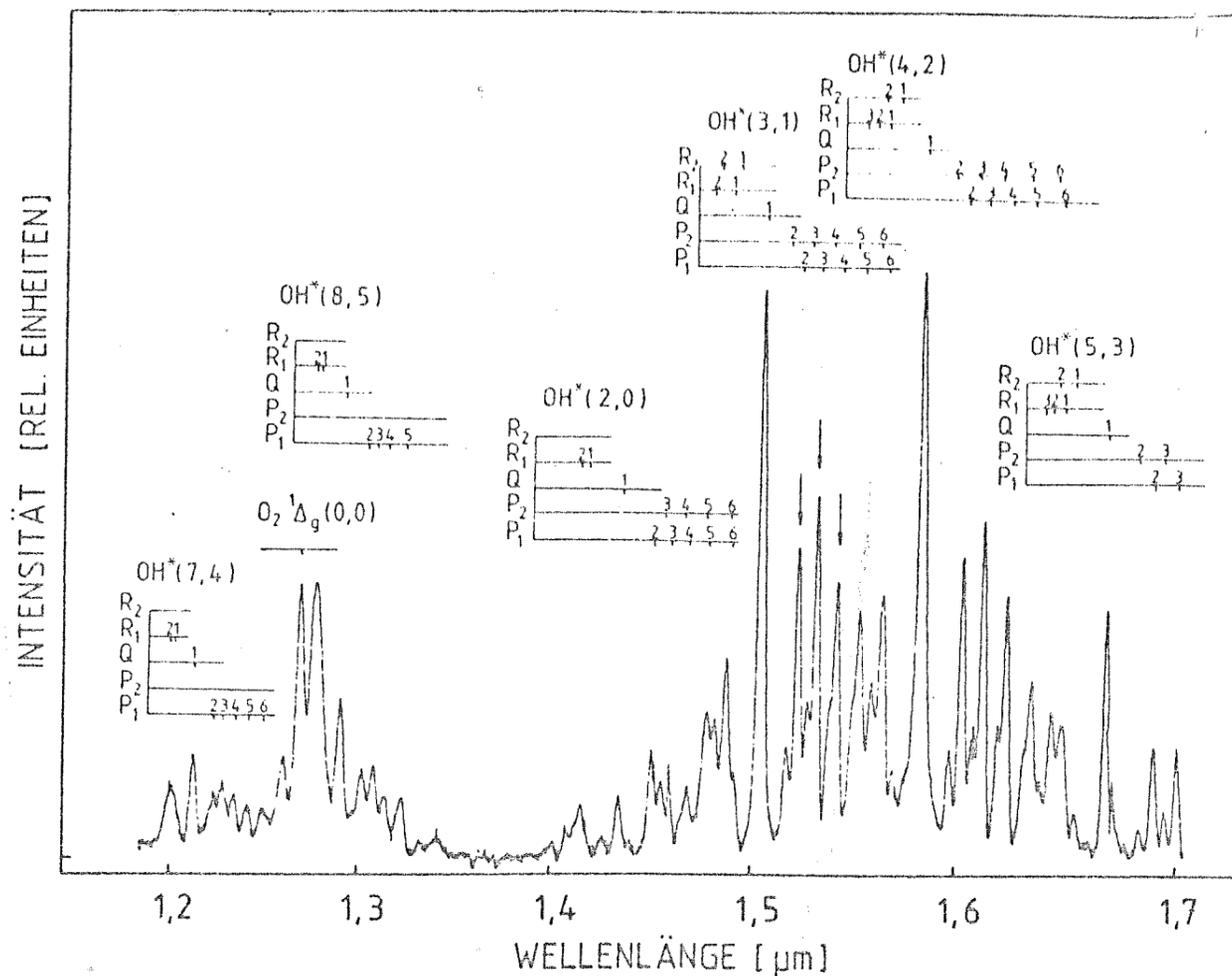


Abb. 4. Spektrum des Nachleuchtens im nahen infraroten Wellenlängenbereich, aufgenommen mit dem Spektrometer und einer mit flüssigem Stickstoff gekühlten Germanium Photodiode

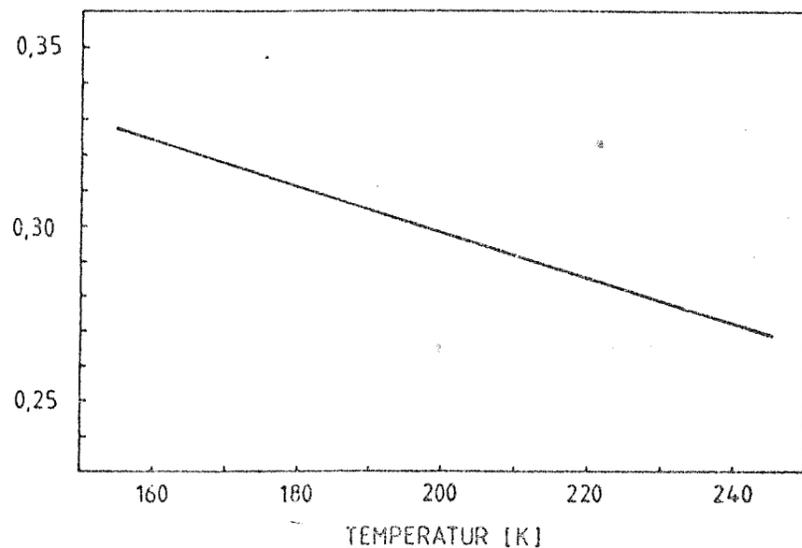


Abb. 5. Verhältnis der Summe der Linien P₁(2), P₁(3) und P₁(4) zur Intensität der gesamten OH*(3,1)-Bande in Abhängigkeit von der Rotationstemperatur

Detektoren

Als Detektor für Infrarotlicht im betrachteten Wellenlängenbereich wird hochreines Germanium verwendet, welches bei der Temperatur von flüssigem Helium (4,2 K) als Photoleiter in Eigenleitung betrieben wird. Die für diese Messungen eingesetzten Detektoren sind im Eigenbau hergestellt worden. Für das Photometer kamen Kristalle mit einer aktiven Fläche von 5x5 mm² zum Einsatz. Im Spektrometer wurden Detektoren mit einer Fläche von 2x10 mm² entsprechend der Spaltgeometrie eingebaut. Bei der Betriebstemperatur von 4,2° K wird der Absorptionskoeffizient von Germanium für Strahlung mit einer Wellenlänge größer als 1,65 μm so klein, daß der Detektor von dieser Wellenlänge ab theoretisch nicht mehr empfindlich sein sollte. Restliche Verunreinigungen im Kristall erzeugen jedoch "flache" Störstellen, über deren Anregung durch den langwelligen Anteil der 300° K Hintergrundstrahlung erhöhtes Eigenrauschen im Detektor produziert wird. Ein gekühltes Glasfilter mit einer Abschneidewellenlänge von 2,7 μm, unmittelbar vor dem Detektor angebracht, reduziert diesen unerwünschten Photonenhintergrund.

Zusammen mit dem Detektor sind der Rückkopplungswiderstand des Vorverstärkers und ein als Impedanzwandler dienender FET auf der Kaltfläche des Detektorkryostaten angebracht. Die Signalverarbeitung erfolgt mit einem Vorverstärker, nachgeschaltetem Bandpassfilter und einem Lock-in Verstärker. Die NEP (Noise Equivalent Power) der hier verwendeten Detektoren liegt im Bereich um $5 \times 10^{-15} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$.

Die Tests der Detektoren ergaben einige unerwartete Eigenschaften, die im folgenden kurz beschrieben werden sollen.

- Die Strom- Spannungcharakteristik verläuft nicht linear, wie es bei einem Photoleiter zu erwarten ist, sondern weist ein diodenähnliches Verhalten auf.
- Die Lichtempfindlichkeit der Detektoroberfläche von einer kontaktierten Seite zur anderen ist nicht konstant. Sie besitzt ein Maximum an einer der beiden Kontaktstellen und fällt mit zunehmender Entfernung ab. Eine Erhöhung der Detektorvorspannung bewirkt eine Verbreiterung des Empfindlichkeitsmaximums an der Kontaktseite. Dieses Verhalten unterstützt den Befund einer Diodencharakteristik, da Dioden eine Empfindlichkeit aufweisen, die nur in der Sperrschicht vorhanden ist. Die Erhöhung der Vorspannung verbreitert die Sperrschicht und damit auch den empfindlichen Bereich.

- Die Phasenlage des Detektorsignals bezüglich des modulierte einfallenden Lichtes ändert sich ebenfalls entlang der Detektoroberfläche.
- Das Umpolen der Detektorspannung bewirkt, daß sich das Maximum der Empfindlichkeit auf die gegenüberliegende Kontaktseite verlagert.
- Das Eigenrauschen der Detektoren ist zeitlich nicht konstant.

Wegen dieser unerwünschten und bislang noch nicht geklärten Eigenschaften dieser Detektoren wurde bei späteren Messungen eine gekaufte, mit flüssigem Stickstoff gekühlte Germaniumphotodiode eingesetzt, die eine NEP von $1 \times 10^{-15} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ aufweist.

TABELLE 2

Optische Daten: Photometer

Wellenlänge: 1,27 μm , Bandbreite: $\Delta\lambda=0,0125 \mu\text{m}$
 1,31 μm , Bandbreite: $\Delta\lambda=0,019 \mu\text{m}$
 Gesichtsfeld: $5,2^\circ$
 Etendue: $0,09 \text{ cm}^2 \text{ sr}$
 Integration (τ): 1,25 sec
 NESR₊: 300 R

Spektrometer

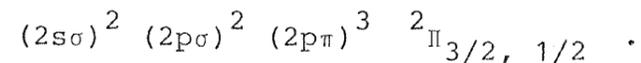
Wellenlänge: 1,05 μm - 1,65 μm
 Gesichtsfeld: $7,5^\circ$
 Etendue: $7 \times 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ sr}$
 Integration (τ): 4 - 12 sec
 NESR₊: 1 kR

† (NESR = Noise Equivalent Spectral Radiance)

3. Das OH-Molekül und die Bestimmung der Rotationstemperatur

Energiezustände des OH-Moleküls

Das OH-Molekül ist ein zweiatomiges unsymmetrisches Molekül mit der Elektronenkonfiguration im Grundzustand:



Seine Dissoziationsenergie beträgt 4,395 eV. Der Gesamtdrehimpuls \vec{J} eines Moleküls setzt sich zusammen aus dem Gesamtdrehimpuls \vec{L} der Elektronen, dem Gesamtspin \vec{S} und dem Rotationsdrehimpuls \vec{N} um die Kernverbindungsachse. Je nach Kopplung untereinander addieren sich die Vektoren unterschiedlich zum Gesamtdrehimpulsvektor \vec{J} . Die Kopplung im Fall des $\text{OH}({}^2\Pi)$ -Moleküls ist ein Zustand zwischen den Hund'schen Kopplungsfällen A und B. Bei niedrigen Rotationszuständen entspricht die Kopplung im OH-Molekül mehr dem Fall A, während sich mit zunehmender Rotationsenergie die Kopplung immer mehr dem Fall B nähert. Die Wechselwirkung zwischen Spin \vec{S} und \vec{N} wird mit höheren Rotationsquantenzahlen kleiner, so daß sich die Aufspaltung der Spindubletts verringert. Die Energien der Rotationsniveaus in diesem intermediären Kopplungsfall sind von Hill and van Vleck (1928) berechnet worden. Auf den ${}^2\Pi$ -Zustand angewandt, ergeben sich folgende Ausdrücke für die Energien:

$$F_1(J) = B_v \left((J+1/2)^2 - 1 - 1/2 \sqrt{4(J+1/2)^2 + Y(Y-4)} \right) - D_v J^4$$

$$F_2(J) = B_v \left((J+1/2)^2 - 1 + 1/2 \sqrt{4(J+1/2)^2 + Y(Y-4)} \right) - D_v (J+1)^4$$

$F_1(J)$ und $F_2(J)$ entsprechen den Energien der Spindublettzustände ${}^2\Pi_{3/2}$ und ${}^2\Pi_{1/2}$. B_v ist die Rotationskonstante für den v-ten Vibrationszustand. Sie ist gegeben durch:

$$B_v = B_e - \alpha_e (v + 1/2) + \dots \quad \text{mit } B_e = h/8\pi^2 c \mu r_e^2$$

(c = Lichtgeschwindigkeit, r_e = Gleichgewichtsabstand der Kerne, μ = reduzierte Masse, α_e = Einfluß der Rotation auf r_e). Den Einfluß der Zentrifugalkraft auf das Trägheitsmoment des Moleküls erfaßt die Größe D_v . Die Konstante Y ist ein Maß für die Kopplung zwischen \vec{S} und \vec{N} . Sie hat den Wert -7,41 für das $\text{OH}({}^2\Pi)$ -Molekül.

Die wichtigsten Konstanten für das OH-Molekül sind:

$$\begin{aligned}
 B_e &= 18,871 \text{ cm}^{-1} \\
 D_e &= 4,5 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-1} \\
 \alpha_e &= 0,714 \text{ cm}^{-1} \\
 \beta_e &= -0,65 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-1} \\
 r_e &= 0,9706 \times 10^{-8} \text{ cm} \\
 \mu &= 0,948376
 \end{aligned}
 \quad (\text{Baker, 1978})$$

Die Vibrationsenergie eines anharmonischen Oszillators ist gegeben durch:

$$G_v = \omega_e (v + 0,5) - \omega_e x_e (v + 0,5)^2 + \dots$$

mit $\omega_e = 375,21 \text{ cm}^{-1}$ und $\omega_e x_e = 82,81 \text{ cm}^{-1}$ für $\text{OH } ^2\Pi$.
Somit ergibt die Gesamtenergie eines Zustands:

$$E_v(K) = F_v(K) + G(v).$$

Das Bandenspektrum des OH*-Moleküls

Die Übergänge zwischen unterschiedlichen Vibrations- und Rotationsniveaus erzeugen ein Spektrum, dessen Linien in Bandenstrukturen angeordnet sind. Es treten Übergänge zwischen allen besetzten Vibrationsniveaus auf, da die Auswahlregel $\Delta v = 1$ streng nur für einen harmonischen Oszillator gilt. Aufgrund der besonders gearteten Dipolmomentfunktionen des $\text{OH } ^2\Pi$ sind die Übergänge mit $\Delta v = 2$ intensiver als alle übrigen. Innerhalb eines Vibrationsüberganges kann sich die Rotationsquantenzahl J um 0, +1 und -1 ändern. Die zugehörigen Linien sind im Spektrum zu Zweigen, bezeichnet mit Q, R und P, strukturiert. Das gesamte Bandensystem des OH^* erstreckt sich von 381,6 nm (9,0) bis zu 4,3 μm (9,8), während das reine Rotationsspektrum im Bereich des langwelligen Infraroten liegt. Die Positionen der intensivsten Linien des reinen Rotationsspektrums sind in Tabelle 3 zusammengefaßt.

Tab. 3

$J' - J''$	$\Pi_{3/2}$	$\Pi_{1/2}$
1,5 - 0,5		61,3 cm^{-1}
2,5 - 1,5	83,8 cm^{-1}	101,3 cm^{-1}
3,5 - 2,5	118,4 cm^{-1}	140,4 cm^{-1}
4,5 - 3,5	153,1 cm^{-1}	178,9 cm^{-1}

(Kendall and Clark, 1979)

Intensität von Rotationslinien

Die Volumenemissionsrate I (Photonen/s cm^3) eines Strahlungsüberganges von einem Energieniveau, charakterisiert durch die Quantenzahlen v' und J' (K'), zu einem energetisch tiefer liegenden Niveau v'' , J'' (K'') ist gegeben durch:

$$I_{v'J', v''J''} = N_{v'J'} A(v'J', v''J''). \quad (3.2)$$

Hierbei ist $N_{v'J'}$ die Dichte der Moleküle im Ausgangszustand und $A(v'J', v''J'')$ der Einsteinkoeffizient für spontane Emission. Im Fall des thermodynamischen Gleichgewichts innerhalb der Rotationszustände ist die Besetzungsdichte gemäß einer Boltzmannverteilung gegeben:

$$N_{v'J'} = \frac{N_{v'}}{Q_{\text{rot}}} (2J'+1) \exp\left(-\frac{E_{v'J'}}{kT_{\text{rot}}}\right) \quad (3.3)$$

$N_{v'}$: Dichte der Moleküle im v' -ten Vibrationszustand
 Q_{rot} : Rotationszustandssumme
 $E_{v'J'}$: Energie des Zustandes bezogen auf die Energie des Vibrationszustandes (Rotationsenergie)

Eingesetzt in Gleichung 3.2 für die Intensität einer Linie ergibt dies:

$$I_{v'J', v''J''} = \frac{N_{v'}}{Q_{\text{rot}}} (2J'+1) A(v'J', v''J'') \exp\left(-\frac{E_{v'J'}}{kT_{\text{rot}}}\right). \quad (3.4)$$

Bestimmung der Rotationstemperatur

Wie Gleichung 3.4 zu entnehmen ist, hängt die Intensität der Linien eines Rotations- Schwingungsüberganges von der Rotationstemperatur ab. Diese Abhängigkeit ist aber nicht für alle Linien gleich. Bedingt durch den Exponenten $(-E_{v,J}/kT_{rot})$ ist die relative Änderung der Intensität für größere Energien, d.h. für höhere Rotationsniveaus größer. Es ändert sich somit die Form des Spektrums bei unterschiedlichen Rotationstemperaturen. Dies ist in Abb. 6 anhand synthetischer Spektren gezeigt. Bei der Berechnung dieser Spektren werden die Intensitäten der Rotationslinien nach Gleichung 3.4 bestimmt und gegen die Wellenlänge des Überganges aufgetragen.

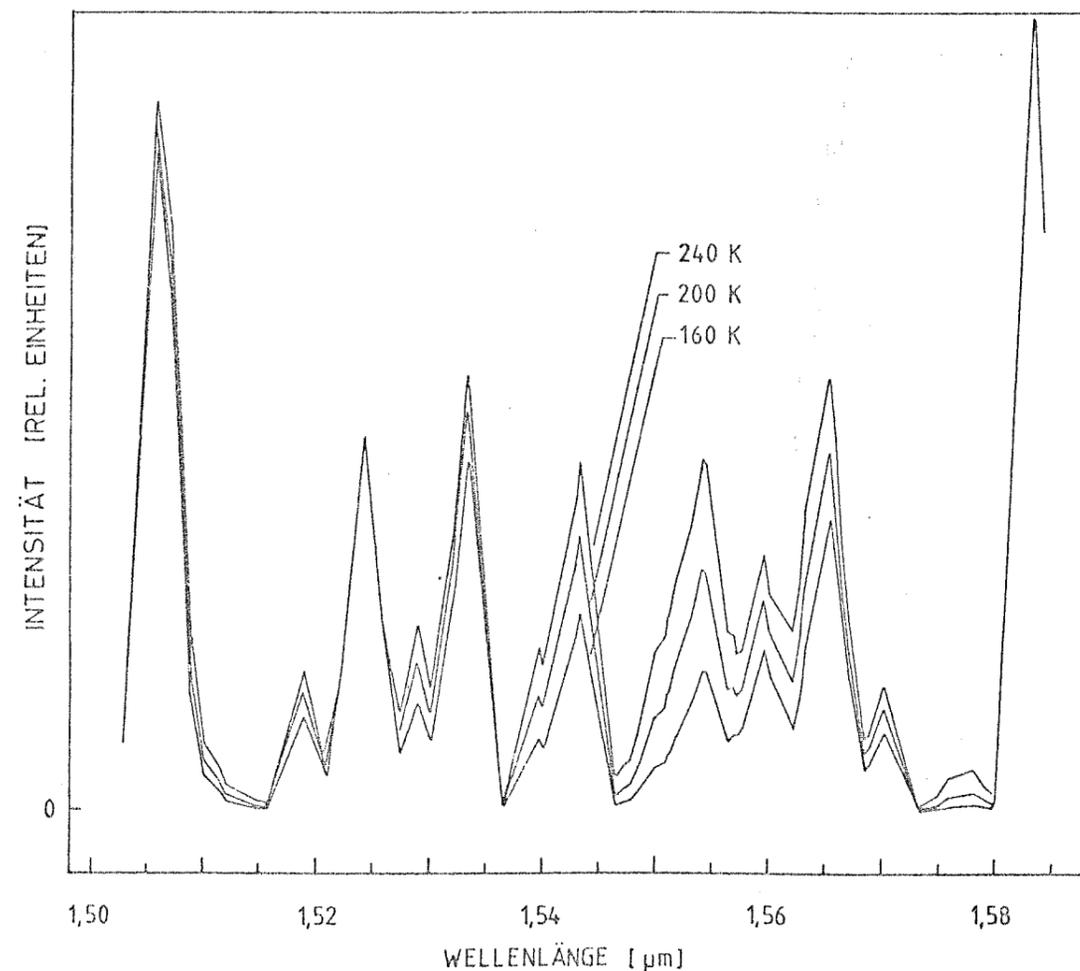


Abb. 6. Synthetische OH* Spektren der (3,1)- und (4,2)-Übergänge für verschiedene Rotationstemperaturen (Die Spektren sind auf die $P_1(2)$ -Linie bei 1,525 μm normiert)

Das resultierende Linienspektrum wird anschließend mit der Spektrometerfunktion gefaltet und ergibt so ein Spektrum, wie es vom Instrument tatsächlich gemessen wird. Sind die Einsteinkoeffizienten bekannt, ist es umgekehrt möglich, die Rotationstemperatur aus der Form des Spektrums zu ermitteln. Die Bestimmung der Rotationstemperatur auf diese Weise ist aber nur dann sinnvoll, wenn die Ausgangsniveaus eine Boltzmannverteilung besitzen. Für die Bestimmung der Temperatur des Neutralgases der Atmosphäre im Höhenbereich der emittierenden OH*-Schicht ist es unbedingt erforderlich zu wissen, ob die Rotationsniveaus tatsächlich thermisch besetzt sind.

Für die niedrigen Vibrationsniveaus des atmosphärischen OH* ist die Annahme einer Boltzmannverteilung der Besetzungszahlen der Rotationsniveaus mit der Neutralgastemperatur gerechtfertigt. Die tiefer liegenden Vibrationsniveaus werden durch stufenweise Strahlungsübergänge aus den chemisch hochangeregten OH*-Molekülzuständen besetzt. Die Zeit zwischen chemischer Produktion in einem hohen Vibrationszustand und Abstrahlung aus einem tiefer liegenden Niveau ist so groß, daß die OH*-Moleküle zwischendurch zahlreiche Stöße mit den umgebenden Gasteilchen der Atmosphäre ausführen. Durch Stoßrelaxation erfolgt eine Thermalisierung der ursprünglich sicher nicht Boltzmann-verteilten Besetzungszahlen der Rotationsniveaus.

Erfolgt die Produktion eines OH*-Moleküls im neunten Vibrationsniveau, und wird die Emission aus dem dritten Vibrationszustand gemessen -wie in dieser Arbeit-, so ergibt sich das "Alter" (τ) des Moleküls aus der Summe der Lebensdauern der Zwischenzustände und den Verzweungsverhältnissen für Übergänge in verschiedene tiefer liegende Niveaus. Die Lebensdauer der Zustände sind bestimmt durch die Einsteinkoeffizienten, welche von Mies (1974) berechnet worden sind. Es ergibt sich bis zum Erreichen des Niveaus $v=3$ ein "Alter" von 24 ms bei Injektion in den neunten Vibrationszustand (Baker, 1978). Da die oberen Niveaus, verglichen mit den tiefer liegenden Niveaus, nur eine kurze Lebensdauer besitzen, ändert sich das "Alter" nicht wesentlich bei Injektion in das z.B. sechste Niveau. Hierbei beträgt das "Alter" immer noch 23 ms. Während des Zeitintervalles τ vollzieht das Molekül N Stöße mit dem umgebenden Neutralgas. Die Zeit zwischen zwei Stößen ist abhängig von der Dichte

und der Temperatur der Atmosphäre. Der Tabelle 4 ist zu entnehmen, wieviel Stöße im Mittel ein OH*(v=3) Molekül seit der Produktion bis zur Abstrahlung in dritten Vibrationsniveau ausführt.

TABELLE 4

Höhe	mittl. Stoßzeit	Anzahl der Stöße
75 km	0,007 ms	3428
80 km	0,012 ms	2000
85 km	0,044 ms	545
90 km	0,120 ms	200
100 km	0,800 ms	30
110 km	4,1 ms	10
120 km	13,0 ms	2

Die Effektivität der Stöße für die Thermalisierung ist bisher noch nicht gemessen worden. Es existieren aber detaillierte Rechnungen über die Relaxation der Rotationsniveaus durch Stöße (Polanyi and Woodall, 1972). Diese Rechnungen ergeben, daß die niedrigen Rotationsniveaus thermisch besetzt sein sollten, sofern die Stoßzahl größer als 20 ist.

Die Möglichkeit einer vom Vibrationszustand abhängigen Rotationstemperatur wurde von Suzuki and Tohmatzu (1976) diskutiert. Simultane Messungen von Rotationstemperaturen aus verschiedenen Rotations-Schwingungsbanden zeigen dagegen keine systematische Abhängigkeit der Temperatur vom Ausgangsniveau (Dick, 1977; Krassovsky et al., 1977).

Für die Bestimmung der Temperatur der Atmosphäre im Bereich der OH*-Schicht aus gemessenen Spektren können mehrere Methoden eingesetzt werden.

1. Das Verhältnis gesamer Zweige (P,R und Q) zueinander ist von der Temperatur abhängig und kann daher zu deren Bestimmung eingesetzt werden. Diese Methode wird bei niedrig auflösenden Filterphotometern angewandt (z.B. Takahashi and Batista, 1981). Sie hat den Nachteil, daß die Filtertransmissionsfunktionen genau bekannt sein müssen (Temperaturabhängigkeit, Winkelabhängigkeit). Zudem sind die Intensitäten gering, und teilweise müssen Untergrundkorrekturen angebracht werden, um den Einfluß anderer Emissionen zu eliminieren. Da die benutzten Zweige aus vielen Linien bestehen gehen viele Übergangswahrscheinlichkeiten in die Auswertung ein und erhöhen somit den möglichen Fehler.

2. Der Vergleich von gemessenen Spektren mit synthetischen Spektren kann ebenfalls zur Temperaturbestimmung eingesetzt werden. Die Daten müssen dann aber in digitaler Form vorliegen, und es ist ein hoher Aufwand an Rechnerzeit notwendig, um die optimale Anpassung der gerechneten Spektren an die gemessenen Spektren zu erreichen. Ebenfalls werden dabei viele Übergangswahrscheinlichkeiten benötigt, um das Spektrum zu berechnen.

3. Eine wesentlich einfachere Methode als die beiden oben beschriebenen besteht darin, die Intensitäten von Rotationslinien nur eines Zweiges zu messen und eine Boltzmannverteilung an die gemessenen Intensitäten anzupassen. Diese zuletzt genannte Methode wird in der vorliegenden Arbeit für die P-Linien des (3,1)-Überganges angewandt. Trägt man

$$\ln (I_{J',J''} / (2J'+1) A(v'J', v''J''))$$

gegen $E_{J'}$ auf, so liegen die Punkte, eine Boltzmannverteilung vorausgesetzt, auf einer Geraden mit der Steigung $1/kT$. Alle anderen Größen, wie Q_{rot} und N_v , fallen dabei durch die Quotientenbildung weg. Aus $1/kT$ läßt sich unmittelbar die Temperatur berechnen. Zuvor werden die Intensitäten der gemessenen Linien bezüglich der spektralen Empfindlichkeit des Instrumentes (Gerndt, 1982) und möglicherweise vorhandener atmosphärischer Absorptionen korrigiert. Um den Einfluß der Atmosphäre unterhalb der emittierenden Schicht möglichst gering zu halten, wurden -wie oben erwähnt- die P-Linien $P_1(2)$, $P_1(3)$ und $P_1(4)$ ausgewählt, da in deren Umgebung im Abstand von ca. 1 cm^{-1} nur sehr schwache Absorptionslinien des CO_2 und H_2O existieren (McClatchey et al., 1973). Die berechnete Transmission

der Atmosphäre ist hier größer als 99,9% bei Annahme von 330 ppm CO_2 , und H_2O im Sättigungsdampfdruck. Die Kontinuumabsorption durch Aerosole hat einen flachen spektralen Verlauf. Sie verursacht in dem kleinen Wellenlängenintervall der P-Linien eine Änderung der Transmission um weniger als 1% und bleibt, ebenso wie die Linienabsorption durch CO_2 und H_2O hier unberücksichtigt.

Das spektrale Auflösungsvermögen des Instrumentes ist, wie bereits beschrieben, so gewählt, daß die P_2 -Linien der Spindublett-komponenten keinen Beitrag zum Signal an der Position der Linienmitte der P_1 -Linien liefern (siehe Abb. 7). Synthetische Spektren zeigen jedoch, daß zum Signal, welches an der Position der $P_1(4)$ -Linie gemessen wird, zusätzlich Linien beitragen, die innerhalb der Spektrometerfunktion liegen und zum R-Zweig der (4,2)-Bande gehören. Vor der Bestimmung der Temperatur muß der Anteil dieser

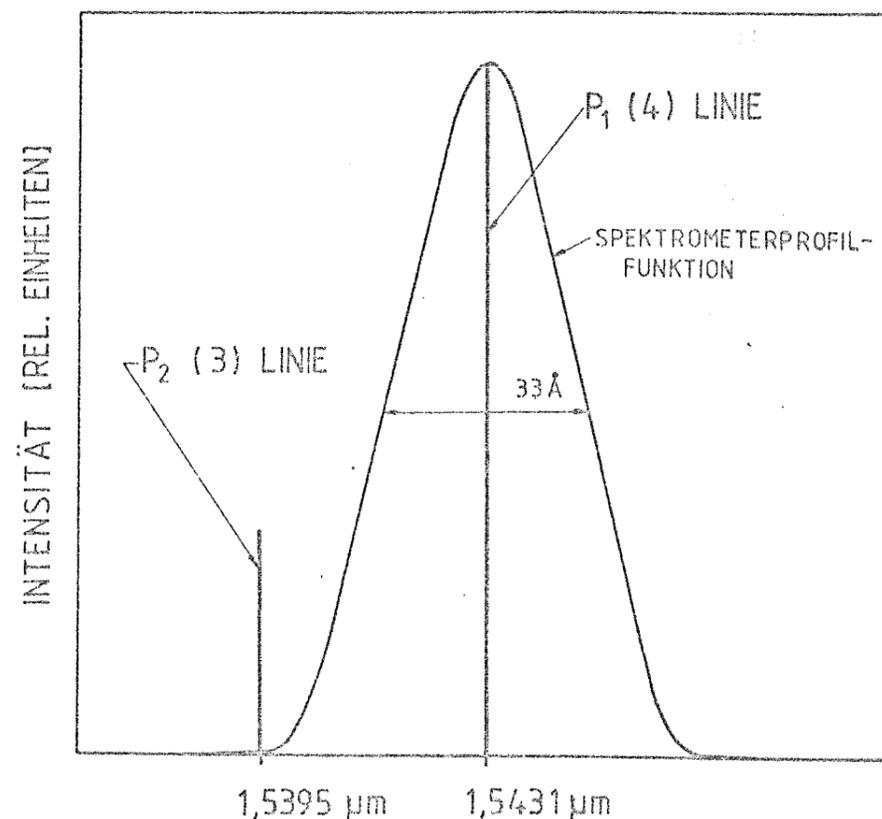


Abb. 7. Spektrometerprofilfunktion zusammen mit den noch aufzulösenden Spindublettlinien des (3,1)-Überganges

Linien abgezogen werden. Voraussetzung zur Berechnung des Untergrundbeitrages ist die Kenntnis des Intensitätsverhältnisses der (3,1)- zur (4,2)-Bande und der Rotationstemperatur selber, da, wie Rechnungen zeigen, der prozentuale Anteil des Untergrundes von der Temperatur abhängt (Abb. 8). Die gerechneten Punkte wurden dabei durch die dargestellte analytische Funktion genähert. Durch ein Iterationsverfahren kann die Temperatur dennoch ermittelt werden. Im ersten Schritt wird die Temperatur ohne vorherige Korrektur -damit also zu hoch- berechnet. Die so gewonnene Temperatur wird benutzt, um den Untergrund in erster Näherung zu subtrahieren. Die im folgenden ermittelte Temperatur ist entsprechend niedriger als die tatsächliche, usw. Die Konvergenz des Verfahrens wurde mit Hilfe vorgegebener Spektren getestet. Die Berechnung der Spektren erfolgte wie für die in Abb. 6 gezeigten synthetischen Spektren mit einem angenommenen Wert von 1,3 für das Verhältnis der (4,2)- zur (3,1)-Bande. Die Intensitäten an den Positionen der drei P-Linien wurden mit dem Iterationsverfahren analysiert und die erhaltenen Temperaturen mit den für die Berechnung der Spektren eingesetzten Temperaturwerten verglichen. Das Ergebnis zeigt die Tabelle 5. Die geringfügige Abweichung bei höheren Temperaturen rührt wahrscheinlich von der nicht idealen Näherung der Kurve in Abbildung 8 her.

TABELLE 5

vorgegebene Temperatur	berechnete Temperatur
150,0 K	150,1 K
200,0 K	200,2 K
250,0 K	248,2 K

Die Übereinstimmung gerechneter mit gemessenen Spektren ist gut, wie aus Abb. 9 zu ersehen ist. Neben einem synthetischen Spektrum (dünne Linie) ist, in der Wellenlängenskala versetzt, ein gemessenes Spektrum gezeigt. Das oben beschriebene Verfahren zur Temperaturbestimmung wurde an dem dargestellten Spektrum angewandt. Die

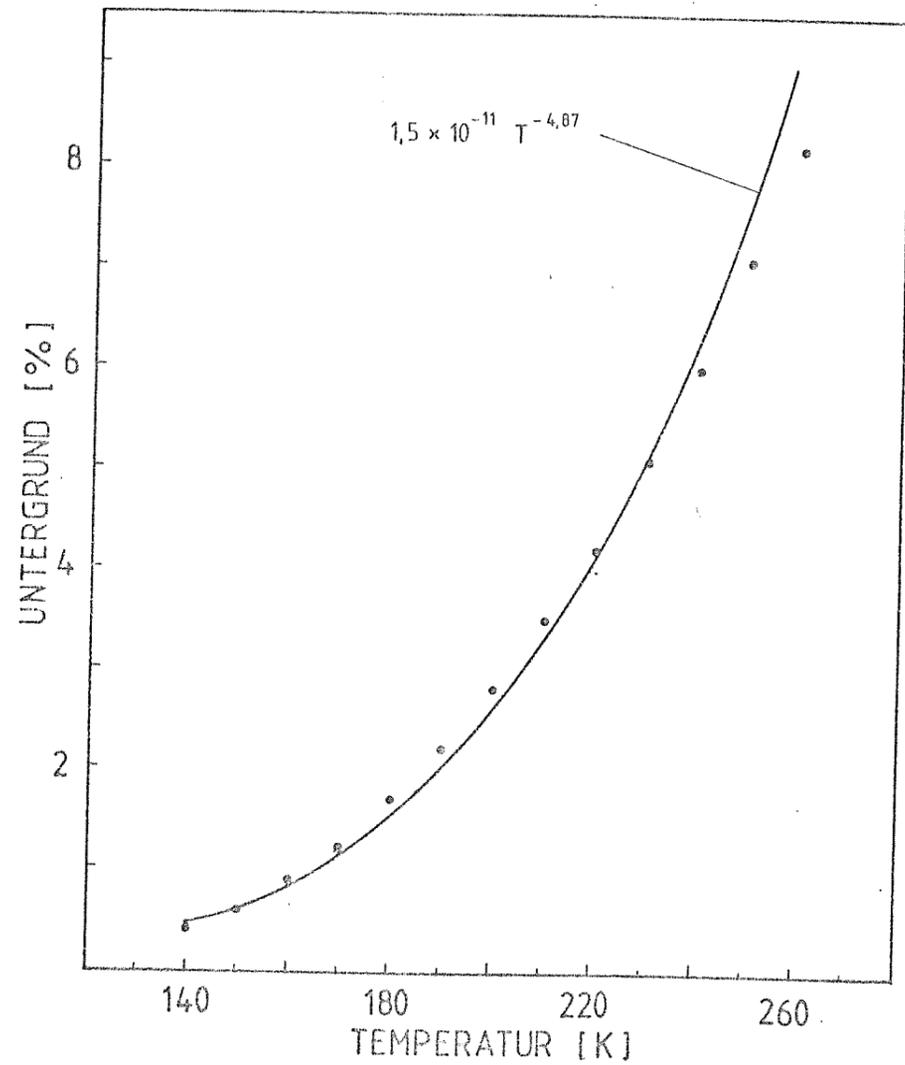


Abb. 8. Untergrundbeitrag von Linien des (4,2)-Überganges zur $P_1(4)$ -Linie des (3,1)-Überganges bei unterschiedlichen Rotationstemperaturen. (Punkte: berechnete Werte, durchgezogene Linie: Näherung durch eine Potenzfunktion)

Analyse des gemessenen Spektrums liefert eine Temperatur von 211 K. Das synthetische Spektrum ist ebenfalls für 211 K Rotationstemperatur berechnet worden. Die Übereinstimmung der Spektren zeigt, daß in dem angewandten Iterationsverfahren keine größeren systematischen Fehler vorhanden sind.

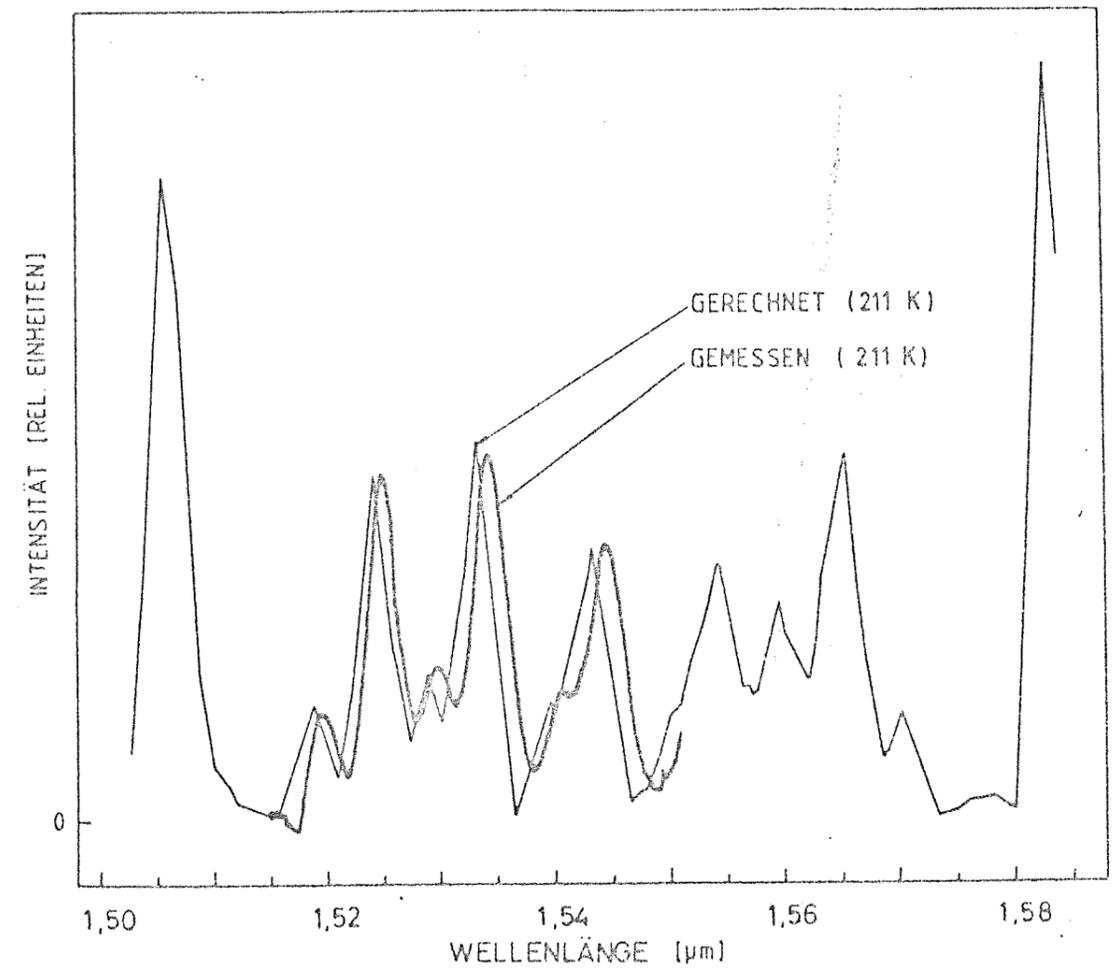


Abb. 9. Vergleich eines synthetischen Spektrums mit einem gemessenen Spektrum bei einer Temperatur von 211 K (gemessenes Spektrum seitlich versetzt)

Fehlerquellen der Temperaturbestimmung

1. Das Verhältnis der Intensitäten der (4,2)- zur (3,1)-Bande wird als konstant zu 1,3 angenommen. Im Prinzip ist die Intensität der (4,2)-Bande zwar meßbar, aber der höhere Zeitbedarf durch das Abfahren des erweiterten Wellenlängenbereiches würde die Meßzeit für ein Spektrum, d.h. für einen Temperaturwert wesentlich erhöhen. Auf Grund der nahe beieinanderliegenden Energieniveaus und der möglichen Vibrationstemperaturen von 6000 - 10000 K ist die Variation des Verhältnisses von 1,3 nicht sehr groß (maximal 30%), was sowohl experimentell als auch durch Rechnung verifiziert wurde. Die Vernachlässigung einer 30-prozentigen Änderung bei der Untergrundsubtraktion verursacht eine Temperaturänderung von 1,6 K bei 200 K.
2. Die endliche Ausdehnung der OH*-Schicht bewirkt, daß die am Boden gemessenen Spektren eine Überlagerung von Spektren aus verschiedenen Höhen mit entsprechend unterschiedlichen Temperaturen und Dichten von OH* darstellen.

$$I_{\nu'J', \nu''J''} = (2J'+1)A(\nu'J', \nu''J'') \int_{75 \text{ km}}^{95 \text{ km}} n_{\nu'}(z) \exp\left(-\frac{E_{\nu'J'}}{kT}\right) \frac{1}{Q(T(z))} dz$$

Da das Temperaturprofil an der Mesopause ein Minimum aufweist, ist bei ungestörter Atmosphäre die Variation der Temperatur in der OH*-Schicht klein. Obige Integration wurde für die in Fig. 10 dargestellten Temperaturhöhenprofile durchgeführt bei Vorgabe eines OH*-Dichteprofiles mit 8 km Breite und dem Maximum bei 85 km Höhe. Die Analyse der integrierten Spektren ergab für das Modellprofil von Cole and Kantor (1978) einen Temperaturwert, der weniger als 1 K von der Temperatur an der Stelle des OH*-Dichtemaximums abweicht. Die Abweichungen bei Annahme eines für den Winter charakteristischen Temperaturprofils, welches ein wesentlich flacheres Minimum an der Mesopause aufweist, sind wesentlich kleiner. Selbst ein Profil mit einem überadiabatischen Temperaturgradienten von 10 K/km liefert nur einen um 3,5 K höheren Temperaturwert.

3. Der Fehler in der Temperaturbestimmung, der durch das Signal- zu Rauschverhältnis (S/N) bedingt ist, läßt sich aus der Gleichung 3.4 mittels des Fehlerfortpflanzungsgesetzes ableiten. Für die

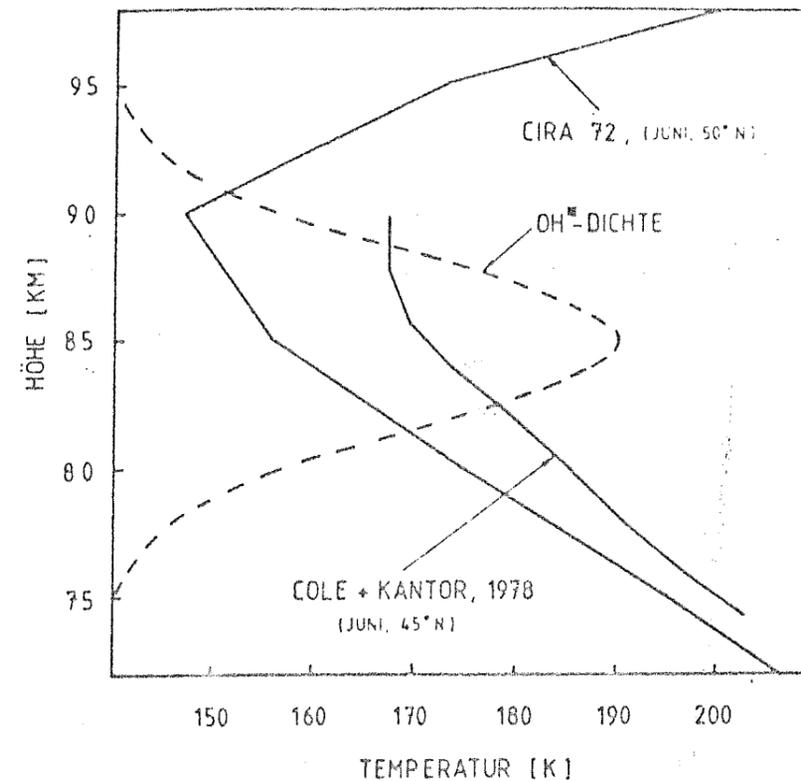


Abb. 10. Gaußförmiges OH*-Dichteprofil mit 8 km Halbwertsbreite zusammen mit Temperaturhöhenprofilen der CIRA 72 und des Cole and Kantor-Modells (1978) für Sommerbedingungen in mittleren Breiten

Temperaturbestimmung aus dem Verhältnis von je zwei Linien gilt:

$$\frac{\Delta T}{T} = C_{ij} \frac{N}{S} \quad (3.5)$$

Für die Konstanten C_{ij} gilt dabei:

$C_{12} = 3,1$	für das Linienpaar	$P_1(2) - P_1(3)$
$C_{13} = 1,2$	"	$P_1(2) - P_1(4)$
$C_{23} = 1,8$	"	$P_1(3) - P_1(4)$

Wird die Temperatur aus drei Linien durch eine Ausgleichsgerade bestimmt, so kann man zeigen, daß Gleichung (3.5) mit einem effektiven C von etwa 1,2 gilt. Das S/N-Verhältnis ist nicht konstant, da zum einen die Intensitäten der OH*-Linien zeitlichen Schwankungen unterliegen, zum anderen das Eigenrauschen der Detektoren

-wie bereits erwähnt- ebenfalls variierte. Der Bereich in dem sich das S/N-Verhältnis bewegte, war 3-10 für die heliumgekühlten Detektoren. Durch den Einsatz der stickstoffgekühlten Photodiode erhöhte sich das Verhältnis auf 15-50. Diese Zahlenangaben stammen aus Messungen und schließen die Variabilität der atmosphärischen Emissionen mit ein.

Die Fehleranalyse ergibt, daß die nichtstatistischen Fehler eine absolute Ungenauigkeit der Temperaturbestimmung bewirken, die im Bereich von $\Delta T = 2$ K liegt. Es erscheint daher sinnvoll, bei zukünftigen Verbesserungen des Gerätes Gewinne an der Nachweisempfindlichkeit durch bessere Detektoren und Multiplexbetrieb des Monochromators nur begrenzt in die Erhöhung des S/N-Verhältnisses zu investieren. Weitergehende Verbesserungen sollten zur Erhöhung der Meßgeschwindigkeit verwendet werden, um eine höhere Zeitauflösung der Temperaturbestimmung zu ermöglichen. Dies ist besonders dann vorteilhaft, wenn durch schnell variierende Bewölkungsverhältnisse lange Integrationszeiten für ein Spektrum nicht mehr möglich sind.

4. Unsicherheiten entstehen auch durch die verwendeten Einsteinkoeffizienten, die berechnet sind. Ältere Werte für die Linienstärken basieren auf Formeln, die von Hill and Van Vleck (1928) abgeleitet wurden und von Benedict et al. (1953) auf das OH-Molekül angewandt wurden. Diese Ausdrücke von Hill and Van Vleck vernachlässigen jedoch die Wechselwirkung zwischen Rotation und Vibration. Neuere Rechnungen von Mies (1974) haben ergeben, daß eine erhebliche Kopplung zwischen Schwingungs- und Rotationsbewegung existiert. Die Benützung dieser neuen Werte von Mies ergibt Temperaturen, die um ca. 10 K tiefer sind als bei Verwendung der Benedict-Werte.

4. Experimentelle Ergebnisse

Das beschriebene Instrument wurde im Winter 1980/81 im Rahmen der Energiebilanzkampagne auf dem Raketenstartgelände ESRANGE bei Kiruna in Nordschweden ($67^{\circ} 54'N$, $21^{\circ} 06'O$) eingesetzt. Die Meßperiode dauerte vom 4. November bis 5. Dezember 1980 und vom 1. Februar bis 10. Februar 1981. Der zeitliche Verlauf der Emissionen von $OH^*(8,5)$ und $O_2(^1\Delta_g)$ und deren räumliche Verteilung wurde mit dem Photometer aufgezeichnet. Aus den vom Spektrometer gemessenen $OH^*(3,1)$ -Spektren konnte die zeitliche Entwicklung der Mesopausentemperatur ermittelt werden.

OH-Temperaturen

1. kurzfristige Variationen

In Abb. 11 ist am Beispiel der Nacht vom 4.12/5.12.1980 der Verlauf der Mesopausentemperatur dargestellt. Es ist zu erkennen, daß die Temperaturen keinesfalls konstant sind, sondern es kommen zeitweise Temperaturänderungen von bis zu 50 K innerhalb 10-20 min vor (z.B. 24 UT). Diese Temperaturerhöhungen sind auch bei Filterung der Daten mit einem gleitenden Mittel über drei Punkte noch zu erkennen. Die erhöhte Temperatur bleibt dabei für etwa 20-30 min

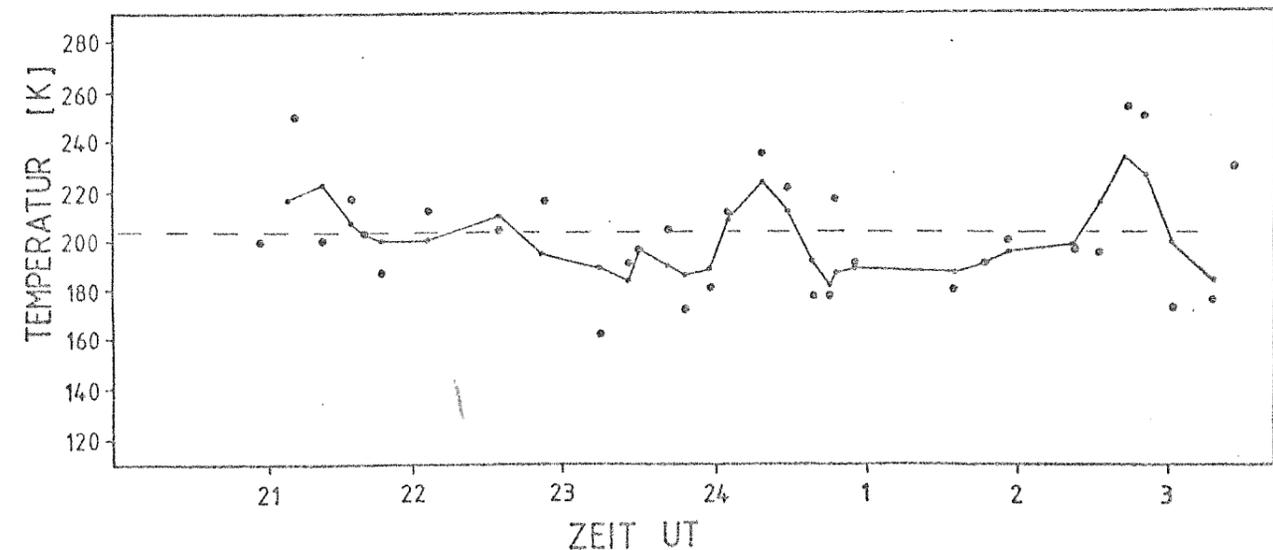


Abb. 11. Mesopausentemperatur am 4./5. Dezember 1980. Die Punkte entsprechen Temperaturen aus einzelnen Spektren. Die durchgezogene Linie resultiert aus einem gleitenden Mittel über 3 Punkte

erhalten. Mechanismen für diese kurzfristigen Erwärmungen könnten wellenartige Phänomene sein, die durch das Gesichtsfeld des Instrumentes wandern, oder lokal begrenzte Erwärmungen, verursacht durch die Dissipation der in atmosphärischen Wellen gespeicherten Energie, die bei instabilem Verhalten der Welle frei wird. Diese Effekte werden in einem späteren Abschnitt über die Energiebilanz weiter untersucht.

Die aus den einzelnen Spektren berechneten Temperaturen wurden, um den statistischen Fehler zu verringern, zu nächtlichen Mittelwerten zusammengefaßt und sind in Abb. 12 dargestellt. Das Mittel der in Abb. 12 gezeigten Temperaturen ergibt einen Wert von 220 K. Dieser Temperaturwert stimmt mit der Monatsmitteltemperatur des Modells von Cole and Kantor (1978) für den Monat November (221 K) gut überein.

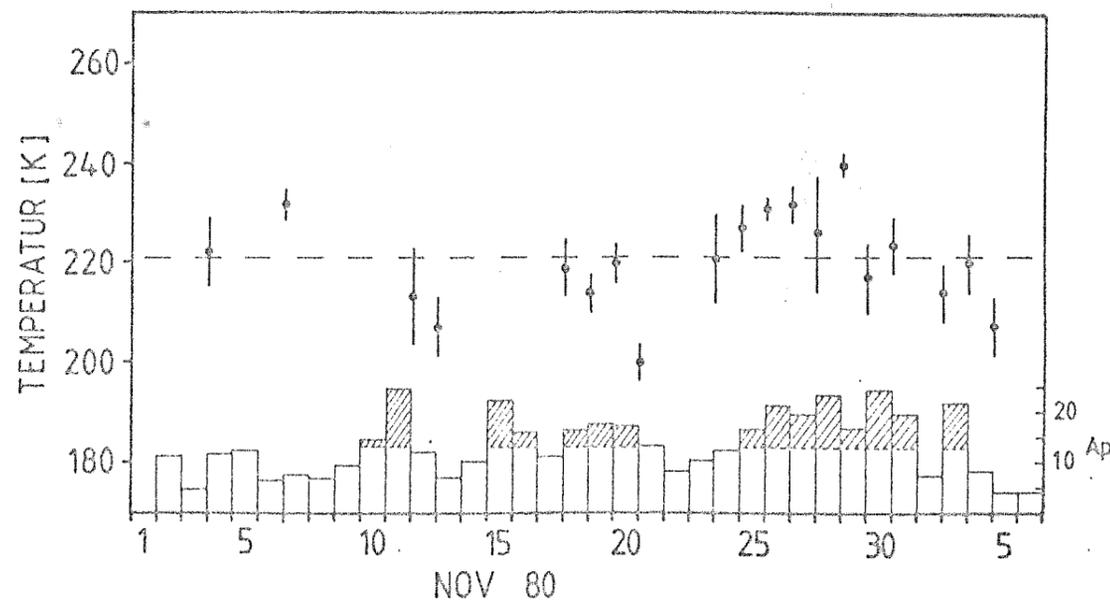


Abb. 12. Mittlere nächtliche Temperaturen der OH*-Schicht zusammen mit dem magnetischen Index Ap. (schraffierte Flächen: Ap-Werte über dem Monatsmittel, gestrichelte Linie: Mittelwert aller gemessenen Temperaturen)

2. Vergleich mit Raketenmessungen

Im Rahmen der erwähnten Kampagne erfolgten mehrere Starts von Höhenforschungsraketen, die mit Sonden zur Dichte-, Temperatur- und Windmessung ausgerüstet waren. Bei den Sonden handelte es sich um Kugeln von 1 m (Robin-Sphere) bzw. 25 cm (falling sphere) Durchmesser, aus deren Fallgeschwindigkeit bzw. Abbremsung zunächst das Höhenprofil der Neutralgasdichte bestimmt wird. Unter der Voraussetzung, daß sich die Atmosphäre im hydrostatischen Gleichgewicht befindet, kann die Temperatur in jeder Höhe durch ein Iterationsverfahren aus diesen Dichten berechnet werden. An insgesamt drei Tagen wurden vom IR-Spektrometer gleichzeitige Messungen mit diesen Raketen vorgenommen. Die Ergebnisse sind in den Abb. 13a-c wiedergegeben. Die vom Boden aus gemessenen nächtlichen Temperaturmittelwerte sind mit den entsprechenden statistischen Fehlern (horizontale Balken) und einem, der mittleren Breite der OH*-Schicht entsprechenden vertikalen Balken eingetragen. Ein unmittelbarer Vergleich von Einzelmessungen des IR-Spektrometers, die der Startzeit der Rakete am nächsten liegen, mit den Höhenprofilen ist nicht sinnvoll, da diese Punkte mit einem großen Fehler behaftet sind ($> \pm 15$ K). Ein weiterer Grund ist die starke vertikale und zeitliche Variabilität der Temperaturhöhenprofile. Die zeitlichen Änderungen können bis zu 20 K innerhalb eines Zeitraumes von 5 min in 70 km Höhe betragen (Schmidlin, 1981). Die Integrationszeit für eine IR-Temperatur betrug demgegenüber ca. 10 min. Sind atmosphärische Schwerewellen die Ursache für die Temperaturvariationen, können sogar Unterschiede von 80 K innerhalb von 15 min. auftreten (Armstrong, 1975; Gerndt, 1982) Auch Abb. 13c zeigt unmittelbar die starke zeitliche Variabilität. Unter der Annahme, daß die in den Temperaturprofilen vorhandenen wellenförmigen Strukturen kurzperiodischer Natur sind (< 1 h, z.B. Schwerewellen), geben die eingezeichneten strichlierten Geraden ein mittleres Temperaturhöhenprofil wieder. Das erhaltene Höhenprofil ermöglicht sodann den Vergleich der Mittelwerte der Temperaturen, in deren Fehlerangaben ihrerseits die Variabilität der Atmosphärentemperatur enthalten ist, mit den gemessenen Temperaturprofilen.

Dieser Vergleich fällt im Rahmen der Fehler zufriedenstellend aus, zumal die Temperaturmessungen mit Hilfe der Raketensonden ebenfalls fehlerbehaftet sind. Weiterhin ist -wie oben gesagt- die Voraussetzung für die Berechnung von Temperaturen aus den Dichteprofilen ein hydrostatisches Gleichgewicht in der Atmosphäre.

Abb. 13a. Temperaturhöhenprofil aus Daten einer Robin-Sphere im Vergleich mit der mittleren nächtlichen OH-Temp. (am 12.11.1980)

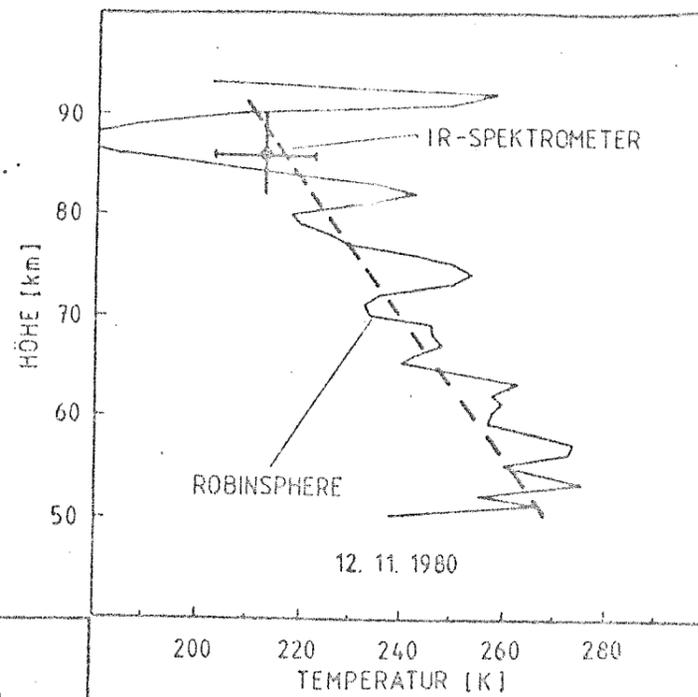


Abb. 13b. wie 13a, aber am 28.11.1980

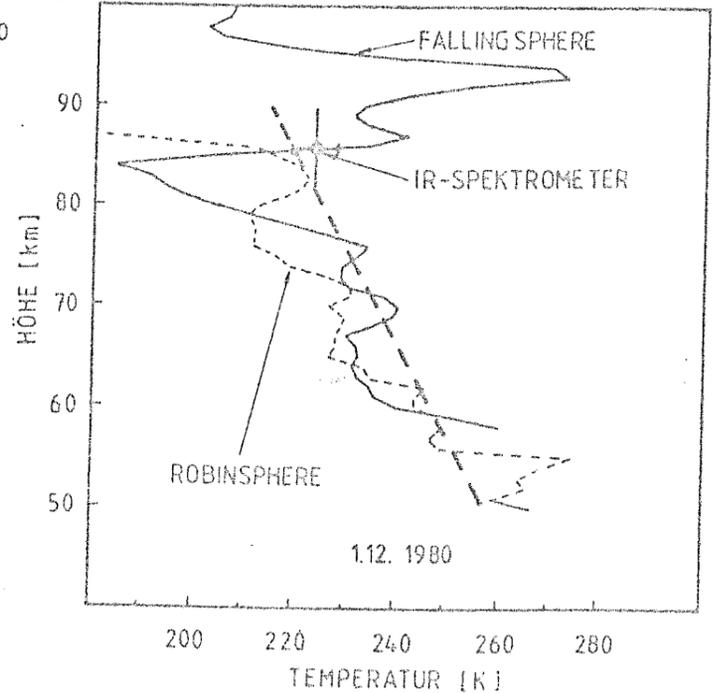
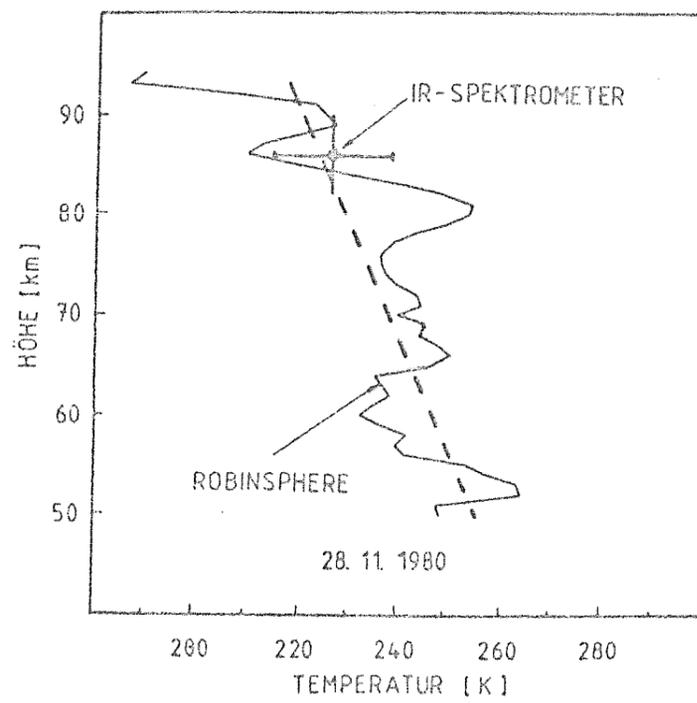


Abb. 13c. Temperaturhöhenprofile aus Daten einer Robin-Sphere und einer falling sphere im Vergleich mit der mittleren nächtlichen OH-Temp. (am 1.12.1980)

Die beiden Raketenmessungen fanden im Abstand von 1 1/2 Stunden statt. Vorl. Raketendaten mit freundlicher Genehmigung von: F.J. Schmidlin, NASA C.R. Philbrick, AFGL

Bei Temperaturgradienten, wie sie einige der Profile aufweisen, ist die Annahme eines solchen Gleichgewichtes nicht ohne weiteres gerechtfertigt, so daß die kleinräumige Struktur der Höhenprofile mit einem gewissen Vorbehalt betrachtet werden muß.

Der Vergleich der Rotationstemperaturen mit den Raketenmessungen zeigt also, daß in dem Meßverfahren des Bodenspektrometers kein größerer unbekannter systematischer Fehler enthalten ist.

3. Geomagnetische Aktivität

Temperaturmessungen mit Hilfe der Dopplerverbreiterung der 5577 Å Linie des atomaren Sauerstoffs bei ca. 95 km Höhe in mittleren Breiten (Hernandez, 1976) zeigen einen Einfluß der magnetischen Aktivität auf die Neutralgastemperatur. Selbst für den Höhenbereich 60-90 km werden solche Abhängigkeiten berichtet (Seshamani, 1976). Es ist daher interessant zu prüfen, ob die bei 87 km Höhe gemessene Temperatur ebenfalls einen Zusammenhang mit der magnetischen Aktivität aufweist. Die während einer Nacht gemessenen Temperaturverläufe wurden, sofern möglich, in dreistündige Intervalle aufgeteilt und die Temperaturdifferenzen der Intervallmittelpunkte mit den entsprechenden Unterschieden der ebenfalls dreistündigen Kp- bzw. lokalen K-Werte für die geomagnetische Aktivität korreliert. Dabei wurden Zeitverschiebungen zwischen 3 und -15 Stunden angenommen. Das Ergebnis zeigt Abb. 14. Der Korrelationskoeffizient hat ein Maximum bei drei Stunden Differenz, und er ist mit 5% Irrtumswahrscheinlichkeit signifikant. Interpretiert man die Zeitdifferenz von 3 Stunden als Zeitkonstante der Atmosphäre für die Reaktion auf magnetische Störungen, so ist zu erwarten, daß die Korrelation mit dem lokalen magnetischen Index höher ausfallen sollte. Wie Abb. 14 zeigt, ist das aber nicht der Fall. Der Grund für den kleineren Korrelationskoeffizienten könnte in dem größeren Raster der K_{Kiruna}-Werte liegen, die als ganze Zahlen angegeben werden, während die Kp-Werte abgestuft vorliegen. Dies ist in Abb. 15 zu sehen, in der die Streudiagramme der Korrelation wiedergegeben sind. Die Regression von ΔT bezüglich ΔKp gibt einen Wert von:

ΔT/ΔKp = 6,7 (±3,1) (K/Kp)

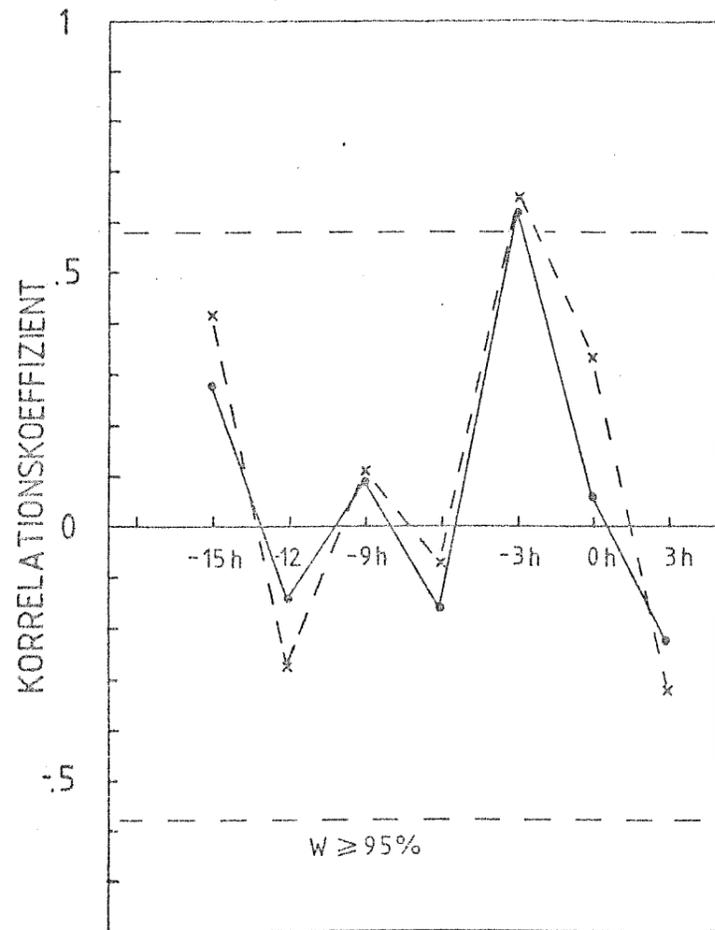


Abb. 14. Korrelation der dreistündigen Temperaturwerte mit den magnetischen Indexzahlen (Kp: ----, K_{Kiruna}: —) für verschiedene Zeitverschiebungen. (negative Zeiten: die Temperatur folgt dem magnetischen Ereignis)

Für den Zusammenhang mit K_{Kiruna} ergibt sich:

$$\Delta T / \Delta K = 3,0 (\pm 1,6) \quad (K / K_{Kiruna})$$

Im allgemeinen ist der lokale K-Wert zu Zeiten starker lokaler Störung des Magnetfeldes größer als der gemittelte planetare Kp-Index. Somit kann die Differenz in den Regressionskoeffizienten erklärt werden. Dabei ist jedoch zu berücksichtigen, daß die Fehlerbereiche überlappen.

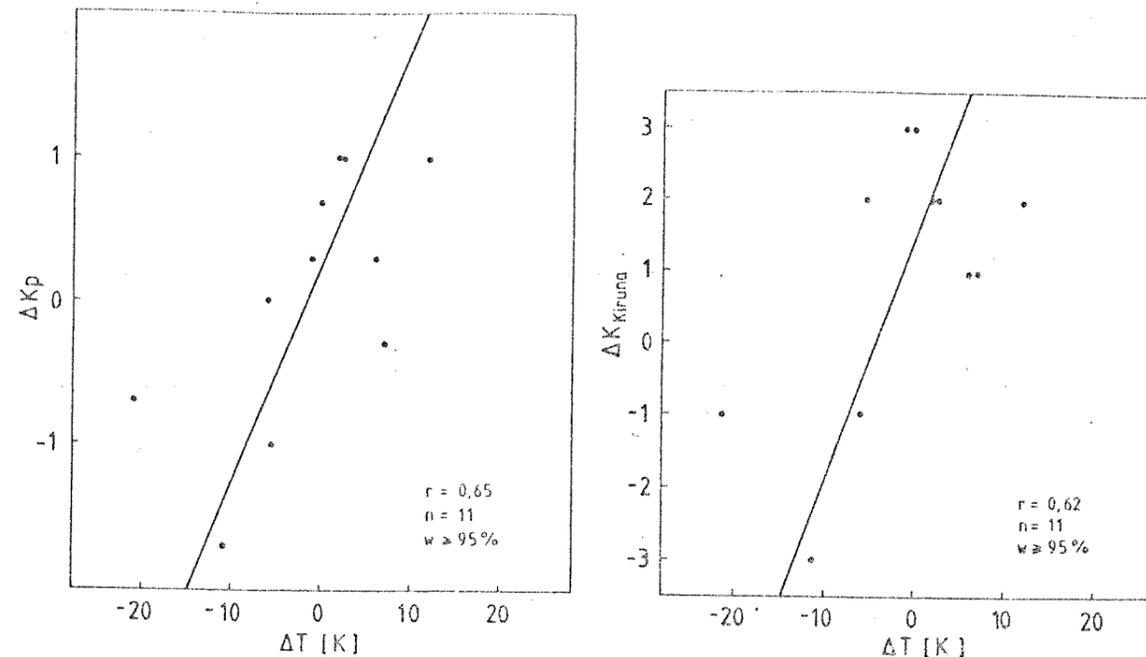


Abb. 15. Streudiagramm zwischen Temperaturdifferenzen und Differenzen der magnetischen Indexzahlen für drei Stunden Zeitverschiebung

Die obige Methode der Datenanalyse ist sensibel für lokale Erwärmungseffekte. Es wurde darüber hinaus nach einem großräumigen Zusammenhang zwischen dem geomagnetischen Status und der Atmosphärentemperatur gesucht, was eventuelle globale Erwärmungseffekte im Auroraoval bedeuten würde.

Dazu wurde für die Zeit zwischen dem 17. November und 5. Dezember 1980 ein direkter Vergleich der mittleren Nachttemperatur mit den täglichen Summen von Kp vorgenommen. Die Korrelation ($r = 0,62, w \geq 95\%$) liefert eine Steigung der Regressionsgeraden von $1,1 \text{ K}/\Sigma Kp$. Bei acht Kp-Intervallen pro Tag ergibt dies $8,8 \text{ K}/Kp$. Dieser Wert stimmt im Rahmen der Fehler mit dem oben genannten Wert überein. Bei dem durchgeführten täglichen Vergleich kann allerdings -wie bei allen Korrelationen- nicht ausgeschlossen werden, daß irgendein Trend die Korrelation beeinflusst. Das zuvor beschriebene Verfahren mit den 3-stündigen ΔT -, ΔKp -Werten ist solchen Einflüssen gegenüber erheblich unempfindlicher. Die gemessenen Temperaturkoeffizienten von $6,7$ bzw. $8,8 \text{ K}/Kp$ stimmen mit dem von Seshamani (1976) angegebenen Wert von $8,9 \text{ K}/Kp$ für 85 km Höhe recht gut überein. Der Autor findet die Korrelation allerdings nur bei Tagmessungen der Temperatur, außerdem bestimmt er eine Zeitverschiebung von ungefähr 12 Stunden. Das gefundene Ergebnis wird im Rahmen der Energiebilanz weiter unten diskutiert.

4. Stratosphärenenerwärmung

Während der Meßperiode im Februar 1981 entwickelte sich eine ausgeprägte Stratosphärenenerwärmung über Nordskandinavien, was aus den von Satelliten aus gemessenen Infrarotstrahlungsflüssen (bzw. Strahlungstemperaturen) in Abb. 14 zu erkennen ist (SSU 37 km). Die Temperaturdaten bei 37 km und 64 km Höhe sind globalen Karten von Strahlungstemperaturen der Nordhemisphäre entnommen, die täglich aus den Satellitendaten erstellt werden. Gegenüber der Stratosphäre weist die Mesosphäre (64 km) niedrigere Temperaturen als normal auf. Im Vergleich dazu ist keine signifikante Abweichung der IR-Temperaturen von der Modelltemperatur zu erkennen. Nach früheren Beobachtungen (Labitzke, 1972) wird ein gegenphasiges Verhalten zwischen der Temperatur in der Stratosphäre und der Mesosphäre erwartet. Eine mögliche Erklärung für das Fehlen dieses Effektes in den IR-Temperaturen wäre eine zeitliche oder räumliche Phasenverschiebung der Vorgänge in den verschiedenen Höhen. Temperaturmessungen mit einem LIDAR in Haute Provence (Frankreich) und Raketenmessungen in Heiss Island (UDSSR) zur gleichen Zeit scheinen dagegen die erwartete Antikorrelation der Stratosphären- und Mesosphärentemperatur mit geringer Phasenverschiebung zu zeigen. Die LIDAR-Messungen reichen allerdings nur bis zur mittleren Mesosphäre (65-75 km) hinauf. Die Raketenmessungen in Heiss Island überdecken andererseits nicht lückenlos den gesamten Zeitraum, sondern es liegen nur Höhenprofile für wenige Tage vor.

Um genauere Aufschlüsse über den Einfluß einer Stratosphärenenerwärmung auf höhere Atmosphärenschichten ziehen zu können, werden gegenwärtig koordinierte Messungen durchgeführt. Erste Ergebnisse zeigen, daß tatsächlich, zumindest gelegentlich, räumliche Phasenverschiebungen zwischen der Stratosphärenenerwärmung und der Abkühlung im Mesopausenbereich existieren.

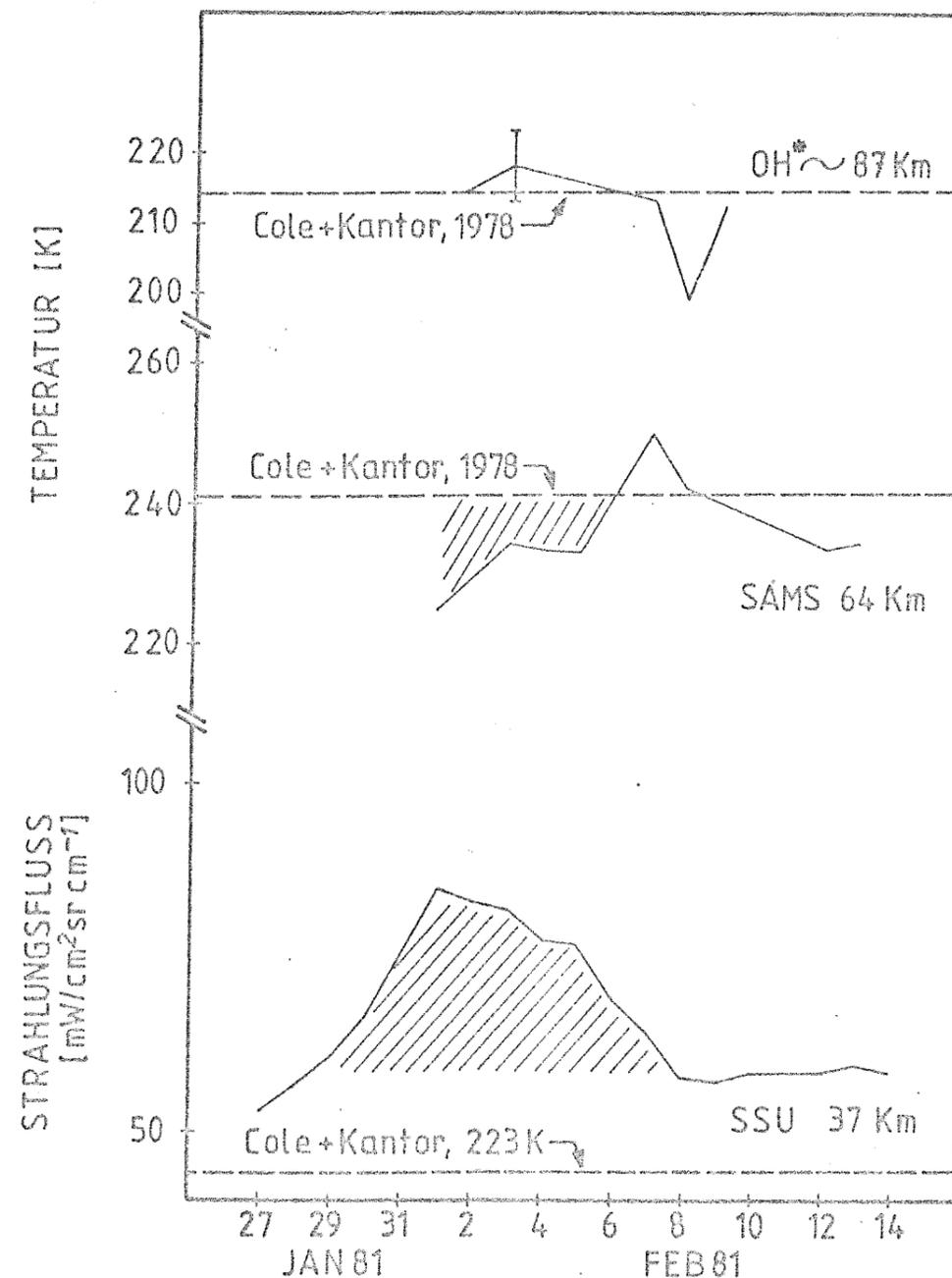


Abb. 16. Vergleich von Temperaturen in verschiedenen Höhen während einer Stratosphärenenerwärmung (Februar 1981) (SSU: Stratospheric Sounder Unit, NOAA-6 Satellit. Die Daten wurden vom Meteorologic Office, Bracknell, UK zur Verfügung gestellt. SAMS: Stratospheric and Mesospheric Sounder, Nimbus-7 Satellit. Die vorläufigen Daten wurden von Dr. Barnett, Univ. of Oxford, UK freundlicherweise zur Verfügung gestellt.)

Universitäts- und Landesbibliothek Bonn

Intensitäten der OH* (8,5)- und O₂ (1Δ_g)-Banden

1. Kurzfristige Variationen

Die Intensitäten der OH* und O₂ (1Δ_g)-Emissionen weisen im Verlauf einer Nacht zum Teil starke Änderungen auf. Wie Abb. 15 zeigt, sind ihre Schwankungen im kurzperiodischen Bereich im Mittel nicht miteinander korreliert. Während die OH*-Emissionen hier deutlich ein periodisches Verhalten zeigen, weist die O₂ (1Δ_g)-Emission lediglich den gemeinsamen Abfall der Intensität in der Zeit um 21.30 UT auf. Das zeitliche Verhalten der Intensitäten an zwei, räumlich um ca. 100 km voneinander entfernten Positionen in der Atmosphäre ist nahezu identisch. (in Abb. 15 durch Punkte und Kreise gekennzeichnet). Dies kann durch großräumige und ortsfeste Effekte verursacht

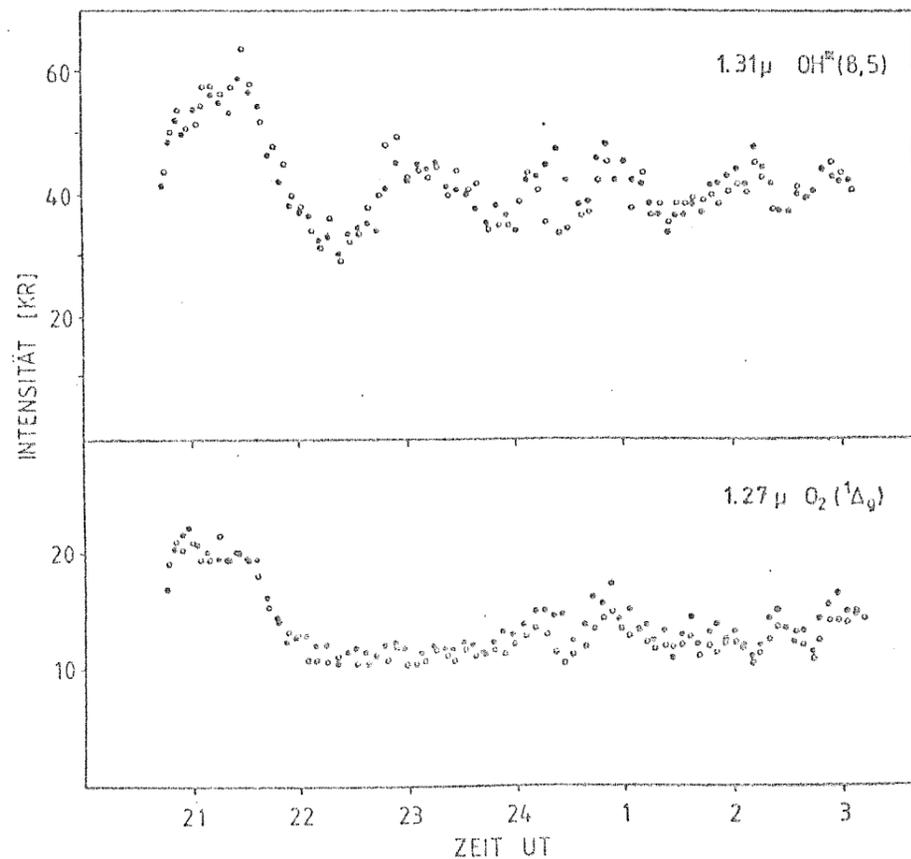


Abb. 17. Strahlungsfluß in beiden Photometerkanälen (4./5. Dezember 1980 (Punkte: Zenitintensität, Kreise: Intensität in ca. 100 km Entfernung NW-Richtung vom Standort des Instrumentes. Es wurden keine Korrekturen bezüglich atmosphärischer Absorption und des Van Rhijn-Effektes vorgenommen.)

werden. Es ist aber auch möglich, daß horizontale Bewegung von Dichtemodulationen durch das Beobachtungsgebiet hindurch ein ähnliches Verhalten der Intensitäten hervorruft. Die Quasigleichzeitigkeit der Variationen an den beiden 100 km voneinander entfernten Punkten setzt dabei voraus, daß die Wellenlänge der räumlichen Modulation wesentlich größer als der Abstand der Beobachtungsorte ist. Die ortsfest gemessene Periodendauer der OH*-Emission von ungefähr 1,5 h und eine angenommene Wellenlänge von 1000 km ergeben eine Phasengeschwindigkeit von 660 km/h. Diese Werte für die Phasengeschwindigkeit und die Wellenlänge sind typisch für atmosphärische Schwerewellen. Das Fehlen der oben erwähnten Kurzzeitkorrelation kann durch die Zeitkonstanten der beteiligten Prozesse erklärt werden, wie die nachfolgenden Betrachtungen zeigen sollen.

Die Dichteänderung eines Spurengases wird durch die Kontinuitätsgleichung beschrieben:

$$\frac{dn_i}{dt} = P_i - L_i - \text{div}(n_i \cdot \vec{v})$$

P_i und L_i sind die Produktions- bzw. Verlustraten durch chemische Reaktionen und Strahlungsübergänge. Der Term div(n_i · \vec{v}) beschreibt die Divergenz des Teilchenflusses. Wird der Divergenzterm vernachlässigt und der Produktionsmechanismus gestoppt (P_i = 0), so kann man die Zeitkonstante der chemischen Verlustreaktion abschätzen durch:

$$\frac{dn_i}{dt} = L_i$$

Der Verlust von O₃ ist im wesentlichen gegeben durch die Reaktion 3 (Tab. 1), so daß gilt:

$$\frac{dn(O_3)}{dt} = -k_3 n(O_3)n(H)$$

Diese Differentialgleichung beschreibt einen exponentiellen Abfall der O₃-Dichte mit der Zeitkonstante $\tau = k_3 n(H)$. Mit einer typischen Dichte von $1 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ und T = 220 K ergibt sich eine Zeitkonstante von ~8 min. Die Lebensdauer der aus dem O₃ erzeugten OH*-Zustände ist sehr viel geringer (<100 ms) als $\tau(O_3)$, so daß gilt:

$$\tau(OH^*) = \tau(O_3)$$

Aus diesen Zeitkonstanten ersieht man, daß Dichteänderungen des OH^* unmittelbar von Fluktuationen in der O_3 -Dichte abhängen, die ihrerseits sehr schnell auf Änderungen der Konzentration des atomaren Sauerstoffs reagiert. Da für OH^* die Strahlung der wesentliche Verlustmechanismus ist, folgt daraus, daß die Intensitätsvariationen mit der gleichen Zeitkonstante, wie oben angegeben, stattfinden.

Die Zeitkonstante für die O_2 1,27 μm Emission läßt sich auf ähnliche Weise bestimmen. Stoßdeaktivierung des $^1\Delta_g$ -Zustandes ist in dem betrachteten Höhenbereich, wie bereits erwähnt, zu vernachlässigen. Somit ist die Zeitkonstante für den Verlust an $\text{O}_2(^1\Delta_g)$ durch die natürliche Lebensdauer von ca. 1 h festgelegt.

Der Vergleich dieser langen Zeitkonstante mit der von OH^* macht das Fehlen der Korrelation verständlich. Zudem gewinnen horizontale Transportprozesse an Bedeutung, da auf Grund der Lebensdauer von ca. 1h $\text{O}_2(^1\Delta_g)$ -Moleküle über große Entfernungen (bis zu 1000 km) von ihrem Entstehungsort weg zum Nachweisort befördert werden können, so daß Produktionsort und Nachweisort i.A. nicht identisch sind.

2. Langfristige Variationen

Die Zenitintensitäten der am Boden nachgewiesenen Strahlungsflüsse sind zu nächtlichen Mittelwerten zusammengefaßt worden. Um Verfälschungen durch vorhandene systematische nächtliche Variationen der Intensitäten, hervorgerufen durch die beteiligten chemischen Reaktionen, auszuschließen, beschränken sich die angegebenen Mittelwerte auf das Zeitintervall um 24 UT \pm 1 h (sofern es die Witterungsbedingungen zuließen). Wie Abb. 18 zeigt, weisen die Intensitäten beider Emissionen starke tägliche Schwankungen auf, zudem sind sie hochsignifikant miteinander korreliert (Abb. 19). Dieser enge Zusammenhang ist ein Hinweis auf die Relevanz der von Llewellyn and Solheim (1978) vorgeschlagenen Reaktion: $\text{OH}_V^* + \text{O} \rightarrow \text{O}_2(^1\Delta_g) + \text{H}$. Die annähernd identischen Höhenprofile beider Emissionen (Abb. 1) (Thomas and Young, 1981) unterstützen diesen Befund. Erst mit zunehmender Höhe oberhalb 90 km übernimmt die Dreierstoßrekombination von O die Produktion von $\text{O}_2(^1\Delta_g)$, und die Volumenemissionsrate des

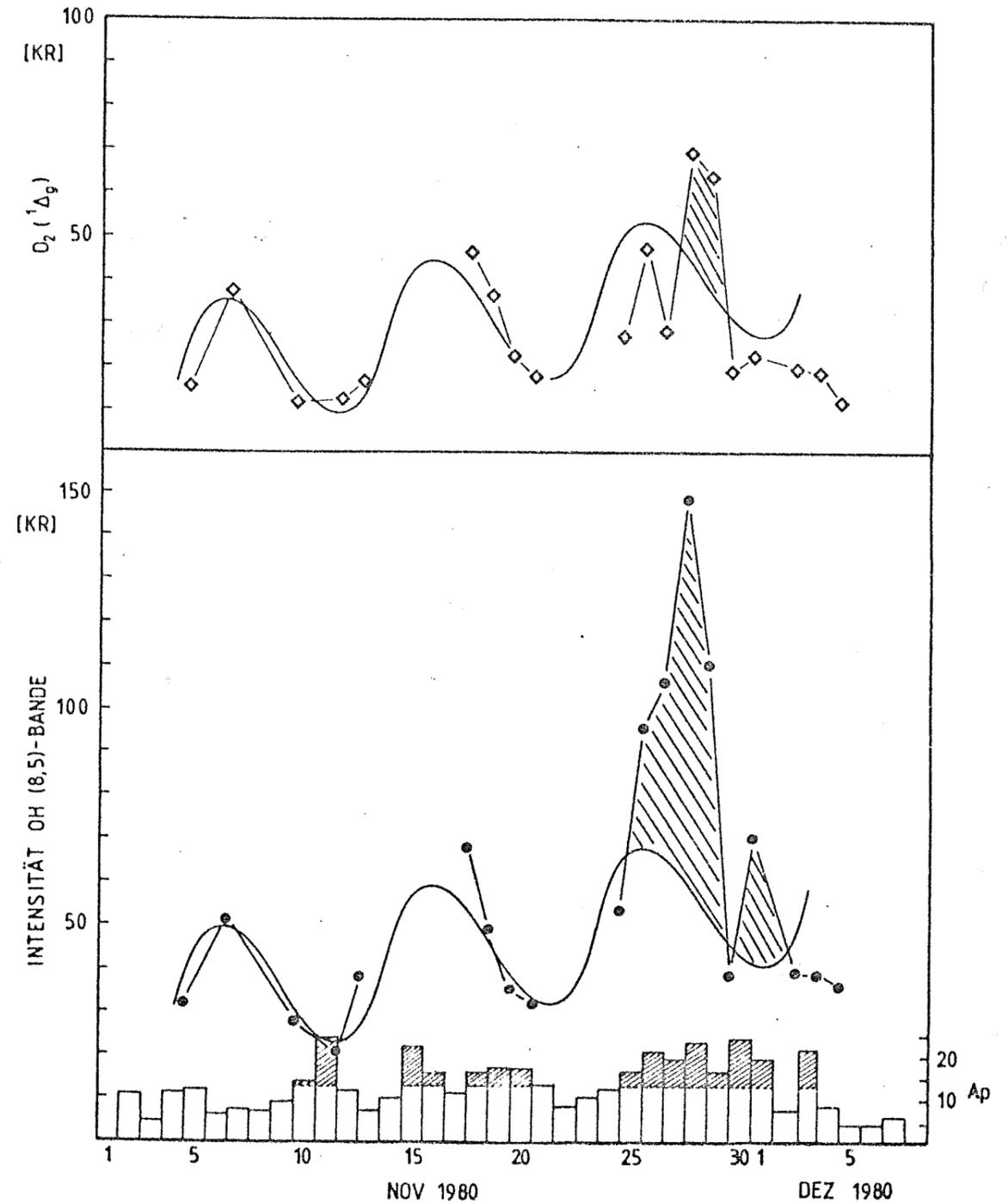


Abb. 18. Mittlere nächtliche Intensitäten der OH (8,5)-Bande und der $\text{O}_2(^1\Delta_g)$ -Bande

$O_2(^1\Delta_g)$ entkoppelt von der des OH^* .

Es läßt sich jedoch nicht ausschließen, daß es sich bei dem gefundenen Verhalten beider Emissionen um eine vermittelte Korrelation handelt, die durch eine planetare Welle oder eine wellenähnliche Struktur hervorgerufen wurde. Eine solche Welle ist in Abb. 18 angedeutet. Im schraffiert gezeichneten Bereich kann zusätzlich ein Einfluß durch die magnetische Aktivität vorhanden gewesen sein.

Die hohe Variabilität der gemessenen Strahlungsflüsse und dementsprechend auch der Säulendichten von OH^* und $O_2(^1\Delta_g)$ setzt voraus, daß sich die Konzentration von O_3 in gleichem Maße ändert. Dies wiederum kann verursacht werden durch lokale Dichteveränderungen des atomaren Sauerstoffs im Höhenbereich um 85-90 km. Profile der Sauerstoffdichte in diesem Bereich, d.h. im steilen Abfall der Dichte mit abnehmender Höhe, weisen erhebliche Konzentrationsunterschiede von mehr als einem Faktor 10 auf (Offermann et al., 1981). Diese Dichteänderungen können mehrere Ursachen haben. Großräumige Windfelder können durch den Transport von O in großen Höhen die lokale Sauerstoffkonzentration beeinflussen. Ebenso sind

langperiodische Dichtemodulationen, hervorgerufen durch planetare Wellen möglich. Überdies kann eine lokal begrenzte Erhöhung des vertikalen Transportes vermehrt Sauerstoff aus der als Reservoir dienenden Schicht oberhalb von ca. 95 km in die Reaktionszone bringen.

3. Temperaturabhängigkeit der Intensitäten

Die gezeigten mittleren nächtlichen Intensitäten weisen eine starke Korrelation mit der Rotationstemperatur auf, wie das die Streudiagramme in Abb. 20 verdeutlichen. Die Korrelation ist für die Intensitäten in der $OH^*(8,5)$ -Bande besonders ausgeprägt. Da die Reabsorption von $O_2(^1\Delta_g)$ von der Temperatur der emittierenden Schicht abhängt (Evans, 1970), müssen die am Boden gemessenen Intensitäten entsprechend korrigiert werden. Abschätzungen dieses Effektes liefern einen etwas kleineren Korrelationskoeffizienten als angegeben ($r = 0,52$). Die beobachtete Korrelation bleibt jedoch bestehen.

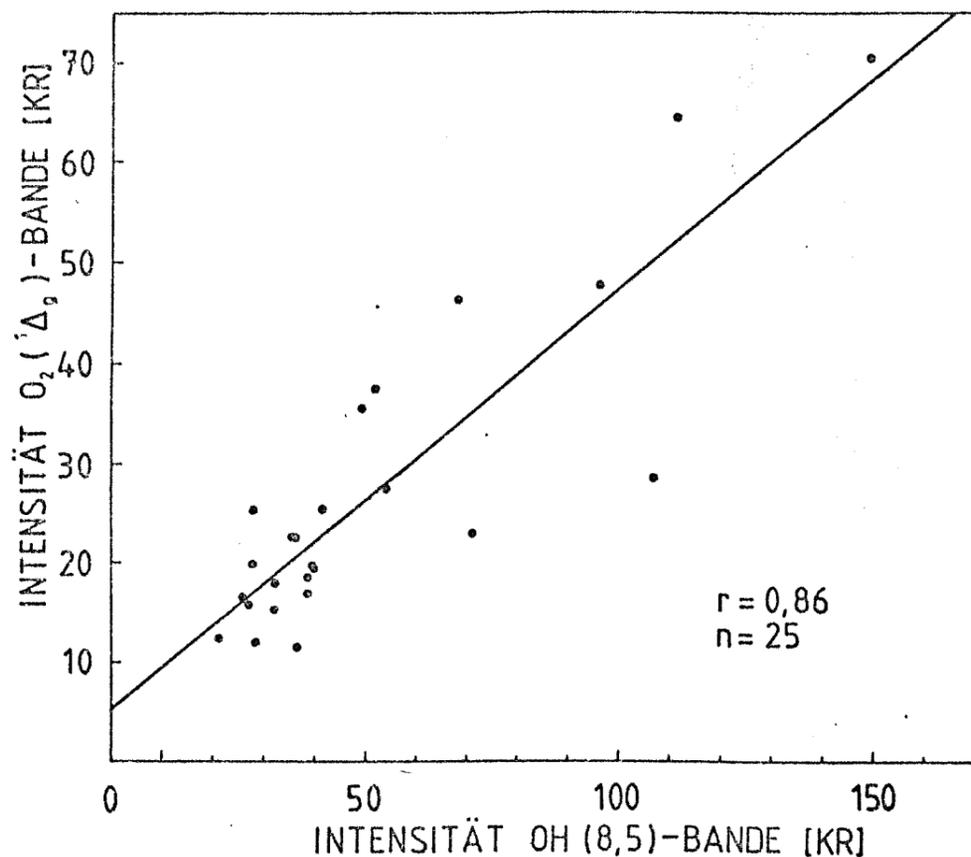


Abb. 19. Streudiagramm zwischen den Intensitäten von OH^* und $O_2(^1\Delta_g)$.

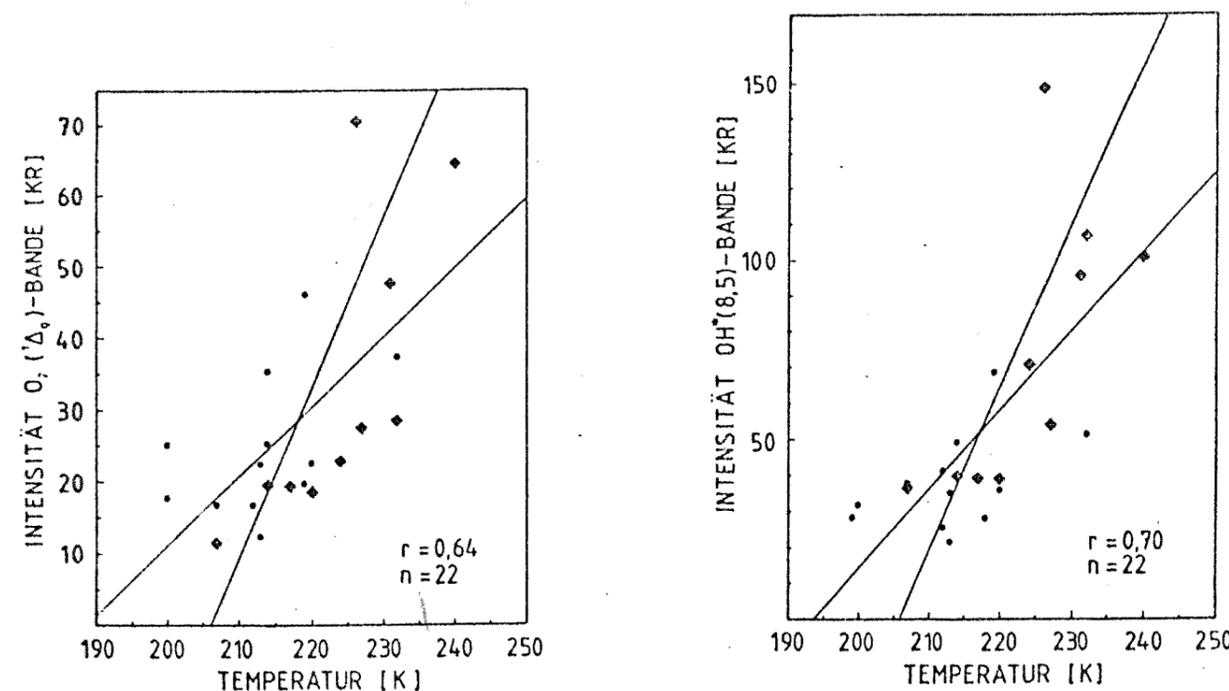


Abb. 20. Streudiagramme zwischen Intensitäten und Temperaturen (Messpunkte aus dem Zeitintervall vom 24./25. November bis 4./5. Dezember 1980 sind gekennzeichnet: ♦)

Die Temperaturabhängigkeit der beteiligten chemischen Reaktionen liefert keine Erklärung für das Verhalten der Intensitäten. Zwar ist der Koeffizient k_3 (Tab. 1) leicht positiv von der Temperatur abhängig ($T^{1/2}$), jedoch reicht dies bei weitem nicht aus, um das gemessene Verhalten zu reproduzieren. Zudem hat die Reaktion 9 einen negativen Temperaturkoeffizienten, der die Abhängigkeit von Reaktion 3 mehr als kompensiert und somit eher ein Temperaturverhalten der Intensitäten erwarten läßt, welches gegensätzlich zu dem Beobachteten verläuft.

Ein möglicher Grund für die nachgewiesene Korrelation könnte die Wärmeproduktion durch die Rekombination des atomaren Sauerstoffs sein (Reaktion 1, Tab. 1). In diesem Höhenbereich beträgt die Erwärmungsrate etwa 10 K/Tag. Erhöhung der Rekombinationsrate resultiert in einer erhöhten O_2 - und O_3 -Produktion über die Reaktionen 1 und 9 und führt somit zu erhöhten Produktionsraten von OH^* und $O_2(^1\Delta)$. Durch die verstärkte Rekombination wird mehr Wärme freigesetzt, so daß die Temperatur ansteigt und somit Intensitäten und Temperatur miteinander gekoppelt sind.

Die Meßpunkte in der Zeit zwischen dem 23./24. November und 4./5. Dezember 1980 bestimmen im wesentlichen die Korrelation. Diese Punkte sind in dem Streudiagramm der Abbildung 20 besonders gekennzeichnet. Da auch die Korrelation der Temperaturwerte mit der magnetischen Aktivität weitgehend durch diesen Zeitraum festgelegt ist, liegt die Vermutung nahe, daß die magnetische Aktivität als Ursache bzw. Vermittler der Korrelation wirken könnte. Unterstützt wird dies durch die Tatsache, daß die Intensitäten der OH^* -Emission während des genannten Zeitraumes positiv mit der Kp-Summe korreliert. Möglich wäre auch wiederum die Existenz der in Abb. 18 angedeuteten planetaren Welle, der sich in diesem -durch Schraffur gekennzeichneten- Zeitraum die magnetische Aktivität als Ursache für die Intensitäts- und Temperaturerhöhungen überlagert.

Erst nach Analyse der während der Energiebilanzkampagne von anderen Experimenten gewonnenen Daten können ggf. weitere Schlußfolgerungen über die tatsächliche Ursache des gefundenen Verhaltens von Intensitäten und Temperaturen gezogen werden. Hilfreich für weitergehende Analysen sind insbesondere Satellitenmessungen der Temperatur in der oberen Mesosphäre, Raketenmessungen von Temperatur- und Dichtefluktuationen und Höhenprofile atmosphärischer Spurengase, speziell des atomaren Sauerstoffs. Derartige Daten wurden während der Kampagne gemessen.

4. Verhältnis von $OH^*(8,5)$ zu $OH^*(8,3)$

Während des Meßzeitraumes im Februar 1981 wurde das Höhenprofil der Emission in der $OH^*(8,3)$ -Bande bei 724 nm mit einem raketengetragenen Photometer des meteorologischen Instituts der Universität Stockholm gemessen. Die Säulenemissionsrate der $OH^*(8,3)$ -Bande betrug ca. 450 R (Witt, 1982).

Zur gleichen Zeit lieferte die Messung der Intensität in der $OH^*(8,5)$ -Bande vom Boden aus einen Wert von 38,5 KR. Mit 85% Transmission der Atmosphäre bei 1,3 μm (Selby and McClatchey, 1975) ergibt dies eine Säulenemissionsrate von 45,3 KR. Da beide Emissionen vom gleichen Vibrationsniveau ($v=8$) ausgehen, ist das Verhältnis der Emissionen identisch mit dem Verhältnis der Übergangswahrscheinlichkeiten für den (8,5)- und (8,3)-Übergang. Das gemessene Verhältnis beträgt:

$$45,3 \text{ KR} / 450 \text{ R} = \underline{100,6} \text{ .}$$

Rechnungen der Übergangswahrscheinlichkeiten liefern Werte von:

107 (Mies, 1974)

49,2 (Murphy, 1970)

Der Vergleich mit dem gemessenen Wert des Verhältnisses zeigt, daß das von Mies (1974) bestimmte Verhältnis durch die Messung annähernd reproduziert wird.

5. Energiebilanz im Bereich der Mesopause

Im folgenden werden einige der im Höhenbereich der Mesopause wirksamen Heizungs- und Kühlungsmechanismen beschrieben. Die gemachten Angaben beziehen sich dabei auf den Höhenbereich zwischen 85 und 90 km.

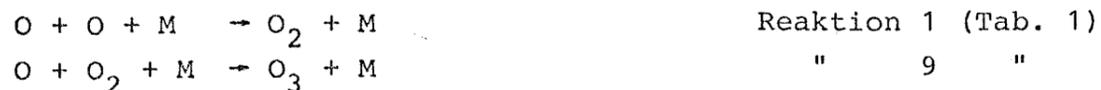
Heizungsmechanismen

a) Absorption solarer Strahlung

Dieser Beitrag zur Aufheizung der Atmosphäre kann für Messungen in hohen Breiten im Winter vernachlässigt werden, da die Zeitdauer der direkten Sonneneinstrahlung in die Mesopause während eines Tages gering ist.

b) Chemische Heizung

Durch die Rekombination von atomarem Sauerstoff in den Reaktionen:



wird, wie schon erwähnt, die Bindungsenergie von O_2 und O_3 teilweise in Wärme umgewandelt. Für die erste Reaktion beträgt die Energie 5,11 eV, für Reaktion 9 dagegen 1,05 eV. Adams (1974) gibt einen Wert von 10 K/Tag für die Erwärmungsrate an. Dieser Wert ist aber durch die Größe des vertikalen Flusses von O bestimmt und kann somit in gewissen Grenzen variieren. Wenn die zuvor beschriebene Korrelation der Intensitäten mit der Temperatur durch diesen Heizungsmechanismus bedingt ist, sind auch wesentlich höhere Erwärmungsraten denkbar.

c) Joule'sche Erwärmung

Direkte Joulesche Erwärmung kann als Heizungsmechanismus wahrscheinlich ausgeschlossen werden, da auf Grund der geringen Ladungsträgerdichte in dieser Höhe die Stromheizung durch den polaren Elektrojet zu vernachlässigen ist.

Jedoch zeigen die hier beschriebenen Messungen, ebenso wie die von Seshamani (1976) durchgeführte Analyse, einen Erwärmungseffekt in dieser Höhenschicht, der im Zusammenhang mit der

magnetischen Aktivität zu stehen scheint. Die gefundene Erwärmung von 8 K/Kp bedeutet eine Energiezufuhr von $3,2 \times 10^5 \text{ erg/cm}^2$. Typische Zeitintervalle sind hierfür 3 Stunden (siehe obige Korrelation zwischen ΔT und ΔKp). Damit ergibt sich ein Energiefluß von $29 \text{ erg/cm}^2 \text{ s}$, was einer Erwärmungsrate von 64 K/Tag entspricht.

Bei allem Vorbehalt über die Aussagekraft dieser Messung scheint hier ein sehr effektiver, kurzzeitiger Heizungsmechanismus zu existieren, über dessen Natur nichts bekannt ist.

d) Dynamische Heizung

Kurzfristige Temperaturerhöhungen, wie sie in der zuvor gezeigten Messung (Abb. 11) beschrieben sind, weisen auf dynamische Heizungsprozesse hin (weitere Beispiele für Temperaturvariationen sind bei Gerndt (1982) zu finden). Ein Temperaturanstieg von 50 K innerhalb von 20 min entspricht einer täglichen Erwärmungsrate von 3600 K/Tag. Langfristige Messungen zeigen, daß die zeitliche Rate, mit der diese Erwärmungen auftreten, maximal 10% der Meßzeit beträgt. Durch die ortsfeste Beobachtung läßt sich nicht entscheiden, ob dieses Phänomen rein zeitlicher Natur ist, oder ob räumlich begrenzte Zonen, die durch das Gesichtsfeld des Instrumentes wandern, als zeitliche Variationen auftreten. Entsprechend muß die Erwärmungsrate verringert werden. Bei einem rein zeitlichen Effekt ergibt dies einen Wert von 360 K/Tag. Bei räumlicher Streuung dieser Erwärmungszonen muß der Wert entsprechend dem Quadrat reduziert werden, so daß als Erwärmungsrate 36 K/Tag als obere Grenze angenommen werden muß. Aus anderen Messungen (Tepley et al., 1981), die ähnliche Temperaturvariationen aufweisen, läßt sich ein Wert von 2-5% für die Wahrscheinlichkeit des Auftretens abschätzen. Die tatsächliche Rate und die Frage nach der räumlichen oder zeitlichen Natur dieser Phänomene ist Gegenstand zukünftiger Messungen und Untersuchungen. Dabei soll weiterhin geklärt werden, ob es sich um wellenartige Effekte handelt, oder eine mehr statistische Verteilung vorliegt.

Kühlungsmechanismen

a) Strahlungskühlung

Die effektivste Kühlung erfolgt durch die Infrarotemission in der 15 µm-Bande des CO₂. Messungen der Zenitintensität dieser Emission während der Energiebilanzkampagne (Großmann et al., 1981) liefern einen Strahlungsfluß von max. $6 \times 10^{-8} \text{ W/cm}^2\text{sr}$. Dies entspricht einem Energiefluß von $7 \text{ erg/cm}^2\text{s}$ bzw. einer Kühlungsrate von 15 K/Tag.

Die Kühlung durch die Emission der 9,6 µm Strahlung des O₃ liefert einen Beitrag, der ca 5,5 K/Tag beträgt, wenn die Messungen von Stair et al. (1974) bei 85 km Höhe benutzt werden.

Unter ruhigen atmosphärischen Bedingungen sind die Emissionen von NO bei 5,3 µm und 2,8 µm zu vernachlässigen. Bei Partikel-ausfällungen in starken Auroren wurden dagegen bis zu $2,4 \times 10^{-8} \text{ W/cm}^2\text{sr}$ (5,3 µm) und $4,5 \times 10^{-8} \text{ W/cm}^2\text{sr}$ (2,8 µm) gemessen (Stair et al., 1974). Zusammen ergeben beide Emissionen eine maximale Kühlungsrate von 17 K/Tag.

Aus der Intensität in der OH*(8,5)-Bande kann, wie schon für die OH*(3,1)-Bande beschrieben (Seite 9), die gesamte Emissionsrate der OH* Rotations- Schwingungsbanden ermittelt werden. Das entsprechende Verhältnis beträgt: $\text{OH}^*(8,5)/\Sigma\text{OH}^* = 0,03$. Die Zenitintensität des gesamten Systems hat einen mittleren Wert von ca. 1MR. Zusammen mit der mittleren Energie eines Photon von 0,5 eV resultiert ein Energiefluß von $0,8 \text{ erg/cm}^2\text{s}$ bzw. eine Kühlungsrate von 1,7 K/Tag. Die Intensität der Emissionen von O₂(¹Δ_g) in der 1,27 µm-Bande beträgt im Mittel 150 KR während der Nacht. Durch die Reabsorption in der unteren Atmosphäre wird die Strahlung um ca. einen Faktor 15 abgeschwächt, so daß 150 KR einer am Boden nachgewiesenen Intensität von 10 KR entspräche. 150 KR bei 1,27 µm liefern einen Energiefluß von $0,2 \text{ erg/cm}^2\text{s}$, bzw. 0,4 K/Tag Kühlungsrate.

Wie Abb. 18 zeigt, können die Intensitäten beider Emissionen sehr stark erhöht sein (max. 70 KR O₂(¹Δ_g) am Boden = 1MR, und 150 KR OH*(8,5) = 4,5 MR Systemintensität). Die verstärkte IR-Emission ergibt eine Kühlungsrate von ca. 10 K/Tag.

b) Dynamische Kühlung

Ausgehend von der Wärmetransportgleichung und der Kontinuitätsgleichung läßt sich bei Vernachlässigung horizontaler Fluktuationen die zeitliche Änderung der Temperatur in einem Volumenelement angeben durch:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + U_3 \frac{\partial T}{\partial x_3} + u_3 \frac{\partial \theta}{\partial x_3} = 0$$

x_3 ist die Ortskoordinate in vertikaler Richtung, θ gibt die momentane Abweichung der Temperatur vom Mittelwert an (Fluktuationsamplitude der Temperatur). Der zweite Term der Gleichung beschreibt die Erwärmung durch die langzeitige vertikale Bewegung, die bestimmt ist durch die Vertikalgeschwindigkeit U_3 . Da der Temperaturgradient im Bereich der Mesopause im Mittel klein ist ($< 1 \text{ K/km}$) und die vertikale Geschwindigkeit selten mehr als 1 cm/s über längere Zeiträume beträgt, trägt dieser Term nur unwesentlich zur Energiedissipation bei. Der dritte Ausdruck bestimmt die Temperaturänderung durch vertikale Fluktuationen der Geschwindigkeit (u_3) und des Temperaturgradienten (Turbulenter Wärmetransport). Die Mittelung dieses Produktes erfolgt zeitlich, was für die gleichzeitige Messung beider Größen ein schwieriges meßtechnisches Problem darstellt. Um diesen Beitrag zu erfassen, muß sowohl die Fluktuation in der vertikalen Windgeschwindigkeit, als auch im Temperaturgradienten gleichzeitig an derselben Stelle über längere Zeit gemessen werden. Die Größenordnung dieses Termes kann aus Raketenmessungen bestimmt werden. Neben der vertikalen Temperaturverteilung liefern diese auch horizontale Windgeschwindigkeiten. Unter der Annahme, daß die vertikalen Geschwindigkeitsfluktuationen etwa 10% der horizontalen Änderungen betragen, kann das Produkt $x_3 \cdot \partial \theta / \partial x_3$ berechnet werden. Die zeitliche Mittelung bei einer festen Höhe wird ersetzt durch die Mittelwertbildung innerhalb einer ca. 8 km breiten Schicht. Dies setzt wiederum voraus, daß die Änderungen in aufeinander folgenden Schichten unabhängig voneinander sind. Als typischer Wert für den turbulenten Wärmetransport ergibt sich ca. 50 K/Tag. Dieser Wert stellt eine "grobe" Näherung dar. Erst detaillierte Untersuchungen können zeigen, ob diese Näherung tatsächlich den Einfluß von turbulentem Energietransport richtig beschreibt.

Die anschließende Tabelle soll die Größenordnung der unterschiedlichen Heizungs- und Kühlungsmechanismen im Bereich zwischen 85 und 90 km aufzeigen.

	Kühlungsrate	Heizungsrate
Rekombination von O		+10 K/Tag
Magnetische Aktivität		+64 " ?
Dynamische Heizung		+36 " ?
Turbulenter Wärmetransport	-50 K/Tag ?	
CO ₂ Emission	-15 "	
O ₃ " max.	- 5 "	
NO " max.	-17 "	
O ₂ (¹ Δ _g) + OH* "	-2 - -10 "	

Diese Aufstellung gibt nicht die vollständige Energiebilanz der Atmosphäre in dieser Höhe wieder. Zum einen sind die Unsicherheiten in den angegebenen Werten sehr groß, und die entsprechenden Prozesse sind noch nicht gut verstanden. Zum anderen ist die Tabelle sicher nicht vollständig, sie enthält z.B. nicht Effekte wie Heizung durch solare Strahlung und Teilchenausfällung.

6. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird ein Instrument zur spektralen und räumlichen Vermessung der Emissionen des Nachtleuchtens im nahen Infraroten beschrieben. Das dargestellte Verfahren ermöglicht die Bestimmung der Mesopausentemperatur aus den Rotations-Schwingungsspektren des OH* vom Boden aus.

Die Messung von Temperatur und Intensität ermöglicht es, Schlüsse auf die Struktur und Dynamik im Höhenbereich zwischen 80 und 90 km zu ziehen. Während der Energiebilanzkampagne 1980 wurden Messungen über einen längeren Zeitraum durchgeführt. Die Meßergebnisse zeigen, daß Temperatur und Intensität starken zeitlichen Schwankungen unterliegen.

Die vorhandene Korrelation von OH*- und O₂(¹Δ_g)-Intensitäten bestätigen die Bedeutung der Produktion von O₂(¹Δ_g) durch OH*. Ferner wurde ein korreliertes Verhalten von Intensität und Temperatur gefunden.

Die Temperatur in der Mesopause zeigt offenbar eine Abhängigkeit von der magnetischen Aktivität, was auf einen sehr effektiven Erwärmungsmechanismus hindeutet.

Die Einflüsse der verschiedenen Kühl- und Heizmechanismen für die Energiebilanz in diesem Höhenbereich werden diskutiert.

Für die Genehmigung zur Verwendung bisher unveröffentlichter Daten habe ich zu danken:

F.J. Schmidlin, NASA Wallops Flight Center, Wallops Island

C.R. Philbrick, AFGL, Hanscom AFB

G. Witt, Meteorologisches Institut der Universität Stockholm

Anhang

Ein Doppel-Gitterspektrometer zur tangentialen Messung der Infrarotemissionen atmosphärischer Spurengase

Als Fokalebeneinstrument des im Bau befindlichen GIRL-Teleskops (GIRL = German InfraRed Laboratory) für den Einsatz auf dem Spaceshuttle ist ein doppeltes Gitterspektrometer vorgesehen für den Wellenlängenbereich von 2,5 - 30 μm und 30 - 150 μm mit einem mittleren Auflösungsvermögen von 2000 bzw. 300. Das Teleskop und die Fokalebeneinstrumente sind mit superfluidem Helium gekühlt, um einerseits die Betriebstemperatur von hochempfindlichen Halbleiterdetektoren zu gewährleisten und andererseits den Photonenhintergrund, verursacht durch die thermische Emission der optischen Komponenten, zu reduzieren. Durch diese Maßnahmen wird das Eigenrauschen der Detektoren unter das Rauschen der ebenfalls gekühlten Vorverstärker gesenkt, so daß NEP-Werte von unter $1 \times 10^{-16} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ erreicht werden können.

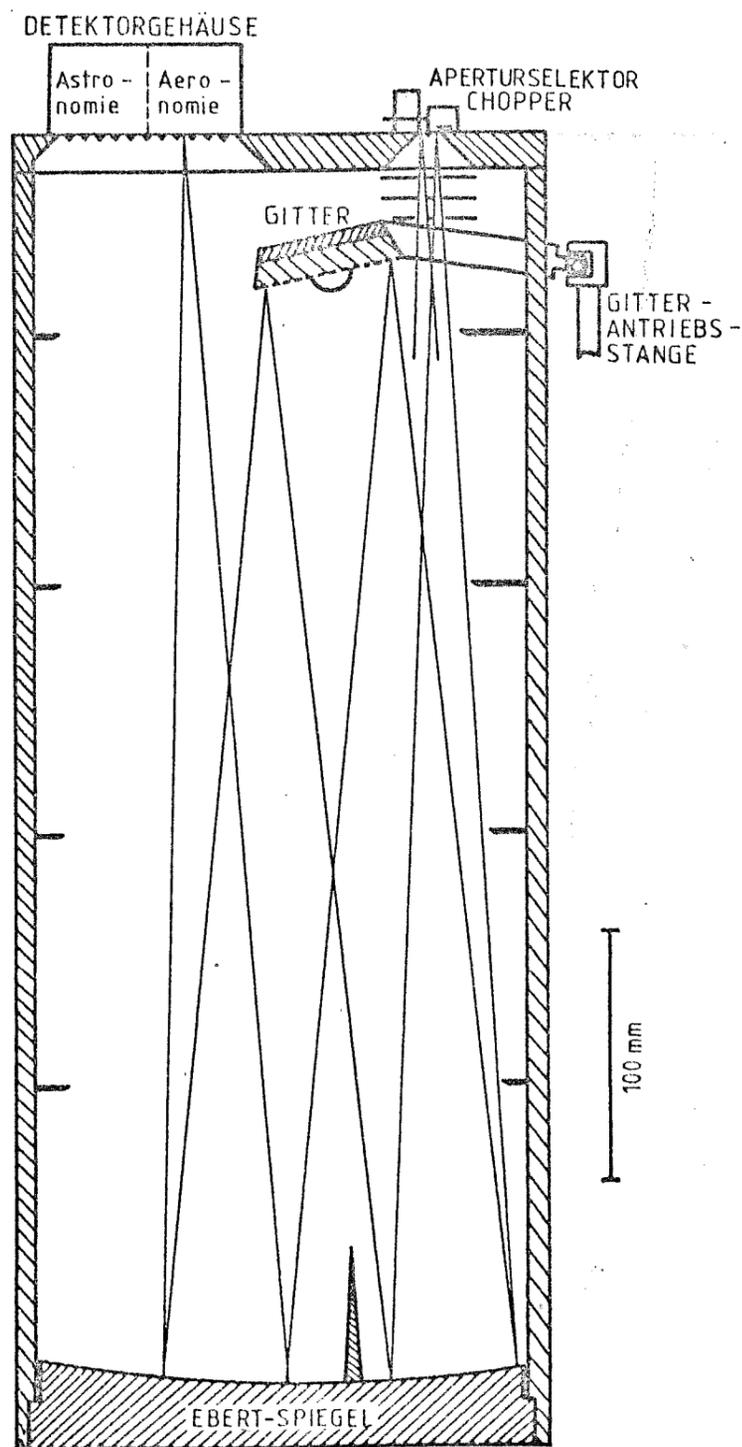
Die hohen Anforderungen an die Betriebssicherheit und Kompaktheit für die Fokalinstrumente fordert eine robuste und daher möglichst einfache Konstruktion des Gitterspektrometers. Es bietet sich hier die Form eines Ebert-Fastie Spektrometers an. Das zugrunde liegende Konzept sieht die Benutzung desselben Spiegels für die Kollimation des Lichts auf der Eintrittsseite vor dem Gitter und die Fokussierung des vom Gitter gebeugten Lichts auf die Austrittsspaltenebene. Der Einsatz nur eines Spiegels erhöht die mechanische Festigkeit. Die Wahrscheinlichkeit für etwaige Dejustierungen nach der Montage in die Fokalebene des Teleskops wird damit verringert. Die Verwendung kreisförmig gebogener Spalte optimiert die Abbildungseigenschaften und gewährt dadurch ein hohes Auflösungsvermögen (Fastie, 1952). Die wichtigsten Daten dieses "E3"-Spektrometers sind in der Tabelle A1 zusammengefaßt. Im folgenden Abschnitt soll das optische Konzept des Spektrometers dargestellt werden. Da das Instrument an der Grenze des möglichen spektralen Auflösungsvermögens arbeitet, wird dieser Aspekt ausführlicher behandelt. Ein Prototyp dieses Gerätes wurde -bei vermindertem Auflösungsvermögen und ohne Kühlung der Optik- für die oben beschriebenen Messungen benutzt.

TABELLE A1

	kurzwelliges Spektr.	langwelliges Spektr.
Wellenlängenbereich	2,5 - 30 μm	30 - 160 μm
Gesichtsfeld	0,08' x 17'	0,85' x 17'
Etendue	$1,9 \times 10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ sr}$	$1,2 \times 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ sr}$
Spektrales Auflösungsvermögen	2500 ($\lambda=10 \mu\text{m}$)	400 ($\lambda=100 \mu\text{m}$)
Anzahl von Kanälen	6	4
Detektoren	Ge:Cu	Ge:Ga
Integrationszeiten	5 - 50 ms	50 - 500 ms
Minimal nachw. Strahlungsfluß	$12 - 3,7 \times 10^{-10} \text{ W/cm}^2 \text{ sr}$	$3,7-1,2 \times 10^{-11} \text{ W/cm}^2 \text{ sr}$
Temperatur	4 K	4 K
Höhenauflösung (theor.)	500 m	900 m
Datenrate	40 kbit/s	

Ebert - Fastie Spektrometer G1rl E3

Die Abbildungsgeometrie des Teleskops (4 m Brennweite, F/10-System) und die Definition der Meßziele legt den Rahmen für die konstruktive Auslegung beider Spektrometer in den oben genannten Wellenlängenbereichen fest. Der in der Fokalebene zur Verfügung stehende Platz und das F/10-Strahlungssystem begrenzt die Brennweite des Spektrometers auf 50 cm. Die geometrische Anordnung der optischen Elemente im Ebert-Fastie Spektrometer ist in Abb. A1 gezeigt. Die Abbildung des Eintrittsspalt erfolgt nahezu komafrei. Dies wird dadurch erreicht, daß die durch die erste Reflexion am sphärischen Spiegel hervorgerufene S-förmige Krümmung der Wellenfront bei der zweiten Reflexion am Spiegel aufgehoben wird. Durch die Drehung des Gitters ist aber der Querschnitt des parallelen Strahlenbündels vor und hinter dem Gitter nicht identisch, so daß ein Restanteil von Koma verbleibt. Dieser Anteil läßt sich minimieren durch eine geeignete Wahl der Gitterposition bezüglich des Spiegels. "Raytrace"-Rechnungen haben gezeigt, daß es eine optimale Position des Gitters gibt. Aus Abb. A2 ist zu ersehen, daß die Bildfelder in der Ebene der Austrittsspalte minimal sind an der symmetrischen Position, d.h. auf dem Ebertkreis. Je weiter der Austrittsspalt von dieser Position entfernt ist, um so größer wird der Bildfehleranteil. Aus diesem Grund sind die Austrittsspalte für die kurzwelligen Kanäle des Spektrometers möglichst symmetrisch um diese optimale Position angeordnet. Beim langwelligen Spektrometerteil ist, bedingt durch die größere Spaltbreite, die Positionierung nicht kritisch, da die Bildfehler wesentlich kleiner sind als die Spaltbreite. Der Astigmatismus im Ebert-Fastie Spektrometer wird nicht aufgehoben, aber durch die Verwendung der oben erwähnten kreisförmigen Spalte kann der Einfluß auf die Bildqualität und damit auf das Auflösungsvermögen weitgehend beseitigt werden. Wenn der Eintritts- und Austrittsspalt auf einem gemeinsamen Kreis, dem sog. Ebertkreis angeordnet sind, ist das tangentiale astigmatische Bild eines Punktes auf dem Eintrittsspalt wiederum tangential zum Austrittsspalt, und nur der sagittale Fehleranteil beeinflußt die Bildqualität. In der beschriebenen geometrischen Anordnung der Spalte auf dem Ebertkreis wird zusätzlich erreicht, daß der Radius des Eintrittsspaltbildes unabhängig von der Wellenlänge, d.h. von der Stellung des Gitters ist.



SCHNITT DURCH DAS EBERT-FASTIE-SPEKTROMETER
(K-Kanal)

Abb. A1:

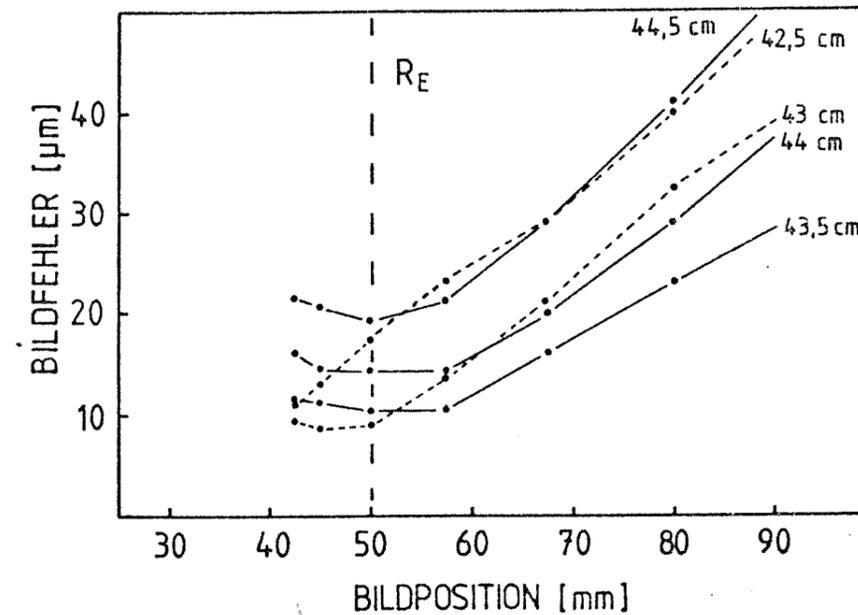
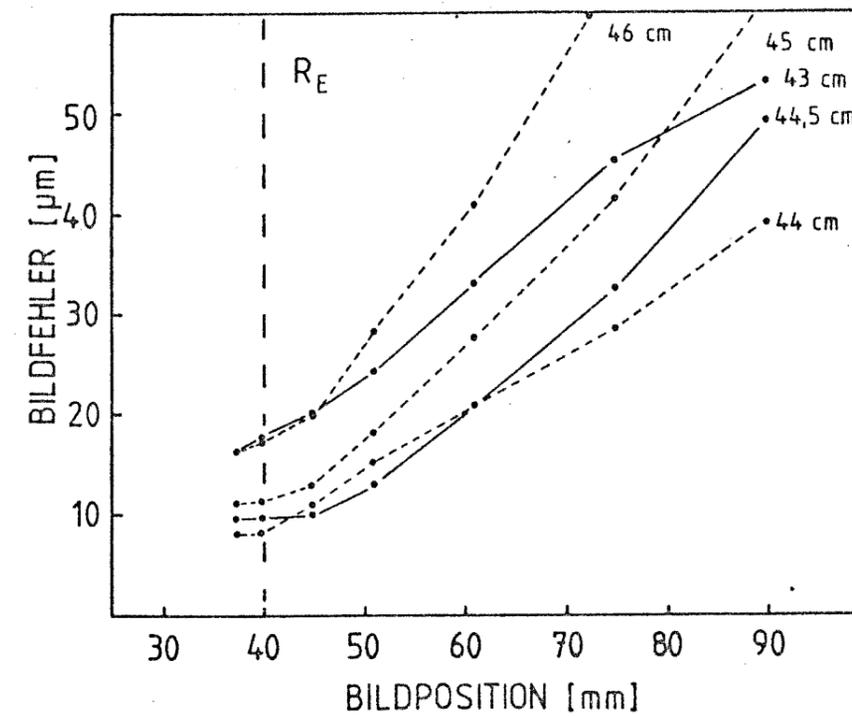


Abb. A2. Bildfehler als Funktion der Bildposition für zwei verschiedene Radien des Ebertkreises bei unterschiedlichen Gitterpositionen (Kurvenparameter: Abstand des Gitterdrehpunktes vom Ebertspiegelscheitelpunkt. Die Bildposition ist von der optischen Achse aus gemessen)

Bestimmung des Auflösungsvermögens

Bei einer vorgegebenen Brennweite des Spektrometers ist das Auflösungsvermögen durch die Wahl der Gitterparameter und der Spaltbreite festgelegt. Für Beugungsgitter gilt allgemein die Beziehung:

$$\sin \theta_i \pm \sin \theta_d = n\lambda/a \quad \theta_i, \theta_d: \text{Einfallswinkel und Ausfallswinkel bezogen auf die Gitternormale}$$

Die Winkeldispersion des Gitters folgt aus der Ableitung der Gittergleichung.

$$\frac{d\theta_d}{d\lambda} = \frac{n}{a \cos \theta_d} = D_\alpha$$

Löst man die Gittergleichung nach n/a auf und setzt dies in die obige Gleichung ein, so erhält man den folgenden Ausdruck für die Dispersion:

$$\frac{d\theta_d}{d\lambda} = \frac{1}{\lambda} \frac{\sin \theta_i \pm \sin \theta_d}{\cos \theta_d}$$

Aus der letzten Gleichung erkennt man, daß bei einer vorgegebenen Wellenlänge die Dispersion nur vom Einfallswinkel und Ausfallswinkel abhängt.

Das Auflösungsvermögen $R = \lambda/\Delta\lambda$ beinhaltet die Wellenlängendifferenz $\Delta\lambda$ zweier gerade noch voneinander separierbarer spektraler Elemente (Rayleigh-Kriterium). Im Fall idealer Abbildungseigenschaften und vernachlässigbarer Spaltbreite, ist dieser Minimalabstand durch die Form der Beugungsfigur bestimmt. Die Breite der Beugungsfigur bei einer rechteckförmigen beugenden Öffnung ist gegeben durch:

$$\Delta\theta = \frac{\lambda F}{f}$$

F : F-Zahl des Systems
f : Brennweite

Für das beugungsbegrenzte Auflösungsvermögen ergibt sich bei Benutzung obiger Gleichung: $R = nN$ (N: Anzahl der Gitterstriche). Für das kurzwellige Gitter ist eine Gitterkonstante $a = 20 \mu\text{m}$ vorgesehen. Damit ergibt das beugungsbegrenzte Auflösungsvermögen einen Wert von 2500 in 1. Ordnung bei 50 mm Gitterbreite. Das geometrische Auflösungsvermögen ist bestimmt durch die Spaltbreite und die lineare Dispersion des Gitters:

$$\Delta\lambda = \frac{a s}{n f}$$

Bei einer Spaltbreite von $100 \mu\text{m}$ und $10 \mu\text{m}$ Wellenlänge ist somit das geometrische gleich dem beugungsbegrenzten Auflösungsvermögen. Für das langwellige Spektrometer gelten ähnliche Betrachtungen. Hier ist die Gitterkonstante $120 \mu\text{m}$, so daß das beugungsbegrenzte Auflösungsvermögen bei $100 \mu\text{m}$ Wellenlänge 416 beträgt, was einer Spaltbreite von 1 mm entspricht.

Die vorangegangenen Betrachtungen sind erste Näherungen für die Auslegung eines Gitterspektrometers. Sie gelten für ideale Bedingungen, d.h. für fehlerfreie Abbildung und inkohärente Beleuchtung des Eintrittsspalt bei einem rechteckförmigen Gitter.

Ein Maß für die spektralen Eigenschaften eines Spektrometers ist nicht nur das nominelle Auflösungsvermögen, sondern auch die Form des Spektrometerprofils. Das Spektrometerprofil ist die Intensität hinter dem Austrittsspalt als Funktion der Wellenlänge bzw. Gitterposition bei monochromatischer Ausleuchtung des Eintrittsspalt. Die Form dieses Profils, insbesondere an seinen Flanken, ist dann ausschlaggebend, wenn intensitätsschwache Linien neben sehr starken Linien nachgewiesen werden sollen. Bei beugungs- und fehlerfreier Abbildung ist dies eine Dreiecksfunktion mit der Halbwertsbreite $\Delta\lambda$. Sie ergibt sich durch Faltung der Intensitätsverteilung des Spaltbildes in Richtung der Spaltbreite $t(x)$ und der Öffnung des Austrittsspalt $t'(x)$.

$$t(x) = \begin{cases} 1 & -0,5s \leq x \leq 0,5s \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad s: \text{Spaltbreite}$$

Hieraus läßt sich das Spektrometerprofil ermitteln.

$$I(x') = \int t(x)t'(x-x') dx$$

Die Halbwertsbreite der Funktion $b^2(x)$ läßt sich aus der Breite des zentralen Maximums der Funktion zu $\text{HWB}(b^2(x)) = F\lambda$ ermitteln. Mit $\text{HWB}(I(x)) = s$ folgt:

$$\text{HWB}^2(G(x)) = s^2 + (F\lambda)^2.$$

Mit Hilfe der Lineardispersion D_1 wird die Bandbreite des Spektrometers $\Delta\lambda$ berechnet, und es ergibt sich:

$$\Delta\lambda^2 = \frac{s^2}{D_1^2} + \frac{(F\lambda)^2}{D_1^2}.$$

Diese Relation ist in Abb.A3 dargestellt mit den aktuellen Parametern für die Dispersion.

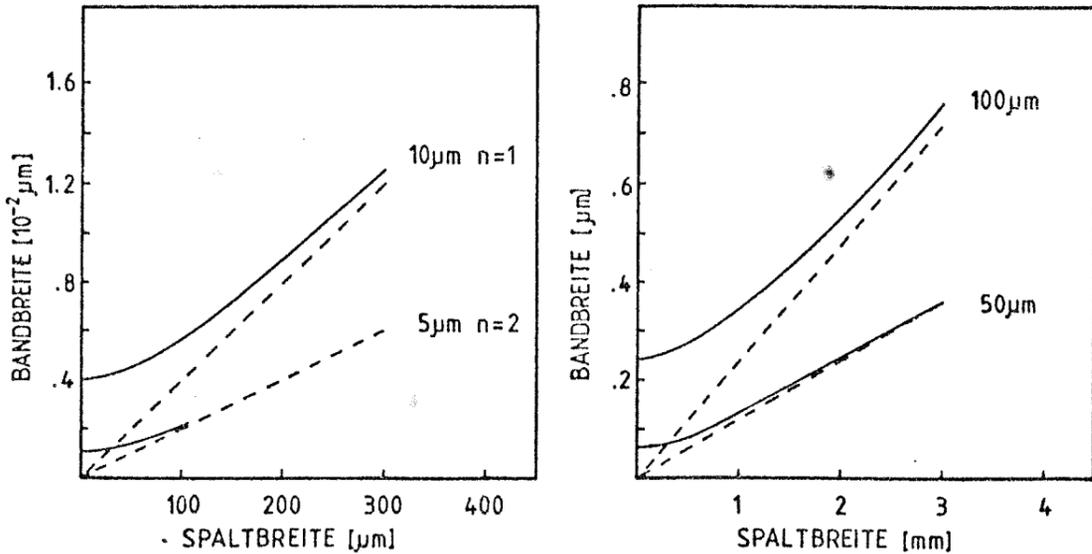


Abb.A3. Bandbreite der Spektrometer (kurzwellig und langwellig) für verschiedene Spaltbreiten (----- geometrisches Auflösungsvermögen)

Mit Hilfe der Lineardispersionsrelation kann $I(x')$ in $I(\lambda)$ transformiert werden. Im Fall eines Auflösungsvermögen nahe der Beugungsbegrenzung, d.h. $R_{\text{geom}} \sim (1 \text{ bis } 0,2) \cdot R_{\text{beug}}$, muß der Einfluß der Beugung auf die Abbildung des Eintrittsspalt berücksichtigt werden. Hierbei ist jedoch zu unterscheiden, ob die Beleuchtung des Eintrittsspalt kohärent oder inkohärent erfolgt. Beide Fälle werden im folgenden getrennt behandelt.

Inkohärente Beleuchtung

Einzelne Punkte im Eintrittsspalt haben keine feste Phasenbeziehung. Somit setzt sich die Intensitätsverteilung des Bildes zusammen aus der Überlagerung von Intensitätsverteilungen, die durch die beugende Öffnung bestimmt sind. Diese Intensitätsverteilung erhält man durch das Quadrat der Feldamplitude $b(x)$ in der Bildebene. Die endgültige Spektrometerfunktion ergibt sich dann durch Faltung aller drei Funktionen.

$$\begin{aligned} G(x') &= \int b^2(x'') t(x) t'(x-x'-x'') dx dx'' \\ &= \int I(x'') b^2(x''-x') dx'' \end{aligned}$$

Die Koordinaten x , x' und x'' sind Ortskoordinaten in der Bildebene des Spektrometers senkrecht zum Spalt. Eine Abschätzung der Halbwertsbreite der resultierenden Funktion $G(x')$ erhält man durch quadratische Addition der Halbwertsbreiten der zu faltenden Funktionen.

$$\text{HWB}^2(G(x)) = \text{HWB}^2(I(x)) + \text{HWB}^2(b^2(x)).$$

Die Halbwertsbreite der Funktion $b^2(x)$ ist bestimmt durch die Form der beugenden Öffnung und den Parameter $F\lambda$ (F: f-Zahl der Optik, hier 10). Für eine rechteckförmige Öffnung hat die Funktion $b^2(x)$ die Gestalt:

$$b^2(x) = \frac{\sin^2 \frac{x\pi}{F\lambda}}{\left(\frac{x\pi}{F\lambda}\right)^2}$$

Kohärente Beleuchtung

Im Fall kohärenter Beleuchtung des Eintrittsspalt es haben alle Punkte entlang der Spaltbreite eine feste Phasenbeziehung. Das Bild des Eintrittsspalt es ergibt sich nicht wie oben beschrieben, sondern es muß die Feldamplitude in der Bildebene mit der Spaltfunktion gefaltet werden. Das Quadrat der so erhaltenen Funktion gibt die Intensitätsverteilung in der Bildebene wieder. Die Spektrometerfunktion erhält man anschließend durch Faltung mit der Transmissionsfunktion des Austrittsspalt es.

$$\bar{G}(x') = \int t'(x) \int b(x'') t(x-x'-x'') dx''^2 dx$$

Die Formen der Spektrometerprofile für beide Beleuchtungsfälle sind i.A. sehr unterschiedlich (Abb.A4). Dieser Tatsache muß bei der Eichung des Spektrometers Rechnung getragen werden, da oft das Spektrometerprofil mit Licht eines Lasers ausgemessen wird, d.h. kohärent, während die Absoluteichung mit einem Schwarzkörper, also mit inkohärentem Licht erfolgt. Dies macht eine Überprüfung des Spektrometerprofils an inkohärenten schmalbandigen Linienquellen notwendig. Hierfür eignen sich Gasentladungsspektren (Froning, 1980) oder thermische Emissionsspektren bzw. Absorptionsspektren im Labor sowie während des Fluges.

Bedingung für kohärente bzw. inkohärente Beleuchtung bei Messungen in der Atmosphäre

Es sollen hier zwei exemplarische Fälle diskutiert werden:

- a) Atmosphärische Messungen ohne abbildende Optik vor dem Spektrometer
- b) Tangentialsondierung der Atmosphäre mit einem Teleskop-spektrometer

Für eine schmalbandige kreisförmige Lichtquelle mit dem Durchmesser ϕ in der Entfernung r vom Beobachter existiert eine Fläche mit dem Durchmesser h , innerhalb der die Beleuchtung als kohärent angesehen werden kann.

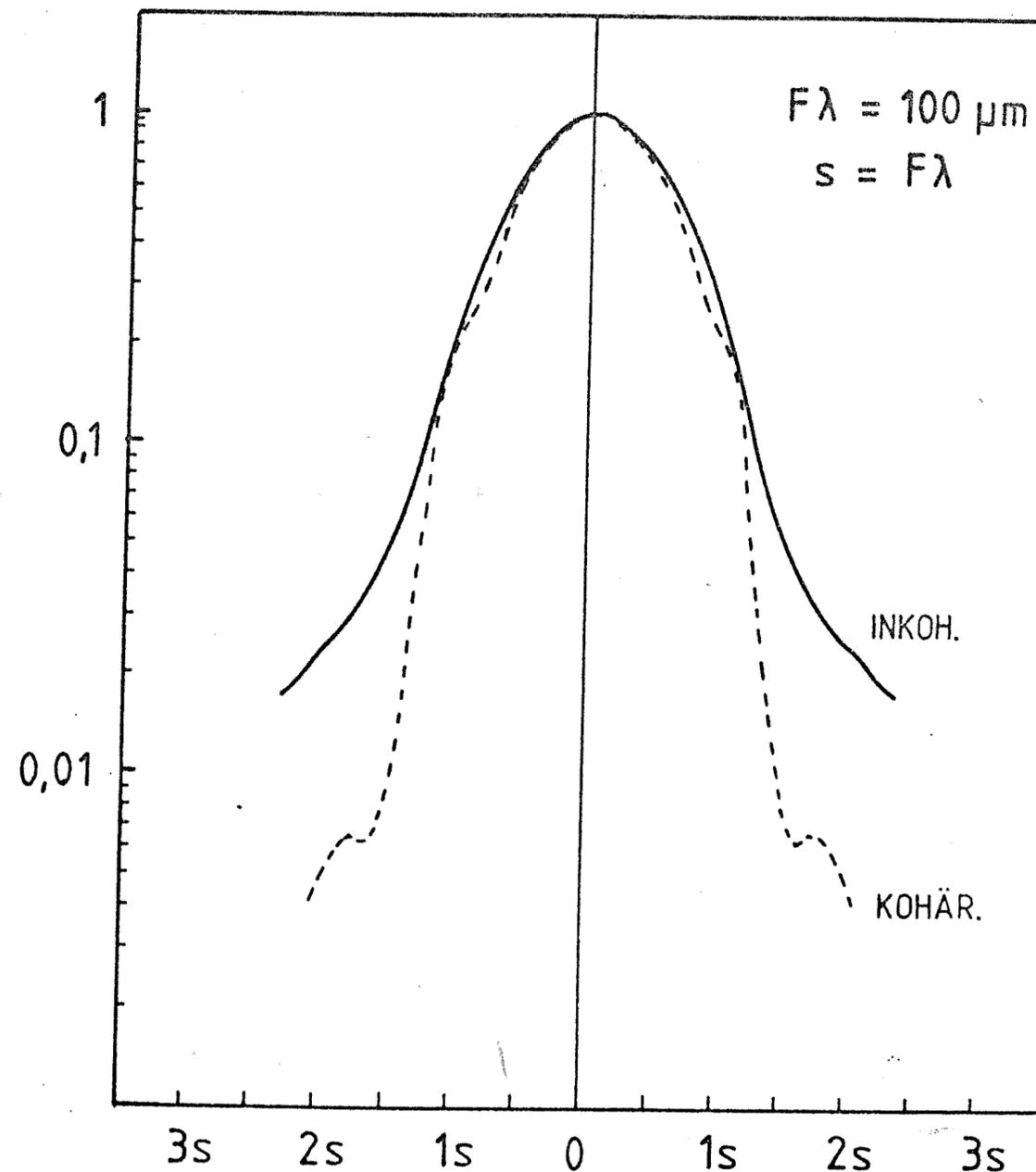


Abb.A4: Spektrometerprofil bei kohärenter und inkohärenter Beleuchtung des Eintrittsspalt es

$$h = 0,32 \frac{r\lambda}{\phi}$$

zu a)

Unter der Annahme, daß die von bestimmten atmosphärischen Schichten emittierte Strahlung selbst keine feste Phasenbeziehung hat, gilt für ein Spektrometer mit der Spaltbreite s

$$s \gg 0,32 \frac{r\lambda}{\phi} = 0,32 \lambda F, \text{ um eine inkohärente Beleuchtung zu}$$

gewährleisten. Für ein typische Gerät ($\lambda = 15 \mu\text{m}$, $s = 400 \mu\text{m}$, $F = 5$) ist $h = 24 \mu\text{m}$ und somit die Bedingung für inkohärente Beleuchtung erfüllt.

zu b)

Im Fall eines Spektrometers, dessen Spalt in der Fokalebene eines Teleskops angebracht ist, gilt, daß der Spalt sehr viel breiter als das Airy-Scheibchen des Teleskops sein, muß um inkohärent beleuchtet zu werden, d.h. $s \gg h = 0,32F\lambda$

Für ein F/10-System gilt näherungsweise

$\lambda / \mu\text{m}$	$h / \mu\text{m}$	vorgesehene Spaltbreite
1	3,2	100 μm
5	16	
10	32	
50	160	1000 μm
100	320	

Es ist zu erkennen, daß für das E3-Spektrometer diese Bedingung gerade erfüllt ist, so daß mit teilweise kohärenter Beleuchtung des Spaltes zu rechnen ist.

Streulichtunterdrückung mittels einer Voroptik

In Meßsystemen, die sehr schwache Infrarotsignale nachweisen sollen, muß sichergestellt werden, daß der Anteil von Strahlung, der nicht vom Meßobjekt herrührt, unterhalb der Nachweisgrenze des Systems liegt. Prinzipiell kann man bei gekühlten optischen Instrumenten das sogenannte Streulicht nach seinem Ursprung in drei Kategorien einteilen.

- thermische Emission von optischen Komponenten und Strukturflächen, die durch spiegelnde und diffuse Reflexion in das Gesichtsfeld des Detektors gelangt,
- Strahlung von intensiven Quellen außerhalb des Gesichtsfeldes, welche durch den nicht spiegelnd reflektierten Anteil an den Spiegeln auf den Detektor gelangt,
- Licht von intensiven Quellen außerhalb des Gesichtsfeldes, das durch Beugung oder Reflexion an Blenden- und Strukturkanten in das Gesichtsfeld und damit auf den Detektor gelenkt wird.

Die ersten beiden Streulichtanteile können durch ein sorgfältiges Design der optischen Geometrie und ausreichende Kühlung der Komponenten sowie den Einsatz von "superpolish"-Spiegeln minimiert werden. Das durch Beugung erzeugte Streulicht kann dagegen ohne weiteres nicht unterdrückt werden, jedoch besteht die Möglichkeit, mit einer Zwischenoptik diesen Anteil weitgehend zu unterdrücken. Der Ursprung der gebeugten Strahlung und das Prinzip seiner Unterdrückung ist in Abb.A5 dargestellt. Strahlung von einer entfernten Punktquelle, die außerhalb des Gesichtsfeldes liegt, wird auf den Rand der Feldblende fokussiert (A). Durch die Begrenzung des abbildenden Strahlenganges entsteht im Punkt A eine Beugungsfigur (schematisch dargestellt in Abb.A5), die bei einer kreisförmigen Apertur die Form einer sog. Airy-Scheibe hat. Der Anteil der Beugungsfigur, der in die Öffnung der Feldblende gelangt, bestimmt das Streulicht aufgrund von Beugung. Eine detaillierte Betrachtung des Beugungseffektes zeigt, daß die Beugung an einer Kante (1) so behandelt werden kann, als ob die Kante selbst als Lichtquelle wirkt. Mit einer Zwischenoptik, welche die Fokalebene des Teleskopes im Maßstab 1:1 abbildet, kann ein Zwischenbild der beugenden Kante erzeugt werden. Die Abbildung erfolgt durch die Feldblende

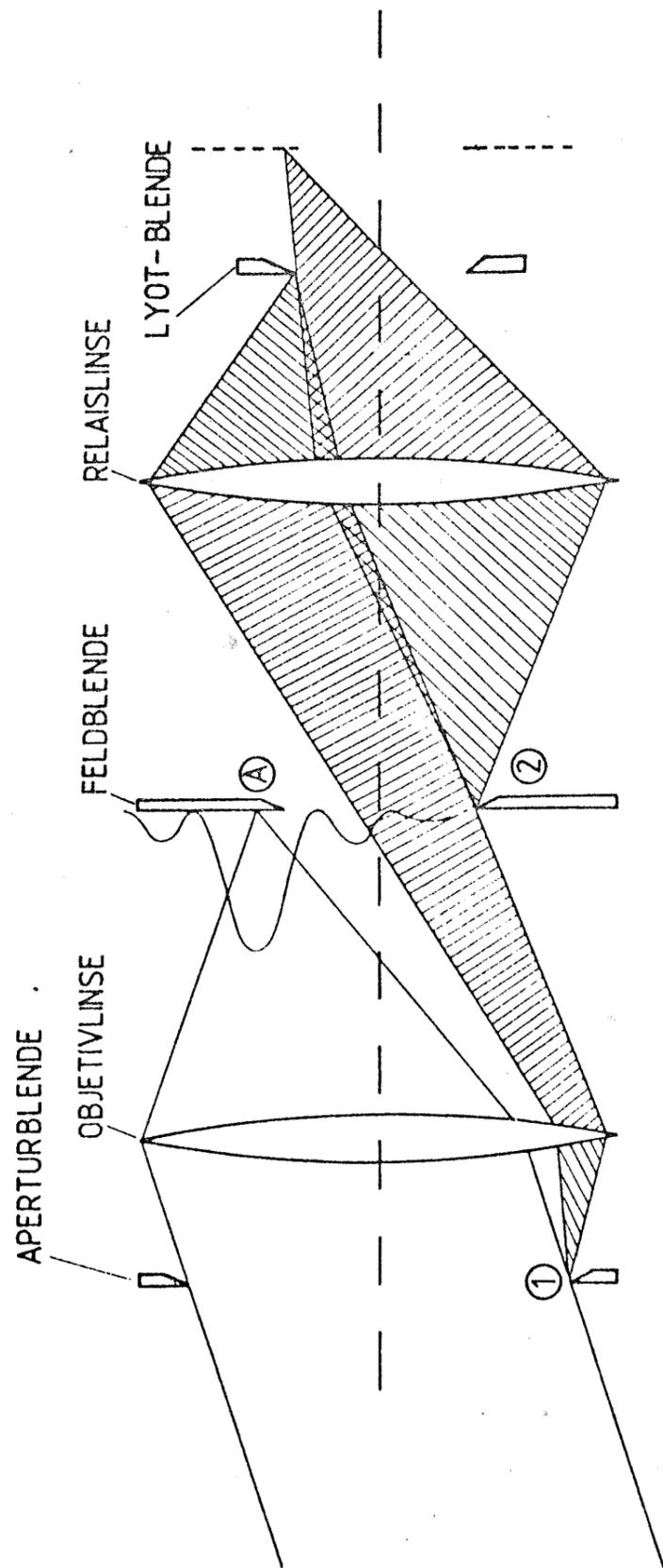


Abb. A5: Streulichtunterdrückung mittels einer Zwischenoptik

über die Relaislinse. Die Kontur der beugenden Kante wird als linienförmiges Objekt abgebildet. Ist die Abbildung durch die Zwischenoptik beugungsbegrenzt, so wird die Ausdehnung des Bildes durch die Beugungsfigur bestimmt. Die Ausdehnung ist festgelegt durch die Dimensionen der Feldblende und Relaislinse. Wird an der Stelle der Bildposition eine Blende eingesetzt, welche die Form des Bildes der beugenden Kante besitzt, so kann der gebeugte Lichtanteil ausgeblendet werden. Das Unterdrückungsverhältnis wird dabei bestimmt durch die Abmessungen dieser Blende (Lyot-Blende), d.h. durch den Anteil der Beugungsfigur, welcher abgedeckt wird. Die Abschwächung des Nutzsignals ist im allgemeinen gering, da der größte Anteil an Streulicht im Maximum der Beugungsfigur liegt. Eine darüber hinaus gehende Verbreiterung der Lyot-Blende bringt wenig Gewinn im Unterdrückungsverhältnis, verringert jedoch den Anteil des Nutzsignals. Hier gilt es ein Optimum an Streulichtunterdrückung bei einem Minimum an Nutzsignalverlust zu erreichen.

Zwischenoptik vor dem E3 Spektrometer im GIRL-Teleskop

Bei Tangentialsondierungen der Erdatmosphäre erscheint der Erdhorizont unter einem sehr kleinen Winkelabstand vom Gesichtsfeld des Teleskops. Die Infrarotstrahlung von der Erdoberfläche mit 300°K ist um viele Größenordnungen intensiver als die nachzuweisenden Signale. Dies bedeutet, daß Beugungseffekte sorgfältig betrachtet werden müssen, um sie durch geeignete Maßnahmen zu unterdrücken. Im Fall des GIRL E3-Spektrometers ist eine Zwischenoptik vorgesehen, die eine Abbildung der Teleskopfokalebene vornimmt (Abb. A6) Mit dieser Optik wird durch den Spiegel M1 ein Bild der beugenden Kanten, speziell der Eintrittsapertur und der Sekundärspiegelhalterung, erzeugt. An der Bildposition wird dann durch eine Lyot-Blende der gebeugte Lichtanteil abgeschnitten. Aus Platzgründen in der Fokalkammer des Teleskops muß der Strahlengang in der Optik mehrfach gefaltet werden, wodurch die Abbildung unter großen Winkeln ($\sim 35^{\circ}$) stattfindet. Der große Winkel bewirkt, daß die Abbildung durch M1 nicht mehr beugungsbegrenzt erfolgt, sondern erhebliche Bildfehler in Kauf genommen werden müssen.

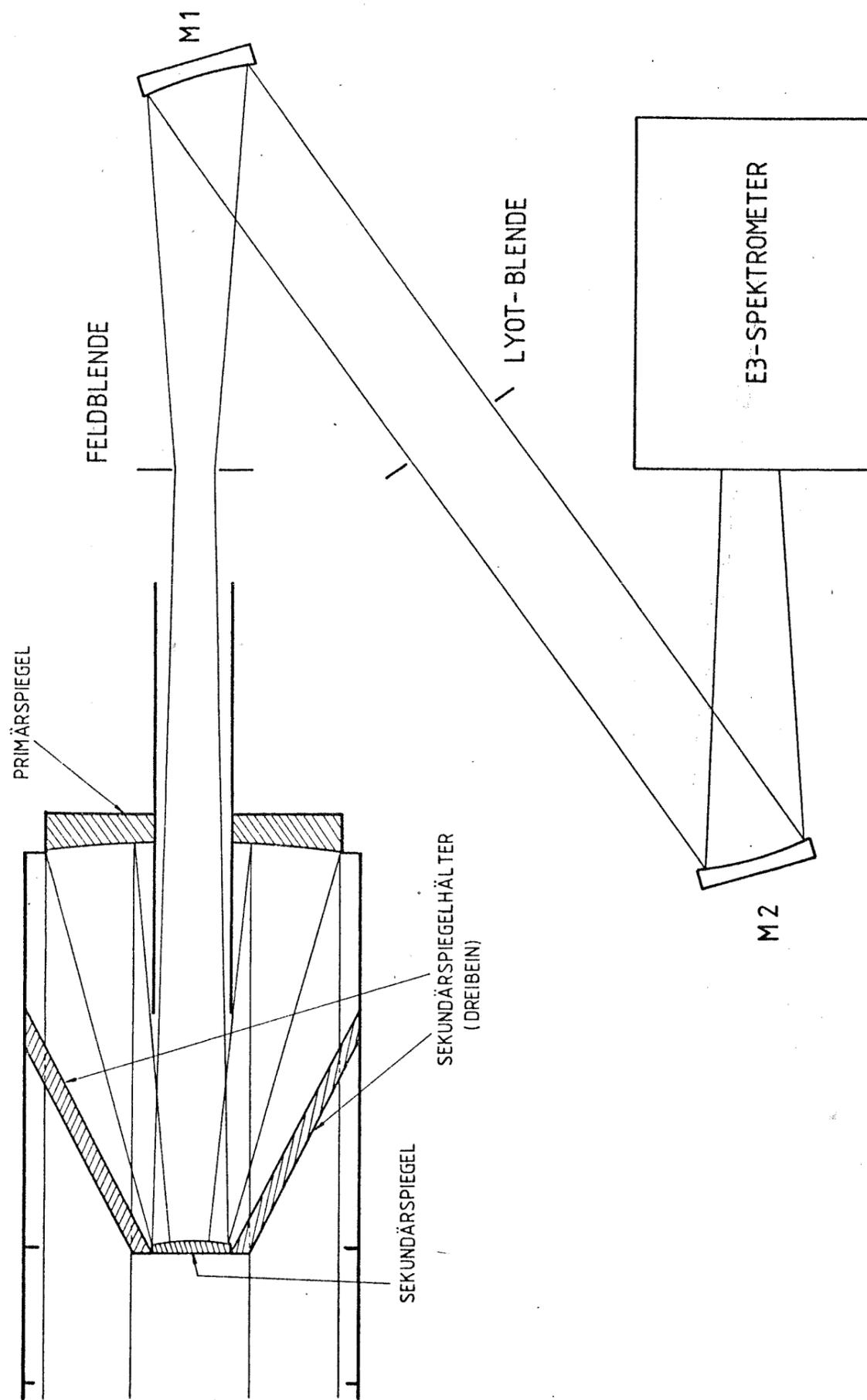


Abb. A6. Zwischenoptik am GIRL-E3 System

Entsprechend müssen die Lyot-Blenden angepaßt werden, was wiederum eine starke Abschwächung des Nutzsignals zur Folge hat. Im folgenden sollen die Optimierungsstufen und Lösungsansätze für den Entwurf der Optik aufgezeigt werden.

- Die Zwischenoptik soll die Teleskopfokalebene so abbilden, daß der Strahlengang, wie er vom Teleskop vorgegeben wird, nicht verändert wird. Weiterhin ist gefordert, daß Atmosphärenschichten mit tolerierbaren Bildfehlern abgebildet werden.
- + Der Strahlengang kann durch Variation der Spiegelpositionen von M1 und M2 beeinflusst werden. Durch die Ausnutzung des tangentialen astigmatischen Fokus ist ein Minimum der Bildfehler senkrecht zur Spaltrichtung des Spektrometers möglich, ggf. ist durch die Wahl anderer Spiegelformen (z.B. Parabolspiegel) eine Verkleinerung der Bildfehler möglich.
- Die Bildfehler bei der Abbildung der beugenden Kanten durch den Spiegel M1 müssen klein gehalten werden, um das Nutzsignal nicht zu stark abzuschwächen.
- + Hier ist ebenfalls zu prüfen, ob durch Wahl eines Parabolspiegels eine bessere Abbildung erreicht werden kann. Weiterhin ist es möglich, durch Ausnutzung der tangentialen und sagittalen Foki bei der Konstruktion der Lyot-Blende eine Optimierung zu erreichen.
- Es kann wie oben beschrieben, eine primäre Unterdrückung des gebeugten Lichtes durch Verkleinerung der Feldblende erreicht werden.
- + Zur Ermittlung des Optimums sind detaillierte Rechnungen zur Bildfehlergröße, Größe des Beugungsbildes und Feldblende erforderlich.

LITERATURVERZEICHNIS

- Adams, G.W., Sources and sinks of energy in the lower thermosphere,
NOAA tech. Rep. ERL 304 - SEL 28, 1974
- Armstrong, E.B., The influence of a gravity wave on the hydroxyl
rotational temperature
J. Atmos. Terr. Phys., 37, 1585, 1975
- Badger, R.B., Wright, A.C., Whitlock, R.F., Absolute intensities of
the discrete and continuous absorption bands of oxygen gas at
1.26 and 1.065 μm and the radiative lifetime of $^1\Delta_g$ state of
Oxygen. J. Chem. Phys., 43, 4345, 1965
- Baker, D.J., Studies of atmospheric emissions
AFGL-TR-78-0251, 1978
- Baker, D. J., Pendleton, W.R., Romick, G.J., Wickwar, V.B. and Baron, M.J.,
An auroral enhancement of 1,27 μm emission
Planet. Space Sci., 26, 619, 1978
- Benedict, W.S., Plyler, E.K. and Humphreys, C.J., The emission spectrum
of OH from 1.4 to 1.7 μm
J. Chem. Phys., 21, 398, 1953
- Campbell, I.M. and Gray, C.N., Rate constants for $\text{O}(^3\text{P})$ recombination
and association with $\text{N}(^4\text{S})$
Chem. Phys. Lett., 18, 607, 1973
- Cole, A.E. and Kantor, A.J., Air Force Reference Atmosphere
AFGL-TR-0051, 1978
- Davis, D.D., Recent kinetic measurements on the reaction of $\text{O}(^3\text{P})$, H
and HO_2
Proc. 2.nd Conf. on CIAP, Nov 14.-17., 1972
- Dick, K.A., On the rotational temperature of airglow hydroxyl emissions
Planet. Space. Sci., 25, 595, 1977
- Evans, W.F.J., Wood, H.C. and Llewellyn, E.J., Transmission of the
infrared oxygen emission at 1.27 μm in the atmosphere
Can. J. Phys., 48, 747, 1970
- Fastie, G.W., A small plane grating monochromator
J. Opt. Soc. Am. 42, 641, 1952
- Froning, E., Erprobung eines heliumgekühlten Infrarot-Spektrometers
Diplomarbeit, Gesamthochschule Wuppertal, 1980
- Gattinger, R.L., Interpretation of airglow in terms of excitation
mechanisms. D region nightglow
The Radiating Atmosphere, Mc Cormac ed., D.Reidel Publishing
Comp., Dordrecht, Holland, 1971
- Gattinger, R.L. and Vallance Jones, A., Observation and interpretation
of O_2 1.27 μm emission enhancements in aurora
J. Geophys. Res., 78, 8305, 1973
- Gerndt, R., Messung der Mesopausentemperatur und ihrer Variationen
mit einem Infrarot-Spektrometer
Diplomarbeit, Universität-Gesamthochschule Wuppertal, 1982
- Großmann, K.U., Frings, W.G., Hennig, R. and Offermann, D., A liquid
helium cooled twin grating spectrometer for measurements of upper
atmosphere infrared emissions
BMFT--Forschungsbericht W81-052
- Hernandez, G., Lower thermosphere temperatures determined from line
profiles of the OI 17.924-k(5577 \AA) emission in the night sky
1. long term behaviour
J. Geophys. Res., 81, 5165, 1976
- Hill, E.L., and van Vleck, J.H., On the quantum mechanics of the rotational
distortion of multiplets in molecular spectra
Phys. Rev., 32, 250, 1928
- Keneshea, T.J., Zimmermann, S.P., Philbrick, C.R., A dynamic model
of the mesosphere and lower thermosphere
Planet. Space Sci., 27, 385, 1979
- Kendall, D.J.W. and Clark, T.A., The pure rotational atmospheric
lines of hydroxyl
J. Quant. Spectr. Radiat. Transfer, 21, 511, 1979
- Krassovsky, V.I., On the rotational temperature of airglow hydroxyl
emissions
Planet. Space Sci., 25, 596, 1977
- Labitzke, K., Temperature changes in the mesosphere and stratosphere
connected with circulation changes in winter
J. Atmos. Sci., 29, 756, 1972
- Llewellyn, E.J. and Solheim, B.H., The excitation of the infrared
atmospheric oxygen bands in the nightglow
Planet. Space Sci., 26, 533, 1978
- Llewellyn, E.J., Long, B.H. and Solheim, B.H., The quenching of OH
in the atmosphere
Planet. Space Sci., 26, 525, 1978
- McClatchey, R.A., Benedict, W.S., Clough, S.A., Burch, D.E., Calfee, R.F.,
Fox, K., Rothman, L.S. and Garing, J.S., AFCRL atmospheric
absorption line parameters compilation
AFCRL-TR-73-0096, 1973

Meinel, A.B., OH emission band in the spectrum of the night sky
Astrophys. J., 111, 555, 1950

Mies, F.H., Calculated vibrational transition probabilities of OH(²XII)
J. Molec. Spectr., 53, 150, 1974

Moreels, G., Chahrokhi, D. and Blamont, J.E., An oxygen-hydrogen
atmospheric model and its application to the OH emission problem
J. Atmos. Terr. Phys., 39, 551, 1977

Murphy, R.E., Infrared emission of OH in the fundamental and first
overtone bands
J. Chem. Phys., 54, 4852, 1973

Polanyi, J.C. and Woodall, K.B., Mechanism of rotational relaxation
J. Chem. Phys., 56, 1563, 1972

Nicolet, M., Aeronomic Reactions of Hydrogen and Ozone,
Mesospheric Models and Related Experiments, Fiocco (ed.)
D.Reidel Publ. Comp., Dordrecht, Holland, 1971

Noxon, J.F., Auroral emission from O₂(¹Δ_g)
J. Geophys. Res., 75, 1879, 1970

Offermann, D. und Thrane, E.V., Sounding Rocket Program Aeronomy
Project Energy Budget Campaign 1980, Experiment Summary
BMFT-Forschungsbericht, W 81-052, 1981

Offermann, D., Friedrich, V., Ross, P. and v.Zahn, U., Neutral gas
composition measurements between 80 and 120 km
Planet. Space Sci., 29, 747, 1981

Schmidlin, F.J., Repeatability and measurement uncertainty of the
United States meteorological rocketsonde
J. Geophys. Res., 86, 9599, 1981

Selby, J.E.A. and McClatchey, R.A., Atmospheric transmittance from
0.25 to 28.5 μm: computer code LOWTRAN 3
AFCRL-TR-75-0255, 1975

Seshamani, R., Geomagnetic activity effects on mesospheric temperature
Space Res. XVII, 141, 1976

Shemansky, D.E. and Vallance Jones, A., New measurements of the night
airglow spectrum in the 1.5 μm region
J. Atmos Terr. Phys., 22, 166, 1961

Shevof, N.N., Hydroxyl emission of the upper atmosphere I:
Behaviour during a solar cycle, seasons and geomagnetic
disturbances
Planet. Space Sci., 17, 797, 1969

Shevof, N.N., Hydroxyl emission of the upper atmosphere III:
· Diurnal variation
Planet. Space Sci., 18, 129, 1971

Stair, A.T., Ulwick, J.C., Baker, D.K. and Baker, D.J., Rocketborne
observations of atmospheric infrared emissions in the auroral
region
Atmospheres of Earth and the Planets, B.M. McCormac (ed.)
P. Reidel Publ. Comp., Dordrecht Holland, 1975

Suzuki, K. and Tomatsu, T., An interpretation of the rotational
temperature of the airglow hydroxyl emissions
Planet. Space Sci., 24, 665, 1976

Takahashi, H. and Batista, P.P., Simultaneous measurements of OH(9,4)
(8,3), (7,2), (6,2) and (5,1) bands in the airglow
J. Geophys. Res., 86, 5632, 1981

Tepley, C.A., Burnside, R.G. and Meriwether Jr., J.W., Horizontal
thermal structure of the mesosphere from observations of OH(8,3)
band emissions
Planet. Space Sci., 29, 1241, 1981

Thomas, R.J. and Young, R.A., Measurement of atomic oxygen and related
airglows in the lower thermosphere
J. Geophys. Res., 86, 7389, 1981

Vallance Jones, A., The infrared spectrum of the airglow
Space Sci. Rev., 15, 355, 1973

Witt, G., private Mitteilung, 1982