

**Berichte**  
des  
**Deutschen Wetterdienstes**

**Nr. 134**  
(Band 17)

DK 551.508.25

**Entwicklung eines Sky-Scanners  
zur schnellen Vermessung der  
räumlichen Verteilung spektraler  
Himmelsstrahldichten**

von

KLAUS DEHNE

(mit 36 Abbildungen und 4 Tabellen im Text)

Offenbach a. M. 1974  
Selbstverlag des Deutschen Wetterdienstes

## Inhalt

	Seite
1. Einleitung .....	4
2. Zur Meßgröße der Himmelsstrahlung .....	4
2.1. Die Dimension der Meßgröße .....	4
2.2. Größenordnung der spektralen Strahldichte der Himmelsstrahlung .....	4
2.3. Zur zeitlichen Konstanz der Strahldichte-Verteilung am Himmelsgewölbe ....	5
2.4. Meßbeispiele der spektralen Himmelsstrahlung .....	5
3. Aufbau der Sky-Scanners .....	6
3.1. Diskussion verschiedener Konzepte für ein Sky-Scanner-Meßsystem .....	6
3.2. Der flexible Lichtleiter .....	7
3.2.1. Überlegungen zum Durchlässigkeitsgrad von flexiblen Lichtleitern .....	7
3.2.2. Vorbemerkungen zur Auswahl des flexiblen Lichtleiters .....	10
3.2.3. Endgültige Ausführung des flexiblen Lichtleiters .....	11
3.3. Die Empfangs-Optik .....	12
3.3.1. Grundsätzliche Betrachtungen zum Aufbau der Empfangs-Optik .....	12
3.3.2. Ausführung der Empfangs-Optik .....	12
3.4. Die Scan-Mechanik .....	13
3.4.1. Überlegungen zur Form der Scan-Figur und zur Konzeption der Antriebs- mechanik .....	13
3.4.2. Ausführung der Scan-Mechanik .....	15
3.5. Die dispergierende Baueinheit .....	16
3.5.1. Vorbetrachtungen zum Aufbau der dispergierenden Baueinheit.....	16
3.5.2. Ausführung der dispergierenden Baueinheit .....	17
3.6. Die photoelektrischen Wandler .....	17
3.6.1. Betrachtungen zur Auswahl der photoelektrischen Wandler .....	17
3.6.2. Aufbau der Photomultiplier-Baueinheit .....	19
3.7. Die Registriereinheit .....	19
3.7.1. Betrachtungen zur Auswahl eines schnellen Registriersystems .....	19
3.7.2. Der Lichtstrahl-Oszillograph Lumiscript 150-8 .....	20
3.7.3. Anpassung der Meßsignale an die Lumiscript-Empfindlichkeit .....	20
4. Absoluteichung und Empfindlichkeitskontrolle .....	21
4.1. Das Eichverfahren .....	21
4.2. Aufbau der Eichvorrichtung .....	21
4.3. Umrechnung auf Himmelsstrahldichten .....	21
4.4. Empfindlichkeitsprüfung .....	22
5. Prüfung des Sky-Scanners .....	22
5.1. Relative spektrale Empfindlichkeit der Meßkanäle .....	22
5.2. Bewährung des Lichtleiters für den Einsatz im Sky-Scanner .....	22
5.2.1. Untersuchung des Lichtleiters auf Durchlässigkeitsänderungen bei Scan-Be- wegungen .....	22
5.2.2. Mechanische Belastbarkeit des Lichtleiters im Sky-Scanner .....	23
5.3. Test des Sky-Scanners mit polarisierter Strahlung .....	23
5.4. Sky-Scanner-Empfangsoptik .....	23
5.4.1. Untersuchungen zum effektiven Raumwinkel der Empfangsoptik .....	23
5.4.2. Streulichteffekte in der Empfangsoptik .....	24
5.5. Impulsauflösung durch den Sky-Scanner .....	24
5.5.1. Auflösung eines Helligkeitssprunges .....	24
5.5.2. Begrenzung der Impulsauflösung durch die Rauschkomponente im Meßsignal	26
5.6. Linearität der Sky-Scanner-Meßwerte .....	26
5.7. Genauigkeit der Positionsbestimmung des Empfängers .....	27
5.7.1. Genauigkeit der Azimutwinkel-Bestimmung .....	27
5.7.2. Genauigkeit der Höhenwinkel-Bestimmung .....	28
5.8. Genauigkeit der Himmelsstrahldichte-Messung mit dem Sky-Scanner .....	28
6. Meßbeispiele der spektralen Strahldichte-Verteilung über das unbewölkte bzw. bewölkte Himmelsgewölbe .....	29
6.1. Schema des Ablaufs der Meßreihen .....	29
6.2. Meßbeispiele vom wolkenlosen Himmel .....	29
6.3. Meßbeispiel vom bewölkten Himmel .....	32
7. Schlußbemerkungen .....	35
8. Anhang .....	36
8.1. Berechnung der relativen Abnahme des von der Sky-Scanner-Optik empfan- genen Strahlungsflusses durch kreisförmige Ablendung einer homogenen Strahlerfläche .....	36
8.2. Zur Berechnung der Auflösung eines Helligkeitssprunges durch die Sky- Scanner-Optik .....	37
Literatur .....	38

## Vorwort

Die Entwicklung eines Sky-Scanners wurde im Rahmen eines Forschungsprojekts am Meteorologischen Observatorium Hamburg des Deutschen Wetterdienstes in den Jahren 1967 - 1970 durchgeführt. Sie setzt die Bemühungen des Observatoriums um Strahlungsmeßgeräte und -verfahren fort, die nicht unter idealen „Strahlungswetter“-Bedingungen, sondern auch bei veränderlicher Bewölkung und Witterung interpretierbare Ergebnisse liefern.

Die Entwicklungsarbeiten wurden angeregt und gefördert durch Prof. Dr.-Ing. RUDOLF SCHULZE, der das Meteorologische Observatorium Hamburg nach dem zweiten Weltkrieg begründet und bis zum Jahre 1971 geleitet hat. Professor Schulze verstarb am 16. Juli 1974; ich gedenke an dieser Stelle seiner als Vorgesetzten und als Doktorvater in Dankbarkeit und Verehrung.

Der folgende Bericht Nr. 134 ist entstanden durch Überarbeitungen und Kürzungen meiner Dissertation „Die Entwicklung eines Sky-Scanners zur kurzzeitigen Bestimmung der Verteilung der spektralen Strahldichte über das Himmelsgewölbe in drei sichtbaren Spektralbereichen“, vorgelegt 1971 dem Fachbereich Physik der Universität Hamburg.

Klaus Dehne

### Zusammenfassung

Zur Vermessung schnell veränderlicher Strahlungsfelder am Himmel - wie z. B. bei Bewölkung - wurde ein rotierendes Spektralphotometer entwickelt, das die räumliche Verteilung der Strahldichten in drei sichtbaren Spektralbereichen innerhalb 1 Sekunde abtastet. Die Abtast-Kurve vom Zenit zum Horizont ist eine Spirale mit 10 Windungen.

Als Übertragungsglied des Strahlungsflusses zwischen der bewegten Empfangsoptik und den fest montierten Strahlungssensoren dient ein dreiarmer flexibler Lichtleiter. Die spektrale Selektion erfolgt durch drei Interferenzfilter mit Halbwertsbreiten von rund 10 nm für die effektiven Wellenlängen 409 nm, 561 nm und 620 nm.

Die absolute bzw. relative Meßgenauigkeit der spektralen Strahldichten des wolkenlosen Himmels beträgt ca.  $\pm 7,5\%$  bzw.  $\pm 3,5\%$ .

Meßbeispiele vom wolkenlosen und bewölkten Himmel werden in Form von Strahldichte-Isolinien vorgestellt. Die Zenit-Strahldichten des wolkenlosen Himmels werden an Hand von theoretischen Werten diskutiert und bestimmten Trübungszuständen zugeordnet; die Strahldichte-Verteilung eines bewölkten Himmels wird mit einer Himmelsphotographie verglichen.

### Abstract

For measuring rapidly changing radiation fields of the sky, as in case of cloudiness, a rotating spectrophotometer was developed which scans the spatial radiance distribution in three visible spectral ranges within 1 second. The scan-figure from zenith to horizon is a helix with 10 turns.

A tree-armed flexible light pipe (fiber optics) is used to transfer the radiation fluxes from the moving optical receiver to the fixed sensors. The spectral channels are selected by means of interference filters with half band-width of about 10 nm for the effective wavelength 409 nm, 561 nm and 620 nm.

The absolute and relative accuracies of the measured spectral radiances of cloudless sky are  $\pm 7,5\%$  and  $\pm 3,5\%$ , respectively.

Measured spectral radiance distributions of cloudless and cloudy skies are presented as isolines in polar coordinates. The zenith radiances of cloudless sky are discussed on the basis of theoretical values and are related to certain turbidities; the isolinepattern of a cloudy sky is compared to a hemispherical sky photography.

## 1. Einleitung

Das wissenschaftliche Interesse an der in der Erdatmosphäre gestreuten Sonnenstrahlung (Himmelsstrahlung) konzentriert sich im wesentlichen auf zwei Punkte: Einmal lassen sich aus der Kenntnis der Himmelsstrahlung durch Vergleich mit theoretischen Werten Rückschlüsse auf die an ihrer Entstehung beteiligten Medien ziehen; in diesem Fall wird die in der Himmelsstrahlung enthaltene physikalische Information über den Zustand der Atmosphäre ausgewertet. Zum anderen ist die Himmelsstrahlung auf Grund ihrer Nutzung als Energiequelle (z. B. für den Wärmehaushalt der Erde oder für bio-chemische Prozesse) sowie als Beleuchtungsquelle von großer Bedeutung und wird hierbei im Hinblick auf ihre energetischen Wirkungen untersucht.

In beiden Fällen ist die Kenntnis der spektralen und räumlichen Verteilung der Strahlung über das Himmelsgewölbe erforderlich. Ein erhebliches Problem bei ihrer Bestimmung mit den hierfür üblichen Spektralphotometern ist die lange Meßdauer, die für die Ausrichtung des Photometers und die Ablesung der Meßwerte notwendig ist<sup>1)</sup>. Auch im Falle einer automatischen Aufzeichnung der Meßamplituden ist noch eine Meßzeit von ca. 5 Minuten für 100 Meßpunkte zu veranschlagen. Hieraus folgt, daß bei bewölktem Himmel keine Messungen der Himmelsstrahlungs-Verteilung möglich sind und auch bei wolkenlosem Himmel die Zahl der vermessenen Himmelspunkte und Spektralbereiche klein gehalten werden muß. Schon im Zeitraum von 5 Minuten können sich lokale Dunständerungen ausbilden, so daß die für eine sinnvolle Auswertung notwendige Konstanz des Himmelszustands gestört ist.

Ein Weg zur Lösung dieses Problems wurde von D. PLASS (2) (3) beschritten, der ein photographisches Meßverfahren zur Bestimmung der spektralen Himmelsstrahlendichte entwickelte. Es gelang ihm, durch Verbesserungen des Himmels spiegels von GEORGI (4) und durch den Einsatz von Farbfiltern spektrale Photoaufnahmen vom gesamten Himmelsgewölbe zu bekommen, die relativ geringe Verzerrungen besitzen und sich qualitativ auswerten lassen. Der Vorteil des photographischen Verfahrens besteht in der schnellen Fixierung des Strahlungszustands des Himmels und in der Möglichkeit der kontinuierlichen Erfassung aller Himmelspunkte; dem gegenüber steht der Nachteil einer relativ großen Meßungenauigkeit, die vor allem durch die Probleme des Photomaterials und dessen Auswertung bedingt ist.

In der vorgelegten Arbeit wird eine Apparatur – genannt „Sky-Scanner“<sup>2)</sup> – beschrieben, mit der ein anderer Lösungsweg eingeschlagen wurde. Die Meßzeit ist hierbei etwa der des photographischen Verfahrens gleich, jedoch wird das Meßprinzip des Photometers beibehalten. Dies wird erreicht durch eine schnelle, automatische Ausrichtung des Photometer-Empfängers auf eine fortlaufende Kette von Himmelspunkten zwischen Zenit und Horizont sowie durch die entsprechend schnelle Registrierung der in drei Spektralbereichen empfangenen Strahlendichten.

Bevor Einzelheiten des Meßverfahrens und der Baueinheiten des Sky-Scanners behandelt werden, wird ein kurzer Abschnitt über die Himmelsstrahlung vorangestellt, um die Anforderungen an die Meßeigenschaften des Geräts zu charakterisieren.

Nach einem Kapitel zum Eichverfahren wird über Untersuchungen dieser Meßeigenschaften und anschließend über einige Meßbeispiele der Strahlendichte-Verteilung des wolkenlosen bzw. bewölkten Himmels berichtet.

Im Anhang werden detaillierte mathematische Behandlungen zweier angesprochener Probleme nachgestellt.

## 2. Zur Meßgröße der Himmelsstrahlung

### 2.1. Die Dimension der Meßgröße

Gemäß der Erstreckung der Atmosphäre stellt die Himmelsstrahlung eine extrem ausgedehnte Volumenstrahlungsquelle dar, deren Stärke sich physikalisch durch die Angabe einer Strahlendichte beschreiben läßt. Die Strahlendichte  $L$  einer Quelle ist definiert als der auf die wirksame Fläche  $F \cdot \cos \epsilon$  und den durchstrahlten Raumwinkel  $w$  bezogene Strahlungsfluß  $\Phi$ :  $L = \Phi / (w \cdot F \cdot \cos \epsilon)$  bzw. differentiell:  $L = d^2 \Phi / (dw \cdot dF \cdot \cos \epsilon)$ , wobei  $\epsilon$  den Winkel zwischen Flächennormale und Ausstrahlungsrichtung kennzeichnet.

Nach den Gesetzmäßigkeiten der Strahlendichte (s. z. B. (5)) ergibt sich meßtechnisch für den vom Empfänger erfaßten Himmelsausschnitt ein Mittelwert der Strahlendichte  $L_m$  durch Bestimmung der Strahlendichte am Ort des Empfängers. Für ausgedehnte Empfangsflächen und Einstrahlungsraumwinkel gilt:

$$L_m = \Phi / \left( \int \int \cos \epsilon \cdot dw \cdot dF \right)_{\text{Empfänger}}$$

Im Falle eines Empfängers mit kreisförmiger Empfangsfläche (Radius  $r$ ), für deren Punkte ein kegelförmiger Einstrahlungsraumwinkel mit dem halben Öffnungswinkel  $\alpha_1$  definiert ist, ergibt sich die Himmelsstrahlendichte zu  $L_m = \Phi / (\pi \cdot r^2 \cdot \pi \cdot \sin^2 \alpha_1)$ .

Die gleichen Überlegungen gelten auch für die auf die Wellenlängeneinheit bezogene Strahlendichte  $L_\lambda = dL/d\lambda$ . Für  $L_\lambda$  wird bei Himmelsstrahlungsmessungen üblicherweise die Maßeinheit  $\mu W \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$  benutzt.

### 2.2. Größenordnung der spektralen Strahlendichte der Himmelsstrahlung

Die untere Grenze der spektralen Strahlendichte der Himmelsstrahlung ist durch Sonnenhöhe und Bewölkungsbedingungen bestimmt und damit praktisch fließend. Die obere Grenze ist in erster Linie von der Sonnennähe des beobachteten Himmelsabschnitts abhängig.

Bei wolkenlosem Himmel findet man i. a. zu vorgegebenen Sonnenzenitwinkeln die höchsten und niedrigsten Werte der spektralen Strahlendichte im Sonnenvertikalkreis. Hier erreichen die spektralen Strahlendichten der sichtbaren Himmelsstrahlung – wie von FOITZIK und ZSCHAECK (1) bis zur Sonnendistanz von  $10^\circ$  gemessen – je nach Trübungsgrad, Sonnenhöhe und Spektralbereich maximal einige  $10 \mu W \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ ; bei starker Trübung sind speziell in dem grünen Spektralbereich Strahlendichten von ca.  $70 \mu W \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$  möglich. Die Minimalwerte können im Verhältnis 15:1 bzw. 35:1 für den blauen bzw. roten Spektralbereich niedriger liegen.

Im Falle des bewölkten Himmels sind sehr unterschiedliche Größen der spektralen Strahlendichte zu erwarten, je nachdem ob die Strahlung aus der Unterseite einer dicken Wolke austritt oder ob sie als Reflexstrahlung von sonnen-beschienenen Wolkenflächen stammt.

<sup>1)</sup> FOITZIK und ZSCHAECK (1) geben z. B. für die Vermessung von 38 Strahlungswerten in drei Spektralbereichen eine Meßzeit von ca. 15 Minuten an; dies entspricht größenordnungsmäßig auch den Angaben anderer Verfasser.

<sup>2)</sup> Im Hinblick auf das Meßverfahren wird im folgenden für die Apparatur die abkürzende Bezeichnung „Sky-Scanner“ benutzt; ein deutsch-sprachiger Name ähnlicher Prägnanz wurde leider nicht gefunden.

Nimmt man an, daß eine Wolke die senkrecht einfallende Sonnenstrahlung mit einer Albedo von 0,8 als Lambert-Strahlung zurückstretet, so ergeben sich für den sichtbaren Spektralbereich unter Vernachlässigung atmosphärischer Extinktion Strahldichten unterhalb  $50 \mu W \cdot cm^{-2} \cdot nm^{-1} \cdot sr^{-1}$ . Berücksichtigt man die atmosphärische Extinktion (nach (6)) bei einem Sonnenzenitwinkel von  $30^\circ$ , so sind Strahldichten kleiner als  $30 \mu W \cdot cm^{-2} \cdot nm^{-1} \cdot sr^{-1}$  zu erwarten. Die Annahme einer Lambert-Streuung ist jedoch nicht erfüllt (s. z. B. (7)); die oben abgeschätzten Strahldichten dürfen deshalb nur als Kennzeichnung der Größenordnung verstanden werden. Wesentlich höhere Werte sind besonders von dünnen Wolkenschichten in Sonnennähe zu erwarten.

### 2.3. Zur zeitlichen Konstanz der Strahldichte-Verteilung am Himmelsgewölbe

Die zeitliche Konstanz der Strahldichte-Verteilung am Himmelsgewölbe ist bedeutungsvoll im Hinblick auf das Meßzeit-Intervall, das für eine „Moment-Aufnahme“ des Himmels eingehalten werden muß. Bei wolkenlosem Himmel ist die Änderungsgeschwindigkeit der Strahldichte-Verteilung durch die Winkelgeschwindigkeit der Sonne am Himmelsgewölbe bzw. durch die damit verbundene Änderung der Streuwinkel sowie durch die Schnelligkeit eventueller Dunstbildung und -auflösung bestimmt. Da die Sonne in ca. 4 Minuten  $1^\circ$  am Himmel zurücklegt (gilt nur exakt bei der Deklination  $\delta = 0^\circ$ ) und sich großräumige Dunständerungen i. a. auch im Zeitraum von Minuten ausbilden, sind Meßzeiten in der Größenordnung von Minuten ausreichend. (Der Fall der Dämmerung soll hier ausgeschlossen sein.)

Wesentlich kürzere Zeiten sind für Messungen bei bewölktem Himmel erforderlich. Zuggeschwindigkeit und Zugrichtung der Wolken sowie ihre Entfernung vom Meßort bestimmen die obere Grenze der Meßzeit. Tiefe und schnelle Wolken im Zenit liefern die höchste Winkelgeschwindigkeit. Bei einer Wolkengeschwindigkeit  $v_w$  von 10 m/s (Windstärke 5) und einer Wolkenhöhe  $h_w$  von 100 m ergibt sich z. B. eine Winkelgeschwindigkeit der Wolke von  $\psi \approx (v_w/h_w) \cdot (180/\pi)$  von  $5,7^\circ/s$ , d. h. in 0,17 s verschiebt sich die Wolke um  $1^\circ$ . Bei einer Wolkenhöhe von 570 m würde die gleiche Verschiebung in 1 s erfolgen. Wenn man von Sonderfällen absieht, sind Meßzeiten in der Größenordnung von 1 Sekunde anzusetzen. (Die genaue Festsetzung der Meßzeit hängt von der gewünschten Meßgenauigkeit und der Größe des erfaßten Himmelsausschnittes ab.)

### 2.4. Meßbeispiele der spektralen Himmelsstrahlung

Die folgenden Meßbeispiele sollen einige wichtige Eigenschaften der spektralen Himmelsstrahlung vorstellen, die bei der Konzipierung des Sky-Scanners beachtet werden müssen.

Im Hinblick auf die Auswahl des zu vermessenden Spektralbereichs ist die spektrale Struktur der Himmelsstrahlung von Interesse. Sie ergibt sich aus der Spektralverteilung der Sonnenstrahlung durch Anwendung der klassischen Streustrahlungsgesetze und ist im Detail von vielen Parametern abhängig (s. z. B. (8), (9), (10)). Grundsätzlich gilt für die relative Spektralverteilung von Punkten des wolkenlosen Himmels, daß sie gegenüber der entsprechenden der direkten Sonnenstrahlung zur kurzwelligen Seite verschoben ist. Dies zeigt für den Sonnen-Zenitwinkel von  $72^\circ$  und einige Himmelspunkte das Meßbeispiel von Hess (11) in Abb. 1 (die Meßkurven haben im infraroten Spektralgebiet nur grob qualitative Gültigkeit). Für den Fall der Streustrahlung von Wolken ist – abgesehen vom infraroten

Spektralbereich – mit einer der solaren sehr ähnlichen relativen Spektralverteilung und deshalb mit erheblich höheren Rotanteilen zu rechnen.

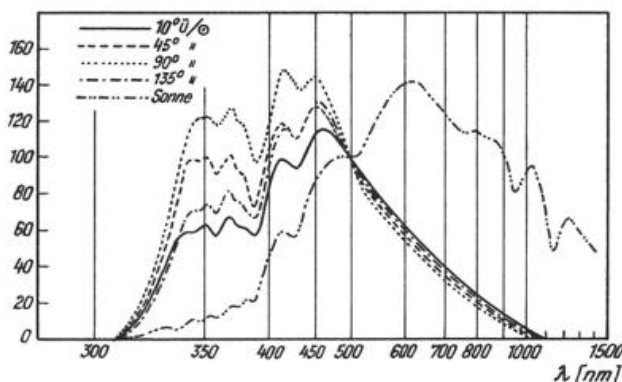


Abb. 1: Relative Spektralverteilung (normiert auf 100 für  $\lambda = 500$  nm) der Strahlung vom wolkenlosen Himmel für einige Punkte des Sonnenvertikalkreises (im Abstand von  $10^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $90^\circ$  und  $135^\circ$  zur Sonne) sowie der direkten Sonnenstrahlung (Sonnenhöhe  $18^\circ$ ). Nach Hess aus (11) S. 212 (s. a. (10) S. 382).

Die spektrale Feinstruktur der Sonnenstrahlung läßt sich in stärker aufgelösten Himmelsstrahlungsspektren wiederfinden und ist bei der Wahl der spektralen Bandbreite des Meßkanals im Hinblick auf das Meßziel zu bedenken. Die Abb. 2 a–b nach GEORGIYEVSKIJ (12) zeigen als Beispiel die relative spektrale Himmelsstrahlung (in Horizontnähe) in der Umgebung der Wellenlänge 430 nm für eine spektrale Auflösung von 1,6 nm und 0,1 nm.

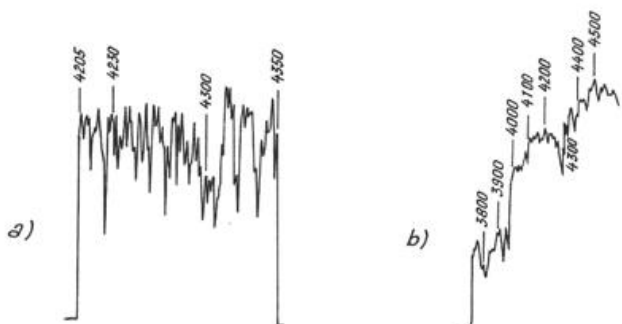


Abb. 2: Spektrale Himmelsstrahlungs-Intensität im Spektralbereich um 430 nm, in Horizontnähe gemessen von GEORGIYEVSKI mit einer Auflösung von 0,1 nm (a) bzw. 1,6 nm (b) (aus (12), S. 165).

Einen typischen Fall der räumlichen Verteilung der relativen spektralen Strahldichte über das unbewölkte Himmelsgewölbe zeigen in Form von Isolinien die Himmels-Polardiagramme in Abb. 3 a–b für den violetten ( $\lambda_{max} = 410$  nm) bzw. roten ( $\lambda_{max} = 635$  nm) Spektral-

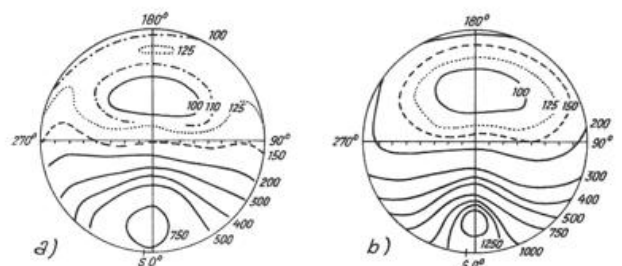


Abb. 3: Relative Intensitätsverteilung der spektralen Strahlung vom wolkenlosen Himmel, gemessen von PLASS (aus (3) S. 180) mit photographischem Verfahren für den violetten (a) und roten (b) Spektralbereich (Sonnenhöhe  $h = 36^\circ$ , Trübungs-faktor 4,5), dargestellt im Isolinien-Polardiagramm (Minimum = 100).

bereich. Sie wurden von PLASS (s. Abb. 20 a-b in (3)) mit dem photographischen Verfahren bei einem Sonnenzenitwinkel von  $54^\circ$  und einer mittleren atmosphärischen Trübung (Trübungsfaktor  $T = 4,5$ ) gemessen.

Die Isolinien markieren deutlich den Bereich eines Strahlungsminimums im Sonnengegenvertikal, von dem aus der Isolinien-Gradient mit zunehmender Annäherung an die Sonne stark wächst. Dies gilt besonders für die Linien des roten Spektralbereichs. Charakteristisch ist auch das Ansteigen der Intensitäten in Horizontnähe. Im Falle des bewölkten Himmels wird die Helligkeits-Struktur der Wolken den Verlauf der Isolinien prägen. An den Rändern heller Wolken ist mit sehr hohen Gradienten der spektralen Strahllichte zu rechnen. Meßbeispiele liegen hierfür nicht vor.

Die Isolinien des *Polarisationsgrads* der Himmelsstrahlung zeigt für ein Beispiel des wolkenlosen Himmels mit geringer Trübung für den grünen Spektralbereich die Abb. 4 aus (9). Die Strahlung aus der Umgebung der Sonne ist nur schwach polarisiert. Der Polarisationsgrad erreicht hier etwa im Abstand von  $90^\circ$  zur Sonne einen Maximalwert von  $45\%$ .

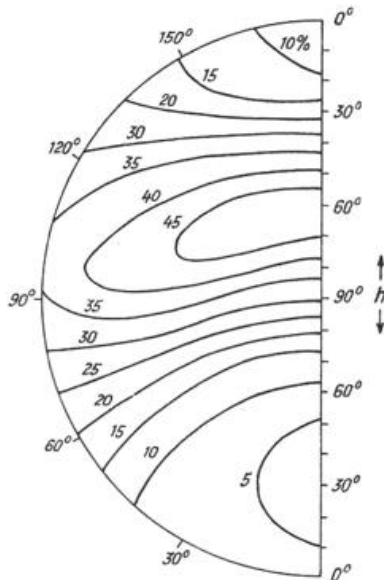


Abb. 4: Beispiel der Verteilung des Polarisationsgrades über das wolkenlose Himmelsgewölbe, gemessen für den grünen Spektralbereich (Sonnenhöhe:  $27,5^\circ$ ; Sichtweite: 40 km), dargestellt im Isolinendiagramm. Nach BULLRICH aus (9) S. 215.

Der Polarisationsgrad der Streustrahlung von Wolken sinkt mit zunehmender optischer Dicke der Wolke; die durchgelassene Wolkenstrahlung ist i. a. erheblich schwächer polarisiert als die rückgestreute (s. z. B. (13)).

### 3. Aufbau des Sky-Scanners

#### 3.1. Diskussion verschiedener Konzepte für ein Sky-Scanner-Meßsystem

Die Grundelemente eines Sky-Scanner-Meßsystems sind in funktioneller Reihenfolge (s. Abb. 5):

Das in bestimmter Weise bewegte und dadurch scannende optische Empfangselement, das dispergierende Bauelement, der photoelektrische Wandler und die Registriereinheit.

Das Hauptproblem bei der Konzipierung des Meßsystems ist die Realisierung der Weiterleitung der Meßsignale vom schnell bewegten Empfangselement an die nachfolgenden Baueinheiten.

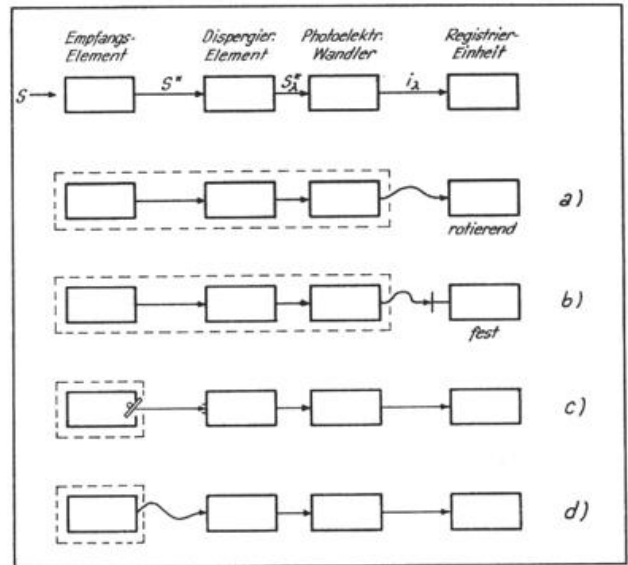


Abb. 5: Konzeptionsmöglichkeiten eines Sky-Scanner-Meßsystems (in gestrichelter Umrandung Bauelemente, die an der Scan-Bewegung beteiligt sind).

Da es sich bei den Bewegungen in erster Linie um Rotationen handeln wird<sup>1)</sup>, wären folgende Lösungen denkbar:

- Alle Bauelemente des Sky-Scanners werden mit dem Empfangssystem so mitbewegt, daß nur Biegebewegungen von elektrischen Leitungen erforderlich sind. Dies würde bedeuten, daß das dispergierende Bauelement und der photoelektrische Wandler fest mit dem Empfangselement verbunden sind und die Registriereinheit die Rotationsbewegungen des Empfängers mitvollzieht. Es wäre in diesem Falle mit starken Beschleunigungen auf die mitbewegten Bauelemente zu rechnen, die vor allem bei den schnellen Registrierapparaten (Lichtschreiber oder Bandrecorder) zu Störungen führen würden.
- Wie unter a), aber die Registriereinheit ist ortsfest. Diese Lösung beinhaltet, daß das dispergierende Bauelement und der photoelektrische Wandler mitbewegt und beschleunigt werden und die elektrischen Meßsignale über Schleifringe ab- und die erforderlichen elektrischen Versorgungsspannungen den bewegten Teilen zugeführt werden. Zur Vermeidung von Kontaktstörungen durch die Schleifringe kann auch an eine funktechnische Übertragung der Meßwerte auf das Registriergerät gedacht werden, die aber den technischen und finanziellen Aufwand stark erhöht.
- Nur das Empfangsgerät wird bewegt; durch die angepaßte Drehbewegung von Spiegeln (Totalreflexionsprismen) wird das empfangene Licht so weitergeleitet, daß es stets auf eine ortsfeste Fläche des nicht bewegten, nachgeschalteten dispergierenden Bauelements fällt.

Bei diesem Verfahren wird also lediglich das Empfangselement beschleunigt. Bei Messungen von polarisierter Strahlung ist aufgrund der unterschied-

<sup>1)</sup> Drei Grundtypen von Scan-Mustern sind zu unterscheiden: Die von einer Himmelsrichtung zur etwa gegenüber liegenden hin und her laufende Zickzack-Kurve (halbe Meridionalkreise), die Kette von nicht geschlossenen Kreisen durch Zenit und Nadir (quasi Meridionalkreise) sowie die zwischen Zenit und Horizont verlaufende Spirale (quasi Breitenkreise). Der erste Typ setzt Pendelbewegungen voraus; er sollte für schnelle Scan-Bewegungen wegen der großen Beschleunigungsänderungen und der relativ schwierigen Zuordnung der Himmelspunkte zu den registrierten Meßwerten nicht in Frage kommen. Der zweite Typ läßt sich über gleichförmige Drehbewegungen realisieren, es werden hierbei aber nur 50% der Scan-Zeit für die Himmelsstrahlungsmessung genutzt.

lichen Winkelabhängigkeit des Spiegelreflexionsgrades für die beiden Schwingungskomponenten mit Meßunsicherheiten zu rechnen. Modifikationen dieses Verfahrens sind vorwiegend im Rahmen anderer Meßbelange für qualitative Messungen bzw. eng begrenzte Scanbewegungen eingesetzt worden, s. z. B. (14), im Falle des Spektralphonometers von GHAZI (14a) bzw. weiterentwickelt von BECKER (14b) (14c) auch zur Messung der Himmelsstrahlung für die Bestimmung des Gesamtzongehalts.

d) Wie unter c), jedoch wird die Strahlung über einen flexiblen Lichtleiter in das nicht bewegte dispergierende Bauelement geleitet. Der flexible Lichtleiter gleicht hierbei durch Biegebewegungen die Lageänderungen des Empfängers aus und kann – auf der Seite des dispergierenden Bauelements fest eingespannt – auf der Seite des Empfangselements so geführt werden, daß sich die durch die Rotationsbewegungen auftretenden Torsionen des Leiters ausgleichen können.

Diese Lösung mit Hilfe eines Lichtleiters ist nicht nur gekennzeichnet durch relative Einfachheit bzw. mechanische und elektrische Zuverlässigkeit, sondern erfüllt auch – wie in der vorliegenden Arbeit gezeigt wird – die optischen Anforderungen für quantitative Messungen. Da es möglich ist, Lichtleiter herzustellen, die von einem gemeinsamen Lichteingang her das Licht in mehrere Arme weiterleiten, bietet sich zusätzlich der Vorteil an, mit einem Empfangssystem mehrere Spektralbereiche gleichzeitig zu vermessen.

Folgendes Konzept des Sky-Scanners liegt hiernach nahe:

Eine bewegliche, Einstrahlungs-Raumwinkel definierende Empfangsoptik wird durch einen schnellen mechanischen Antrieb im Sinne einer Spirale zwischen Zenit und Horizont auf die Punkte des Himmelsgewölbes ausgerichtet. Mit der Empfangsoptik starr verbunden – aber um die Längsachse drehbar gelagert – ist der gemeinsame Teil eines mehrarmigen flexiblen Lichtleiters. Die Mündungen der Arme dieses Lichtleiters sind fest verbunden mit je einem ortsfesten wellenlängen-selektiven Bauelement (z. B. Interferenzfilter), dem ein schneller photoelektrischer Wandler (z. B. Photomultiplier-Röhre) nachgeschaltet ist. Die so erzeugten Photoströme der einzelnen Spektralkanäle werden nach entsprechender Verstärkung von einem schnellschreibenden Registriergerät (z. B. Ozillographen) aufgezeichnet.

In den folgenden Abschnitten wird die Realisierung dieses Konzepts im einzelnen beschrieben.

### 3.2. Der flexible Lichtleiter

#### 3.2.1. Überlegungen zum Durchlässigkeitsgrad von flexiblen Lichtleitern

Flexible Lichtleiter bestehen im wesentlichen aus Bündeln von dünnen, flexiblen Glasfasern (Durchmesser etwa 10–100  $\mu m$ ), deren Enden zu gemeinsamen Ein- und Austrittsflächen zusammengefaßt sind.

Die Lichtleitung in der einzelnen Faser erfolgt durch Totalreflexion der Strahlung an den Wänden des Kernglases (Brechungsindex  $n_k$ ); zusammen mit dem niedrigeren Brechungsindex  $n_m$  des äußeren Mantelglases ergibt sich die numerische Apertur der Faser für Meridionalstrahlen<sup>1)</sup> zu  $NA \equiv n \cdot \sin \sigma_{max} = n_k \cdot \sin \sigma'_{max} = (n_k^2 - n_m^2)^{1/2}$ .

Ausführliche Abhandlungen über die physikalischen Grundlagen der Lichtleitung in Glasfasern findet man in (15) und (16). Hier soll lediglich der Durchlässigkeitsgrad von flexiblen Lichtleitern bzw. Glasfasern untersucht

werden im Hinblick auf die Frage, in welchem Maße sich deren Lichtdurchlässigkeit bei Verbiegungen ändern kann. Der Übersichtlichkeit halber soll die Untersuchung auf Meridionalstrahlen beschränkt bleiben.

In diesem Fall ist der gesamte Durchlässigkeitsgrad  $\tau$  einer Faser<sup>2)</sup> für einen einfallenden Strahlungsfluß  $\Phi = \int \Phi(\sigma) \cdot d\sigma$  definiert durch

$$\tau = \frac{1}{\Phi} \cdot \int_0^{\sigma_{max}} \Phi(\sigma) \cdot \tau(\sigma) \cdot d\sigma,$$

wobei  $\tau(\sigma)$  den vom Einfallswinkel  $\sigma$  sowie von den geometrischen und optischen Eigenschaften der Faser abhängigen Durchlässigkeitsgrad bezeichnet.

$\tau(\sigma)$  läßt sich bestimmen als Produkt aus den drei Durchlässigkeitsfaktoren:  $\tau_{tot} \cdot \tau_{abs} \cdot \tau_{fr}$  (s. z. B. (15)).  $\tau_{tot} = \rho^N$  ist den Verlusten durch unvollkommene Totalreflexion – gekennzeichnet durch den „inneren Reflexionsgrad“  $\rho$  – zugeordnet und wächst exponentiell mit der Anzahl der Totalreflexionen  $N$ .  $\tau_{abs} = \vartheta^S$  beschreibt die Absorptionsverluste im Kernglas und ergibt sich als Potenz des Reintransmissionsgrades  $\vartheta$  mit der Länge  $S$  des Lichtweges in der Faser.  $\tau_{fr}$  berücksichtigt die Reflexionsverluste beim Ein- und Austritt der Strahlung und ist identisch mit den Fresnelschen Formeln für die zur Einfallsebene parallele bzw. normale Schwingungskomponente.

Betrachtet man zunächst den Durchlässigkeitsgrad einer gestreckten zylindrischen Faser der Länge  $L$  mit dem Kerndurchmesser  $d_k$ , so ergeben sich die drei Faktoren in Abhängigkeit vom Einfallswinkel  $\sigma$  bzw. von dem entsprechenden Brechungswinkel  $\sigma'$  oder Totalreflexionswinkel  $\varepsilon = 90 - \sigma'$  in einfacher Weise zu:

$$\tau_{tot} = \rho^L \cdot \text{ctg } \varepsilon / d_k ; \quad \tau_{abs} = \vartheta^{L/\sin \varepsilon} \quad \text{und}$$

$$\tau_{fr} = \frac{\sin^2(2\sigma) \sin^2(2\sigma')}{2 \sin^4(\sigma + \sigma')} \cdot \left( 1 + \frac{1}{\cos^4(\sigma - \sigma')} \right)$$

(für unpolarisierte Strahlung (über  $\tau_{fr}$  für polarisiertes Licht siehe (15)).

Für den Fall von gekrümmten Glasfasern ist die Bestimmung der Durchlässigkeitsfaktoren bedeutend schwieriger. Die wesentlichsten Durchlässigkeitsunterschiede gegenüber der gestreckten Faser sollten sich jedoch erfassen lassen durch die Betrachtung des Spezialfalls von Meridionalstrahlen, die in der Krümmungsebene einer kreisförmig gekrümmten Faser verlaufen; denn einmal kann man jede beliebige Krümmung durch eine Kette von Kreiskrümmungen approximieren und zum anderen sollte sich der Einfluß der Krümmung bei den in der Krümmungsebene verlaufenden Strahlen am stärksten bemerkbar machen.

In Abb. 6 ist eine kreisförmig gekrümmte Faser im Schnitt der Krümmungsebene (Krümmungsmittelpunkt  $M$ , innerer Krümmungsradius  $r$ ) zusammen mit drei charakteristischen Strahlengängen dargestellt. Die drei Strahlen treten an den Stellen A, B und C mit dem Brechungswinkel  $\sigma'$  in die Faser ein und erleiden jeweils die erste Totalreflexion bei  $P_A$ ,  $P_B$  bzw.  $P_C$ .

Die Anzahl der Totalreflexionen  $N_m$  für die drei Strahlen ist bestimmt durch das Verhältnis des gesamten, der Faserlänge  $L$  zugeordneten Kreisbogens  $a = L/(r + d_k/2)$  zu den jeweiligen Winkelabschnitten  $\alpha_m$  zwischen zwei Totalreflexionen (gemessen am Krümmungsmittelpunkt):

<sup>1)</sup> Meridionalstrahlen schneiden die Achse der Faser.  
<sup>2)</sup> Der Durchlässigkeitsgrad des gesamten Leiters unterscheidet sich von dem der Faser nur um einen festen Faktor, der den Packungsanteil der lichtdurchlässigen Fläche am Leiterquerschnitt charakterisiert.

$$N_m = \frac{\alpha}{\alpha_m} = \frac{L}{(r + d_k/2) \alpha_m} = \frac{L}{(r + d_k/2) \cdot \left[ \arcsin \left( \left( 1 + \frac{d_k}{r} \right) \cdot \sin \varepsilon_m \right) - \varepsilon_m \right]}$$

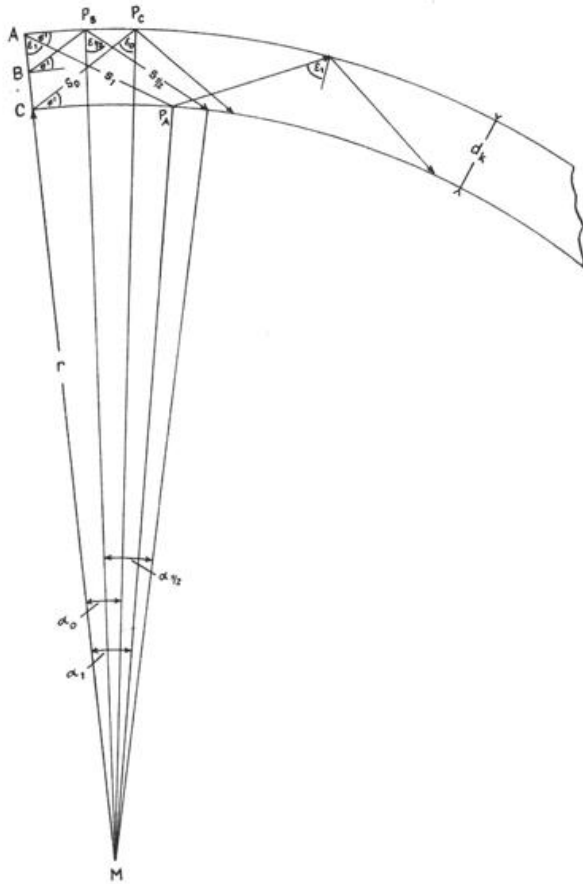


Abb. 6: Schematischer Schnitt durch die Krümmungsebene eines kreisförmig gekrümmten Glasfaserkerns mit drei charakteristischen Meridionalstrahlen (gekennzeichnet durch die Eintrittsstellen A, B, C bzw. durch die Indizes 1; 1/2; 0). M: Krümmungsmittelpunkt, r: innerer Krümmungsradius, d<sub>k</sub>: Durchmesser des Faserkerns.

Die Gesamtweglänge der Strahlung in einer Faser S<sub>m</sub> ergibt sich aus der Multiplikation der Anzahl der Totalreflexionen N<sub>m</sub> mit der Wegstrecke s<sub>m</sub> zwischen zwei Totalreflexionen. Da s<sub>m</sub> = r · sin α<sub>m</sub>/sin ε<sub>m</sub>, erhält man für S<sub>m</sub>:

$$S_m = s_m \cdot N_m = \frac{L}{\sin \varepsilon_m} \cdot \frac{1}{1 + d_k/2r} \cdot \frac{\sin \alpha_m}{\alpha_m} \text{ oder}$$

$$\approx \frac{L \cdot (1 - d_k/2r)}{\sin \varepsilon_m} (1 - \alpha_m^2/6), \text{ wenn } \alpha_m^4/120 \ll 1 \text{ und } d_k/2r \ll 1.$$

In der Tab. 1 sind für den Fall der gestreckten und der gekrümmten Lichtleiterfaser die wichtigsten Größen für die Abschätzung von Durchlässigkeitsänderungen zusammengestellt, wobei im gekrümmten Fall zwischen dem „Zick-Zack“-Verlauf des Strahls (s. Abb. 6) und dem sehnenförmigen Verlauf an der äußeren - d. h. vom Krümmungsmittelpunkt weg gelegenen - Faserkernwand unterschieden werden muß. Die abgeleiteten Größen sind hier direkt oder indirekt in Abhängigkeit vom Totalreflexionswinkel ε in der gestreckten Faser bzw. Grenzwinkel der Totalreflexion

$$\varepsilon_g = \arcsin (n_m/n_k)$$

dargestellt. Der zugehörige Einfallswinkel σ ergibt sich aus n · sin σ = n<sub>k</sub> · cos ε. Der Parameter m (0 ≤ m ≤ 1) kennzeichnet den Eintrittsort des Strahls auf dem Durchmesser d<sub>k</sub> des Faserkerns. Die fraglichen Größen für die drei charakteristischen Strahlen A, B, C (s. Abb. 6) ergeben sich z. B. mit m = 0 bzw. 1/2 bzw. 1.

Veränderungen des Durchlässigkeitsfaktors τ<sub>tr</sub> sind durch die Krümmung der Faser praktisch nicht zu erwarten. Eine Veränderung der maximalen Apertur, d. h. des Einfallswinkels σ<sub>max</sub> läßt sich jedoch für Strahlen mit Eintrittsparameter m < 1 ableiten. Man entnimmt der Tabelle 1, daß z. B. im Fall der drei charakteristischen Strahlen gilt: σ<sub>max</sub> = σ<sub>max, 1</sub> > σ<sub>max, 1/2</sub> > σ<sub>max, 0</sub>. Setzt man die Faser-Parameter mit ε<sub>g</sub> = 69,55°, n<sub>k</sub> = 1,58, σ<sub>max</sub> = 39,5° und d<sub>k</sub>/r = 10<sup>-3</sup> bzw. 5 · 10<sup>-4</sup> an, so ergeben sich Differenzen von σ<sub>max</sub> - σ<sub>max, 1/2</sub> = 0,15° bzw. 0,07° und σ<sub>max</sub> - σ<sub>max, 0</sub> = 0,29° bzw. 0,15°. Durch diese Winkeländerungen wird der volle Raumwinkel um weniger als 0,2 % verringert; bedenkt man zusätzlich, daß durch die Totalreflexionsverluste vor allem die unter großen Winkeln einfallenden Strahlungsflüsse geschwächt werden, sollte man eine meßbare Durchlässigkeitsänderung durch derartige Verschiebungen von σ<sub>max</sub> ausschließen können.

Eine Änderung des Durchlässigkeitsfaktors τ<sub>abs</sub> infolge von Faserkrümmungen läßt sich durch die Abweichung des Verhältnisses Q<sub>abs, m</sub> = ϑ S<sub>m</sub> - S = ϑ S · [(S<sub>m</sub>/S) - 1] von 1 beschreiben.

Für die drei charakteristischen Strahlen und ε < 87,5° liefert die Tabelle 1 die Relation α<sub>0</sub> < α<sub>1/2</sub> < α<sub>1</sub> < 3,4 · 10<sup>-2</sup> und damit die Abschätzung | S<sub>m</sub>/S - 1 | < 7 · 10<sup>-4</sup>. Setzt

Tab. 1: Zusammenstellung einiger wichtiger Größen zur Bestimmung der Durchlässigkeitsfaktoren von gestreckten und gekrümmten Lichtleiter-Fasern (in Abhängigkeit von Totalreflexionswinkel ε bzw. Grenzwinkel ε<sub>g</sub> für den Fall der gestreckten Faser).

Fall	Totalreflexionswinkel	Zentrumswinkel	Lichtweglänge	Anzahl der Totalreflexionen	Maximale Apertur
gestreckt	ε	—	S = L / sin ε	N = $\frac{L}{d_k} \cdot \text{ctg } \varepsilon$	n · sin σ <sub>max</sub> = n <sub>k</sub> · cos ε <sub>g</sub>
gekrümmt ε < ε <sub>g</sub> (Zick-Zack-Verlauf)	$\sin \varepsilon_m = \frac{1+m \frac{d_k}{r}}{1+\frac{d_k}{r}} \cdot \sin \varepsilon$	$\alpha_{\sin} = \arcsin \left[ \left( 1+m \frac{d_k}{r} \right) \cdot \sin \varepsilon \right]$ $-\arcsin \left[ \frac{1+m \frac{d_k}{r}}{1+\frac{d_k}{r}} \cdot \sin \varepsilon \right]$	$S_m = S \cdot \frac{1+\frac{d_k}{r}}{\left( 1+\frac{d_k}{2r} \right) \left( 1+m \frac{d_k}{r} \right)}$ $\times \frac{\sin \alpha_m}{\alpha_m}$	$N_m = \frac{L}{d_k} \cdot \frac{1}{\alpha_m \cdot \left( \frac{r}{d_k} + \frac{1}{2} \right)}$	$n \cdot \sin \sigma_{\max, m} =$ $n_k \cdot \cos \left[ \arcsin \left[ \frac{1+\frac{d_k}{r}}{1+m \frac{d_k}{r}} \cdot \sin \varepsilon_g \right] \right]$
gekrümmt ε ≥ ε <sub>g</sub> (Sehnen-Verlauf) ε <sub>g</sub> = arcsin $\frac{1}{1+m \frac{d_k}{r}}$	„	$\alpha_m = \pi - 2 \arcsin \left[ \frac{1+m \frac{d_k}{r}}{1+\frac{d_k}{r}} \cdot \sin \varepsilon \right]$	$S_m = L \cdot \frac{1+\frac{d_k}{r}}{1+\frac{d_k}{2r}} \cdot \frac{\sin \frac{\alpha_m}{2}}{\frac{\alpha_m}{2}}$	„	„

man realistischerweise  $\vartheta_{1\text{cm}} = 0,99$  und  $S = 100\text{ cm}$ , so weichen die hieraus berechneten  $q_{\text{abs}, m}$  um weniger als 1% von 1 ab. Über den ganzen Faserquerschnitt gemittelt sind die Abweichungen noch kleiner, da für die beiden Randstrahlen A und C  $q_{\text{abs}, 1} < 1$  bzw.  $q_{\text{abs}, 0} > 1$  gilt. Sofern nicht extreme Faser-Parameter vorliegen, sollten durch Veränderung der Lichtweglänge keine meßbaren Durchlässigkeitsänderungen zu erwarten sein.

Die Änderung des Durchlässigkeitsfaktors  $\tau_{\text{tot}}$  aufgrund der veränderten Anzahl von Totalreflexionen bei Krümmung der Faser läßt sich in entsprechender Weise durch den Quotienten  $q_{\text{tot}, m} = \rho N_m / \rho N = \rho N \cdot [(N_m/N) - 1]$  ausdrücken.

Untersucht man das Totalreflexionsverhältnis  $N_m/N$  mit Hilfe der Formeln in Tab. 1, so erhält man z. B. für den charakteristischen Strahl A eine  $\varepsilon$ -Abhängigkeit, die ausschnittsweise in Ab. 7 für den Reziprokwert  $N/N_1$  und die Krümmungs-Parameter  $d_k/r = 2 \cdot 10^{-3}$  bzw.  $10^{-3}$  bzw.  $5 \cdot 10^{-4}$  dargestellt ist. Die Abbildung zeigt einen starken Anstieg der  $N/N_1$ -Werte über 1 hinaus etwa ab  $\varepsilon = 80^\circ$ . Bei den angegebenen  $\varepsilon_0$ -Winkeln springt  $N/N_1$  von ca. 2,0 auf 4,0 (Übergang zum sehenförmigen Verlauf), um dann schnell für  $\varepsilon \rightarrow 90^\circ$  auf 0 abzufallen. Für den Strahl C ergeben sich etwa bis  $\varepsilon = 85^\circ$  die reziproken Verhältnisse.

Dies spiegelt sich auch in der Tab. 2 wider, die für die drei charakteristischen Strahlen und einige Total-

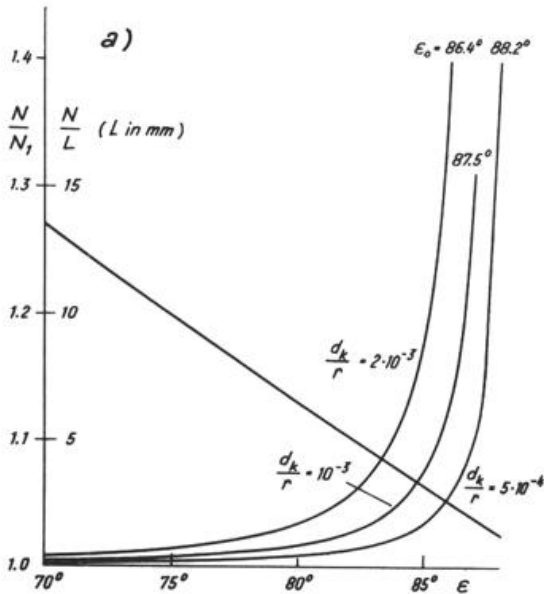


Abb. 7: Verhältnis der Anzahl der Totalreflexionen eines Meridionalstrahls in einer gestreckten Faser ( $N$ ) zu der in einer kreisförmig (mit Krümmungsradius  $r$ ) gekrümmten Faser für den Strahl „A“ ( $N_1$ ) (s. Abb. 6), in Abhängigkeit vom Totalreflexionswinkel  $\varepsilon$  für  $d_k/r = 2 \cdot 10^{-3}$  bzw.  $10^{-3}$  bzw.  $5 \cdot 10^{-4}$ ; sowie Anzahl der Reflexionen pro nm Faserlänge  $N/L$  in einer gestreckten Faser mit dem Kerndurchmesser  $d_k = 0,027\text{ mm}$ .

Tab. 2. Zusammenstellung der Anzahl der Totalreflexionen  $N$  bzw.  $N_m$  in einer gestreckten bzw. gekrümmten Faser, deren Differenzen sowie der Verhältnisse der Durchlässigkeitsfaktoren  $q_{\text{tot}, m} = \tau_{\text{tot}, m} / \tau_{\text{tot}}$ , berechnet für einige Totalreflexionswinkel und folgende Faser-Parameter:  $L = 500\text{ mm}$ ;  $r = 27\text{ mm}$ ;  $d_k = 0,027\text{ mm}$ ;  $n_k = 1,58$ ;  $\rho_1 = 0,9993$  und  $\rho_2 = 0,9999$ .

$\varepsilon$	$\sigma$	$N$	$N_1$	$N_{1/2}$	$N_0$	$N_1 - N$	$N_{1/2} - N$	$N_0 - N$	$q_{\text{tot}, 1}$		$q_{\text{tot}, 1/2}$		$q_{\text{tot}, 0}$		$\tau = \rho N$	
									$\rho_1$	$\rho_2$	$\rho_2$	$\rho_1$	$\rho_1$	$\rho_2$	$\rho_1$	$\rho_2$
$75^\circ$	$24.2^\circ$	4962	4925	4962	4999	- 37	0	+ 37	1.026	1.004	1.000	1.000	0.975	0.997	0.033	0.633
$80^\circ$	$15.9^\circ$	3265	3210	3265	3319	- 55	0	+ 54	1.039	1.005	1.000	1.000	0.963	0.995	0.105	0.740
$85^\circ$	$7.92^\circ$	1620	1506	1623	1721	-114	+ 3	+101	1.082	1.011	0.998	0.999	0.933	0.991	0.327	0.861
$87^\circ$	$4.74^\circ$	970	738	799	1124	-232	+29	+154	1.174	1.022	0.980	0.997	0.899	0.986	0.512	0.915
$89^\circ$	$1.58^\circ$	324	532	247	617	+208	-77	+293	0.866	0.981	1.055	1.003	0.817	0.961	0.800	0.934

reflexionswinkel (unter Annahme realistischer mechanischer und optischer Faser-Parameter) einen speziellen Überblick über die Anzahl der Totalreflexionen und deren Differenzen sowie die Quotienten der zugehörigen Durchlässigkeitsfaktoren geben soll.

Mittelt man über die Durchlässigkeitsfaktoren  $\tau_{\text{tot}, m}(\varepsilon)$  aller Strahlen, die verteilt über den Kerndurchmesser unter dem Winkel  $\sigma' = 90 - \varepsilon$  in die gekrümmte Faser eintreten und bestimmt die relative Abweichung zu

$$\tau_{\text{tot}}(\varepsilon) \text{ der gestreckten Faser } \frac{\tau_{\text{tot}}^m(\varepsilon) - \tau_{\text{tot}}(\varepsilon)}{\tau_{\text{tot}}(\varepsilon)},$$

so ergeben sich in Abhängigkeit von  $\varepsilon$  für die Faser-Parameter  $L/d_k = 18500$ ,  $\rho = 0,9993$  bzw.  $0,9999$  sowie  $d_k/r = 10^{-3}$  bzw.  $5 \cdot 10^{-4}$  die Kurven der Abb. 8. Abweichungen größer als 1% zeigen sich hier für  $\rho = 0,9993$  ab  $\varepsilon = 86^\circ$ , für  $\rho = 0,9999$  erst ab  $\varepsilon = 87,5^\circ$ .

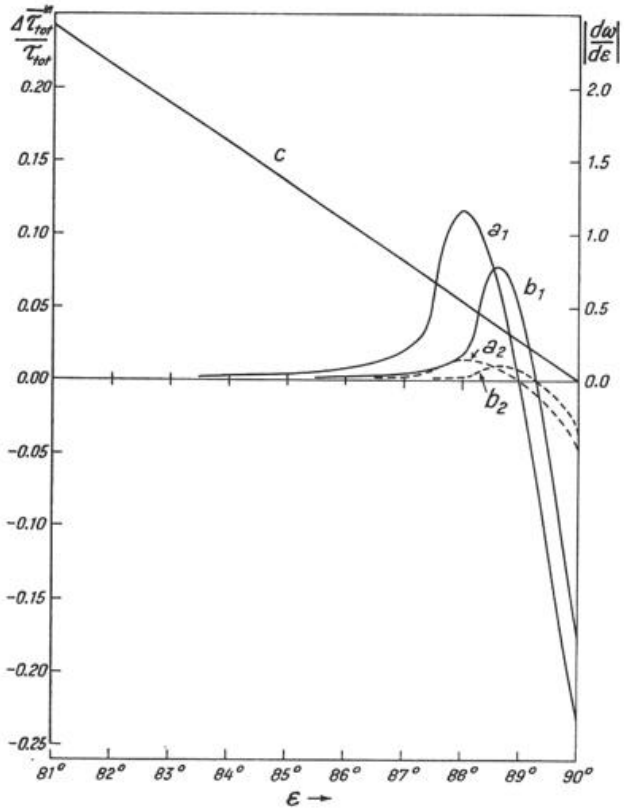


Abb. 8: Relative Abweichung des über die Eintrittsfläche gemittelten Durchlässigkeitsgrades  $\tau_{\text{tot}}^m$  von Meridionalstrahlen in gekrümmten Fasern (bezogen auf den Durchlässigkeitsgrad  $\tau_{\text{tot}}$  in der gestreckten Faser) berechnet in Abhängigkeit vom Totalreflexionswinkel  $\varepsilon$  für  $L/d_k = 18500$ ,  $n = 1,58$  und verschiedene Parameter  $\rho$  und  $d_k/r$ :  
 Kurven a<sub>1</sub> u. b<sub>1</sub>:  $\rho = 0,9993$ ;  $d_k/r = 10^{-3}$  bzw.  $5 \cdot 10^{-4}$   
 Kurven a<sub>2</sub> u. b<sub>2</sub>:  $\rho = 0,9999$ ;  $d_k/r = 10^{-3}$  bzw.  $5 \cdot 10^{-4}$   
 Kurve c: Abnahme  $\Delta w/d\varepsilon$  des dem Totalreflexionswinkel  $\varepsilon$  zuzuordnenden Raumwinkels der einfallenden Strahlung für  $\varepsilon \rightarrow 90^\circ$ .

Tritt das Licht mit einem Öffnungswinkel von  $2\sigma'$  in die Faser ein, läßt sich das Verhältnis der in die Messung eingehenden effektiven Durchlässigkeitsfaktoren durch Mittelung über den zugehörigen  $\varepsilon$ -Bereich – unter Berücksichtigung des jedem  $\varepsilon$  zugeordneten Raumwinkelanteils sowie unter Annahme isotroper Einstrahlung – abschätzen<sup>1)</sup> aus:

$$\frac{\sum_{90^\circ}^{\varepsilon} \bar{\tau}_{\text{tot}}^m(\varepsilon) \cdot \Delta w(\varepsilon)}{\sum_{90^\circ}^{\varepsilon} \tau_{\text{tot}}(\varepsilon) \cdot \Delta w(\varepsilon)}$$

Benutzt man zur Berechnung dieses Verhältnisses die Parameter  $\varrho$  und  $d_k/r$  wie bereits oben angenommen, so ergeben sich die vier Kurven der Abb. 9. Aus ihnen kann man entnehmen, in welchem Maße sich durch die geeignete Wahl des Öffnungswinkels des einfallenden Lichts die Änderung des effektiven Durchlässigkeitsfaktors herabsetzen läßt; z. B. nämlich, daß bei relativ starker Faserkrümmung ( $d_k/r = 10^{-3}$ ) und mäßiger Faserqualität ( $\varrho = 0,9993$ ) auch bei großen Einfallswinkeln mit einer Durchlässigkeitsänderung von ca. 1 % gerechnet werden muß, während man bei guter Faserqualität ( $\varrho = 0,9999$ ) bereits mit einem Öffnungswinkel von  $2\sigma' = 8^\circ$  die Änderung unter 0,5 % herunterdrücken kann.

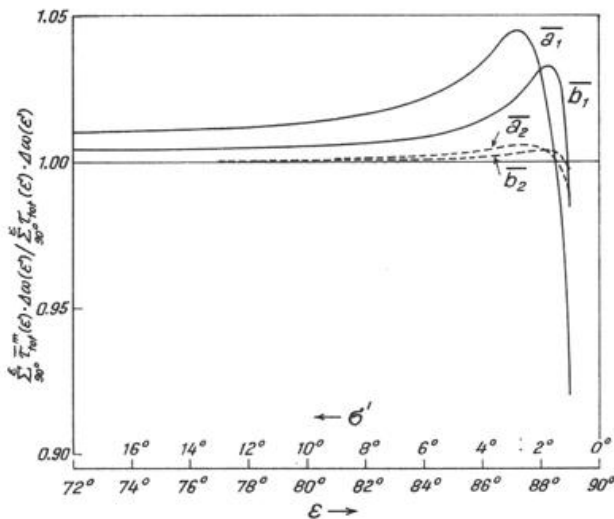


Abb. 9: Verhältnis der mit den zugehörigen Raumwinkelsegmenten gewichteten Mittelwerte der Durchlaßgrade von Meridionalstrahlen in gekrümmten und gestreckten Glasfasern, berechnet in Abhängigkeit von dem der Mittelung zugrundegelegten  $\varepsilon$ -Intervall bzw. dem halben Öffnungswinkel  $\sigma'$  der in die Faser eintretenden Strahlung; für die Parameter  $L/d_k = 18500$ ,  $n = 1,58$  und  $\varrho$  und  $d_k/r$  wie in 8):  
Kurven  $\bar{a}_2$  u.  $\bar{b}_2$ :  $\varrho = 0,9999$ ;  $d_k/r = 10^{-3}$  bzw.  $5 \cdot 10^{-4}$ .  
Kurven  $a_1$  u.  $b_1$ :  $\varrho = 0,9993$ ;  $d_k/r = 10^{-3}$  bzw.  $5 \cdot 10^{-4}$

Von diesem Beispiel ausgehend, kann verallgemeinernd folgendes über die Durchlässigkeitsänderung auf grund der veränderten Anzahl von Totalreflexionen bei Faserkrümmung festgehalten werden: Die Einstrahlung über den ganzen Faserquerschnitt und über einen möglichst großen Öffnungswinkel sind Bedingungen für möglichst geringe Durchlässigkeitsänderungen. Im Falle mäßiger Faserqualität ( $\varrho = 0,9993$ ) sind immerhin noch Änderungen in der Größenordnung 1 % möglich, bei guter Faserqualität ( $\varrho = 0,9999$ ) werden die oben genannten Bedingungen unkritischer bzw. es werden die Änderungen in den 1 ‰-Bereich herabgedrückt. Sehr große Faserlängen und starke Krümmungen, die die

<sup>1)</sup> Die Annahme eines vollständigen kegelförmigen Raumwinkel-Elements ist lediglich im Sinne einer Abschätzung zulässig, da nur der Fall der Meridionalstrahlen hier behandelt wird.

entsprechenden Parameter des durchgerechneten Beispiels wesentlich übersteigen, können die beschriebenen Verhältnisse verschlechtern.

In jedem Fall ist eine experimentelle Überprüfung der benutzten Lichtleiter auf Durchlässigkeitsänderungen bei Verbiegungen ratsam, denn einmal sind die optischen Daten (wie z. B. die Größe  $\varrho$ ) von dem Hersteller aus nicht mit ausreichender Genauigkeit bekannt, und zum anderen könnten sich vor allem durch Inhomogenitäten in der Faserstruktur bisher noch unberücksichtigte optische Effekte bemerkbar machen.

### 3.2.2. Vorbemerkungen zur Auswahl des flexiblen Lichtleiters

An den flexiblen Lichtleiter sind vom Meßkonzept her folgende Grundforderungen zu stellen:

- a) Die optische Durchlässigkeit muß unabhängig vom Biege- und Bewegungszustand des Lichtleiters sein.
- b) Die mechanische Stabilität gegenüber schnellen und häufigen Verbiegungen und Verdrillungen muß gewährleistet sein.
- c) Die empfangene Strahlung soll auf mehrere Kanäle aufgeteilt und weitergeleitet werden.
- d) Der spektrale Durchlässigkeitsbereich soll möglichst breit sein.
- e) Die spektrale Durchlässigkeit soll unabhängig vom Polarisationszustand der einfallenden Strahlung sein.

Die zu fordernde Länge des Leiters hängt davon ab, ob das Empfangselement und der photoelektrische Wandler eine bauliche Einheit bilden oder ob beide Teile in verschiedenen Räumen (z. B. Empfänger im Freien und Wandler im temperierten Labor) aufgestellt werden sollen. Im ersten Fall ist eine Leiterlänge von ca. 0,5 m, im zweiten Fall von ca. 5 m notwendig. Im Hinblick auf die im vorangegangenen Abschnitt 3.2.1. beschriebenen Nachteile und den höheren mechanischen und finanziellen Aufwand bei Verwendung eines langen Lichtleiters, wurde der Lösung mit dem kurzen Lichtleiter der Vorzug gegeben.

Die erforderliche Größe des Leiterquerschnitts ist durch die angebotene Strahlungsintensität bzw. die Zahl der Arme, auf die die Strahlung verteilt wird, sowie durch die mechanischen Eigenschaften bestimmt. Große Querschnitte ( $\phi > 10$  mm) erhöhen die mechanischen Probleme bei schnellen Scan-Bewegungen. Eine Anpassung an kleine Querschnitte ist gegebenenfalls durch optische Hilfsmittel zu erreichen.

Die Realisierung des flexiblen Lichtleiters erfolgte allein auf der Basis des Herstellerprogramms bzw. der Sonderanfertigungsmöglichkeiten der Firma Jenaer Glaswerk Schott & Gen., Mainz, da mit den Schott-Lichtleitern die vom Meßproblem gestellten Grundforderungen erfüllt werden konnten und andere Fabrikate (z. B. von Firma Rank Taylor Hobson, Leicester und Firma Jenoptik, Jena) im Zeitpunkt der Entwicklungsarbeiten relativ unbekannt waren.

Der Festlegung der endgültigen Ausführung des flexiblen Lichtleiters für das dargelegte Sky-Scanner-Konzept gingen eine Reihe von Untersuchungen an listenmäßigen Standardtypen voraus.

Es wurden vor allem Tests über die Abhängigkeit der Durchlässigkeit vom Biege- und Verdrillungszustand der Lichtleiter durchgeführt. Bei Einhaltung der vom Hersteller vorgegebenen Biegetoleranz und Torsionen der Lichtleiter-Enden um  $\pm 360^\circ$  lagen die gemessenen Änderungen der Durchlässigkeit innerhalb der Meßgenauigkeit ( $\pm 1/2 \%$ ) in Übereinstimmung mit dem von den theoretischen Betrachtungen nahegelegten Ergebnis.

Ferner wurde die mechanische Belastbarkeit gemäß der Grundforderung b) geprüft. Es konnten keine Durchlässigkeitsänderungen durch Reibungsverschleiß der Fasern bei Biege- und Torsionsbewegungen festgestellt werden. Ein Reißen von Fasern im Lichtleiter trat nur in einem Falle (70  $\mu\text{m}$ -Faser) infolge einer technischen Störung der Sky-Scanner-Mechanik auf. Die endgültige Ausführung des Lichtleiters (und auch der Scan-Mechanik) ist unter Berücksichtigung der hierbei gewonnenen Erfahrungen und im Hinblick auf möglichst geringe mechanische Beanspruchung entwickelt worden.

### 3.2.3. Endgültige Ausführung des flexiblen Lichtleiters

Die endgültige Gestalt des im Sky-Scanner eingesetzten flexiblen Lichtleiters zeigt die Photographie in Abb. 10. Es lassen sich äußerlich drei Teile unterscheiden:

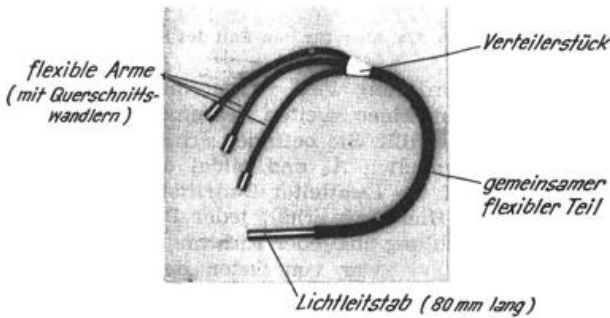


Abb. 10: Flexibler dreiarmer Lichtleiter (Fa. Jenaer Glaswerke, Schott & Gen., Mainz).

- Der in eine Metallhülse gefaßte Lichtleitstab mit der Lichteintrittsöffnung, der verkittet ist mit
- dem gemeinsamen flexiblen Teil des Lichtleiters (geschützt durch einen Metallschlauch mit PVC-Schrumpfschlauchüberzug), der nach einem Verteilerstück übergeht in
- drei flexible, ebenso geschützte Arme mit Querschnittswandlern als Lichtaustrittskopf.

Der flexible Teil des Lichtleiters wird durchzogen von ca. 40 000 Glasfasern vom Durchmesser 30  $\mu\text{m}$ . Die Fasern sind an den Enden in dichter Packung in Metallhülse gefaßt und mit Laminarharz vergossen; die Eintrittsfläche ist kreisrund (7 mm  $\phi$ ), die Austrittsöffnungen sind durch Querschnittswandler rechteckig geformt (2 mm  $\times$  6 mm). Innerhalb des flexiblen Schutzschlauches sind die Fasern frei beweglich; um das Gleiten der Fasern aneinander zu fördern, ist den Fasern ein Schlichtemittel beigegeben.

Die optische Qualität der Glasfasern ist durch den Schott-Typ B gekennzeichnet, deren spektrale Durchlässigkeit für verschiedene Längen das Hersteller-Diagramm in Abb. 11 zeigt (gilt für 70  $\mu\text{m}$ -Fasern, für 30  $\mu\text{m}$ -Fasern liegen die Durchlässigkeiten etwas niedriger). Fasern, deren Durchlässigkeit weiter in den ultravioletten Spektralbereich hineinreicht – wie z. B. der Schott-Fasertyp E oder Suprasilfasern – sind lediglich mit Durchmessern von 70  $\mu\text{m}$  bzw. 100  $\mu\text{m}$  lieferbar. Im Hinblick auf die größere mechanische Festigkeit der 30- $\mu\text{m}$ -Faser<sup>1)</sup> wurde dem Fasertyp B der Vorzug gegeben. Die numerische Apertur  $NA$  der Einzelfaser beträgt  $NA = 0,55$ , der maximale Öffnungswinkel  $2 \sigma_{\text{max}} = 67^\circ$  (für Meridionalstrahlen). Die Brechungsindizes von Kern- und Mantelglas liegen bei  $n_k = 1,58$

<sup>1)</sup> Die Zugfestigkeit von Glasfasern nimmt mit abnehmendem Durchmesser zu. Sie beträgt bei 30  $\mu\text{m}$ -Fasern 60 kg/mm<sup>2</sup> und erreicht bei 10  $\mu\text{m}$ -Fasern den Wert von 100 kg/mm<sup>2</sup> (entsprechend der 10fachen normalen Zugfestigkeit von Glas) (17), (19).

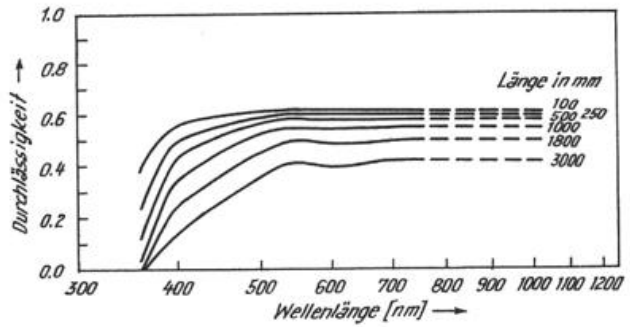


Abb. 11: Spektrale Durchlässigkeit flexibler Lichtleiter vom Faser-Typ B mit 70  $\mu\text{m}$  – Faserdurchmesser (aus Mitteilung Nr. 47 – 1966 der Fa. Jenaer Glaswerke, Schott & Gen.)

bzw.  $n_m = 1,48$ . Der „Reflexionsgrad“  $\rho$  der Totalreflexion ist nicht genau bekannt, aber sicher ist  $\rho > 0,9993^1)$ . Der spektrale Reintransmissionsgrad liegt sehr hoch, z. B. für Schichtdicken von 25 mm und 460 mm  $\leq \lambda \leq 700$  nm bei 0,997 – 0,998<sup>2)</sup>.

Die Festlegung der Verteilung der Fasern auf die Zahl von drei Teilbündeln (entsprechend drei Lichtleiterarmen) ist nicht durch grundsätzliche Erwägungen bedingt, sondern wurde vor allem im Hinblick auf eine übersichtliche Registrierung getroffen (s. Abschnitt 3.7.2.), zumal der Informationsgehalt von drei Meßkanälen im sichtbaren Spektralgebiet für eine Reihe von Fragestellungen bereits ausreichend ist.

Die Aufteilung der Fasern des Gesamtbündels auf die drei Arme konnte vom Hersteller aus arbeitstechnischen Gründen leider nicht räumlich-statistisch vorgenommen werden, sondern es sind die Fasern vom linken Teil der gemeinsamen Empfangsfläche im linken Arm, die vom mittleren Teil im mittleren Arm etc. zusammengefaßt. Diese Aufteilung der Fasern stellt ein meßtechnisches Problem dar, da ja gewährleistet sein muß, daß jeder Meßkanal – auch bei Drehbewegungen des Lichtleiter-Eintrittskopfes – Strahlung vom gleichen Himmelsausschnitt erhält (s. Abschnitt 3.3.1.).

Der auf den flexiblen Leiter gekittete ummantelte Lichtleitstab, der im Hinblick auf eine räumliche „Verschmierung“ der eintretenden Strahlung über die gesamte Eintrittsfläche (s. auch (18)) empfohlen wurde, löst dieses Problem nicht; er dient mit seiner starren äußeren Metallhülse in erster Linie als Ansatzpunkt sowohl für die Übertragung der Scan-Bewegung als auch für die strahlenbegrenzende Optik. Der Lichtleitstab ist vom Schott-Typ FLG und besteht aus einem hochbrechenden Kernmaterial ( $n_k = 1,62$ ), das in Kombination mit dem Mantelglas einen Öffnungswinkel von  $2 \sigma_{\text{max}} = 100^\circ$  durch Totalreflexionen weiterleiten kann. Der spektrale Transmissionsgrad liegt im Sichtbaren bei fast 90 %, fällt aber im nahen UV-Gebiet – ähnlich wie beim Fasertyp B – stark ab. Um die „Verschmierung“ der einfallenden Strahlung im Hinblick auf die quasi dreiteilige Empfangsfläche des flexiblen Lichtleiters zu verbessern, wurde die Eintrittsfläche des Stabes mattgeschliffen.

Für die mechanische Entlastung der Glasfasern im flexiblen Lichtleiter ist der Metallschutzschlauch von besonderer Bedeutung; einmal verhindert er grundsätzlich eine zu starke Krümmung der Fasern<sup>3)</sup> (hier kleinster Krümmungsradius 1,5 cm), zum anderen verkürzt er sich bei Torsionen im Uhrzeigersinn und bietet sich dabei zur Übernahme eines Zuges in Längsrichtung an. Der auf dem Metallschlauch aufgeschliffene PVC-

<sup>2)</sup> Mündliche Mitteilung der Fa. Schott & Gen.

<sup>3)</sup> Es gilt die Faustformel: Der Biegeradius soll mindestens 20mal größer als der Faserdurchmesser sein (18).

Schlauch verstärkt die Rückstellkraft gegen Torsionen. Wie in Abschnitt 3.4.2. näher dargelegt, wird der Lichtleiter am Ende des gemeinsamen flexiblen Teils fest eingespannt, so daß die ganze Länge dieses Stücks von ca. 30 cm zur Aufnahme der bei der Scan-Bewegung entstehenden Torsion zur Verfügung steht.

Über die Bewahrung des beschriebenen Lichtleiters in der Sky-Scanner-Apparatur wird im Rahmen der Tests der gesamten Meßanordnung (s. Abschnitt 5.2.) berichtet.

### 3.3. Die Empfangsoptik

#### 3.3.1. Grundsätzliche Betrachtungen zum Aufbau der Empfangsoptik

Die Empfangsoptik unterliegt folgenden zwei Grundforderungen:

- Im Hinblick auf die Messung der Himmelsstrahlung in Strahlendichte-Einheiten (s. Abschnitt 2.1.) muß durch die Optik ein Einstrahlungs-Raumwinkel so definiert werden, daß jeder Punkt der Empfangsfläche Strahlung genau innerhalb des gleichen Raumwinkelkegels empfängt.
- Die empfangene Strahlung muß durch die Optik so auf die quasi dreigeteilte Eintrittsfläche des dreiarmligen Lichtleiters geführt werden (s. Abschnitt 3.2.3.), daß möglichst jeder Punkt der drei Flächen-segmente den gleichen Strahlungsfluß erhält. (Das heißt z. B., daß jeder Punkt Strahlung aus allen Himmelsrichtungen innerhalb des Raumwinkelkegels empfängt).

Die erste Forderung läßt sich erfüllen durch einen einfachen Optikaufbau, wie er in Abb. 12a schematisch dargestellt ist und z. B. auch den von FOITZIK (1) bzw. BULLRICH (10) benutzten Himmelsstrahlungs-Photometern zugrundeliegt. Der Aufbau besteht aus einer Linsenoptik  $A_1$  mit der Brennweite  $f_1$  und einer Lochblende mit dem Durchmesser  $d_B$  am Ort der zugehörigen Brennebene. Es können nur die Strahlen die Blende passieren, die innerhalb eines bestimmten Raumwinkels empfangen werden. In der Abbildung sind die raumwinkelbegrenzenden Strahlen und die achsenparallelen Strahlen sowohl für den Linsenmittelpunkt als auch für den Rand der Linsenempfangsfläche eingezeichnet; der halbe Öffnungswinkel  $\alpha_1$  des Raumwinkels ist durch  $\text{tg } \alpha_1 = 0,5 \cdot d_B/f_1$  gegeben.

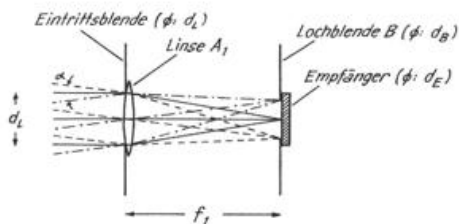


Abb. 12a: Schematische Darstellung der Empfangsoptik mit raumwinkelbegrenzenden und achsenparallelen Strahlen für den Fall des üblichen Photometers.

Um mit einer festen Anordnung in verschiedenen Wellenlängenbereichen den gleichen Raumwinkel zu empfangen, ist der Einsatz einer achromatischen Linsenoptik erforderlich.

Ein homogener Strahlungsfluß in allen Punkten der Achromaten-Empfangsfläche liegt streng genommen nur dann vor, wenn die Strahlungsquelle rotationssymmetrisch zur optischen Achse strahlt. Da die empfangenen Strahlen gleicher Einfallsrichtung von Punkten herkommen, die höchstens um einen Linsendurchmesser  $d_L$  voneinander entfernt sind, ist auch im Falle einer

kleinen Strahler-Inhomogenität auf diesem Abstand nur eine entsprechend geringfügige Änderung der Homogenität des empfangenen Strahlungsflusses zu erwarten. Insofern kann – unter Annahme von einem Achromat-Durchmesser in der Größenordnung von 1 cm – im Anwendungsfall der relativ „weit entfernten Quelle“ der Himmelsstrahlung i. a. mit einem quasi homogenen Strahlungsfluß gerechnet werden.

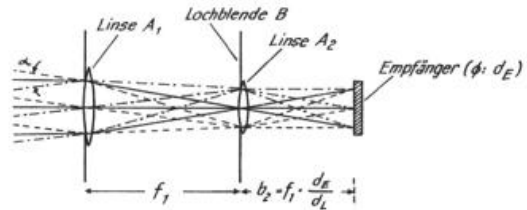


Abb. 12b: Wie Abb. 12a, aber für den Fall des Sky-Scanners.

Die zweite Forderung wird – wie Abb. 12b zeigt – durch den Einsatz einer zweiten Achromatlinse  $A_2$  (mit Brennweite  $f_2$ ) erfüllt. Sie befindet sich in der Brennebene des Achromaten  $A_1$  und bildet dessen vordere Hauptebene auf die Lichtleiter-Eintrittsfläche (Durchmesser  $d_E$ ) ab. Hierdurch erhält jeder Punkt der Eintrittsfläche Strahlung aus jeder Richtung innerhalb des Raumwinkels, und zwar von Orten der Strahlungsquelle, die innerhalb eines Abstandes  $d_L$  (Durchmesser von  $A_1$ ) liegen. Lichtquellen, die über diesen Abstand eine inhomogene Strahlendichteverteilung besitzen, werden von den Flächensegmenten mit unterschiedlicher Intensität empfangen. Da man – wie schon oben erwähnt – mit  $d_L$  in der Größenordnung von 1 cm rechnen kann, dürfte sich die räumliche Inhomogenität der Himmelsstrahlung nicht störend auswirken; allerdings ist beim Einsatz von Prüflampen in geringem Abstand von  $A_1$  mit Meßschwierigkeiten zu rechnen. Wenn Strahlungsverluste in Kauf genommen werden können, läßt sich durch Vorschalten von Milchglasscheiben vor die Lichtleiter-Eintrittsfläche in weitem Umfang eine Homogenisierung der räumlichen Intensitätsverteilung erreichen.

#### 3.3.2. Ausführung der Empfangsoptik

Die praktische Ausführung der Empfangsoptik steht vor allem unter der Forderung, möglichst leicht und klein zu sein; denn die mit dem Lichtleiter fest verbundene Optik unterliegt im Rahmen der Scan-Bewegungen stärkeren Zentrifugalbeschleunigungen und muß ferner bei den Ausgleichs-Drehbewegungen des Lichtleiters von diesem mitgedreht werden. Deshalb wurde auf den Einsatz von hochwertigen Objektiven als Achromaten verzichtet, da die handelsüblichen Objektive i. a. nur in (schweren) Fassungen mit relativ großen Durchmessern ( $> 20$  mm) zu haben sind. Die Empfangsoptik konnte mit Hilfe von zwei kleinen Achromatlinse<sup>1)</sup> der Firma Spindler & Hoyer in zufriedenstellender Weise aufgebaut werden.

Abb. 12c zeigt einen schematischen Querschnitt durch den Tubus der Empfangsoptik. Die Eintrittsfläche von  $A_1$  wurde durch eine Blendenfassung – etwa in Höhe der vorderen Hauptebene – auf eine Kreisfläche mit einem Durchmesser von 11,0 mm begrenzt; sie wird von der Achromatlinse  $A_2$  im Verhältnis 2:3 verkleinert auf die Lichtleiter-Eintrittsfläche bzw. die Milchglasscheibe vor dem Lichtleiter abgebildet<sup>2)</sup>.

<sup>1)</sup> Achromat  $A_1$ :  $f_1 = 40$  mm,  $\phi = 13$  mm; Achromat  $A_2$ :  $f_2 = 16$  mm,  $\phi = 8$  mm.

<sup>2)</sup> Die Bildweite  $b_2$  wurde experimentell überprüft durch die Lage einer Mattscheibe, auf die Markierungspunkte der Empfangsfläche von  $A_1$  abgebildet wurden.

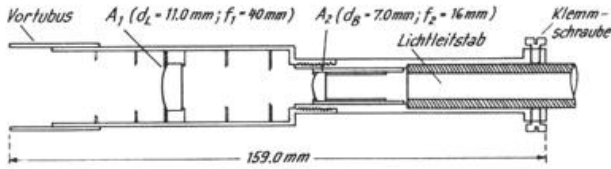


Abb. 12c: Schematischer Querschnitt durch den Optik-Tubus des Sky-Scanners.

Die Fassung von  $A_2$  befindet sich genau im Brennweiten-Abstand  $f_1$  von der hinteren Hauptebene des Achromaten  $A_1$  und definiert mit einem Durchmesser von 7,0 mm einen kegelförmigen Einstrahlungs-Raumwinkel von ca.  $10^\circ$  Öffnung (effektiver Öffnungswinkel: siehe Abschnitt 5.4.1.). Die Größe des Öffnungswinkels korrespondiert mit dem Hub der Scan-Spirale (ca.  $9^\circ$  pro Umdrehung, s. Abschnitt 3.4.2.) im Hinblick auf eine lückenlose Abtastung des Himmelsgewölbes. Die Festlegung eines größeren Winkels ist i. a. nicht sinnvoll, weil hierdurch die Sondierung der Himmelsstrahlung in der Nähe der Sonne (s. z. B. Gradient der Isolinien in Abb. 3) oder auch die Auflösung der Wolken zu ungenau wird. Wesentlich kleinere Winkel stellen in erster Linie an die Zeitauflösung der Apparatur besondere Anforderungen.

Zur Unterdrückung von Streulicht ist der aus Leichtmetall gefertigte Optik-Tubus mit Blenden ausgerüstet und innen mit Parson's Optical Black Lacquer geschwärzt worden. Der Vortubus, der die Achromatlinse  $A_1$  gegen große Strahlungsflüsse (z. B. von der direkten Sonnenstrahlung) außerhalb des gewünschten Raumwinkels abschützen soll, ist im Vergleich zu denjenigen der stationären Photometer relativ kurz ausgebildet, um das Trägheitsmoment des Tubus möglichst klein zu halten. Der Grenzwinkel, gemessen gegen die optische Achse, unter dem gerade noch Fremdlicht die Linse treffen kann, liegt bei  $20,5^\circ$ ).

Als Diffuser vor der matten Eintrittsfläche hat sich eine 2,5 mm dicke Tempax-Milchglas-scheibe bewährt (s. Abschnitt 5.2.1).

Der Lichtleiter ragt (ca. 37 mm) in das rückseitige Tubusende hinein; hier wird die starre Verbindung zwischen Tubus und Lichtleiter hergestellt.

### 3.4. Die Scan-Mechanik

#### 3.4.1. Überlegungen zur Form der Scan-Figur und zur Konzeption der Antriebsmechanik

An die ideale Scan-Figur zur Abtastung des Himmelsgewölbes sind folgende Anforderungen zu stellen:

- Es werden von der Scan-Figur möglichst viele, gleichmäßig über den Himmel verteilte Punkte erfaßt.
- Die Bewegungen des Empfängers beim Durchlaufen der Scan-Figur sind mit einem Minimum an mechanischer Belastung für die Empfangsoptik und den Lichtleiter verbunden.
- Die Scan-Figur besitzt im Hinblick auf die schnelle Auswertung von Meßkurven eine möglichst einfache Gestalt und unkomplizierte mathematische Darstellung.

Zur Auswahl stehen praktisch nur die in 3.1 (Fußnote) erwähnten drei Typen von Scan-Figuren. Im Hinblick auf möglichst geringe mechanische Belastungen<sup>2)</sup> und eine gute Ausnutzung der Scan-Zeit wird zur Realisierung der oben genannten Punkte der zwischen Zenit und Horizont verlaufenden Spirale der Vorzug gegeben.

<sup>1)</sup> Um den Winkel auf  $10^\circ$  herabzusetzen, müßte der Vortubus von 42 mm auf 90 mm verlängert werden.

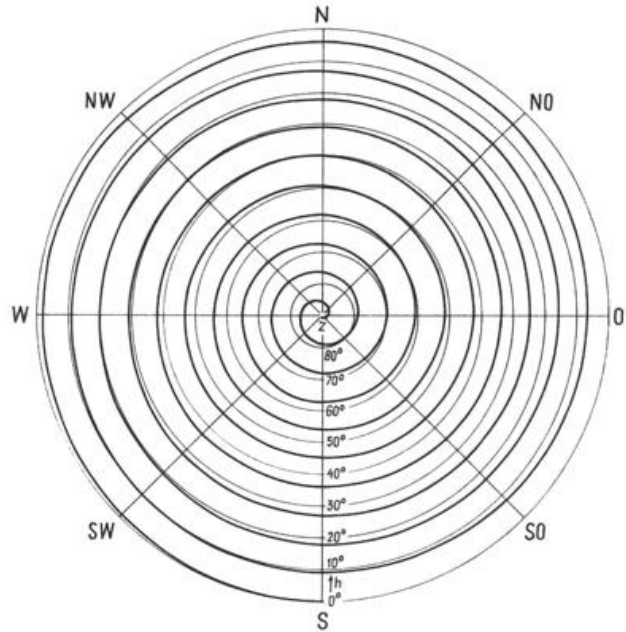
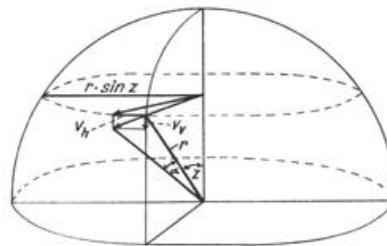


Abb. 13a: Scan-Spirale mit 10 Windungen im Polardiagramm des Himmelsgewölbes (mit dünnem Strich: die Höhenkreise im Abstand von  $10^\circ$ ).



$$v_h = w \cdot r \cdot \sin z$$

$$v_v = r \cdot k$$

$$w_e = \frac{\sqrt{v_h^2 + v_v^2}}{r} = \sqrt{w^2 \sin^2 z + k^2}$$

$$z = kt$$

Abb. 13b: Zusammensetzung der Spiralbewegung aus einer horizontalen ( $w$ ) und einer vertikalen ( $k$ ) Drehbewegung.

Die spiralförmige Ausrichtung des Empfängers auf die Himmelspunkte läßt sich erreichen durch die Überlagerung von einer horizontalen und einer vertikalen Rotationsbewegung um einen gemeinsamen Drehpunkt im Empfänger. Erfolgen beide Bewegungen mit konstanten Winkelgeschwindigkeiten  $w$  (horizontal) bzw.  $k$  (vertikal), dann ergibt sich eine regelmäßige Scan-Figur, deren Windungszahl mit dem Verhältnis  $w/k$  steigt. Abb. 13a zeigt für den Fall eines Verhältnisses von  $w/k = 36:1$  in einem Polardiagramm die von der Scan-Spirale zwischen Zenit und Horizont erfaßten Himmelspunkte (die zugehörigen Zenitwinkel  $z$  sind als Radien aufgetragen).

Die horizontale Drehbewegung liefert dem Empfänger eine horizontale Winkelgeschwindigkeitskomponente der Größe  $w \cdot \sin z$ , während die vertikale Winkelgeschwindigkeit  $k$  vom Empfänger unmittelbar übernommen wird; die resultierende Winkelgeschwindigkeit (s. Abb. 13b) des Empfängers ist dann gegeben durch

$$w_e(z) = \sqrt{w^2 \sin^2 z + k^2} = \sqrt{w^2 \sin^2(kt) + k^2}$$

<sup>2)</sup> Wenn man in Rechnung stellt, daß — wie in Abschnitt 2.3. abgeschätzt — die Scan-Zeit zur Abmusterung des bewölkten Himmels in der Größenordnung von 1 sec liegen sollte und andererseits eine möglichst engmaschige Abmusterung erwünscht ist, müßte die Pendelbewegung im Falle der Zickzack-Kurve mindestens mit einer Frequenz von 10 Hz ablaufen; das würde sehr schnelle und häufige Biegebewegungen des Lichtleiters und große Beschleunigungen des Empfangssystems in den Umkehrpunkten der Pendelbewegung bedeuten.

Bei der Ausrichtung auf den Zenit ist  $w_e = k$  (folglich relativ klein, da im Sinne einer engmaschigen Spirale  $k \ll w$  angesetzt werden kann) und steigt mit der Ausrichtung auf den Horizont auf ca.  $w_e \approx w$  an. Es tritt dementsprechend im Rahmen eines Scan-Ablaufs nur eine stetig ansteigende bzw. abnehmende Zentrifugalbeschleunigung (je nach Richtung der Bewegung zwischen Horizont und Zenit) auf; der flexible Lichtleiter wird in der gleichen Zeit nur einer Verbiegung (um  $90^\circ$ ) unterworfen.

Zwei Konzeptionsmöglichkeiten der Antriebsmechanik zur Realisierung der Scan-Spirale des Empfängers lassen sich grundsätzlich unterscheiden, je nachdem, ob die zwei oben erwähnten horizontalen und vertikalen Drehkomponenten von zwei mechanisch getrennten Antriebsvorrichtungen erzeugt werden oder an einen gemeinsamen mechanischen Antrieb gekoppelt sind.

Im ersten Fall besteht der Vorteil, daß ohne besonderen Aufwand die Form der Spirale durch freie Wahl von  $w$  und  $k$  (und der Phasenlage der Rotationsbewegungen) den jeweiligen Anwendungsfällen anzupassen ist. Nachteilig dabei jedoch ist, daß eines der Antriebssysteme mit dem anderen mitbewegt und deshalb über Schleifringe oder mitgeführte Batterien elektrisch versorgt werden muß und daß vor allem ein hoher Grad von Präzision im Hinblick auf die Synchronisation und Stabilität der Drehbewegungen erforderlich ist, um die Punkte einer vorgegebenen Scan-Spirale exakt einzuhalten.

Wegen dieser Nachteile wurde dem Konzept eines gekoppelten Antriebs mit einer mechanisch festgelegten Scan-Spirale der Vorzug gegeben und der größere mechanische Aufwand zur eventuellen Umstellung der Spirale in Kauf genommen. Der gekoppelte Antrieb wurde in folgender Weise verwirklicht:

Von einer gemeinsamen Antriebsachse eines Motors aus werden über unterschiedliche Untersetzungen zwei gekoppelten Antriebs mit einer mechanisch festgelegten Scan-Spirale der Vorzug gegeben und der größere mechanische Aufwand zur eventuellen Umstellung der Spirale in Kauf genommen. Der gekoppelte Antrieb wurde in folgender Weise verwirklicht:

Auf dem inneren Hohlzylinder befindet sich über dem Rotationszentrum zur Aufnahme des Lichtleiters mit dem Empfangstubus ein vertikal schwenkbare Lager, dessen Achse außerhalb des Zylinders ein Zahnrad trägt, in das eine an der Außenwand des Zylinders geführte Zahnstange greift. Der äußere, aber kürzere Hohlzylinder dagegen trägt ein Profil in der geschlossenen Kurvenform einer halben aufsteigenden und einer halben absteigenden Schraubenlinie; in dieses Profil greift der Fußpunkt der oben erwähnten Zahnstange, die damit zum koppelnden Element für die beiden Drehkomponenten wird. Durch die unterschiedlichen Rotationsgeschwindigkeiten der Zylinder bedingt, gleitet die Stange auf dem Profil entlang und transformiert dessen Hub in eine Drehbewegung des Zahnrads bzw. Schwenkbewegung des Lichtleiters.

Bemißt man den Hub des Profils so, daß daraus eine Schwenkung des Lichtleiters zwischen  $0^\circ - 90^\circ$  resultiert, so ergibt sich infolge der in sich geschlossenen Profilkurve eine fortlaufende Kippschwingung zwischen Zenit und Horizont, die zusammen mit der horizontalen Drehbewegung zu einer fortlaufenden auf- und absteigenden Scan-Spirale des Empfängers führt.

Abb. 14 zeigt eine schematisierte und vereinfachte Skizze des Grundaufbaus. Im folgenden Abschnitt wird Näheres über die Realisierung dieses Konzepts mitgeteilt.

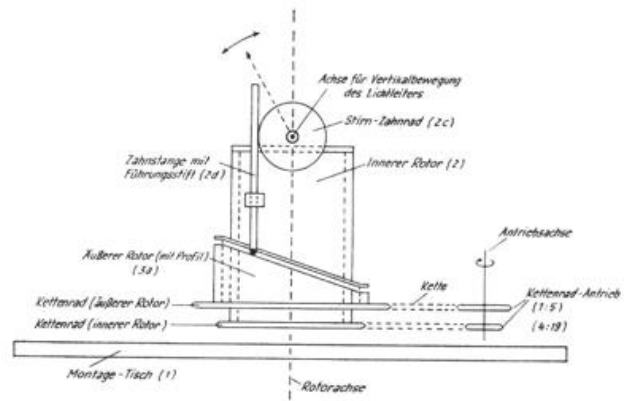


Abb. 14: Vereinfachtes Schema der Scan-Mechanik.

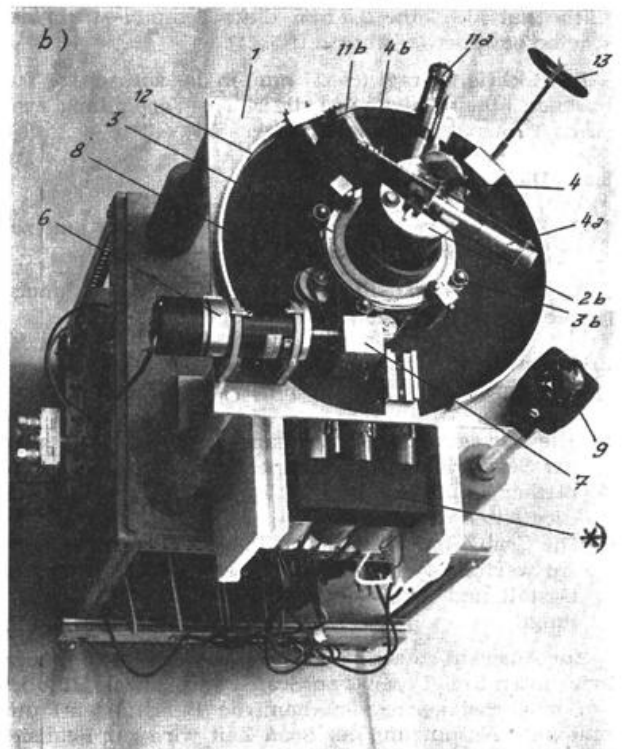
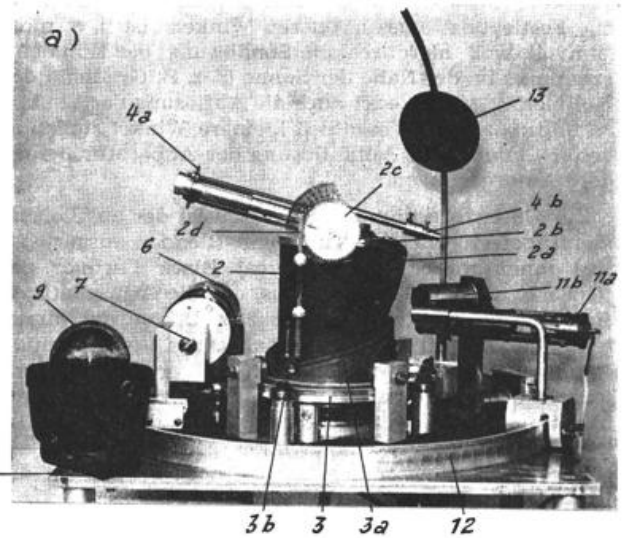


Abb. 15: Photographien vom Sky-Scanner  
 a) Seitenansicht der Sky-Scanner-Mechanik (oberhalb des Montagetisches)  
 b) Aufsicht auf den Sky-Scanner (ohne Registriereinheit)  
 \*)Photomultiplier und Filter-Baueinheit (in geöffnetem Styropor-Behälter)

1) Hierdurch wird gewährleistet, daß sich periodische Scan-Bewegungen ergeben.

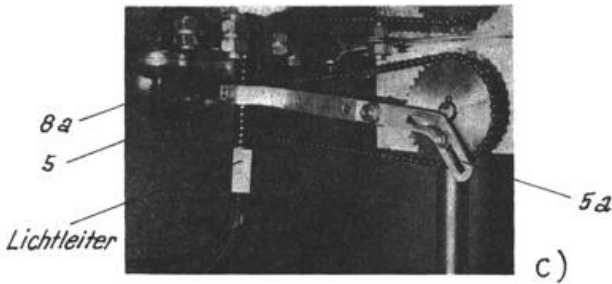


Abb. 15c). Seitenansicht der Sky-Scanner-Mechanik (unterhalb des Montagetisches).

### 3.4.2. Ausführung der Scanner-Mechanik

Die Bauelemente der Scanner-Mechanik kann man funktionsmäßig in sechs Teile gliedern:

- Montagetisch
- Rotorsysteme
- Halte- und Führungsvorrichtungen für den Lichtleiter
- Elektrisches Antriebsaggregat
- Übertragungselemente der Drehbewegung
- Kontrollvorrichtungen

Der Montagetisch (1) in den Photographien der Abb. 15a,b) besteht aus einer quadratischen Aluminium-Platte vom Format 50 cm x 50 cm x 1,2 cm und vier Füßen, die ca. 25 cm lang und höhenverstellbar sind; durch ein entsprechendes Untergestell kann die Tischhöhe auf ca. 45 cm vergrößert werden. Der Montagetisch trägt alle anderen Bauelemente der Scanner-Mechanik.

In der Mitte des Tisches befinden sich die Lagerungen der zwei konzentrischen Rotorsysteme. Das innere Rotorsystem dreht sich auf einem Nadax-Lager um einen festen, zentralen Flansch (Durchmesser 54 mm). Auf den unteren Teil des Lagers ist ein Kettenrad für den Antrieb aufgesetzt, auf den oberen Teil des Lagers ist ein PVC-Hohlzylinder ((2) in Abb. 15a) befestigt (Außendurchmesser: 110 mm; Dicke: 8 mm, Höhe: 160 mm). Die-

hinaus verlängert und dort mit einem Stirn-Zahnrad (60 Zähne, Modul 1,0) versplindet (2c), in das die an der Außenwand des Zylinders geführte, 20 cm lange Zahnstange (2d) hineingreift. Am unteren Ende der Zahnstange sind zwei Stifte angebracht; der eine läuft als Führungsstift im Hubprofil des äußeren Zylinders, der andere liegt federnd auf dem oberen Rand dieses Zylinders auf.

Das äußere Rotorsystem bildet ein 26 mm dicker Aluminium-Ring (3) (innerer bzw. äußerer Durchmesser 12,5 cm bzw. 20 cm), der am zurückspringenden, unteren Ende ein Kettenrad für den Antrieb trägt, und am oberen Ende (in einem Rezeß an der Innenwand) den PVC-Zylinder mit dem Hubprofil (3a) aufnehmen kann. Die drehbare und zum Innenzylinder konzentrische Lagerung des Aluminiumringes wird durch kleine Kugellager bewerkstelligt, die von unten, von oben und von der Seite am Außenrand des Ringes ablaufen (3b). Den äußeren PVC-Zylinder mit dem Hubprofil zeigt in abgewickelter Form die Abb. 16. Das Hubprofil ist in Form einer 5,5 mm breiten und 4,0 mm tiefen Nut von außen in den Zylinder eingearbeitet, der obere Rand des Zylinders läuft genau parallel zur Nut. Die Profil-Linie zerfällt in eine aufsteigende Schraubenlinie zwischen  $0^\circ$ - $180^\circ$  (das eigentliche Meßprofil) – begrenzt durch waagerechte Strecken – und einer absteigenden Schraubenlinie zwischen  $198^\circ$  und  $342^\circ$  (das Rücklaufprofil). Die Hubhöhe von 47,1 mm ist so berechnet, daß den waagerechten Strecken die Positionen „Zenit“ und „Horizont“ entsprechen.

Der flexible Lichtleiter tritt an der Stelle der virtuellen Achse des konzentrischen Rotorsystems durch ein Loch im Montagetisch in den inneren Zylinder ein. Die obere Halterung des Lichtleiters auf dem Deckel des inneren Zylinders (ebenfalls an der Stelle der virtuellen Achse) besteht aus einem rechtwinkligen Block (4), der mit der Achse der vertikalen Drehbewegung fest verbunden ist und zwei Kugellager enthält, in denen das untere Ende des Lichtleitstabes so gelagert ist, daß der Lichtleiter um seine Längsachse drehbar ist. Der vor dem Lichtleiter sitzende Optiktubus wird an seinem oberen Ende zusätzlich in einer Kunststoff-Scheibe (4a)

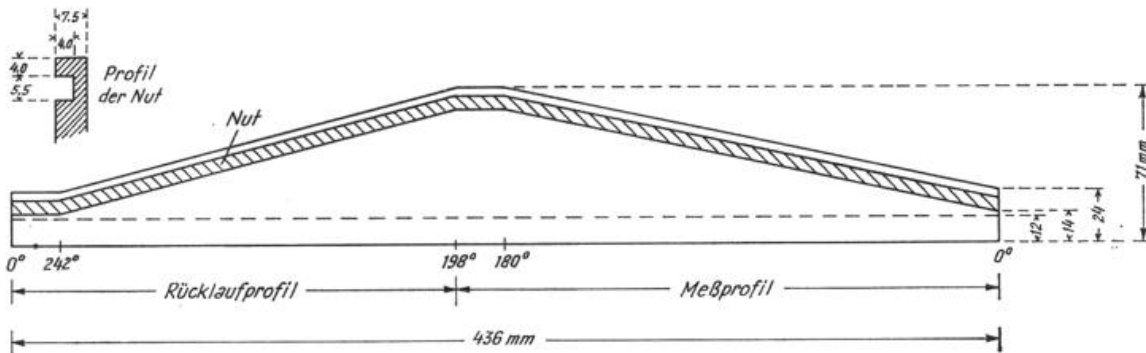


Abb. 16: Abgewickelter Hohlzylinder des äußeren Rotors mit Hubprofil.

ser Zylinder ist an einer Stelle vom oberen Rand her auf einer Länge von 12 cm und einer Breite von 4 cm durchbrochen und trägt an dieser Stelle einen ausladenden, offenen Blecheinsatz, der den durchbrochenen Raum auch außerhalb des Zylinders begrenzt (2a) und zur Führung des flexiblen Lichtleiters dient. Der kreisförmige Aluminium-Deckel (2b), der den Zylinder oben abschließt, ist in dem Bereich des Durchbruchs auch auf einer Breite von 4 cm bis über das Zentrum hinaus ausgespart und trägt symmetrisch zur Mitte die Achslager für die vertikale Drehbewegung des Lichtleiters. Die zugehörige Achse ist einseitig über den Rand des Deckels

geführt, die durch zwei Stangen mit dem Lager-Block starr verbunden ist<sup>1)</sup>. Rückseitig trägt der Block eine weitere Stange (4b), auf der Gewichte angebracht sind, um die durch Lichtleiter und Optiktubus hervorgerufene Unwucht auszugleichen. Diese Stange zeigt in Richtung des Blecheinsatzes (im inneren Zylinder), der den Lichtleiter in lockerer Form führt, wenn er bei der notwendigen Krümmung im Falle der Ausrichtung auf den Horizont über den Rand des inneren Zylinders hinausragt.

<sup>1)</sup> Dient der Reduzierung von „Luft“ in den Lagern und damit zur Verbesserung der Ausrichtungsgenauigkeit.

Die untere Halterung des Lichtleiters liegt unterhalb der Tischplatte; sie arretiert den Lichtleiter kurz oberhalb des Verteilerstückes gegen Verdrehungen mit Hilfe einer Klemmvorrichtung ((5) in Abb. 15c), die an einem Hebelarm so synchron mit der Biegebewegung des Lichtleiters auf- und abbewegt wird (Hub von ca. 7 cm), daß möglichst wenig Zug- und Druckkräfte am Lichtleiter auftreten. Die Hebelbewegung ist mit dem Antrieb der Rotorsysteme gekoppelt und wird durch eine Exzenter-Vorrichtung mit abgewinkelter Pleuelstange gesteuert ((5a) in Abb. 15c).

Das elektrische Antriebsaggregat bildet ein elektronischer Regelantrieb der Firma Engel GmbH, Wiesbaden, vom Typ GNM 5450 ELR. Der auf dem Montagetisch aufgebockte Motor (6) dieses Antriebs kann über ein elektronisches Steuergerät auf Drehzahlen  $U_m$  zwischen 70 U/Min und 4400 U/Min eingeregelt werden; die Konstanz der Drehzahlen unter der Bedingung maximaler Lastschwankungen liegt in der Größenordnung von 1 %. Die Nennleistungsabgabe bei maximaler Drehzahl beträgt 45 Watt bzw. 67 Watt bei Dauer- bzw. bei Kurztrieb.

Zur Übertragung der Drehenergie auf die Rotorsysteme des Scanners wird zunächst durch ein Kegelaradgetriebe (1:1) (7) die Rotation auf eine vertikale Achse weitergeleitet, die mit zwei übereinandersitzenden Kettenrädern (16 bzw. 19 Zähne) bestückt ist. Von diesen Kettenrädern wird über zwei Ketten die Drehbewegung so auf die beiden konzentrischen Rotorsysteme übertragen, daß das äußere bzw. innere System eine Drehzahl von  $U_a = 19/95 \cdot U_m$  bzw.  $U_i = 16/76 \cdot U_m$  erhält. Das Verhältnis  $U_a/U_i$  beträgt 19/20. Damit ergibt sich auf 10 horizontale Umdrehungen des inneren Systems ein Phasenunterschied zwischen den Rotorsystemen von einer halben Umdrehung, entsprechend einer vertikalen Lichtleiter-Schwenkbewegung zwischen Horizont und Zenit. Die erzeugte Scan-Spirale besitzt also 10 Windungen. — Die Antriebsketten laufen auf dem Weg zum Rotorsystem über Zwischenkettenräder, die in erster Linie ein Durchhängen der Kette verhindern (8). Die Achse des einen Kettenrades endet unterhalb der Tischplatte in einem Schneckentrieb ((8) in Abb. 15c), von dem durch geeignete Zahn- und Kettenräder die Drehbewegung abgenommen und übertragen wird, die den Hub der unteren Lichtleiterhalterungen steuert.

Eine Reihe von Kontrollvorrichtungen stehen zur Prüfung der Ausrichtung und der Drehbewegung des Sky-Scanners zur Verfügung. Die Horizontierung des Gerätes wird durch eine Wasserwaage, die Höhenwinkelposition des Empfängers über einen Zeiger an der Lichtleiter-Schwenkachse auf einem Halbkreiswinkelmesser angezeigt. Zur Ablesung der azimutalen Stellung des äußeren Rotorsystems dient eine 360°-Skala auf dem Rotorring. Um den Empfänger azimutal<sup>1)</sup> auf die Sonne auszurichten, sind im oberen Teil der Führungsscheibe des Optiktubus drei übereinanderliegende Öffnungen vorgesehen; bei der gewünschten Stellung fallen die Sonnenstrahlen durch die Öffnungen hindurch auf eine zentrale, senkrechte Strichmarke auf dem Lichtleiter-Lagerblock. Der reproduzierbaren Ausrichtung des Sky-Scanners auch bei bedecktem Himmel dient ein Schwimmkompaß am Rand der Tischplatte (9). Zur Kontrolle der Drehzahlkonstanz und Markierung einer festen azimutalen Position auf dem Registrierpapier ist ein kleiner runder Spiegel an der Außenwand des inneren Hohlzylinders angebracht. Dieser spiegelt in einer bestimmten Stellung des Zylinders das Licht einer spaltförmigen Lichtquelle (11a) in den Empfangstubus eines

Siliziumelements (11b), das einen kurzen Stromimpuls abgibt. Lichtquelle und Empfangselement können zur Einstellung bestimmter Markierungs-Positionen auf einer Schiene (12) verschoben werden, die, in der Nähe des Randes auf dem Montagetisch angebracht, das Scanner-Rotorsystem in einem Winkelbereich von ca. 270° konzentrisch umgibt.

Ebenfalls auf dieser Schiene verschiebbar ist der Fuß der Halterung für den Sonnenabschatter (13). Die Halterung besteht aus einem in der Mitte geschlitzten Metallstreifen, der so kreisförmig gekrümmt ist, daß der Kreismittelpunkt im Drehpunkt des Lichtleiters liegt. Dies bedeutet für die anklemmbare Schatter-Scheibe, daß sie beim Verschieben auf diesem Metallstreifen stets einen konstanten Abstand (ca. 7,0 cm) zum Empfangstubus besitzt, sofern dieser auf das Zentrum der Scheibe ausgerichtet ist. Der Durchmesser der kreisrunden, schwarzen Abschatterscheibe von 51 mm wurde so bemessen, daß — auch für den kritischen Fall des hinter der Scheibe hervortretenden Empfängers — kein Sonnenstrahl auf die erste Achromatlinse im Tubus fällt. In der zentralen Abschattposition des Empfängers wird ein zirkumsolarer Winkelbereich von  $\pm 25^\circ$  abgeschattet<sup>1)</sup>.

Die Photographie in Abb. 15d zeigt den Sky-Scanner (ohne die Registriereinheit) auf einem fahrbaren Unterstell. (Der weiße Styropor-Behälter unterhalb des Scanner-Tisches enthält die dispergierende Baueinheit und die photoelektrischen Wandler.)



Abb. 15d): Seitenansicht des Sky-Scanners mit Laborwagen (ohne Registriereinheit).

### 3.5. Dispergierende Baueinheit

#### 3.5.1. Vorbetrachtungen zum Aufbau der dispergierenden Baueinheit

Diese Baueinheit übernimmt den von den Lichtleiterausgängen austretenden Strahlungsfluß mit der Aufgabe, die Strahlung bestimmter Spektralbereiche zu selektieren und auf die Empfangsfläche der photoelektrischen Wandler weiterzuleiten.

<sup>1)</sup> Eine genaue vertikale Ausrichtung auf die Sonne ist i. a. gleichzeitig nicht möglich, da die Scan-Spirale definitionsgemäß nur eine bestimmte Auswahl von Himmelspunkten erfaßt.

<sup>1)</sup> Da Meß- und Rücklaufprofil jeweils andere Himmelsorte erfassen (s. Abb. 29), ist im Falle des Rücklaufs keine gleichmäßige Abschattung des Sonnenbereichs zu erwarten.

Unter Verzicht auf den Vorteil der variablen Wellenlängen-Einstellung bei Prismen- bzw. Gittermonochromatoren wird hier wegen des kleinräumigeren Aufbaus die spektrale Selektion durch den Einsatz von austauschbaren, monochromatischen Filtern nahegelegt, zumal steiflankige Interferenzfilter angeboten werden, die mit einer spektralen Halbwertsbreite  $HW$  von ca. 10 nm und einem Durchlässigkeitsmaximum von ca. 10–20 % für meteorologische und lichttechnische Belange i. a. ausreichend sind. Es wird empfohlen, bei diesen Filtern den Öffnungswinkel der Einstrahlung auf  $20^\circ$  zu begrenzen; bei schräger Durchstrahlung verschiebt sich  $\lambda_{\max}$  (üblicherweise für den Fall senkrechter Durchstrahlung angegeben) zu kürzeren Wellenlängen, und es tritt gleichzeitig bei Abnahme der Durchlässigkeit eine Zunahme der Halbwertsbreite auf, s. z. B. (20). Die möglichst verlustfreie Übertragung des unter einem Öffnungswinkel von ca.  $56^\circ$  (nach visueller Messung) aus dem Lichtleiter austretenden Strahlungsflusses erfordert somit eine Optik zwischen Lichtleiter und Filter, die das Lichtbündel so weit parallelisiert, daß etwa die obige Winkelbedingung erfüllt ist.

Die Kriterien zur Auswahl der  $\lambda_{\max}$  für die Filter in den drei Spektralkanälen des Sky-Scanners zielen auf Wellenlängenbereiche im Gebiet der sichtbaren Strahlung<sup>1)</sup> ab, die sich durch ein unterschiedliches Streuverhalten oder im Hinblick auf einen speziellen Anwendungsfall auszeichnen. So wurde als Erstbestückung der Apparatur je ein Filter im violetten und roten Spektralbereich sowie ein Filter im Bereich der maximalen spektralen Augenempfindlichkeit vorgesehen.

Für die Weiterleitung der gefilterten Strahlung auf die Empfangsflächen der jeweiligen photoelektrischen Wandler ist keine Abbildungsqualität erforderlich; im Hinblick auf einen besonders kleinräumigen Aufbau sollte eine kurzbrennweitige Optik eingesetzt werden.

### 3.5.2. Ausführung der dispergierenden Baueinheit

Entsprechend den drei Lichtleiterausgängen besteht die Baueinheit im wesentlichen aus drei Bauteilen, die alle den grundsätzlich gleichen Aufbau besitzen, der in Abb. 17 schematisch dargestellt ist.

Die äußere Hülle stellt einen Tubus dar, der auf dem einen Ende mit einem flanschförmigen Deckel abgeschlossen ist, in dessen zentrale Bohrung der Lichtleiter-

Die eingesetzten Interferenzfilter sind Präzisions-Doppellinienfilter der Firma Schott & Gen., Mainz (Durchmesser 50 mm); ihre optischen Daten lauten im Falle des Filters für die

Violettstrahlung:

$$\lambda_m^{(2)} = 410 \text{ nm}; HW = 9 \text{ nm}; \tau_{\max} = 15 \%$$

Rotstrahlung:  $\lambda_m = 623 \text{ nm}; HW = 13 \text{ nm}; \tau_{\max} = 21 \%$

Grüne Strahlung

(Max. spektrale<sup>3)</sup> Augen-Empfindl.):

$$\lambda_m = 564 \text{ nm}; HW = 11 \text{ nm}; \tau_{\max} = 18 \%$$

Die Bündelung der gefilterten Strahlung auf die Empfängerfläche erfolgt mit einer dritten Kondensorlinse.

Sie entwirft ein Bild des Lichtleiterquerschnitts (in dem Raum außerhalb des Tubus) von einer Fläche von  $3,5 \times 10 \text{ mm}$  (ca. 1,7fache Vergrößerung).

Den Abschluß des Tubus auf der Empfängerseite bildet ein ringförmiger Einsatz mit vorstehendem Paßring, über den die Halterung des photoelektrischen Wandlers angeköpelt wird.

Die drei Tuben (Außendurchmesser ca. 6,0 cm; Länge ca. 13,5 cm) sind horizontal auf zwei Winkelprofilen gelagert und parallel nebeneinander liegend zu einer tischförmigen Einheit verbunden.

## 3.6. Die photoelektrischen Wandler

### 3.6.1. Betrachtungen zur Auswahl der photoelektrischen Wandler

Die photoelektrischen Wandler haben die Aufgabe, die spektralen Strahlungsflüsse aus den dispergierenden Bauteilen in elektrische Meßsignale umzusetzen. Sie sollten sich im Hinblick auf das Meßverfahren und die Größe der zu messenden Himmelsstrahlung auszeichnen durch einen großen Meßumfang, hohe Strahlungsempfindlichkeit und geringe Trägheit.

Der Meßumfang der Sensoren sollte so groß sein, daß nicht nur der Schwankungsbereich der Strahldichten über den wolkenlosen Himmel bei hohen Sonnenständen (ca. 15:1 für die blaue Strahlung bzw. ca. 35:1 für die rote Strahlung, s. Abschnitt 2.2.) linear erfaßt wird, sondern daß hierüber hinaus auch Messungen bei bedeutend kleineren Intensitäten im Falle des bedeckten

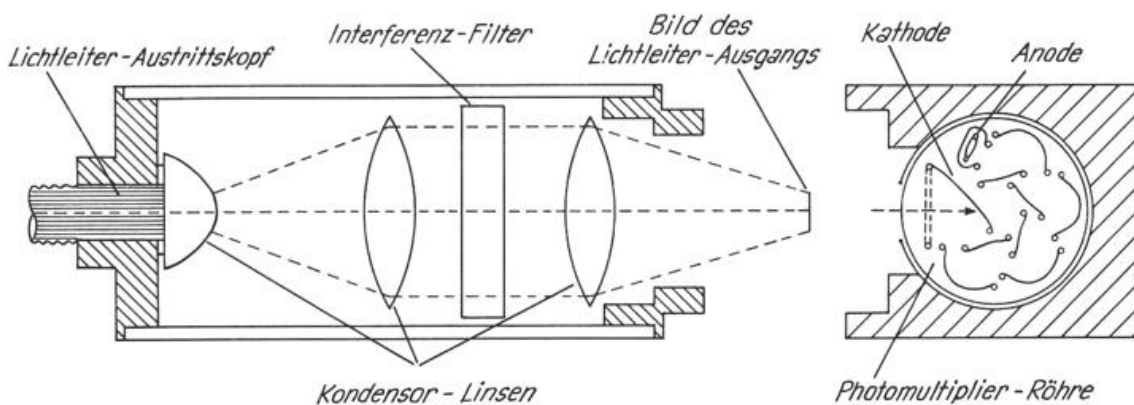


Abb. 17: Schematische Darstellung der dispergierenden Baueinheit sowie (davon abgetrennt) Aufsichtsschema der Photomultiplier-Röhre im Halterungsblock.

austrittskopf passend eingeführt und dort arretiert wird. Unmittelbar an den Lichtleiterkopf grenzt eine asphärische Kondensorlinse, die zusammen mit einer zweiten Kondensorlinse die Lichtleiterstrahlung so weit parallelisiert, daß die Strahlen innerhalb eines Konvergenzwinkelbereichs von  $\pm 10^\circ$  auf das Interferenzfilter treffen.

<sup>1)</sup> Bedingt durch die geringe Durchlässigkeit des Lichtleiters für UV-Strahlung (s. Abb. 11) und die sehr kleinen Himmelsstrahlungsintensitäten im IR-Gebiet (s. Abschnitt 2.4.).

<sup>2)</sup>  $\lambda_m$  ist definiert als Zentralwellenlänge im Niveau der Halbwertsbreite. Für symmetrische Filterkurven ist  $\lambda_m = \lambda_{\max}$ .

<sup>3)</sup> Das Maximum der Normkurve (für das hell adaptierte Auge) liegt bei 555 nm.

Himmels oder auch größeren Intensitäten z. B. im Falle hellerer Wolken in Sonnennähe möglich sind. Ein linearer Meßumfang von vier Größenordnungen wäre hierfür erwünscht.

Zur Spezifizierung der Forderung nach hoher Empfindlichkeit soll zunächst die Strahlungsleistung, die die Detektoren erreicht, grob abgeschätzt werden:

Sei  $L_\lambda$  ( $\mu\text{W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ ) die zu messende Strahldichte; der mit dem Öffnungswinkel  $10^\circ$  und der Fläche  $\pi \cdot (0,55)^2 (\text{cm}^2)$  empfangene Strahlungsfluß von der spektralen Bandbreite 10 nm (entsprechend der Filter-Halbwertsbreite) beträgt dann  $0,23 \cdot L_\lambda$  ( $\mu\text{W}$ ). Die nachfolgenden Strahlungsverluste in den optischen Bauelementen führen zu einer Gesamtdurchlässigkeit von ca.  $1,5 \cdot 10^{-3}$ , wobei im einzelnen für die Filterdurchlässigkeit 0,15, für die Durchlässigkeit der Empfangs- bzw. Filteroptik 0,95 bzw. 0,7 und für die Durchlässigkeit der Milchglasscheibe bzw. des Lichtleiters die experimentell ermittelten Werte von 0,04 bzw. 0,4 angesetzt wurden. Die Detektor-Fläche erhält dann einen Fluß in der Größenordnung von

$$\Phi = 0,23 \cdot 1,5 \cdot 10^{-3} \cdot L_\lambda = 3,5 \cdot 10^{-4} \cdot L_\lambda (\mu\text{W}).$$

Dem entspricht z. B. bei einer mittleren Himmelsstrahldichte von ca.  $10 \mu\text{W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$  (s. Abschnitt 2.2.) eine Strahlungsleistung von  $3,5 \text{ nW}$ .

Wenn  $1 \mu\text{W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$  mit einer Genauigkeit von 1 % gemessen werden soll, muß die Meßgrenze der Detektoren bei Strahlungsleistungen unter  $3,5 \text{ pW}$  liegen. Die Empfindlichkeit der gesuchten Wandler sollte so groß sein, daß Strahlungsleistungen von der Größenordnung  $1 \text{ pW}$  nachgewiesen werden können.

Die Forderung nach geringer Trägheit der Wandler ist durch die schnelle Scan-Bewegung des Empfängers bedingt. Sei zur Abschätzung des zu fordernden Zeitaufhebungsvermögens angenommen, daß die Strahldichte an einem Himmelsort (Zenitwinkel  $z$ ) sprunghaft von 0 auf 100 % ansteigt, der Öffnungswinkel des Empfängers  $\alpha$  ist und die Winkelgeschwindigkeit  $w_E \approx w \cdot \sin z$  gesetzt werden darf<sup>1)</sup>. Dann ist die Zeit, die vergeht, bis der Bereich hoher Strahldichte vollständig vom Öffnungswinkel des Empfängers erfaßt wird, also die Zeit des Signalanstiegs:  $\Delta t = \alpha / w \cdot \sin z$ . Im ungünstigsten Fall für  $z = 90^\circ$  (Horizontalnähe) ist  $\Delta t = \alpha / w$ . Mit den vorliegenden Werten von  $\alpha = 0,174$  (entsprechend  $10^\circ$ ) und  $w = 10 \cdot 2\pi / \text{s}$  erhält man  $\Delta t = 2,8 \text{ ms}$ . Setzt man den Signalanstieg in dieser Zeit etwa einer halben Sinusschwingung gleich, so ergibt sich eine Schwingungsdauer von ca.  $5,6 \text{ ms}$  und dementsprechend die Bedingung einer korrekten  $180 \text{ Hz}$ -Auflösung.

Im Hinblick auf eventuelle Oberwellen (Abweichungen von Sinus-Kurve) im Signalanstieg (s. Abschnitt 5.5.1.) oder spätere Verkleinerungen des Öffnungswinkels soll eine Detektor-Grenzfrequenz von mindestens  $1 \text{ kHz}$  gefordert werden.

Die Nachweisschwelle der photoelektrischen Wandler ist durch das Schrotrauschen an die Frequenzbandbreite  $\Delta f$  der Strahlungsmessung gebunden; für den Mittelwert des Quadrats der Rauschstromschwankungen gilt die Schottky-Formel:  $\overline{i_n^2} = 2 \cdot e \cdot i \cdot \Delta f$ . Wendet man diese Formel auf das vorliegende Meßproblem mit  $\Delta f = 100 \text{ Hz}$  an und setzt für  $i$  den reinen Signalstrom  $i_s$  ein, dann ist der gemittelte Rauschstrom:

$$\begin{aligned} \sqrt{\overline{i_n^2}} &= 5,7 \cdot 10^{-10} \cdot 1000^{1/2} \cdot i_s^{1/2} = \\ &= 1,8 \cdot 10^{-8} \cdot i_s^{1/2} \quad (i_s \text{ in mA}). \end{aligned}$$

<sup>1)</sup> Gilt nur für zenitferne Orte (s. Abschnitt 3.4.1.).

Da  $i_s$  durch das Produkt der im Strahlungsfluß enthaltenen Zahl der Strahlungsquanten  $\lambda \cdot \Phi / hc$  und der mit  $e$  multiplizierten Quantenausbeute  $Q$  (Zahl der ausgelösten Elektronen pro Quant) zu  $i_s = \frac{e}{hc} \cdot \lambda \cdot Q \cdot \Phi$  bestimmt ist, läßt sich die Schottky-Gleichung für die geforderte kleinste Strahlungsleistung von  $10^{-12} \text{ Watt}$  und einer mittleren Wellenlänge von  $500 \text{ nm}$  in Abhängigkeit von  $Q$  schreiben:  $\sqrt{\overline{i_n^2}} \approx 1,1 \cdot 10^{-14} \cdot Q^{1/2} [\text{A}]$ . Bei einer Quantenausbeute von  $Q = 0,01$  steht dem Signalstrom  $i_s = 4,0 \cdot 10^{-15} [\text{A}]$  ein Rauschstrom-Mittelwert von  $\sqrt{\overline{i_n^2}} = 1,1 \cdot 10^{-15}$  gegenüber. Für die im Einzelfall zu erwartende doppelte Rauschamplitude  $2 \cdot i_{n,A}$  gilt – sofern sie 90 % aller auftretenden Schwankungen einschließt – nach (21) etwa die Beziehung  $2 \cdot i_{n,A} = 3,29 \cdot \sqrt{\overline{i_n^2}}$ ; das ergibt für den vorliegenden Fall  $2 \cdot i_{n,A} = 3,6 \cdot 10^{-15} [\text{A}]$ . Signalstrom und Rauschamplitude sind in der gleichen Größenordnung. Die Quantenausbeute des gesuchten Detektors muß also im Hinblick auf die gestellten Forderungen mindestens  $1 \%$  betragen.

Da der Rauschstrom mit dem Signalstrom gleichsinnig ansteigt, ist das Signal-/Rausch-Verhältnis

$$R = i_s / \sqrt{\overline{i_n^2}} = [i_s / (2 e \cdot \Delta f)]^{1/2}$$

auch für Strahlungsleistungen oberhalb  $10^{-12} \text{ Watt}$  ein Kriterium für die Meßgenauigkeit.  $R$  wächst proportional zur Quadratwurzel aus dem Signalstrom bzw. aus dem Produkt  $\bar{Q}$  und  $\Phi$  gemäß  $R = (\lambda \cdot Q \cdot \Phi / (2 hc \cdot \Delta f))^{1/2}$ . Tab. 3 zeigt im Fall von  $\Delta f = 1 \text{ kHz}$  und  $\lambda = 500 \text{ nm}$  die Signal-/Rausch-Verhältnisse für einige Kombinationen von  $\Phi$  und  $Q$ .

Tab. 3. Signal-/Rausch-Verhältnisse  $R = 4,1 \cdot 10^7 \cdot (Q \cdot \Phi)^{1/2}$  für  $\Delta f = 1 \text{ kHz}$  und  $\lambda = 500 \text{ nm}$  in Abhängigkeit von Quantenausbeute  $Q$  und Strahlungsleistung  $\Phi$ .

$\Phi \backslash Q$	$10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-2}$	$10^{-1}$	$2 \cdot 10^{-1}$
$10^{-12}$	4,1	9,1	13	18
$10^{-10}$	41	91	130	180
$10^{-8}$	410	910	1300	1800

Für  $\Phi = 10^{-10} \text{ Watt}$  und  $Q = 0,05$  läßt sich z. B. ein  $R$  von ca. 90 ablesen; der Rauschstrom-Mittelwert beträgt in diesem Fall ca. 1 % des Signalstroms.

Die Tabelle demonstriert noch einmal die aus den Meßbedingungen sowie aus den physikalischen Gegebenheiten der photoelektrischen Wandler abgeleitete Forderung nach einer möglichst hohen Quantenausbeute.

Die hier aufgestellten Forderungen können von Photomultiplerröhren erfüllt werden. Sie sind beim Nachweis von kleinen Strahlungsleistungen allen anderen photoelektrischen Wandlern überlegen, da ihre innere Verstärkung der Kathodenströme wesentlich rauschärmer erfolgt als bei empfindlichen elektronischen Verstärkern (Widerstandsrauschen) (s. u. a. (22)).

Der Forderung nach möglichst großer Quantenausbeute kann im fraglichen Wellenlängengebiet durch Photomultiplier-Kathoden mit  $Q > 5 \%$  entsprochen werden. Die Photomultiplier besitzen ferner einen linearen Meßumfang, der hinauf bis zu Anodenströmen von etwa  $100 \mu\text{A}$  reicht (23) und nach unten nur durch die Dunkel- und Rauschströme begrenzt ist. Die Grenzfrequenzen der Photomultiplier liegen oberhalb  $1 \text{ MHz}$ , so daß im vorliegenden Fall auch keine Trägheitsprobleme bestehen.

<sup>2)</sup> Setzt man – gemäß den Formeln in 2.1. –  $\Phi = L \cdot F \cdot \pi \cdot \sin^2 \alpha_1 \approx L \cdot F \cdot \pi \cdot \alpha_1^2$  (für kleine  $\alpha_1$ ) und bedenkt, daß  $\Delta f = w \cdot \alpha_1$ , so erhält man bei vorgegebener Strahldichte  $L$  den Zusammenhang zwischen  $R$  und dem Öffnungswinkel  $2\alpha_1$  bzw. der Scan-Winkelgeschwindigkeit  $w$ :  $R \sim \sqrt{L \cdot Q \cdot F} \cdot \sqrt{\alpha_1^2 / w}$ .

### 3.6.2. Aufbau der Photomultiplier-Baueinheit

Die im Sky-Scanner als photoelektrische Wandler eingesetzten Photomultiplier-Röhren stellen nicht die optimale Lösung im Hinblick auf die Meßforderungen dar, sondern bieten vielmehr eine ausreichende Lösung für die Messung mittlerer und großer Himmelsstrahl-dichten unter Einbeziehung bereits vorhandener Bauelemente.

Es handelt sich bei den Photomultipliern um Typen mit seitlichem Lichteintrittsfenster und einer Substrat-Kathode im Inneren der Röhre, an die sich ein neun-stufiges, kreisförmig angeordnetes Dynoden-System anschließt. Abb. 17 zeigt die Anordnung der Elektroden in einem Aufsichtschema nach (22).

Der Meßkanal für die violette Himmelsstrahlung bei 410 nm wurde mit einem ausgesuchten Exemplar des Typs 931 A ausgerüstet, der vom Hersteller RCA, USA, für die Forschungsaufgaben im Bereich kleiner Licht-mengen empfohlen und von verschiedenen Autoren auch zur Messung von Himmelsstrahlung erfolgreich eingesetzt wurde, s. z. B. (24) (25) (allgemeine Unter-suchungen über die Röhre findet man u. a. in (26)). Die spektrale Empfindlichkeit der Caesium-Antimonid-Photokathode (Typ S-4) gemäß Herstellerangaben zeigt Abb. 18. Der zu messende Wellenlängenbereich um 410 nm fällt in das Gebiet des Empfindlichkeitsmaxi-mums bei 400 nm; die Photokathode besitzt hier eine typische Quantenausbeute von ca. 10 %.

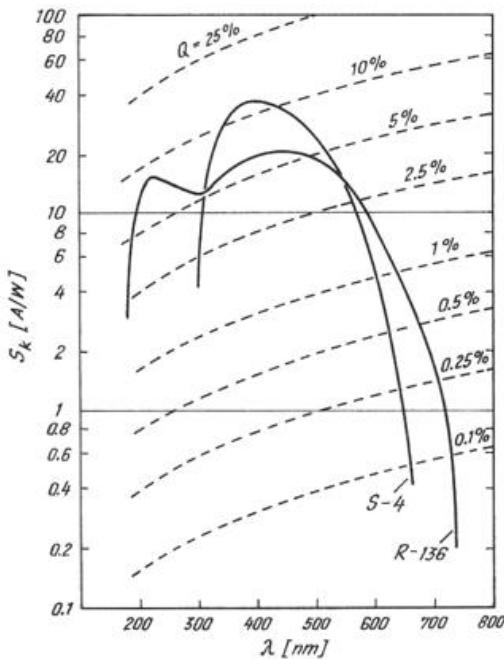


Abb. 18: Typische spektrale Empfindlichkeit  $S_k$  (Ampère/Watt) für die Kathoden der Photomultiplier HTV R-136 und RCA 931A (S-4 — Typ). Gestrichelt: Linien gleicher Quantenausbeute. (Nach Datenblatt der Fa. Hamamutsi, Japan).

Die Spektralkanäle für die grüne Strahlung bei 564 nm und die rote Strahlung bei 623 nm sind mit je einem Photomultiplier vom Typ HTV 136 (Hersteller Hamamutsi, Japan) ausgerüstet. Die spektrale Kathodenempfindlichkeit dieses Typs hat, wie Abb. 18 zeigt, ihr absolutes Maximum bei 430 nm und besitzt eine größere Rot-Empfindlichkeit als der Typ 931 A. Für den Wellenlängenbereich um 564 nm bzw. 623 nm ergibt sich eine typische Quantenausbeute von ca. 2,7 % bzw. ca. 1,4 %.

Die Photomultiplier werden in kommerziellen Span-nungsteiler-Meßköpfen betrieben; die Kathode liegt hierbei auf negativem Hochspannungspotential. Bei den angelegten Spannungen von 700–750 V kann man mit einer inneren Photostromverstärkung von  $10^5$  rechnen. Dieser Verstärkungswert liefert theoretisch für den Kanal mit der violetten Strahlung einen Anodenstrom von ca.  $10 \mu A$ , falls eine Himmelsstrahl-dichte von  $10 \mu W \cdot cm^{-2} \cdot nm^{-1} \cdot sr^{-1}$  zu messen ist; für den gleichen Strahl-dichtewert ergeben sich in dem grünen bzw. roten Meßkanal Anodenströme von ca.  $5 \mu A$  bzw.  $2 \mu A$ .

Die Meßköpfe werden in vertikaler Lage über Hal-terungsblöcke so an die dispergierende Baueinheit an-geschlossen, daß die Kathoden der Photomultiplier<sup>1)</sup> an den Bildorten der jeweiligen Lichtleiter-Austrittsfläche liegen. Die Bildfläche von  $3 \times 10 mm^2$  ist der Kathoden-fläche von  $8 \times 24 mm^2$  etwa ähnlich und erfährt einen zentralen Teil der Kathode, auf dem günstige Fokussier-Bedingungen für die ausgelösten Photoelektronen herr-schen<sup>2)</sup>.

Zwecks Temperatur-Stabilisierung befindet sich das gesamte System der dispergierenden Baueinheit und der Photomultiplier-Meßköpfe in einem Styropor-Be-hälter (s. Abb. 15d).

Über die Bewahrung der eingesetzten photoelektri-schen Wandler wird im Abschnitt 5.5. bzw. 5.6. berich-tet.

### 3.7. Die Registriereinheit

#### 3.7.1. Betrachtungen zur Auswahl eines schnellen Registriertsystems

Das Registriertsystem für den Sky-Scanner muß in erster Linie folgende Forderungen erfüllen:

- Die Grenzfrequenz des Meßsystems soll nicht unter 1 kHz liegen. Die Registriertgeschwindigkeit soll dementsprechend mindestens 1000 mm/s betragen.
- Die Meßgenauigkeit des Systems soll etwa  $\pm 1 \%$  betragen.
- Eine Anpassung der Photomultiplier-Anodenströme (zwischen  $10^{-7} A - 10^{-4} A$ ) an die Empfindlichkeit des Meßsystems soll möglich sein.
- Im Registriertsystem sollen mindestens drei Schreibkanäle gleichzeitig zur Verfügung stehen.

Diese Forderungen werden nur von Lichtstrahl-Oszillographen und Magnetbandgeräten zufriedenstel-lend erfüllt. Hierbei besitzen die letzteren die höheren Grenzfrequenzen (Größenordnung 100 kHz) und be-deutende Vorteile für eine schnelle maschinelle Aus-wertung der Aufzeichnungen.

Zunächst wurde ein Lichtstrahl-Oszillograph als Reg-istriertsystem gewählt<sup>3)</sup>, im Hinblick auf den geringeren finanziellen Aufwand und den Vorteil, daß die regi-strierten Meßwerte wenige Sekunden nach der Auf-nahme als Meßkurve sichtbar sind und zur qualitativen Begutachtung zur Verfügung stehen.

Der mehrkanalige Lichtstrahl-Oszillograph ist dem Meßprinzip nach ein System von einer entsprechenden Anzahl von kleinen Galvanometern (Spulenschwingern) in einem gemeinsamen Permanentmagnetblock, deren Torsionsbewegung bei Stromdurchfluß durch ein auf-

<sup>1)</sup> Der Bildort liegt — genauer gesagt — ca. 2 mm vor der Ka-thode; hierdurch wird eine scharfe Abbildung im Hinblick auf Inhomogenitäten der Kathode vermieden.

<sup>2)</sup> Bei voller Ausleuchtung der Kathode wird das Signal/Rausch-Verhältnis wesentlich schlechter.

<sup>3)</sup> Bezüglich Magnetbandgerät: s. Abschn. 7.

geklebtes Spiegelchen von einem UV-Lichtstrahl abgetastet und auf UV-empfindlichem Papier aufgeschrieben wird (27).

Die Grenzen der Gleichstrom-Meßgenauigkeit eines Lichtstrahl-Oszillographen sind durch die Schreibbreite von ca. 0,2–0,3 mm und die Linearitätsfehler bedingt. Die Linearitätsfehler setzen sich zusammen aus den prinzipiellen Fehlern, nämlich dem Tangens-Fehler des Schreibsystems und dem dazu gegenläufigen Kosinus-Fehler der Drehspule im Magnetfeld, sowie dem exemplar-gebundenen Fehler, der in erster Linie durch Magnetfeld-Inhomogenitäten gegeben ist. Üblicherweise kann ein mittlerer Linearitätsfehler von  $\pm 0,5\%$  für eine Aussteuerung von  $\pm 75$  mm angenommen werden (27).

### 3.7.2. Der Lichtstrahl-Oszillograph Lumiscript 150-8

Als Registriergerät für den Sky-Scanner wurde ein Lichtstrahl-Oszillograph der Firma Hartmann & Braun, Frankfurt/Main, vom Typ Lumiscript 150-8 eingesetzt.

Das Gerät besitzt 8 Meßkanäle, für die Spulenschwinger mit Eigenfrequenzen zwischen 100 Hz und 8 kHz zur Verfügung stehen. Das Registrierpapier von 150 mm Breite kann mit Geschwindigkeiten zwischen 1,25 und 2000 mm/s transportiert werden; zur Amplituden-Auswertung ist ein Raster aus parallelen Linien vorgesehen; für die Zeitmessung dienen Zeitlinien, die wahlweise im Abstand von 1 s,  $10^{-1}$  s und  $10^{-2}$  s auf das Registrierpapier geblitzt werden können (Genauigkeit 3 %).

Im Hinblick auf die geforderte Grenzfrequenz von 1 kHz wurden zur Registrierung der drei Spektralkanäle drei Spulenschwinger vom Typ HMK 1000 I mit einer Eigenfrequenz  $f_0$  von 1 kHz ausgewählt; für sie gilt, daß bis zu 600 Hz die Abweichungen vom Sollwert ca.  $\pm 5\%$  nicht übersteigen (27). Ihre Datenblätter beschreiben eine Stromempfindlichkeit von ca.  $45 \mu\text{A}/\text{mm}$  (entsprechend etwa 6 mA Vollausschlag bei 130 mm Schreibbreite), einen Innenwiderstand von ca. 100  $\Omega$  und eine maximale Dauerstrombelastung von 50 mA; ein Dämpfungswiderstand ist nicht erforderlich.

Das Frequenzverhalten der Spulenschwinger wurde mit einem Sinuswellen-Generator getestet; das Ergebnis zeigt Abb. 19 (für einen Außenwiderstand von 1,6 k $\Omega$ ). Der Spulenschwinger Nr. 13313 weist im Bereich um 500 Hz eine Überhöhung von 5 % auf; die Überhöhung der anderen Exemplare übersteigen 1 % nicht. Im Hinblick auf die Ergebnisse in Abschnitt 5.5.1. ist eine Bedämpfung durch äußere Widerstände nicht erforderlich.

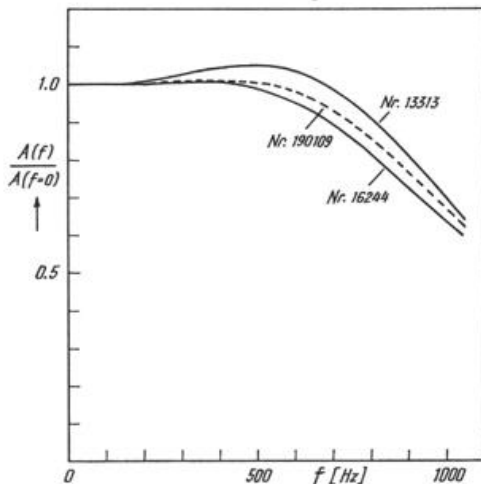


Abb. 19: Frequenz-Verhalten der Spulenschwinger HMK 1000 I im Lumiscript-Typ 150-8, dargestellt durch das auf  $f = 0$  Hz bezogene Amplituden-Verhältnis.

Die Linearität der Meßamplituden über die ganze Schreibskala wurde in einigen der acht Schreibkanal-Positionen<sup>1)</sup> für die drei Spulenschwinger untersucht. Die Kombinationen von Spulenschwinger-Exemplar und Kanalposition mit den besten Linearitäts-Eigenschaften wurden ermittelt; sie liegen allen weiteren Messungen und z. B. auch der Linearitätsuntersuchung der gesamten Apparatur (s. Abschnitt 5.6.) zugrunde.

Eine vierte Kanalposition ist zusätzlich mit einem Spulenschwinger belegt, der am linken Papierrand die Azimut-Markierungen des Rotorsystems aufschreibt (s. Abschnitt 3.4.2.). Er wird von einem Silizium-Element (Typ TP 60) angesteuert; das Element ist – zur Begrenzung auf kleine Markierungs-Amplituden – so beschaltet, daß seine Sättigungsspannung bereits bei einem Photostrom von 0,1 mA erreicht wird.

Die Nullpunkte der drei Schreibkanäle wurden untereinander an den linken Rand des Registrierpapier-Rasters gelegt. Die Amplitude wird also bei allen Kanälen nach rechts geschrieben. Eine eindeutige Zuordnung der aufgezeichneten Kurven (die sich bei Himmelsstrahlungsmessungen oft schneiden können) zu den drei Meßbereichen ist durch die unterschiedliche Schreibstärke und unterschiedliche Rauschamplitude der Kurven, in den meisten Fällen auch durch den physikalischen Sinn des Kurvenverlaufs, möglich.

Das UV-Licht empfindliche Kodak-Registrier-Papier (Typ 1843 bzw. 1895) kann in 60-m-Rollen verwendet werden. Die Entwicklung des belichteten Papiers erfolgt durch Tageslicht oder Licht von Leuchtstoffröhren innerhalb von wenigen Sekunden<sup>2)</sup>.

### 3.7.3. Anpassung der Meßsignale an die Lumiscript-Empfindlichkeit

Mit den eingesetzten Spulenschwingern HMK 1000 I wird der Vollausschlag bei ca. 6 mA erreicht. Die Anodenströme der Photomultiplier liegen nach der Abschätzung für eine interne Verstärkung von  $10^5$  und eine mittlere Himmelsstrahlendichte von  $10 \mu\text{W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$  im Bereich zwischen 1  $\mu\text{A}$  und 10  $\mu\text{A}$  (s. Abschnitt 3.6.1.).

Es ist also eine zusätzliche Verstärkung der Ströme um einen Faktor von maximal  $6 \cdot 10^3$  erwünscht. Der erforderliche Verstärker sollte wahlweise auch auf kleinere Faktoren einstellbar sein und ferner eine Sättigungsgrenze der Ausgangsleistung besitzen, die eine Überlastung (und damit Zerstörung) der Spulenschwinger verhindert.

Diese Forderungen konnten mit linearen<sup>3)</sup> Rückkopplungs-Schaltungen von Operationsverstärkern des Burr-Brown-Typs 1552/15<sup>4)</sup> erfüllt werden.

Die invertierende Beschaltung der Verstärker zeigt das Schaltschema in Abb. 20. Durch den Spulenschwinger (mit dem Widerstand  $R_s$ ) fließt der verstärkte Strom

<sup>1)</sup> Die 8 Kanal-Positionen im Magnetblock liegen innerhalb einer Distanz von knapp 4 cm dicht nebeneinander. Die Spulenschwinger können in diesen Positionen zur Einstellung des Nullpunkts gedreht und zur Regulierung der Spiegelage gekippt werden.

<sup>2)</sup> Eine Fixierung ist nur notwendig, wenn nicht verhindert werden kann, daß Sonnenlicht oder ähnliche UV-haltige Strahlung die Registrierung trifft bzw. wenn mit längeren Expositionszeiten bei Tages- oder Kunstlicht zu rechnen ist.

<sup>3)</sup> Für den Fall, daß vom Meßziel her eine logarithmische Verstärkung erforderlich ist, stehen Burr-Brown-Verstärker vom Typ 1662/16 zur Verfügung. Sie bilden die Eingangsspannung  $u_i$  von 0,1 bis 10 V gemäß der Funktion  $u_o = -10 \cdot \log u_i$  auf den Ausgangsspannungsbereich von  $-10$  V bis  $+10$  V ab.

<sup>4)</sup> Zu den wichtigsten Daten dieses Verstärkers gehört eine Leerlaufverstärkung von mindestens  $10^5$ , eine Frequenzbandbreite von mindestens 100 kHz, ein Eingangswiderstand von  $10^{11} \Omega$  sowie eine Ausgangsleistung von mindestens  $\pm 10$  V und  $\pm 20$  mA (Sättigungsgrenzen des Verstärkers). Die untere Grenze der verstärkbaren Ströme ist gegeben durch den Offset-Strom von 10 pA und die Eingangsrauschspannung von ca. 10 V rms.

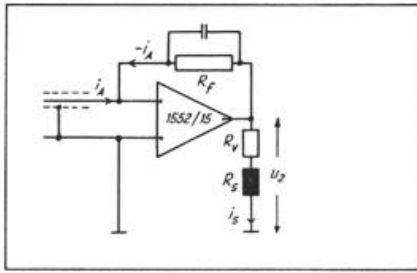


Abb. 20: Schaltung der Operationsverstärker (Typ 1552/15 der Fa. Burr Brown, USA) zur Anpassung der Meßsignale an die Spulenschwinger-Empfindlichkeit.

$i_s = u_2 / (R_s + R_v)$ ; hierbei ist die Ausgangsspannung  $u_2 = i_A \cdot R_f$  dem Rückkopplungswiderstand  $R_f$  proportional. Die Stromverstärkung beträgt somit  $i_s / i_A = R_f / (R_s + R_v)$ .

Mit Hilfe von  $R_v$  kann ein maximaler Ausgangsstrom  $i_{\max} < 20 \text{ mA}$  festgelegt werden, der sich berechnet aus  $i_{\max} = 10 \text{ V} / (R_v + R_s)$ .  $i_{\max} = 6 \text{ mA}$  erhält man z. B. für  $R_v = 1560 \Omega$  und  $R_s = 100 \Omega$ ; zur Stromverstärkung von  $6 \cdot 10^3$  ist dann ein  $R_f = 10^7 \Omega$  erforderlich).

Den Rückkopplungswiderständen sind Kapazitäten parallel geschaltet worden, und zwar – im Falle der Himmelsstrahlungs-Messung – in der Größe von  $30 \text{ pF}$ , um gelegentliche Schwingungsneigungen zu unterdrücken, sowie in der Größe von  $10 \text{ nF}$ , um im Falle der zeitlich konstanten Eichsignale die Rauschkomponente durch ein großes RC-Glied zu glätten.

#### 4. Absolut-Eichung und Empfindlichkeitskontrolle

##### 4.1. Das Eichverfahren

Zur Eichung des Sky-Scanners in spektralen Strahl-dichte-Einheiten wird ein Verfahren angewandt, das für Himmelsstrahlungsempfänger von verschiedenen Autoren (z. B. (28), (24)) in ähnlicher Form benutzt worden ist:

Die Strahlung einer in spektralen Strahlstärke-Einheiten  $I_\lambda$  geeichten Lampe erzeugt auf einer Weißstandard-Platte<sup>2)</sup> im Abstand  $d$  durch diffuse Reflexion eine spektrale Strahl-dichte

$$L_\lambda = \beta(\epsilon) \cdot \frac{I_\lambda}{\pi \cdot d^2},$$

wobei  $\beta(\epsilon)$  den vom Abstrahlungswinkel  $\epsilon$  abhängigen Remissionsgrad (s. z. B. (5)) darstellt.

##### 4.2. Aufbau der Eichvorrichtung

Als Eichstrahler konnte eine in spektralen Strahlstärke-Einheiten geeichte Halogen-Glühlampe von OS-RAM – Typ 64655 eingesetzt werden<sup>3)</sup>, die im Hinblick auf ihre kleinen Abmessungen (Wendel:  $3 \text{ mm } \phi$ ,  $7 \text{ mm}$  lang; Kolben:  $12 \text{ mm } \phi$ ,  $30 \text{ mm}$  lang), ihre Leistung von  $250 \text{ W}$  und ihren – verglichen mit anderen Glühlampen – hohen Anteil an kurzwelliger Strahlung (Wolfram-

band-Temperatur  $> 3200 \text{ }^\circ \text{K}$ ) für das vorliegende Eichproblem gut geeignet ist. Die absolute bzw. relative Genauigkeit der Eichwerte<sup>4)</sup> beträgt  $\pm 5\%$  bzw.  $\pm 2\%$ .

Als Weißplatte wurde eine Bariumsulfat-Platte (Größe ca.  $8 \times 8 \text{ cm}^2$ ) der Firma Luers, Lehrte, benutzt. Der Reflexionsgrad ist innerhalb des sichtbaren Spektralbereichs praktisch konstant und beträgt nach (29)  $0,98_0$ . Die Winkelabhängigkeit des Remissionsgrades wurde für Winkel zwischen  $25^\circ$  und  $45^\circ$  bestimmt. Das Ergebnis für die drei Spektralkanäle zeigt Abb. 21; die auf  $\beta(45^\circ) = 1,000$  bezogenen Kurven stimmen gut mit der entsprechenden Kurve in (30) überein, die an ähnlich aufgebauten Weißplatten gemessen wurde.

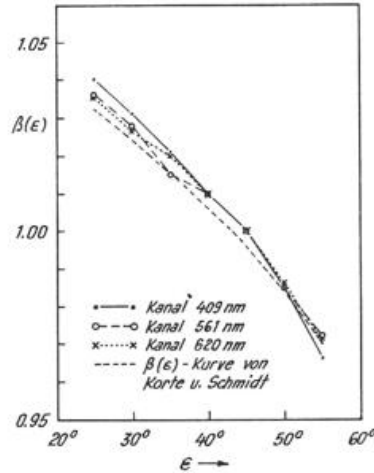


Abb. 21: Abhängigkeit des Remissionsgrades  $\beta(\epsilon)$  einer  $\text{BaSO}_4$ -Weißplatte (Fa. Luers, Lehrte) vom Remissionswinkel (zwischen  $25^\circ$ – $55^\circ$ ), gemessen mit den Spektralkanälen des Sky-Scanners. Zum Vergleich:  $\beta(\epsilon)$  eines  $\text{BaSO}_4$ -Preßlings von KORTE und SCHMIDT (30).

Zur Eichung wird der Empfangstubus des Sky-Scanners in die horizontale Position gebracht und arretiert; Eichlampe und Weißplatte werden in vertikaler Stellung auf dem Sky-Scanner-Tisch aufgebaut. Abb. 22 zeigt in einer schematischen Aufsicht die Eichenordnung einschließlich der hierbei ausgenutzten Randstrahlen.

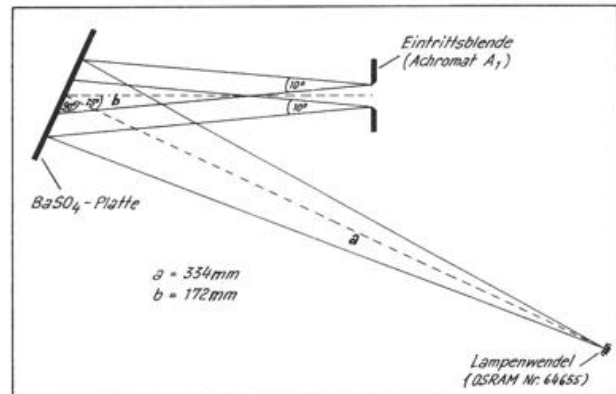


Abb. 22: Schematische Darstellung der Eichenordnung.

##### 4.3. Umrechnung auf Himmelsstrahl-dichten

Man erhält für die drei Spektralbereiche nach der Formel in Abschnitt 4.1. die Eichstrahl-dichten  $L_{E\lambda}$ :

$$\begin{aligned} L_{E409} &= 0,787 \mu \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1} \\ L_{E561} &= 3,06 \mu \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1} \\ L_{E620} &= 3,92 \mu \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1} \end{aligned}$$

<sup>1)</sup> Für die Messungen im Sommer 1970 wurden folgende Verstärkungs-Verhältnisse  $V$  bzw. Widerstände benutzt:

<b>Kanal 409 nm:</b>	
Himmels-Str.:	$V = 191$ ( $R_f = 467 \text{ k}\Omega$ ; $R_v = 2,34 \text{ k}\Omega$ )
Eichung:	$V = 4030$ ( $R_f = 9,84 \text{ M}\Omega$ ; $R_v = 2,34 \text{ k}\Omega$ )
<b>Kanal 561 nm:</b>	
Himmels-Str.:	$V = 431$ ( $R_f = 1,00 \text{ M}\Omega$ ; $R_v = 2,22 \text{ k}\Omega$ )
Eichung:	$V = 1940$ ( $R_f = 4,49 \text{ M}\Omega$ ; $R_v = 2,22 \text{ k}\Omega$ )
<b>Kanal 620 nm:</b>	
Himmels-Str.:	$V = 622$ ( $R_f = 970 \text{ k}\Omega$ ; $R_v = 1,46 \text{ k}\Omega$ )
Eichung:	$V = 4380$ ( $R_f = 6,83 \text{ M}\Omega$ ; $R_v = 1,46 \text{ k}\Omega$ )

<sup>2)</sup> Andere Autoren benutzen Trübglasscheiben und erzeugen in Transmission eine Fläche bekannter Strahl-dichte, s. z. B. (1), (25). Die Methode der direkten Bestrahlung der Empfangsfläche mit dem Strahlstärke-Standard, wobei die zugehörige Strahl-dichte aus dem Empfangsraumwinkel zu berechnen ist (s. z. B. (9)), sollte hier angesichts des relativ großen Öffnungswinkels von ca.  $10^\circ$  nicht so geeignet sein.

<sup>3)</sup> Die geeichte Lampe wurde freundlicherweise von der OS-RAM-Studiengesellschaft, München, zur Verfügung gestellt.

<sup>4)</sup> Für Lampenstrom von  $10,20 \text{ A}$ :  $I_{409} = 2,65$ ;  $I_{561} = 10,3$ ;  $I_{620} = 13,2 \text{ mW} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$

Die verglichen mit der Himmelsstrahlung relativ kleinen Strahldichten der Eichung erfordern eine entsprechend höhere Verstärkung (s. Abschnitt 3.7.3.), damit die registrierten Eichamplituden in dem Bereich (für 409 nm und 561 nm bei ca. 50 mm, für 620 nm bei ca. 80 mm) liegen, der nach den Linearitätsmessungen die mittlere Empfindlichkeit repräsentiert. Die Himmelsstrahlung in Strahldichte-Einheiten ergibt sich dann aus dem Verhältnis der gemessenen Amplituden  $A_{Hi}/A_E$  und dem Quotienten der Verstärkungsfaktoren  $V_E/V_{Hi}$  zu  $L_{Hi,\lambda} = (A_{Hi}/A_E)_\lambda \cdot (V_E/V_{Hi})_\lambda \cdot L_{E,\lambda} = k_\lambda \cdot (A_{Hi}/A_E)_\lambda$ , wobei man für die drei Kanäle  $k_{409} = 16,6$ ;  $k_{561} = 13,7$  bzw.  $k_{620} = 27,6 \mu W \cdot cm^{-2} \cdot nm^{-1} \cdot sr^{-1}$  errechnet.

**4.4. Empfindlichkeitsprüfung**

Da während der Dauer eines längeren Meßvorhabens die Möglichkeit einer Empfindlichkeitsänderung besteht, andererseits aber eine Nacheichung unter Feldbedingungen<sup>1)</sup> sehr aufwendig ist, wird zur Überprüfung der Sky-Scanner-Empfindlichkeit eine weitere Strahlenquelle eingesetzt. Sie besteht im wesentlichen aus einer Kombination von 50-Watt-Halogen-Glühlampe (OSRAM-Typ 64610) mit Milchglas und Blaufilter<sup>2)</sup> und wird zur direkten Einstrahlung an den Empfangstubus angekoppelt.

Vor Beginn einer längeren Feld-Meßreihe werden im Labor unmittelbar nacheinander eine Eichung und eine Empfindlichkeitskontrolle vorgenommen. Dadurch lassen sich die bei späteren Prüfungen festgestellten Empfindlichkeitsänderungen auf Änderungen des Eichfaktors umrechnen.

Eine Empfindlichkeitsprüfung sollte im Rahmen längerer Meßreihen etwa alle Stunde vorgenommen werden. Zur Bestätigung, daß keine Änderung der Prüflichtquelle stattgefunden hat, ist zum Abschluß einer Meßreihe im Labor wieder eine Prüfung und Eichung vorgesehen. Das Verhältnis aus beiden muß mit dem entsprechenden Wert vor der Meßperiode übereinstimmen.

Über ein Meßbeispiel wird in Abschnitt 6.1. berichtet.

**5. Prüfung des Sky-Scanners**

**5.1. Relative spektrale Empfindlichkeit der Meßkanäle**

Die Messung der relativen spektralen Meßkanal-Empfindlichkeit, die durch die spektralen Transmissionsgrade aller strahlenführenden Bauelemente sowie durch die Spektralcharakteristik der Photomultiplier bedingt ist, dient zur Festlegung einer effektiven Wellenlänge, die die genaue Wellenlängenposition der Himmelsstrahlungsmessung charakterisiert. Sie soll hier – wie i. a. bei Interferenzfiltern üblich – mit der Mittelpunktswellenlänge  $\lambda_m$  der Halbwertsbreite des Empfindlichkeitsbereichs gleichgesetzt werden.

Zur Bestimmung der relativen spektralen Empfindlichkeit der Kanäle wurde die Strahlung einer Wolframband-Lampe durch Leiss-Monochromatoren<sup>3)</sup> mit Flintglasprismen spektral zerlegt und dem Empfänger des Sky-Scanner (in horizontaler Stellung) sowohl mit als auch ohne zwischengeschaltete Milchglasscheibe<sup>4)</sup> zugeführt. Die beim Durchfahren der Wellenlängenbereiche erhaltenen Meßwerte wurden bezüglich der Spektral-

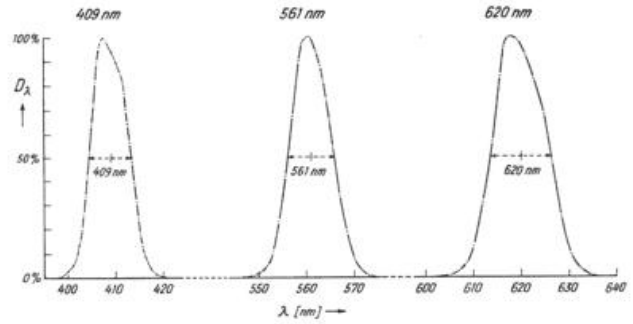


Abb. 23: Relative spektrale Empfindlichkeitskurven der drei Spektralkanäle des Sky-Scanners (zur Festlegung der effektiven Wellenlänge  $\lambda_m$ ).

verteilung der Lampe und der spektralen Transmission des Monochromators korrigiert und sind in Abb. 23 – prozentual bezogen auf den jeweiligen Maximalwert – als Kurven der relativen spektralen Empfindlichkeit der drei Meßkanäle dargestellt. Die Kurven sind unabhängig von der Art der Ausleuchtung der Eintrittsöffnung des Scanners und zeigen die für die jeweiligen Interferenzfilter angegebenen Halbwertsbreiten HW. Die  $\lambda_m$ -Werte sind gegenüber denjenigen der Filter zu kürzeren Wellenlängen verschoben; in der nachfolgenden Zusammenstellung sind sie auf ganze nm-Einheiten aufgerundet:

	$\lambda_m$	HW
Meßkanal für violette Strahlung	409 nm	9 nm
Meßkanal für grüne Strahlung (max. Augenempfindl.)	561 nm	10 nm
Meßkanal für rote Strahlung	620 nm	13 nm

**5.2. Bewahrung des Lichtleiters für den Einsatz im Sky-Scanner**

**5.2.1. Untersuchung des Lichtleiters auf Durchlässigkeitsänderungen bei Scan-Bewegungen**

Hierfür wurden außerhalb des Sky-Scanners zunächst einige Voruntersuchungen des dreiarmligen Lichtleiters durchgeführt; z. B. wurde über den Lichtleitstab am gemeinsamen Eingang (s. Abb. 10) eine Hülse mit einer eingebauten kleinen 6-V-Glühlampe geschoben und der Ausgang jeweils eines Armes direkt an ein Selen-Element angeschlossen. Bei Biegebewegungen der Arme bzw. des gemeinsamen flexiblen Teils konnten im Rahmen der Meßgenauigkeit von 0,5 % keine Durchlässigkeitsänderungen festgestellt werden. Die anderen Voruntersuchungen führten zum gleichen Ergebnis.

Um den Lichtleiter genau unter den Bedingungen der Himmelsstrahlungsmessungen im Sky-Scanner zu testen, wurde an den parallel zum Empfangstubus laufenden Führungsstangen oberhalb der Eintrittsöffnung eine Glühlampe (30-Watt-Lichtwurflampe OSRAM-Typ 8 100) mit vorgeschalteten Milchglasscheiben angebracht, so daß der ganze Öffnungswinkel der Optik durch das diffuse Licht ausgeleuchtet wird. Während eines Scan-Ablaufs (der bei langsamer Drehbewegung erfolgt, da die Lampenkabel mit der Hand der Lampe nachgeführt werden müssen) bewegt sich die Lampe aus einer horizontalen Position bei Ausrichtung auf den Zenit in eine vertikale Position bei der Ausrichtung auf den Horizont. Ein Registrierbeispiel von Meßsignalen während eines Scan-Ablaufs Horizont – Zenit – Horizont zeigt Abb. 24. Die Kurven des roten und violetten Meßkanals besitzen eine periodische Schwingung, die dadurch zustande kommt, daß der Empfangstubus – und damit der Lichtleiter mit seiner dreigeteilten Eintrittsfläche (s. Abschnitt 3.2.3.) – bei jeder Rotordrehung eine Ausgleichumdrehung ausführt und auf Grund einer

<sup>1)</sup> Die Messungen müssen i. a. in einem gewissen Abstand von Laborgebäuden durchgeführt werden, um die Horizontbezugung möglichst klein zu halten.  
<sup>2)</sup> Die Milchglasscheibe liefert aus der Lampenstrahlung eine diffuse, den Öffnungswinkel des Empfängers erfüllende Strahlung. Das Blauglas BG 14 ( $\lambda_{max}$  bei 450 nm) reduziert die Rotstrahlung der Lampe, so daß mit den gleichen Verstärkungswerten wie bei der Eichung gearbeitet werden kann.  
<sup>3)</sup> Für die rote Strahlung wurde ein Doppelmonochromator eingesetzt, da der Einfach-Monochromator keine ausreichende Auflösung lieferte.  
<sup>4)</sup> In diesem Fall wird wie bei der Messung der Himmelsstrahlung der volle Öffnungswinkel des Empfängers ausgenutzt.

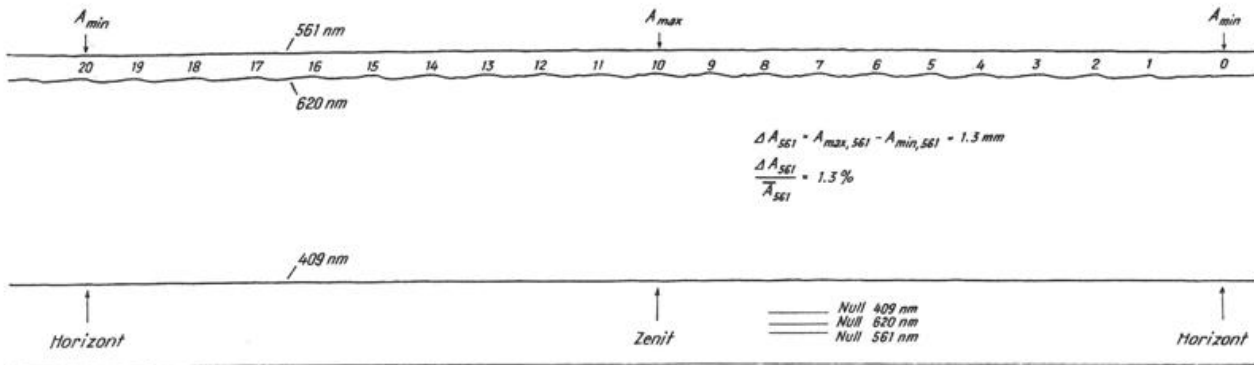


Abb. 24: Registrierbeispiel zur Prüfung des Lichtleiters auf Durchlässigkeitsänderungen während der Scan-Bewegungen.

nicht-homogenen Milchglas-Strahlerfläche in den verschiedenen Drehstellungen unterschiedliche Strahlungsintensitäten empfängt.

Für den Fall der grünen Strahlung bei 561 nm liegt das zugehörige Lichtleiter-Flächensegment so günstig (nämlich in der Mitte), daß sich die Inhomogenitäten der Milchglasscheibe nicht auswirken können. Die zugehörige Kurve zeigt für die Zenit- und Horizontposition eine relative Amplituden-Differenz von ca. 1,3 %; die gleiche Differenz weisen die Maxima der Kurve für die rote Strahlung auf (die Kurve für die violette Strahlung besitzt eine zu kleine Amplitude, um sie mit der gleichen Genauigkeit auszuwerten). Sie besitzt genau das andere Vorzeichen, wenn die Lampe über dem Tubus so montiert wird, daß sie in der horizontalen Scan-Position vor dem Tubus nicht – wie im Fall der Registrierkurve – steht, sondern hängt; die Differenz ist also durch die Abstrahlungsunterschiede bei unterschiedlichen Lampenstellungen bedingt.

Werden die gleichen Messungen mit einer Milchglasscheibe (2,5 mm dick) vor dem Lichtleitereingang durchgeführt<sup>1)</sup>, können die durch die Inhomogenität der Einstrahlung verursachten Schwankungen bis auf 2 % ausgeglichen werden. Eine durch die Biegeposition des Lichtleiters bedingte Durchlässigkeitsänderung ist – ebenso wie oben – nicht festzustellen.

Das gleiche gilt für Torsionen des Lichtleiters, die bis zu 270° vorgenommen wurden.

### 5.2.2. Mechanische Belastbarkeit des Lichtleiters im Sky-Scanner

Die Haltbarkeit des Lichtleiters wurde bis zu Rotordrehzahlen von 600 U/min entsprechend 1 Scan-Ablauf pro sec bestätigt. Höhere Geschwindigkeiten wurden im Hinblick auf Schwingungen des Scanner-Tisches durch Unwucht-Effekte nicht erprobt<sup>2)</sup>. Die maximale Belastung des Lichtleiters findet bei der Ausrichtung auf den Horizont statt; in dieser Stellung kann sich die Ausgleichs-Drehbewegung des Tubus so verzögert haben, daß eine Verdrillung des Tubus (ca. 270°) auftritt, die sich dann wieder bei der Bewegung auf den Zenit zu ausgleicht.

<sup>1)</sup> Die Milchglasscheibe ist auch während der Himmelsstrahlungsmessungen und i. a. bei den weiteren Untersuchungen der Apparatur benutzt worden. Sie ist nach den geschilderten Untersuchungen nicht Voraussetzung für eine einwandfreie Lichtleitung im Sky-Scanner, sollte aber immer dann eingesetzt werden, wenn die damit verbundene Strahlungsschwächung – wie im vorliegenden Fall – erlaubt bzw. erwünscht ist, da eventuelle steile Strahlungsgradienten (auf der Distanz der Eintrittsöffnung) weitgehend abgeschwächt werden und damit die Strahlung auf die drei Kanäle relativ gleichmäßig verteilt wird.

<sup>2)</sup> Bei etwa 300 U/min sind die Schwingungen des Tisches noch gering. Dementsprechend wurden die Himmelsstrahlungsmessungen i. a. mit einer Scan-Zeit von 2 s durchgeführt.

Die Krümmungen des Lichtleiters während der Scan-Bewegungen erfolgen im gemeinsamen flexiblen Teil und in den Armen gegenläufig; die maximale Krümmung der Arme tritt bei Streckung des gemeinsamen Teils auf und umgekehrt. Die maximalen Krümmungsradien vom gemeinsamen Teil bzw. den Armen sind un-kritisch und liegen bei  $r = 55$  mm bzw.  $r = 30$  mm; ihnen entsprechen  $d_k/r$ -Verhältnisse (s. Abschnitt 3.2.1.) von  $5 \cdot 10^{-4}$  bzw.  $10^{-3}$ .

Irgendwelche Verschleißerscheinungen im Lichtleiter oder Hinweise auf solche konnten nicht festgestellt werden.

### 5.3. Test des Sky-Scanners mit polarisierter Strahlung

Die Himmelsstrahlung, die bei unbewölktem Himmel stark polarisiert sein kann (s. Abschnitt 2.4.), wird nur dann energetisch korrekt gemessen, wenn die Messung unabhängig vom Polarisations-Zustand der Strahlung erfolgt.

Um daraufhin den Sky-Scanner zu untersuchen, wurde mit Glühlampen und nachgeschalteten Milchglasscheiben (ca. 4 mm dick) zunächst vollständig depolarisiertes Licht erzeugt, das dann vor seinem Eintritt in den Empfangstubus durch ein Polarisationsfilter linear polarisiert wurde. Durch Drehen der Polarisationssebene des Filters werden nacheinander sämtliche Schwingungsrichtungen durchgelassen. Es ergab sich hierbei keine meßbare Veränderung der registrierten Amplitude, und zwar dies mit und ohne Milchglasscheibe vor dem Lichtleitereingang. Das Ergebnis wurde für die verschiedensten Scanpositionen bestätigt.

Die vom Sky-Scanner gemessenen Strahldichten sind also unabhängig vom Polarisationszustand der Himmelsstrahlung.

### 5.4. Sky-Scanner-Empfangsoptik

#### 5.4.1. Untersuchungen zum effektiven Raumwinkel der Empfangsoptik

Es soll die effektive Größe des durch die Empfangsoptik definierten Raumwinkels sowie deren Gleichmäßigkeit für die drei Spektralkanäle getestet werden.

Dazu wurde mit einer Wolframbandlampe und vorgeschalteten Milchglasscheiben eine diffus strahlende Fläche erzeugt, die in dem vom Öffnungswinkel des Sky-Scanners erfaßten Bereich eine näherungsweise homogene Strahldichte  $L$  besitzt. An dieser Fläche ist eine Halterung angebracht zur Aufnahme von kreisringförmigen Metallscheiben, die – bei festem äußeren

Durchmesser – mit wachsender Breite eine zunehmende konzentrische<sup>1)</sup> Ablendung der Fläche liefern.

Die durch diese Ablendung reduzierten Strahlungsflüsse können theoretisch berechnet werden (s. Anhang 8.1.), indem man über den verbleibenden Raumwinkel  $w$  für alle Punkte der Eintrittsöffnung  $F_e$  integriert:

$$\begin{aligned} \Phi(r_1, r_2) &= L \cdot \int_{F_e} w(r_1, r_2) \cdot dF_e \\ &= L \cdot \int_z w(r_1, r_2, z) \cdot 2 \cdot \pi z \cdot dz, \end{aligned}$$

wobei  $r_1$  der zum effektiven Öffnungswinkel gehörende Radius auf der strahlenden Fläche,  $r_2$  der innere Radius des jeweiligen Ablendrings und  $z$  der Radiusvektor des Empfangspunktes auf der Eintrittsfläche ist. Die Integration ist in geschlossener Form möglich.

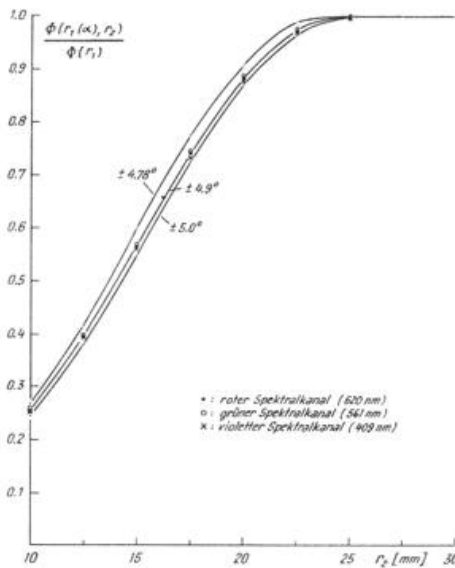


Abb. 25: Relative Strahlungsflüsse  $\Phi(r, (a), r_2)$  für die drei Spektralkanäle, gemessen in Abhängigkeit vom Radius  $r_2$  einer strahlenden Kreisfläche und bezogen auf den Strahlungsfluß  $\Phi(r_1)$  (unabgeblendete Strahlerfläche). Als Kurven die entsprechenden berechneten Intensitätsverhältnisse für die halben Öffnungswinkel  $4,78^\circ$ ,  $4,90^\circ$  und  $5,00^\circ$ . (Zur Bestimmung des effektiven Öffnungswinkels).

Abb. 25 zeigt für die halben Öffnungswinkel  $5,0^\circ$ ,  $4,9^\circ$  und  $4,78^\circ$ , die auf  $\Phi(r_1)$  (unabgeblendeter Fall) bezogenen Flüsse  $\Phi(r_1, r_2)$  in Abhängigkeit von den Blendenradien  $r_2$ . Die eingetragenen Meßpunkte für die drei Spektralkanäle schmiegen sich i. a. der Kurve für  $4,9^\circ$  an. Die Abweichungen der drei Kanäle untereinander betragen maximal etwa 2 ‰; die Meßgenauigkeit von 1 ‰ und Inhomogenitäten der strahlenden Milchglasfläche sollten hierfür verantwortlich sein (ohne Milchglasplatte vor der Leiteintrittsfläche ergeben sich größere Abweichungen zwischen den Meßkanälen).

Im Hinblick auf die Meßgenauigkeit kann man mit einem effektiven Öffnungswinkel von  $9,8^\circ$  rechnen, der für alle Meßkanäle in gleicher Größe wirksam ist.

#### 5.4.2. Streulicht-Effekte in der Empfangsoptik

Die Untersuchung soll darüber Auskunft geben, ob unerwünschte Strahlung außerhalb des durch die Optik definierten Öffnungswinkels zur Messung gelangt. Dies wäre u. U. durch Streueffekte an der Tubusinnenwand und an der Linsenoptik möglich, sollte aber nach dem

vorangegangenen Abschnitt 5.4.1. (s. Abb. 25) nur bei sehr starken Störstrahlungsquellen zu einer nachweisbaren Verfälschung der Meßwerte führen.

Zur Prüfung auf Streulicht-Effekte wurde deshalb die Sonne selbst als Strahlungsquelle benutzt<sup>1)</sup> und die Empfangsoptik durch konzentrische Abschatterscheiben (in einem Abstand von ca. 180 mm) in verschiedenen großen Winkelbereichen abgedeckt. Die Sonnenstrahlung wurde entweder an der Abschatterscheibe vorbei von den verschiedensten Seiten auf die Eintrittsoptik gespiegelt oder konnte direkt während einer Scan-Bewegung des Empfängers auf die Optik fallen.

Wenn man die Meßergebnisse auf eine maximale Sonnenintensität (für Zenitwinkel  $Z_0 = 30^\circ$ ) extrapoliert, ergibt sich, daß bei einem Abschattungswinkel von  $\pm 5^\circ$  das gemessene Streulicht einer Strahldichte bis zu ca.  $2 \mu W \cdot cm^{-2} \cdot nm^{-1} \cdot sr^{-1}$  äquivalent ist; bei einer Abschattung von  $\pm 7,5^\circ$  bzw.  $\pm 15^\circ$  ist dieser Wert auf 0,6 bzw.  $0,5 \mu W \cdot cm^{-2} \cdot nm^{-1} \cdot sr^{-1}$  abgesunken.

Der Streulicht-Effekt ist also verglichen mit der Größe der Himmelsstrahlung, die in entsprechenden Winkelabständen zur Sonne auftritt, relativ klein (unter 3 ‰; für Messungen im Hochgebirge kann diese Angabe nur bedingt gelten).

Der bei den Himmelsstrahlungsmessungen benutzte große Abschattungswinkel der Sonne von  $\pm 25^\circ$  soll für die unterschiedlichen Scanpositionen auf der „Meßspirale“ und auf der „Rücklaufspirale“ wirksam sein und zusätzlich den Bereich der sehr intensiven Zirkumsolarstrahlung abdecken.

### 5.5. Impulsauflösung durch den Sky-Scanner

#### 5.5.1. Auflösung eines Helligkeitssprungs

Die höchsten Anforderungen an die Impulsauslösung des Sky-Scanners werden gestellt, wenn am Himmel ein Helligkeitssprung von 100 ‰ auf 0 ‰ (oder umgekehrt) auftritt, den man sich näherungsweise z. B. durch den plötzlichen Übergang von einer weißen, sonnenbeschienenen Cumuluswolke zu der dunklen Unterseite einer vorgeschobenen anderen Cumuluswolke realisiert vorstellen kann.

Nimmt man zur Berechnung der zeitlichen Abnahme des empfangenen Strahlungsflusses  $\Delta \Phi(x_s(t))$  während der Scan-Bewegung an, daß der Helligkeits-Sprung in Form einer geraden Kante (einer dunklen Fläche), die von der optischen Achse des Empfängers den senkrechten Abstand  $x_s(t)$  besitzt, durch das Gesichtsfeld des Empfängers läuft und daß  $r_L$  der Radius der Eintrittsöffnung und  $r_0 = d_0 \cdot tg(\alpha/2)$  bzw.  $r_1 = d_1 \cdot tg(\alpha/2)$  die Radien des durch den Öffnungswinkel  $\alpha$  und den Abstand  $d_0$  bzw.  $d_1$  bedingten Gesichtsfeldes des Empfängers auf der dunklen bzw. hellen Fläche sind, dann kann man – unter Voraussetzung einer homogenen Strahldichte  $L$  der hellen Fläche – für  $\Delta \Phi(x_s)$  schreiben:

$$\Delta \Phi(x_s(t)) = L \cdot \int_{F_e} \Delta w \cdot dF_e, \text{ wobei}$$

$\Delta w$  das Raumwinkelsegment bedeutet, das bereits die Strahldichte  $L = 0$  erfaßt, und  $dF_e$  die Empfangsflächenabschnitte mit konstantem  $\Delta w$  kennzeichnet. Da normalerweise die Entfernung von Wolken mehr als 100 m beträgt, ist (mit  $r_L = 5,5$  mm und  $\alpha = 9,8^\circ$ )  $r_L \ll r_0$ , so daß man in guter Näherung mit einer punktförmigen Empfangsfläche rechnen kann. Es ergibt sich dann eine relative Abnahme des empfangenen Flusses von:

<sup>1)</sup> Die Zentrierung dieser Ringe zur optischen Achse des Empfängers wurde durch den umgekehrten Strahlengang von den Leiteintraarmen her kontrolliert.

<sup>1)</sup> Die Sonne erzeugt auf der Eintrittsöffnung eine spektrale Bestrahlungsstärke, die etwa 100mal größer ist als diejenige, die der Himmelsstrahldichte von  $50 \mu W \cdot cm^{-2} \cdot nm^{-1} \cdot sr^{-1}$  entspricht.

$$\Delta \Phi(x_s) / \Phi_1 = \frac{1}{\pi} \cdot \left[ \arccos \frac{x_s}{r_0} - \frac{x_s}{r_0} \cdot \left[ 1 - \left( \frac{x_s}{r_0} \right)^2 \right]^{1/2} \right] \text{ für } \left| \frac{x_s}{r_0} \right| \leq 1$$

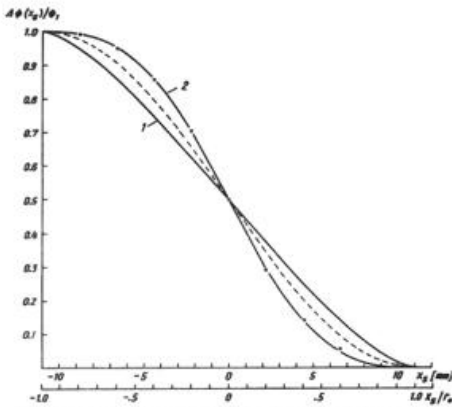


Abb. 26: Auflösung eines Helligkeitssprunges durch die Sky-Scanner-Optik, dargestellt als relative Zu- oder Abnahme des empfangenen Strahlungsflusses  $\Delta \Phi(x_s)/\Phi_1$  ( $\Phi_1$ : maximaler Fluß von heller Fläche), berechnet für einen Helligkeitssprung in großer Entfernung vom Empfänger (Kurve 1) in Abhängigkeit von  $x_s/r_0$  (Quotient aus Abstand der Sprungkante von optischer Achse  $x_s$  und dem Radius des Gesichtsfeldes auf der Dunkel- fläche  $r_0$ ) sowie für einen Helligkeitssprung in der Nähe der Empfangsfläche (Kurve 2) mit Meßpunkten ( $x$ ) gemäß Experiment (s. Abschnitt 5.5.1. und 8.3.). Zum Vergleich: Sinuskurve  $0,5 \cdot (1 - \sin(0,5 \cdot \pi \cdot x_s/r_0))$  (gestrichelt).

Hierbei ist  $\Phi_1 = L \cdot dF_e \cdot \pi r_1^2 / d_1^2$  der Strahlungsfluß

für den Fall, daß die helle Fläche vollständig vom Gesichtsfeld der Empfangsfläche erfaßt wird. Abb. 26 zeigt die Funktion  $\Delta \Phi(x_s) / \Phi_1$  in Abhängigkeit von  $x_s / r_0$  (Kurve 1); sie verläuft flacher als die entsprechende

Sinus-Funktion  $0,5 \cdot (1 - \sin \frac{\pi \cdot x_s}{2 r_0})$ . Ihre Darstellung

als Fourier-Reihe liefert bereits in der abgekürzten Form

$$\Delta \Phi(x_s) / \Phi_1 = 0,5 - 0,461 \cdot \sin \frac{\pi \cdot x_s}{2 r_0} + 0,0265 \cdot \sin \frac{3 \cdot \pi \cdot x_s}{2 r_0}$$

eine ausreichende Annäherung an die Funktionswerte. (Die Abweichungen liegen für  $|x_s / r_0| < 0,96$  innerhalb  $\pm 1 \%$ , für die Randwerte  $x_s / r_0 = \pm 1$  bei  $\pm 1,2 \%$ ).

Setzt man eine gleichförmige Winkelgeschwindigkeit  $w_e$  der Scan-Bewegung voraus, so kann man  $x_s / r_0$  als lineare Funktion der Zeit darstellen:

$$\frac{x_s}{r_0} = \frac{w_e \cdot t \cdot d_0}{d_0 \cdot \tan(\alpha/2)} = p(w_e, \alpha) \cdot t \text{ (bzw. } \frac{x_s}{r_0} = 1 - p \cdot t,$$

wenn die Zeitachse so verschoben wird, daß der Beginn der Abdunkelung mit  $t = 0$  zusammenfällt). Die Abdunkelungszeit beträgt dann  $T/2 = 2/p$ , entsprechend einer halben Schwingungsdauer der Grundwelle der Fourier-Entwicklung, und daraus folgt die zugehörige Grundfrequenz  $f = p/4$ .

Geht man von einer maximalen Scan-Winkelgeschwindigkeit von  $w_e = 10 \cdot 2 \pi$  (in Horizontnähe) und dem Öffnungswinkel  $\alpha = 9,8^\circ$  aus, so erhält man  $f = 184 \text{ Hz}$  (s. a. Abschnitt 3.6.1.) und  $T = 5,44 \text{ ms}$ . Die Frequenz der dritten Oberwelle der Fourier-Reihe beträgt dann  $552 \text{ Hz}$  und liegt damit noch innerhalb des Arbeitsbereichs der Spulenschwinger<sup>1)</sup> (s. Abb. 19); mit

<sup>1)</sup> Die Überhöhungen im Frequenzgang der Spulenschwinger (s. Abb. 19) können sich nur unwesentlich auswirken, da die Fourier-Koeffizienten von Grundwelle und zweiter Oberwelle sich wie 17:1 verhalten.

der Einhaltung der oben eingesetzten Parameter ist somit die formgetreue Aufzeichnung der Impulse, in die Helligkeitssprünge durch die Empfangsoptik umgewandelt werden, gewährleistet.

Die Auswertegenauigkeit der Impulsform ist wesentlich durch die maximale Geschwindigkeit des Registrierpapiers bestimmt. Für den maximalen Papiervorschub von  $2 \text{ m/s}$  und  $p = 736 \text{ (s}^{-1}\text{)}$  (s. o.) besitzt die Impulsflanke an ihrer steilsten Stelle eine Steigung von  $2 p / \pi = 468 \text{ (s}^{-1}\text{)} = 0,234 \text{ (mm}^{-1}\text{)}$ . Nimmt man zur Abschätzung einen maximalen Helligkeitssprung über eine Registrierpapierbreite von  $130 \text{ mm an}^2$ , so ergibt sich ein Amplitudenhub von von ca.  $30 \text{ mm pro mm}$ . Dies bedeutet bei einer Ablesegenauigkeit (auf der Zeitachse) von  $\pm 0,15 \text{ mm}$  einen Auswertefehler von  $\pm 4,5 \text{ mm}$  oder - bezogen auf  $130 \text{ mm Amplitude}$  - einen relativen Fehler von  $3,5 \%$ .

Die Steigungen der bisher ausgewerteten Registrierkurven der Himmelsstrahlung lagen vergleichsweise unterhalb  $7 \text{ mm pro mm}$ ; dem entspricht unter Berücksichtigung der Ablesegenauigkeit ein maximaler Auswertefehler von  $\pm 1 \text{ mm}$ .

Zur experimentellen Simulation eines Strahldichte-Sprunges wurde ein langgestreckter<sup>3)</sup>, geschwärzter, zweiflügeliger Propeller mit geraden Seitenkanten durch einen Motor so vor dem Empfänger vorbeigedreht, daß  $r_0 = r_L = 5,5 \text{ mm}$ . Als Strahldichte-Quelle diente der wolkenlose Zenit-Himmel bei niedrigem Sonnenstand ( $Z \approx 75^\circ$ ), der als relativ homogen im Öffnungswinkelbereich angenommen werden kann.

Die zu erwartende Impulsform (in Abhängigkeit von  $x_s$ ) zeigt Kurve 2 in Abb. 26. Da die Empfangsfläche im Falle des Experiments nicht mehr als Punkt, sondern als Kreisfläche in Rechnung gestellt werden muß<sup>4)</sup> (Berechnung s. Anhang 8.2.), ergibt sich - abweichend von Kurve 1 - ein glockenkurven-ähnlicher Verlauf mit größerer Steigung im Bereich des Wendepunktes. Die Auswertung eines registrierten Impulses (Impulsabfallzeit ca.  $20 \text{ ms}$ ) für den violetten Meßkanal liefert die eingetragenen Meßpunkte, die sich recht gut in den Verlauf der Kurve 2 einpassen.

Die gesamte Impulsabfall-Zeit betrug ca.  $20 \text{ ms}$ , die maximale Steigung  $2 \text{ mm pro mm}$ . Bei wesentlich höheren Propeller-Drehzahlen treten Überschwingungen auf; sie betragen etwa  $1 \%$  bei einer Impulsabfall-Zeit von ca.  $2 \text{ ms}$ . Überschwingeffekte gleicher Größenordnung zeigen sich beim Übersteuern des Verstärkers über die Sättigungsgrenze hinaus.

Im Hinblick auf den relativ großen Sky-Scanner-Öffnungswinkel kann sich die Gestalt von Wolken in den registrierten Strahldichten nur bedingt widerspiegeln. Dies gilt einmal für die Wolkenränder (wie durch die Auflösung eines Helligkeitssprunges dargelegt), ganz besonders aber auch für Wolken, die unter einem Gesichtswinkel kleiner als  $10^\circ$  erscheinen. Sie werden i. a. als Strahlungsimpulse größerer Länge registriert, als ihrem wahren Gesichtswinkel entspricht. Läuft z. B. eine kleine Wolke, die unter einem kreisförmigen Gesichtswinkel von  $\alpha_w$  erscheint, auf einem Durchmesser

<sup>2)</sup> Die hierbei angesetzte Steigung der Impulsflanken gilt in Wirklichkeit nur für ein kleines Stück der Flanke in der Höhe des Wendepunktes.

<sup>3)</sup> Die Flügel sind ca.  $235 \text{ mm}$  lang; diese Länge ist notwendig, um den berechneten Fall der geradlinig über die Empfangsfläche hinwegziehende Dunkelfront zu approximieren.

<sup>4)</sup> Es kann nur mit relativ kleinen (hellen und dunklen) Flächen experimentiert werden, so daß die Bedingung  $r_L \ll r_c$  bzw.  $r_s$ , (für den Fall, daß der Empfänger den Übergang von einer homogenen Strahlerfläche auf eine abgedunkelte Fläche abtastet) nicht mehr erfüllt ist.

quer durch das Sky-Scanner-Gesichtsfeld ( $\alpha$ ), so wird ein Strahlungsimpuls mit einer Gesamtlänge bzw. einer Plateaulänge äquivalent zu  $\alpha + \alpha_w$  bzw.  $\alpha - \alpha_w$  registriert. Die Höhe des Impulses ist dann u. a. auch ein Maß für die Größe der Wolke.

### 5.5.2. Begrenzung der Impulsauflösung durch die Rauschkomponente im Meßsignal

Dem registrierten Meßsignal ist eine Rauschkomponente (s. Abschnitt 3.6.1.) überlagert, die kleine, kurzzeitige Meßimpulse vortäuscht und damit eine Grenze für die Impulsauflösung darstellt.

Mißt man die doppelte Amplitude der Rauschkomponente  $2i_{n,A}$  (hier definiert als Grenze, innerhalb der etwa 99 % aller Rauschimpulse liegen) in Abhängigkeit der Meßsignalamplitude bzw. des Photomultiplier-Anodenstroms  $i_a$  aus und bildet den Quotienten  $i_a / 2i_{n,A}$ , so ergibt sich näherungsweise die für das Signalrauschen charakteristische Proportionalität des Signal/Rausch-Verhältnisses zu  $(i_a)^{1/2}$ .

Für die eingesetzten Photomultiplier erhält man bei Versorgung mit einer Hochspannung von 750 V (entsprechend einer Verstärkung von  $10^6$ ) und  $10 \mu A$  Anodensignalstrom einen Verhältniswert von ca. 50<sup>1)</sup>.

Wertet man das gemessene Signal/Rausch-Verhältnis im Hinblick auf die Meßgenauigkeit aus, so erhält man in Abhängigkeit vom Photomultiplier-Anodenstrom die folgenden relativen Fehler:

20 $\mu A$	10 $\mu A$	5 $\mu A$	1 $\mu A$	0,5 $\mu A$
$\pm 0,7\%$	$\pm 1,0\%$	$\pm 1,4\%$	$\pm 3,1\%$	$\pm 4,5\%$

Gemäß Eichung des Sky-Scanners entsprechen einem Anodenstrom von  $10 \mu A$  für die drei Spektralkanäle etwa die folgenden Strahldichtewerte  $L_\lambda$ :

$\lambda$ [nm]	409	561	620
$L_\lambda$ [ $\mu W \cdot cm^{-2} \cdot nm^{-1} \cdot sr^{-1}$ ]	14	28	48

Demnach besitzt der violette bzw. rote Spektralkanal die größte bzw. kleinste relative Meßgenauigkeit von Strahldichteschwankungen.

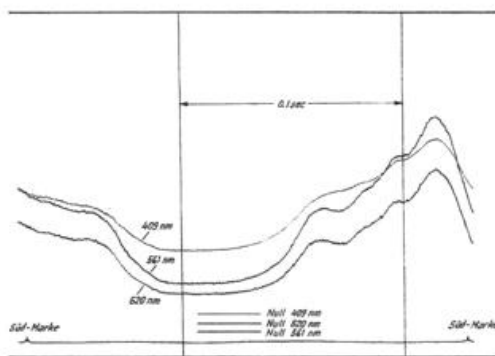


Abb. 27: Ausschnitt aus einer Original-Himmelstrahlungs-Registrierung des Sky-Scanners zur Demonstration der Rauschamplitude.

<sup>1)</sup> Theoretisch wird ein höherer Wert erwartet. Denn das Signal/Rausch-Verhältnis — berechnet für den zugehörigen Kathodenstrom von  $i_k = 10^{-10} A$  und die Frequenzbandbreite  $\Delta f = 10^9 Hz$  — liegt gemäß  $R = 1,75 \cdot 10^9 \cdot (i_k / \Delta f)^{1/2}$  bei 554. Bezieht man dieses Verhältnis auf die Rauschamplitude wie oben und berücksichtigt dabei die Formel  $2i_{n,A} = 5,15 \cdot (\bar{i})^{1/2}$  (s. 21), dann erhält man für den Kathodenstrom den Wert von etwa 100. Da für den Anodenstrom ein Verhältnis von etwa 50 gemessen wurde und der Verstärker als zusätzliche Rauschquelle ausscheidet, müßten demnach die Dynodensysteme in den Photomultipliern für den Rauschzuwachs um den Faktor 2 verantwortlich sein. Durch Verkleinerung der effektiven Kathodenfläche konnte keine weitere Verbesserung des Verhältnisses erzielt werden.

Abb. 27 zeigt das Rauschen in den drei Meßkurven auf einem Ausschnitt einer Originalregistrierung. Bei einer Registriergeschwindigkeit von 1000 mm/s erscheint die Länge der Rauschimpulse i. a. kleiner als 2 mm; dies entspricht einem Azimutwinkel des Rotors von  $3,6^\circ$  für den Fall der üblichen Scan-Dauer von 2 s. Wolkenelemente gleicher Ausdehnung können zu entsprechenden Impulsen führen, wenn sie vom unteren oder oberen Rand des  $10^\circ$ -Gesichtsfelds des Sky-Scanners erfaßt werden. Ebenso können kleinräumige Helligkeitsstrukturen von Wolken oder auch u. U. Ansammlungen kleiner Wolken („Schäfchen-Wolken“) nach Amplitude und Breite zu rauschähnlichen Signalen führen, die nicht aufgelöst werden können. In vielen Fällen sollte aber ein qualitativer Nachweis solcher Signale möglich sein, da die Signale in den drei Meßkanälen i. a. gleichzeitig auftreten.

Für den unbewölkten Himmel, der keine kleinräumigen Strahldichteschwankungen aufweist, wird die Meßgenauigkeit durch das Rauschen praktisch nicht eingeschränkt, da man bei der Auswertung ohne Schwierigkeit über die relativ engen Rauschamplituden mitteln kann.

### 5.6. Linearität der Sky-Scanner-Meßwerte

Zur Überprüfung der Linearität der registrierten Meßwerte sind Strahlungsflüsse verschiedener Größenordnung erforderlich. Sie wurden mit Hilfe der definierten Strahlungsschwächung einmal durch Variation des Abstands zum Empfänger (Photometrisches Grundgesetz) und zum anderen durch Vorschalten von Neutralfiltergläsern erzeugt.

Bei der ersten Methode wurde der Sky-Scanner auf eine Wolfram-Bandlampe (OSRAM-Typ Wi 17/G) ausgerichtet, deren Abstand  $a$  zu der Empfangsoptik bzw. einer zwischengeschalteten Milchglasscheibe auf einer zwei Meter langen optischen Bank eingestellt werden konnte. Die spektrale Bestrahlungsstärke  $E_\lambda$  auf der Empfangsfläche ergibt sich aus der spektralen Strahlstärke der Lampe  $S_\lambda$  durch Division mit  $a^2$  zu  $S_\lambda / a^2$ . Ist der auf Grund dieser Bestrahlungsstärke empfangene spektrale Strahlungsfluß streng linear zur registrierten Amplitude  $A_\lambda$ , so gilt die Beziehung:

$$A_\lambda \cdot a^2 / S_\lambda = \text{const. für alle } a.$$

Führt man als Konstante  $P_\lambda = S_\lambda \cdot \text{const.}$  ein, so läßt sich die Güte der Linearität an der Konstanz von  $P_\lambda = A_\lambda \cdot a^2$  ablesen<sup>2)</sup>, wobei für die relativen Abweichungen von den jeweiligen Mittelwerten gilt:  $\Delta A / \bar{A} = \Delta P / \bar{P}$ .

Durch Abstandsvariation der Lampe konnte etwa eine Strahlungsflußänderung von 1:10 erzielt werden. Die Messungen wurden durch Reduktion des Lampenstroms bzw. durch Vorschalten von Milchgläsern auf Bereiche kleinerer Strahldichte erweitert.

Abb. 28 zeigt an einigen Beispielen den Verlauf der  $P_\lambda$ -Werte in Abhängigkeit vom Ausschlag  $A_\lambda$  für größere bzw. kleinere (reduziert auf etwa  $1/4$ ) Strahldichten. Entsprechend der Spektralcharakteristik der Lampenstrahlung sind die violetten Strahldichten, die hier zur Messung kommen, relativ klein und erreichen nur etwa  $3/8$  des Vollausschlags. Die Schwankungen von  $P_\lambda$  liegen in einer Größenordnung, die auf Grund der Auswertegenauigkeit und der Linearitätscharakteristik der Spulenschwinger zu erwarten ist.

<sup>2)</sup> In diese Prüfung geht vor allem die Linearität der Spulenschwinger des Lumiscript ein. Eine Linearitätsprüfung unter Eliminierung der Spulenschwinger-Charakteristik ließe sich dadurch erreichen, daß die Größe der Verstärkung so dem veränderten Strahlungsfluß nachgeregelt wird, daß die Amplitude  $A_\lambda$  konstant bleibt. Es gilt dann z. B.:  $a^2 / R_{\lambda 1} = P_\lambda$ , wobei  $R_{\lambda 1}$  der Rückkopplungs-Widerstand im Verstärker ist, dem die Verstärkung direkt proportional ist.

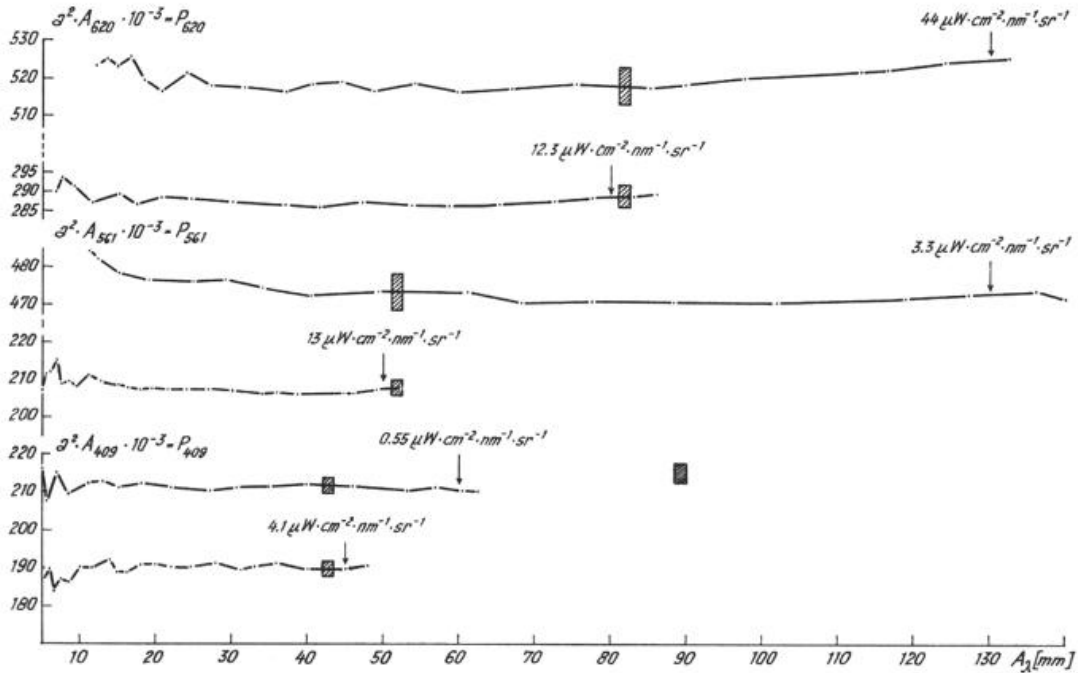


Abb. 28: Darstellung der Linearität der Meßkanäle des Sky-Scanners durch Auftragung von  $P_\lambda$  (proportional zum empfangenen Strahlungsfluß) gegen die registrierten Amplituden  $A_\lambda$  für je zwei Meßbeispiele mit unterschiedlichen Strahldichte-Bereichen.  
 ■ Angabe der Schwankungsbreite  $\Delta P/P = \pm 1\%$ , markiert im Bereich der Eichamplituden.

Das Gesamtergebnis dieser Messungen läßt sich — abgeleitet aus der Konstanz von  $P_\lambda$  — so formulieren: Die relativen Abweichungen der gemessenen Amplituden von einer strengen Proportionalität zur empfangenen Strahlung betragen für Amplituden größer als 10 mm bzw. als 5 mm etwa  $\pm 1\%$  bzw.  $\pm 2\%$ .

Die Linearitätsprüfung des Sky-Scanners mit Hilfe von Neutralfiltergläsern ergänzt das vorangestellte Prüfungsverfahren für eine bestimmte Auswahl von Strahlungsschwächungs-Verhältnissen, speziell im Hinblick auf große Strahldichten. Die Größe der Abweichungen der mit dem Sky-Scanner gemessenen Durchlässigkeiten von den entsprechenden Sollwerten der

werten der Filter sowie den zur Messung benutzten Strahldichten (in Klammern unter den Prozentzahlen in  $\mu W \cdot cm^{-2} \cdot nm^{-1} \cdot sr^{-1}$ ) gibt die untenstehende Übersicht.

Die Abweichungen von den Sollwerten liegen i. a. innerhalb der 2-%-Grenze. Diese bedeutet unter Berücksichtigung der Meßunsicherheit der Filtermethode<sup>1)</sup>, daß — wie zu erwarten — der Sky-Scanner auch bei den hier zum Einsatz gebrachten höheren Strahldichten (maximal bis ca.  $40 \mu W \cdot cm^{-2} \cdot nm^{-1} \cdot sr^{-1}$ ) noch eine zufriedenstellende Linearität besitzt. Es sollte anzunehmen sein, daß auch für diese Strahldichtewerte die beim Abstandsverfahren erhaltenen Linearitäts-Fehlergrenzen gültig sind.

Filter	409 nm Str.-Quelle			561 nm Str.-Quelle			620 nm Str.-Quelle		
	Lampe	Sonne	Soll	Lampe	Sonne	Soll	Lampe	Sonne	Soll
TFP 45 %	44,6 (1)	44,5 (10)	44,5	45,0 (3)	45,2 (12)	44,3	45,5 (10)	44,9 (25)	44,6
TFP 10 %	10,3 (1)	10,0 (10)	10,0	9,2 (3)	9,1 (12)	9,2	9,0 (10)	8,9 (25)	9,1
NG 9 (1,30 mm)	1,66 (10)	1,62 (35)	1,64	2,64 (30)	2,66 (32)	2,63	2,91 (27)	2,88 (40)	2,90
NG 9 (1,64 mm)	0,56 (5)	0,56 (10)	0,57	0,97 (30)	1,00 (21)	0,98	1,08 (37)	1,08 (23)	1,10

Filter sind ein Maß für die Linearität der Apparatur.

Als Filter wurden zwei Neutralfiltergläser von der Firma Thin Film Products, U.S.A., für 45 % und 10 % Durchlässigkeit sowie zwei Schott-Neutralgläser vom Typ NG 9 (1,30 mm bzw. 1,64 mm dick) für Schwächungen auf ca. 2,6 % bzw. 1 % eingesetzt. Als Strahlungsquellen wurden Wolframlampen oder die durch Filter geschwächte Sonne benutzt.

Eine Zusammenstellung der gemessenen Filterdurchlässigkeiten (in Prozenten) mit den zugehörigen Soll-

### 5.7. Genauigkeit der Positonsbestimmung des Empfängers

#### 5.7.1. Genauigkeit der Azitmutwinkel-Bestimmung

Die Genauigkeit der Bestimmung des Azitmutwinkels eines angepeilten Himmelspunktes hängt ab von

<sup>1)</sup> Die geringere Meßgenauigkeit des Filter-Verfahrens gegenüber dem Abstand-Verfahren ist allein schon durch die erforderliche zweifache Messung (mit und ohne Filter) und eventuellen Ungenauigkeiten der Filter-Sollwerte bedingt.

- a) der Genauigkeit der Festlegung eines Azimut-Fixpunktes,
- b) der Konstanz der Rotordrehung des Scansystems sowie von
- c) der Feinheit der Azimutauflösung auf der Registrierkurve.

Zu a): Als Azimut-Fixpunkt läßt sich am einfachsten der Südpunkt benutzen (grundsätzlich kann jede beliebige Himmelsrichtung zum Fixpunkt gemacht werden), auf den der Empfänger durch Anpeilung der Sonne zum Kulminationszeitpunkt ausgerichtet werden kann (s. Abschn. 3.4.2.). In dieser Stellung des Empfängers wird die Azimut-Markierungsvorrichtung (s. Abschn. 3.4.2.) so einjustiert, daß über den kleinen Spiegel am inneren Rotor das Kontroll-Lichtsignal weitergeleitet und als Südmarke bei jeder Umdrehung registriert wird. Liest man auf dem Kompaß gleichzeitig die azimutale Ausrichtung des Sky-Scanner-Tisches ab, kann - nach der ersten Fixierung des Südpunktes mit Hilfe der Sonne - die Südrichtung immer wieder reproduziert werden, sofern durch Drehung des Tisches der Kompaß auf dem gemessenen „Südwinkel“ eingestellt wird.

Dieses Verfahren ist auf Grund von Einstell-Unge nauigkeiten und Ablesefehlern etwa mit einem Fehler von  $\pm 1^\circ$  behaftet.

Zu b): Die Güte des Gleichlaufs des Rotorsystems kann sehr einfach an der Konstanz des Abstandes der registrierten Azimutmarken abgelesen werden. (Hierbei werden auch die Gleichlaufschwankungen des Registrierpapier-Vorschubs erfaßt; sie sind erfahrungsgemäß nach kurzer Anlaufzeit sehr klein). Bei der langsamsten Drehzahl des Rotors von ca. 15 Umdrehungen/min schwanken die Abstände um maximal etwa  $\pm 2,5\%$ . Ab ca. 100 Umdr./min liegen die Schwankungen unter  $\pm 0,5\%$  entsprechend Azimut-Winkel schwankungen von  $\pm 1,8\%$ .

Da aber bei der Azimutauswertung der jeweilige ausgemessene Abstand der Azimutmarken zugrunde gelegt wird und eine stetige Änderung der Rotorgeschwindigkeit angenommen werden darf, sind letztlich nur Bruchteile eines Winkelgrades als Fehler zu erwarten.

Zu c): Bei einem schnellen Scan-Ablauf von 1 s (entsprechend 600 Rotor-Umdr./min) und einer maximalen Registrierpapiergeschwindigkeit von 2000 mm/s ist z. B. eine Azimutwinkel-Auflösung von 0,55 mm pro Grad erreichbar. Bei einer Ablesetoleranz von  $\pm 0,15$  mm sind die Ablesefehler der Azimutwinkel kleiner  $\pm 0,3^\circ$ .

Insgesamt kann man die Fehlergrenzen der Azimutwinkel-Bestimmung auf  $\pm 2^\circ$  abschätzen.

### 5.7.2. Genauigkeit der Höhenwinkel-Bestimmung

Der Höhenwinkel des Empfängers ist über die Scan-Spirale mit der Azimut-Position und der Anzahl der Umdrehungen des Rotorsystems gekoppelt. Abb. 29 zeigt eine Auftragung der Höhenwinkel (abgelesen am Höhenwinkelmesser) gegen die Azimutwinkelposition der äußeren Rotorskala; auf der Bahn des Meßprofils und des Rücklaufprofils (gestrichelt) sind die Südpunkte besonders gekennzeichnet. Der Abb. 32 ist die Gestalt der Scan-Spirale zu entnehmen (für  $h > 16^\circ$ ), die dem Meßprofil entspricht.

Das Meßprofil weicht von der angestrebten Form (s. Abschn. 3.4.1) ab<sup>1)</sup>; die Steigung der Südpunkte schwankt i. a. zwischen  $8,1^\circ$  und  $9,3^\circ$  pro Rotordrehung, ferner wird die Horizont-Position nur bis zu einer Höhe von  $2^\circ$  erreicht. Berücksichtigt man aber, daß die Hori-

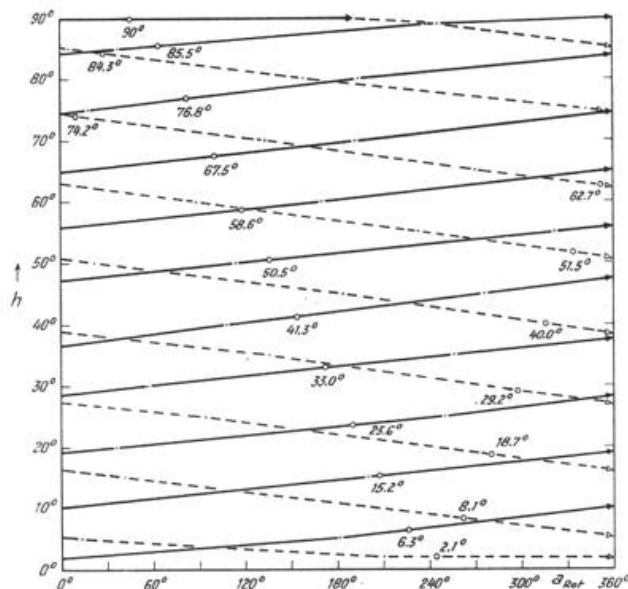


Abb. 29: Abhängigkeit der Höhenwinkelposition  $h$  des Empfangstubus von der Azimutposition  $\alpha = \alpha_{Rot} + n \cdot 360^\circ$  des äußeren Rotors beim Durchlaufen des Hubprofils.

→ : Meßprofil (aufsteigend)  
 <--- : Rücklaufprofil (absteigend)  
 o : Positionen mit Südausrichtung des Empfangstubus

zontbegrenzung durch Bäume bzw. Gebäude i. a. über  $2^\circ$  liegt und die Steigungsschwankungen der Scan-Spirale bei der Bestimmung der Höhe in Rechnung gestellt werden können, so kann die Qualität des Meßprofils als ausreichend angesehen werden.

Als Maß für den Höhenwinkel-Fehler kann die maximale Winkeltoleranz angegeben werden, die in der Lose des Führungsstifts in der Profilmutter (s. Abb. 16) bzw. der Lagerung des Empfangstubus begründet ist; sie liegt bei  $\pm 0,75^\circ$ .

### 5.8 Genauigkeit der Himmelsstrahl-dichte-Messung mit dem Sky-Scanner

Am Schluß des Abschnitts 5 soll die aus den einzelnen Meßfehlern resultierende Genauigkeit für die Himmelsstrahl-dichte-Messung abgeschätzt werden. Im wesentlichen sind folgende Fehlerquellen zu berücksichtigen:

	Meßfehler	
	absolut	relativ
Eichlampe	$\pm 5\%$	$\pm 2\%$
Eich-Verfahren	$\pm 1\%$	$\pm 0,3\%$
Empfindlichkeitskontrolle (bei längeren Meßreihen)	$\pm 0,5\%$	$\pm 0,2\%$
Linearitäts-Abweichung (inkl. Auswertefehler)	$\pm 1\%$	$\pm 1\%$

für registrierte Amplituden  $> 10$  mm

Die Addition der Fehler ergibt eine absolute bzw. relative Meßgenauigkeit der Strahl-dichte von  $\pm 7,5\%$  bzw.  $\pm 3,5\%$ . Für die Auflösung kleinräumiger Wolkenstrukturen gelten zusätzlich die in Abschnitt 5.5.2. angegebenen Fehler.

Die Genauigkeit der vermessenen Himmelsorte ist bezüglich des Azimutwinkels mit  $\pm 2^\circ$ , bezüglich des Höhenwinkels mit  $\pm 0,75^\circ$  abschätzbar (s. Abschnitt 5.7.).

<sup>1)</sup> Das Profil wurde mit den Mitteln der Kleinwerkstatt des Meteorologischen Observatoriums Hamburg hergestellt. Durch Einsatz von Spezialmaschinen sollte sich ein Profil von wesentlich höherer Genauigkeit anfertigen lassen.

### 6. Meßbeispiele der spektralen Strahldichte-Verteilung über das unbewölkte bzw. bewölkte Himmelsgewölbe

Im Sommer 1970 wurden an einigen Tagen auf dem Gelände der Agrarmeteorologischen Forschungsstelle des Deutschen Wetterdienstes in Wulsdorf bei Hamburg (53° 40' N; 10° 12' O) mit dem Sky-Scanner Meßreihen durchgeführt; die Horizontbegrenzung des Meßplatzes lag im Süden und Osten durch Baumbestand bei 16°, sonst unter 8° Höhenwinkel. Im folgenden sollen typische Meßbeispiele für den wolkenlosen und den bewölkten Himmel vorgestellt werden; vorangestellt wird zunächst ein kurzer Abriss des Ablaufs der Meßreihen.

#### 6.1. Schema des Ablaufs der Meßreihen

Für die Durchführung von Meßreihen hat sich der folgende Ablauf bewährt:

- I. Sky-Scanner im Labor (Beginn der Meßreihe)
  - a) Eichung der Apparatur (ca. 5 min Einbrennzeit der Eichlampe)
  - b) Empfindlichkeitsprüfung (ca. 3 min Einbrennzeit der Kontroll-Lampe), u. U. auch vor der Eichung.
- II. Sky-Scanner auf dem Meßgelände
  - a) Azimutale Ausrichtung des Sky-Scanner-Tisches zur Registrierung der Südmarke
  - b) Horizontierung des Sky-Scanners
  - c) Empfindlichkeitsprüfung (Kontroll-Lampe)
  - d) Umschaltung der Verstärkung für Himmelsstrahlungs-Messung
  - e) Einjustierung des Sonnenabschatters
  - f) Himmelsstrahlungs-Messung
    - 1) Nulllinien-Registrierung bei abgedecktem Empfänger
    - 2) Einregulierung der Sky-Scanner-Rotation auf ca. 5 Umdrehungen/sec, entsprechend 1 Scan-Umlauf in 2 s.
    - 3) Registrierung der Himmelsstrahlung (Dauer ca. 10 s), bestehend aus Übersichtsregistrierung (Papiervorschub 100 mm/s) und Meßregistrierung (Papiervorschub 1000 mm /s).
    - 4) Nulllinien-Registrierung bei Stillstand und abgedecktem Empfänger.
  - g) Weitere Himmelsstrahlungs-Messungen je nach Veränderung der Wolkenstruktur, Sonnenhöhe etc. Hierfür Wiederholung der Arbeitsgänge ab c) oder e), je nachdem ob längere oder kürzere Zeitabstände zwischen den Messungen bestehen.
- III. Sky-Scanner im Labor (Abschluß der Meßreihe):  
Wie unter I.

Ein Beispiel des zeitlichen Verlaufs der Meßwerte der Empfindlichkeits-Kontrolle für die drei Spektralkanäle zeigt Abb. 30 für die Meßreihe vom 9. 7. 1970. Die Meß-

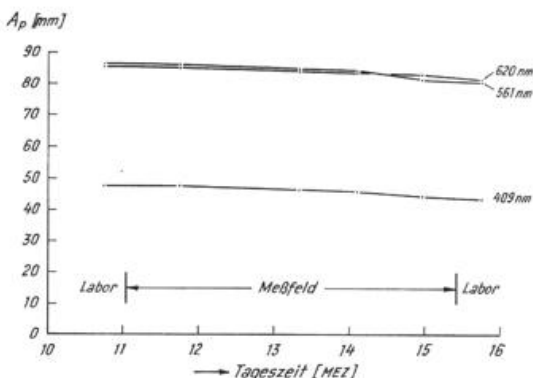


Abb. 30: Tageszeitlicher Verlauf der Prüfamplituden  $A_p$  der drei Meßkanäle des Sky-Scanners für die Meßreihe vom 9. 7. 1970 (in Wulsdorf), mit Zusammenstellung der  $A_p$  der Anfangs- und Endprüfung (im Labor) sowie deren Verhältnisse (zum Vergleich mit den entsprechenden Quotienten der Eichamplituden).

$\lambda$ [nm]	$A$		$A_p$ , Ende	
	$A_p$ , Anfang	$A$ Ende	Prüfung	Eichung
409	47,9	43,5	1,10	1,11
561	86,5	80,4	1,08	1,09
620	84,6	81,3	1,04	1,05

werte sind in erster Näherung gegenläufig zum Gang der Tagestemperatur. Das Verhältnis der Labor-Kontrollwerte am Anfang und zum Ende der Meßreihe stimmen innerhalb ca. 1 % mit den entsprechenden Werten der Eichung überein.

#### 6.2. Meßbeispiele vom wolkenlosen Himmel

Zur Demonstration einer mit dem Sky-Scanner gemessenen Strahldichte-Verteilung am wolkenlosen Himmel soll in erster Linie eine Messung vom 11. 6. 1970 um 8.50 Uhr MEZ (8.31 Uhr WOZ) dienen. Die Sonnenhöhe zum Meßzeitpunkt betrug 40,5°. Der Himmel war – nach Auflösung von Hochnebel – nicht ganz frei von Dunstschwaden. Die horizontale Sichtweite (gemessen am Flughafen Hamburg-Fuhlsbüttel) betrug etwa 6 km (Luftfeuchtigkeit ca. 80 %). Der Luftkörper setzte sich aus gealterten Luftmassen in der bodennahen Schicht und maritim-tropischer Luft in den höheren Schichten zusammen (entnommen dem Biometeorogramm des Meteorologischen Observatoriums Hamburg des Deutschen Wetterdienstes).

Das Ergebnis der Auswertung der Meßkurven nach Orten gleicher spektraler Strahldichte – wie sie sich für die jeweilige Meßkurve aus den Schnittpunkten mit ausgewählten Maßstabslinien des Registrierpapiers ergeben – zeigen in Isolinien-Form die Polar-Diagramme in den Abb. 31a–c. Die Höhenkreise (im 10°-Abstand), die 4 Himmelsrichtungen sowie die Position der Sonne sind zur Orientierung eingetragen. Die Verbindungslinien zwischen den Meßpunkten sind unter Berücksichtigung der Lage der Scan-Spirale und unter der Annahme, daß sich zwischen den Punkten keine wolkenähnlichen Streuzentren markieren, durchgezogen worden. Sie wurden mit dem zugehörigen Strahldichtewert in der Einheit  $\mu W \cdot cm^{-2} \cdot nm^{-1} \cdot sr^{-1}$  gekennzeichnet. Die Abbildungen enthalten zusätzlich je ein weiteres, kleineres Isolinien-Diagramm, das durch Interpolation aus dem ersten erhalten wurde und mit wenigen Linien (i. a.) ganzzahliger Strahldichte eine leichter vergleichbare Übersicht liefert.

Die Isolinien zeigen eine für den wolkenlosen, aber nicht dunstfreien Himmel typische Struktur (s. auch Abb. 3):

- a) Im sonnennahen Bereich verlaufen die Linien etwa kreisförmig um die Sonne herum<sup>1)</sup>.
- b) Mit wachsendem Abstand von der Sonne (zum Zenit hin) strecken sich die Linien immer mehr zu Geraden, die in Horizontnähe in Richtung des Gegenvertikals abgewinkelt sind.
- c) Sie bilden bei größerem Abstand von der Sonne geschlossene Linienzüge, die sich mit abnehmenden Strahldichtewerten auf den Bereich des Streustrahlungsminimums (hier etwa im 90°-Abstand zur Sonne) zusammenziehen.

<sup>1)</sup> Wegen der Horizontbegrenzung und der Störung durch den Halter des Sonnenabschatters liegen keine Meßpunkte vor, die den Verlauf der Isolinien unterhalb der Sonne festlegen. Die größte Annäherung der eingetragenen Meßpunkte an die Sonne ist durch Größe und Position der Abschatterscheibe (hier unsymmetrisch zur Sonne) und den Abstand des Auswerterastrars bedingt. Im Falle der Abb. 31a-b fehlen zusätzlich die Meßpunkte mit den höchsten Strahldichtewerten (extrapoliert auf  $L_{409} \approx 43$  bzw.  $L_{561} \approx 39 \mu W \cdot cm^{-2} \cdot nm^{-1} \cdot sr^{-1}$ ) seitlich unterhalb der Sonne; sie liegen bereits außerhalb des Meßbereichs.

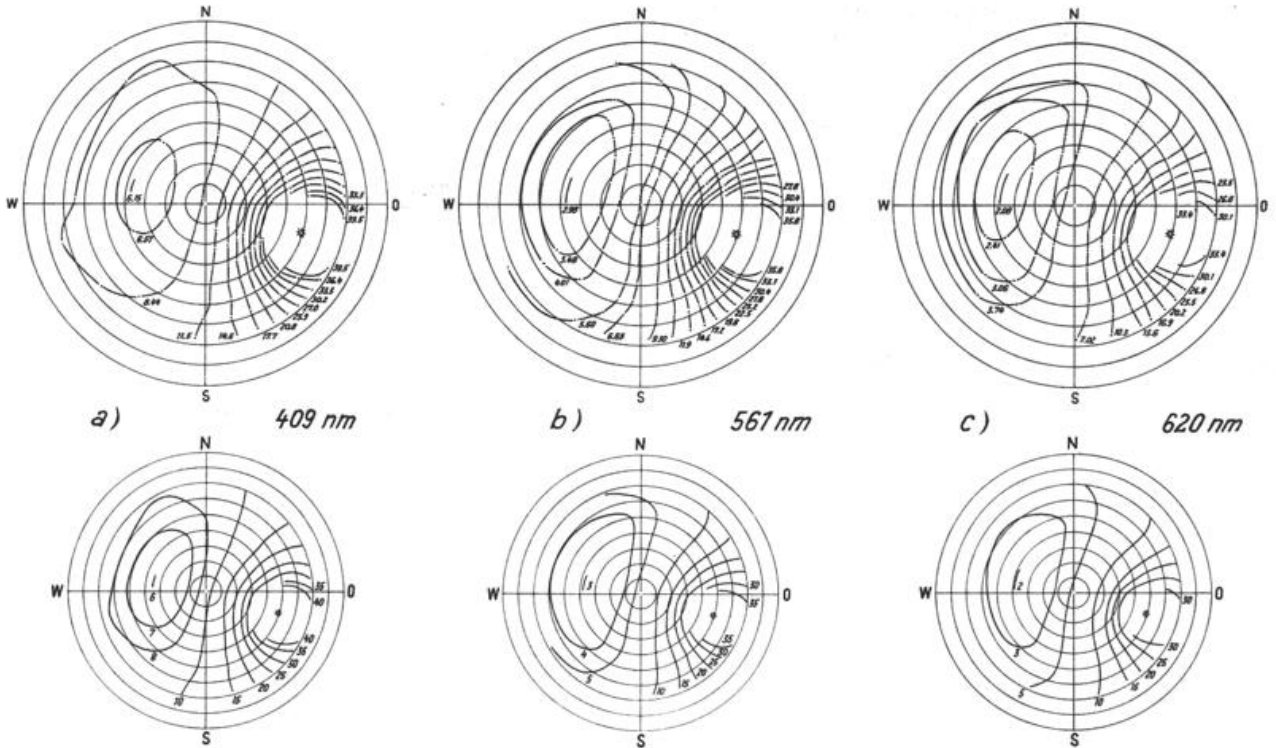


Abb. 31: Strahl-dichte-Verteilung über das wolkenlose Himmels-gewölbe, gemessen mit dem Sky-Scanner am 11. 6. 1970, 8.50 Uhr MEZ in Wulfsdorf (horizontale Sichtweite: 6 km), dargestellt durch Isolinien im Polardiagramm für die Spektralkanäle 409 nm (a), 561 nm (b) und 620 nm (c). (Kennzeichnung der Isolinien durch die Strahl-dichtewerte in  $\mu W \cdot cm^{-2} \cdot nm^{-1} \cdot sr^{-1}$ ; dritte Stelle unsicher).

Die Kurven zeigen keine strenge Symmetrie zur Achse durch Sonne und Zenit (Projektion des Sonnenvertikal-kreises); dies sollte in erster Linie auf den Einfluß von Dunst zurückzuführen und erst in zweiter Linie und in geringerem Umfang in der Auswertegenauigkeit<sup>1)</sup> be-gründet sein.

Die größten Beträge der Strahl-dichtegradienten zeichnen sich erwartungsgemäß im Bereich des Sonnenvertikal-bereiches ab. Vergleicht man die auf die jeweiligen Strahl-dichten bezogenen Strahl-dichtegradienten der drei Spektralkanäle, so erhält man in der Umgebung des Strahl-dichteminimums für die violette Strahlung die kleinsten Relativwerte (korrespondierend mit der homogensten Zone der spektralen Himmelsstrahlung); mit abnehmendem Abstand zur Sonne nähern sich die relativen Gradientenwerte der drei Spektralbereiche an-einander an.

Ebenso nehmen die relativen Unterschiede zwischen den spektralen Strahl-dichten bei Annäherung an die Sonne (in Übereinstimmung mit den bei kleinen Streu-winkeln zu erwartenden, höheren Anteilen an Aerosol-Streustrahlung) stark ab. Das letztere wird auch deut-lich aus Abb. 32. Hier sind an den Schnittpunkten der Scan-Spirale (dargestellt im Polar-Diagramm) mit den acht Haupt-Himmelsrichtungen die zugehörigen Quo-tienten  $L_{409} / L_{620}$  aus den violetten und roten Strahl-dichten bei 409 nm und 620 nm aufgeführt (untere Zahl). Die obere Zahl gibt zusätzlich die gemessene Strahl-dichte  $L_{561}$  für den grünen Spektralbereich an. Der Quo-tient verläuft von 1,23 in der Nähe der Sonne bis zum Wert 3,00 in der Nähe des Strahlungsminimums (niedrigster Wert von  $L_{561} : 3,01 \mu W \cdot cm^{-2} \cdot nm^{-1} \cdot sr^{-1}$ ). Die Maxima der Quotienten in den jeweiligen Himmels-richtungen (relative Maxima für die Richtungen NO

und SO) liegen etwa auf der Höhe des Sonnen-Horizon-talkreises; zum Horizont hin nehmen die Quotienten ab.

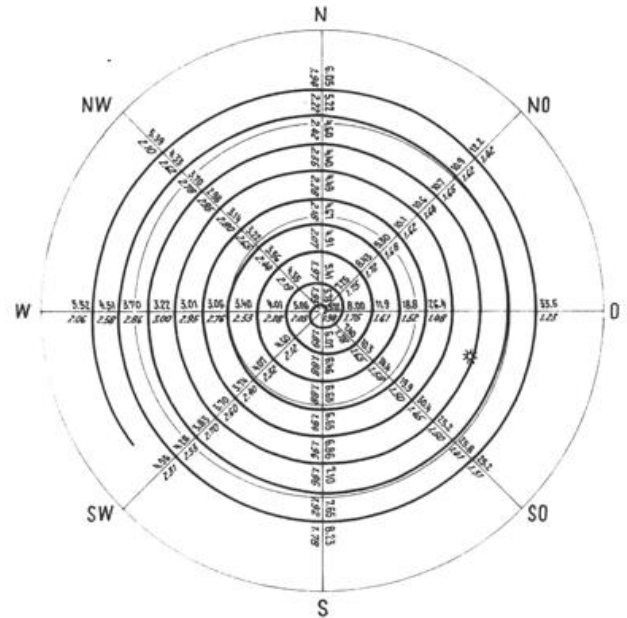


Abb. 32: Scan-Spirale im Himmels-Polardiagramm mit Angabe der Strahl-dichte  $L_{561}$  ( $\mu W \cdot cm^{-2} \cdot nm^{-1} \cdot sr^{-1}$ ) (obere Zahl) und des Quotienten  $L_{409} / L_{620}$  (untere Zahl) in den Schnittpunkten mit den acht Haupthimmelsrichtungen, nach Messung vom 11. 6. 70 8.50 Uhr MEZ (Wulfsdorf).

Die Isolinien in den Polardiagrammen der Abb. 33a-b zeigen die Himmels-Strahl-dichteverteilung für den violetten und roten Spektralbereich am 9. 6. 1970 um 10.20 Uhr MEZ (10.01 Uhr WOZ) bei einer Sonnen-höhe von  $51,9^\circ$ . Die Sichtweite, gemessen am Flughafen Hamburg-Fuhlsbüttel, betrug 15 km (Luftfeuchtigkeit

<sup>1)</sup> Sie kann bei Punkten in Horizontnähe stärker zum Tragen kommen oder auch bei sehr „flachen“ Schnittpunkten, wie sie auswertungstechnisch in der Nähe des Minimums i. a. vorliegen.

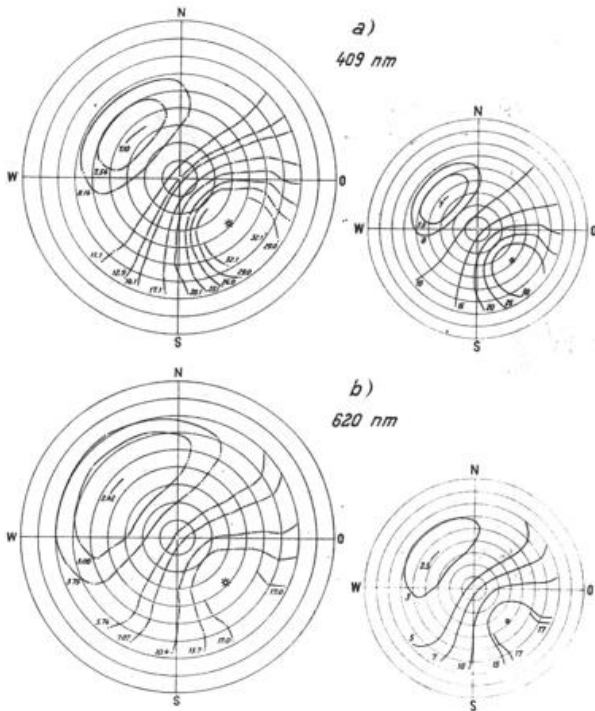


Abb. 33: Strahldichte-Verteilung über das wolkenlose Himmelsgewölbe, gemessen mit dem Sky-Scanner am 9. 6. 1970 10.20 Uhr MEZ in Wulfsdorf (horizontale Sichtweite: 15 km), dargestellt durch Isolinien im Polardiagramm für die Spektralkanäle 409 nm (a) und 620 nm (b). (Kennzeichnung der Isolinien durch die Strahldichtewerte in  $\mu W \cdot cm^{-2} \cdot nm^{-1} \cdot sr^{-1}$ ; dritte Stelle unsicher).

59 %). Der Luftkörper bestand aus der flachen Bodenschicht einer gealterten Luftmasse überlagert von Schichten kontinentaler Tropikluft (entnommen dem Biometeorogramm des Meteorologischen Observatoriums Hamburg). Die von Südosten vordringende Cumulus-Bewölkung hatte die Höhe der horizontbegrenzenden Bäume noch nicht überschritten, der „freie“ Himmel war wolkenlos.

In Gegensatz zu den Diagrammen vom 11. 6. 1970 bei der Sonnenhöhe von  $40,5^\circ$  fallen hier die von der Scan-Spirale erfaßten jeweiligen Strahldichte-Minima nicht in denselben Höhenbereich; das Minimum für die violette Komponente liegt näher<sup>1)</sup> zur Sonne, etwa in

Tab. 4. Verhältnis der gemessenen spektralen Strahldichten im Zenit (vom 9. 6. 1970 und 11. 6. 1970) zu den entsprechenden theoretischen Werten für die Primär-Streuung (Pr.-Str) einer aerosolhaltigen Atmosphäre mit den Trübungsfaktoren  $T = 2$ ,  $T = 4$  bzw.  $T = 6$  (nach (32) für  $\nu^* = 3$ ) sowie für die Rayleigh-Streuung (R.-Str.) mit den Albedowerten  $A = 0,0$  bzw.  $A = 0,25$  (nach 31)).

Meßdatum	9. 6. 1970			11. 6. 1970		
Sonnenhöhe	51,9°			40,5°		
Horizont. Sichtweite	15 km			6 km		
Wellenlänge (nm)	409	561	620	409	561	620
Gemessene Strahldichten im Zenit ( $\mu W cm^{-2} nm^{-1} sr^{-1}$ )	12,8	7,88	5,97	8,85	5,65	4,45
Meßwert/Pr.-Str. $T = 2$	2,2	2,2	2,1	2,1	2,4	2,4
Meßwert/Pr.-Str. $T = 4$	1,5	1,2	1,0	1,7	1,4	1,3
Meßwert/Pr.-Str. $T = 6$	1,4	0,9	0,8	1,7	1,1	1,0
Meßwert/R.-Str. $A = 0,0$	2,3	5,4	6,7	1,9	4,5	6,1
Meßwert/R.-Str. $A = 0,25$	1,8	4,2	5,2	1,6	3,6	4,8

<sup>1)</sup> Die genaue Lage des Strahldichte-Minimums kann mit der Scan-Spirale nicht erfaßt werden; es liegt möglicherweise zwischen den Spiralwindungen.

qualitativer Übereinstimmung mit Meßergebnissen von FOITZIK und ZSCHAECK (1) (bei  $45^\circ$  Sonnenhöhe und mittleren Trübungswerten) und PLASS (s. Abb. 16 in (2)). Ferner ist augenfällig der unterschiedliche, z. T. unsymmetrische Verlauf der sonnennahen Isolinien in Horizontnähe. Da sich die Isolinien je nach Wellenlängenbereich und Größe der Trübung stärker oder schwächer um die Sonne herum krümmen (s. z. B. Fig. 45 in (9)), könnten hierfür lokale Dunstunterschiede verantwortlich sein. Die niedrigeren spektralen Strahldichtewerte der sonnennahen Isolinien (besonders  $L_{602}$ ) im Vergleich mit den entsprechenden der Messung vom 11. 9. 1970 lassen – in Übereinstimmung mit der größeren Sichtweite – auf einen geringeren Dunstgehalt schließen.

Einen Vergleich der gemessenen Strahldichten mit theoretischen Strahldichtewerten bringt für das Beispiel des Zenits die Tabelle 4, in der die Verhältnisse der Meßwerte zu den entsprechenden Werten aus den Tabellenwerken von de BARY, BRAUN und BULLRICH (32) sowie von COULSON, DAVE und SEKERA (31) zusammengestellt sind. Dem ersten Tabellenwerk liegt die Berechnung der Himmelsstrahlung als Primärstreuung einer aerosolhaltigen Atmosphäre zugrunde; es wurden hieraus die Strahlungswerte für die Trübungsfaktoren (monochromatischer Linkescher Trübungsfaktor für  $\lambda = 550$  nm)  $T = 2$ ; 4 bzw. 6 und eine mittlere Aerosolgrößen-Potenzverteilung<sup>2)</sup> mit  $\nu^* = 3$  (im Radientenintervall von  $r_1 = 0,04$  bis  $r_2 = 10 \mu m$ ) benutzt, die zu diesem Zweck auf die vorliegenden Sonnenhöhenwinkel und Wellenlängen interpoliert und im Hinblick auf die Ozon-Absorption und die neueren Kenntnisse über die extraterrestrischen Spektralverteilung der Sonnenstrahlung (34) korrigiert worden sind.

Entsprechend interpoliert und umgerechnet wurden die Werte aus dem zweitgenannten Tabellenwerk, die von den Verfassern für eine aerosolfreie Atmosphäre unter Berücksichtigung von Vielfachstreuung (Rayleigh-Streuung) und die Bodenbedo  $A = 0,0$ ; 0,25; 0,80 und 1,00 berechnet worden sind. Da die Umgebung des Meßfeldes überwiegend aus Vegetationsflächen (Wiesen, Bäumen, Mais- und Kartoffelfeldern) bestanden hat, sollten die tatsächlichen spektralen Albedowerte, s. Abb. 7.1. in (8), etwa zwischen 0,03 und 0,08 (also zwischen  $A = 0,0$  und 0,25) gelegen haben.

<sup>2)</sup> Nach C. JUNGS (33) gilt für die Zahl der kontinentalen Aerosolpartikel  $dn(r)$  mit Radien im Intervall  $r \rightarrow r + dr$  die Formel:  $dn(r) = 0,434 \cdot c \cdot r^{-(\nu^* + 1)} \cdot dr$

Die obigen drei Trübungsfaktoren umfassen etwa den Bereich zwischen schwacher und starker Trübung. Der mittlere Gesamt-Trübungsfaktor<sup>1)</sup> für den Monat Juni über Flachland (bzw. im Bereich der Großstadt) wird mit  $T = 3,4$  (bzw.  $T = 4,2$ ) angegeben (s. z. B. (35)). Messungen der Trübungsfaktoren vom 9. 6. und 11. 6. 1970 liegen nicht vor; qualitative Hinweise auf die unterschiedlichen Trübungsverhältnisse geben die abweichenden horizontalen Sichtweiten von 15 km bzw. 6 km. Großstädtisches Aerosol sollte auf Grund der Bodenwindrichtung nicht an der Trübung beteiligt gewesen sein.

Die Verhältniswerte der Tab. 4 müssen sinnvollerweise stets  $> 1$  sein, da die gemessenen Strahldichten um den Beitrag der Vielfachstreuung bzw. der Aerosolstreuung größer sind als die entsprechenden theoretischen.

Demnach führt also die Annahme von  $T = 6$  für die Messung vom 9. 6. 1970 zum Widerspruch. Ferner ist zu erwarten, daß sich der Effekt der Vielfachstreuung bei den kürzesten Wellenlängen am stärksten zeigt; somit führt der Ansatz von  $T = 2$  für die Messungen am 11. 6. 1970 und am 9. 6. 1970 zum Widerspruch. Bedenkt man zusätzlich, daß - wie BULLRICH mit Abb. 54a in (9) zeigt - für kleine Albedowerte die Rayleigh-Streustrahlung im roten Spektralbereich (644 nm) die primäre Rayleigh-Streustrahlung bereits um mindestens 10 % übertrifft, so kann man schließen, daß die Messung vom 9. 6. 1970 am besten mit einem Trübungsfaktor etwas unterhalb  $T = 4$  korrespondiert und der Messung vom 11. 6. 1970 ein Faktor zwischen  $T = 4$  und  $T = 6$  zuzuordnen ist.

Da bei Vorgabe anderer Potenzwerte  $\nu^*$  wie z. B. 2,5 oder 4 die theoretischen Werte in der Größenordnung von  $\pm 10\%$  schwanken und auch die angewandten Interpolationsverfahren nur beschränkte Genauigkeit besitzen, erscheinen weitergehende Vergleiche nicht sinnvoll.

Die Quotienten mit den Werten der Rayleigh-Viel-fachstreuung zeigen den hohen Anteil der Aerosol-Streustrahlung vor allem an der roten Strahlungs-komponente bei 620 nm (mehr als 80 %).

Bemerkenswert ist ferner, daß die Quotienten für die Messung bei größerer Sonnenhöhe - trotz des niedrigeren Trübungsfaktors - um ca. 10 % - 20 % über den entsprechenden Quotienten der anderen Messung liegen. Dieser Effekt sollte im wesentlichen auf der bevorzugten Vorwärtsstreuung durch das Aerosol und der geringeren Extinktion der einfallenden Sonnenstrahlung bei kleinerer Trübung und größeren Sonnenhöhen beruhen.

Ein Vergleich mit den Meßwerten von FOITZIK und ZSCHAECK (1) ist nur für die grünen Strahldichten  $L_{561}$  möglich. Hiernach fallen die vorgelegten Zenitmeßwerte in den Bereich mittlerer Trübung (Gruppe II in (1)).

### 6.3. Meßbeispiel vom bewölkten Himmel

Zur Demonstration eines Beispiels einer Strahldichte-Verteilung vom Himmel mit Schönwetter-Bewölkung soll die Isolinien-Auswertung der Sky-Scanner-Messung vom 9. 7. 1970 12.13 Uhr (11.48 Uhr WOZ) dienen. Die Sonnenhöhe betrug  $58,7^\circ$ , die Sichtweite, gemessen am Flughafen Hamburg-Fuhlsbüttel, etwa 30 km (Luftfeuchtigkeit 50 %). Der vorherrschende Luftkörper war maritim-tropischer Herkunft (entnommen dem Biometeorogramm des Meteorologischen Observatoriums Hamburg).

<sup>1)</sup> Die Gesamt-Trübungsfaktoren, i. a. nur „Trübungsfaktoren“ genannt (s. S. 266 in (9)), schließen die Extinktion durch den Wasserdampf ein und sind nicht in einfacher Weise mit den obigen monochromatischen Trübungsfaktoren zu vergleichen.

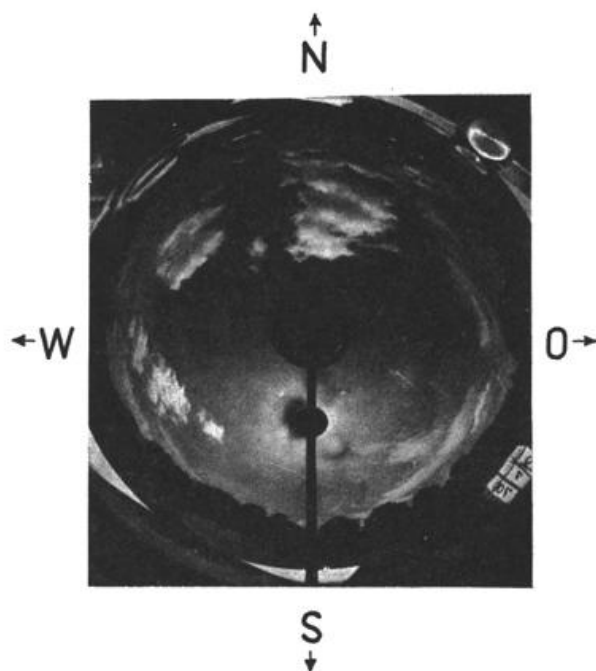


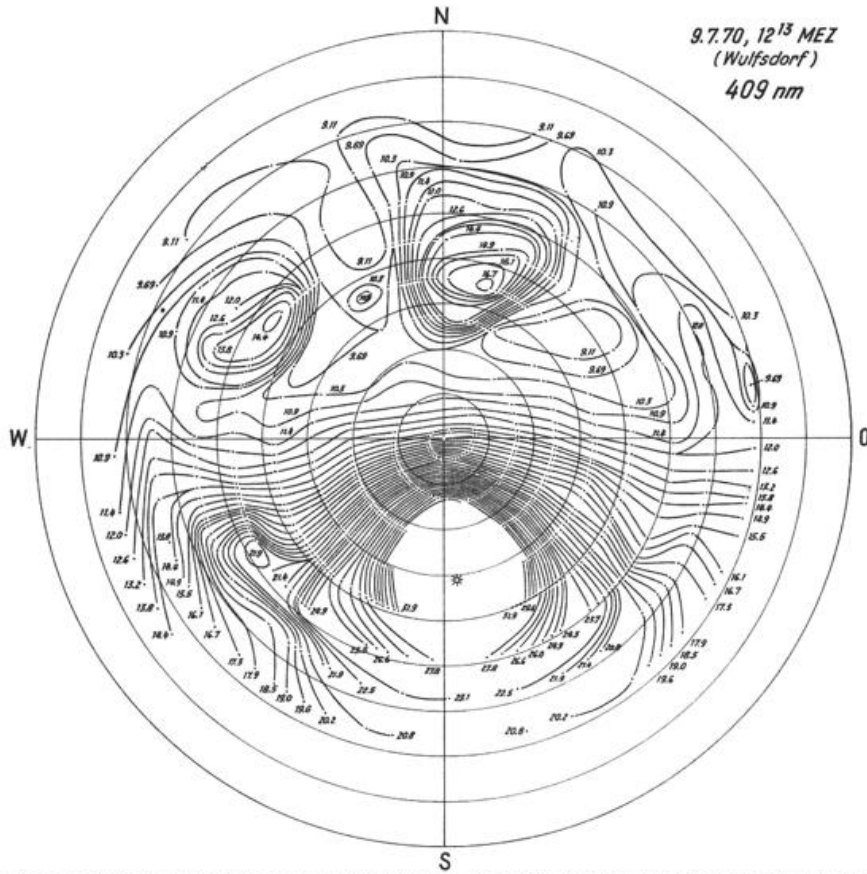
Abb. 34: Photographische Aufnahme des Himmelsgewölbes vom 9. 7. 1970 12.13 Uhr MEZ (Wulfsdorf) mit Himmelsspiegel nach GEORGI (4) (Orange-Filter).

Die Verteilung der Wolken zum Meßzeitpunkt zeigt in Abb. 34 die photographische Aufnahme (durch Orange-Filter auf Agfa-Isopan-Film) mit einem Wolken-spiegel nach GEORGI (4) (das Gerät wurde freundlicherweise von Herrn Dr. GEORGI zur Verfügung gestellt). Der Himmel war ca. zu  $\frac{3}{10}$  mit niedrigen Wolken (Cumuli und Fractocumuli) und zu ca.  $\frac{2}{10}$  bis  $\frac{3}{10}$  mit hohen Wolken (Cirren) bedeckt.

Die Abb. 35a-c zeigen die Isolinien der Strahldichte im Polar-Diagramm des Himmels für die drei Spektralbereiche. Der Abstand der Isolinien wurde zur genauen Erfassung der Wolkenstrukturen sehr dicht gewählt und entspricht der Einheit des Maßstabsrasters auf dem Registrierpapier. Auf Grund der unterschiedlichen Eichfaktoren der drei Spektralbereiche beträgt die Strahldichte-Differenz benachbarter, nicht miteinander verbundener Isolinien für den violetten, grünen bzw. roten Meßbereich ca.  $0,58$ ,  $0,50$  bzw.  $0,66 \mu W \cdot cm^{-2} \cdot nm^{-1} \cdot sr^{-1}$ . Sofern es der Platz zuließ, sind die zugehörigen Strahldichtewerte zur Kennzeichnung der Isolinien im Diagramm eingetragen worden. Der Verlauf der Isolinien zwischen den ausgewerteten Meßpunkten auf der Scan-Spirale besitzt eine gewisse zeichnerische Willkür, sollte jedoch i. a. den tatsächlichen Verlauf gut approximieren, zumal der Öffnungswinkel des Sky-Scanners von ca.  $10^\circ$  beim mittleren Abstand der Spiralwindungen von  $9^\circ$  alle Teile des Himmels erfaßt.

Als Ergebnis dieser Messung kann man folgendes festhalten:

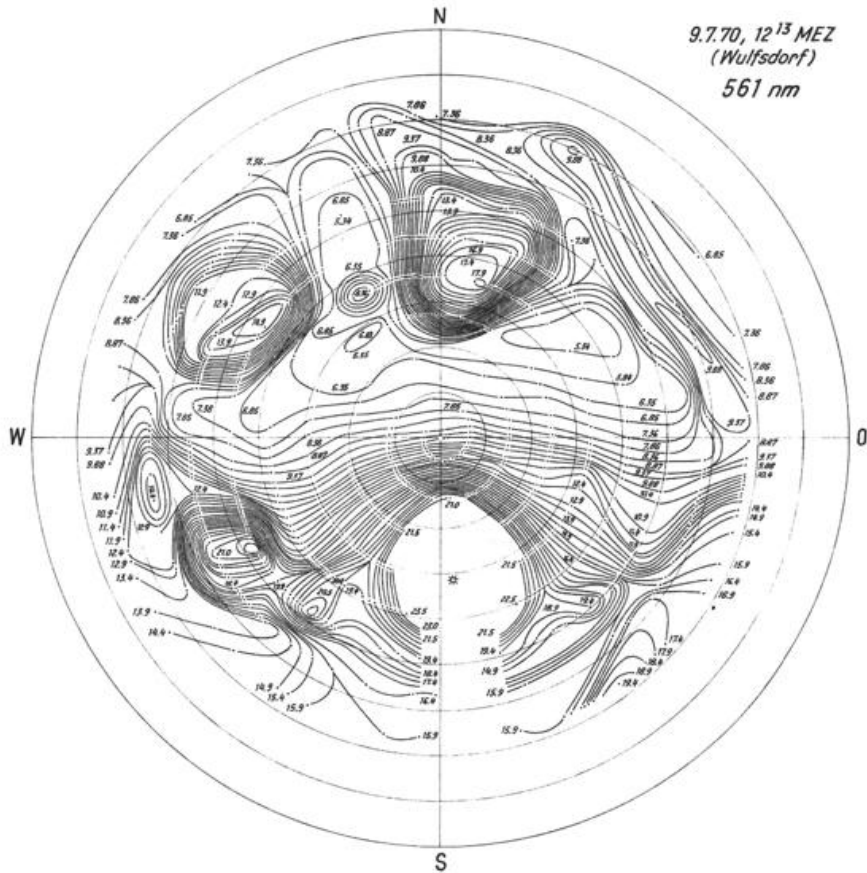
- 1) Wie ein Vergleich mit der Photographie in Abb. 34 zeigt, lassen sich die größeren Wolkenelemente durch relativ hohe Strahldichten bzw. Strahldichtegradienten identifizieren. Bedingt durch den Öffnungswinkel von  $10^\circ$  erscheinen die Wolken im Diagramm großräumiger als auf der Photographie.
- 2) Erwartungsgemäß liefert die rote und grüne Strahlung ein schärferes Bild der Wolkenstruktur als die violette Strahlung. Die Dreiteiligkeit der Wolken-gruppe am WSW-Himmel z. B. markiert sich nicht in den Isolinien der violetten Strahlung. Der Strahldichte-Gradient dieser Komponente ist an den Wolkenrändern geringer als für die beiden anderen



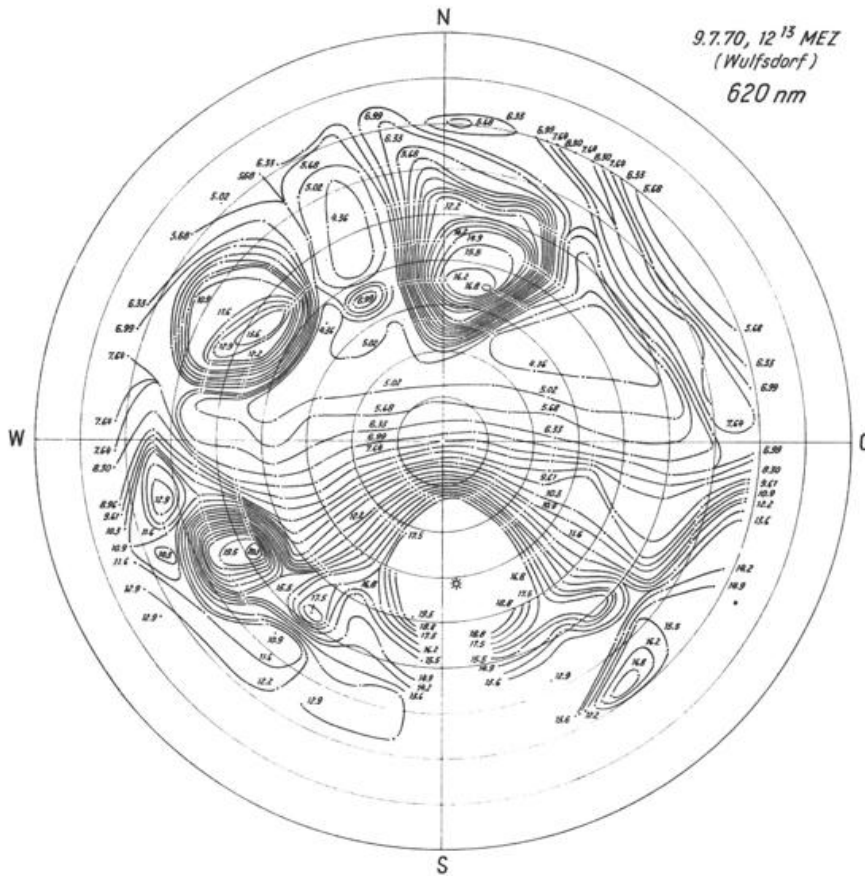
9.7.70, 12<sup>13</sup> MEZ  
(Wulfsdorf)  
409 nm

Abb. 35a: Isolinien der spektralen Strahl-dichte am bewölkten Himmel, dargestellt im Polardiagramm für Spektralbereich 409 nm. Öffnungswinkel: 9,8°. Spektrale Bandbreite: 9 nm. Kennzeichnung der Isolinien mit den zugehörigen Strahl-dichtewerten in  $\mu\text{W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ . (3. Stelle unsicher.) Abstand benachbarter (nicht verbundener) Isolinien ca.  $\pm 0,58 \mu\text{W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$  (s. zum Vergleich Abb. 34).

Abb. 35b (unten): Isolinien der spektralen Strahl-dichte am bewölkten Himmel, dargestellt im Polardiagramm für Spektralbereich 561 nm. Öffnungswinkel: 9,8°. Spektrale Bandbreite: ca. 10 nm. Kennzeichnung der Isolinien mit den zugehörigen Strahl-dichtewerten in  $\mu\text{W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$ . (3. Stelle unsicher.) Abstand benachbarter (nicht verbundener) Isolinien ca.  $\pm 0,50 \mu\text{W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$  (s. zum Vergleich Abb. 34).



9.7.70, 12<sup>13</sup> MEZ  
(Wulfsdorf)  
561 nm



9.7.70, 12<sup>13</sup> MEZ  
(Wulfsdorf)  
620 nm

Abb. 35c: Isolinien der spektralen Strahl-dichte am bewölkten Himmel, dargestellt im Polardiagramm für Spektralbereich 620 nm, Öffnungswinkel: 9,8°. Spektrale Bandbreite: 13 nm. Kennzeichnung der Isolinien mit den zugehörigen Strahl-dichtewerten in  $\mu W \cdot cm^{-2} \cdot nm^{-1} \cdot sr^{-1}$ . (3. Stelle unsicher.) Abstand benachbarter (nicht verbundener) Isolinien ca.  $\pm 0,66 \mu W \cdot cm^{-2} \cdot nm^{-1} \cdot sr^{-1}$  (s. zum Vergleich Abb. 34).

Spektralkomponenten, da der wolkenlose Himmel relativ hohe Violett-Intensitäten bietet. Die grüne Strahlung zeigt eine der roten gleichwertige Auflösung der Wolkenstrukturen; dies ist hier durch die kleinere Strahl-dichte-Differenz der Isolinien bedingt.

- 3a) Die Strahl-dichtewerte der roten Strahlung  $L_{620}$  liegen zwischen  $4,3_6 \mu W \cdot cm^{-2} \cdot nm^{-1} \cdot sr^{-1}$  und  $20,1 \mu W \cdot cm^{-2} \cdot nm^{-1} \cdot sr^{-1}$  (Verhältnis 1:4,6). Der Maximalwert wird als Reflexstrahlung der Cumulus-Wolke in der Richtung WSW erzeugt; die Zirkumsolarstrahlung erreicht - bei den vorgegebenen Abschattungsverhältnissen - diesen Wert nur näherungsweise ( $19,5 \mu W \cdot cm^{-2} \cdot nm^{-1} \cdot sr^{-1}$ ). Die Himmelsbereiche mit der minimalen Strahl-dichte befinden sich im Nordosten sowie im Nordnordwesten (zwischen den zwei großen Wolken).
- 3b) Die Strahl-dichtewerte der grünen Strahlung  $L_{561}$  liegen zwischen  $5,3_4$  und  $23,5 \mu W \cdot cm^{-2} \cdot nm^{-1} \cdot sr^{-1}$  (Verhältnis 1:4,4). Der Maximalwert wird in Sonnennähe erreicht. Mit  $22,0 \mu W \cdot cm^{-2} \cdot nm^{-1} \cdot sr^{-1}$  nur wenig geringer ist die höchste Wolkenstrahl-dichte, die von der gleichen Wolkenfläche wie das rote Strahl-dichte-Maximum stammt. Die Bereiche minimaler Strahl-dichte stimmen mit denen für die rote Strahlung ebenfalls überein.
- 3c) Die Strahl-dichtewerte der violetten Strahlung  $L_{409}$  erstrecken sich von  $9,1_0$  bis  $32,0 \mu W \cdot cm^{-2} \cdot nm^{-1} \cdot sr^{-1}$  (Verhältnis 1:3,5). Die Zirkumsolarstrahlung liefert den Maximalwert; die Orte der Minimal-

werte decken sich etwa mit denen der anderen Spektralkomponenten, genauso wie der Ort der höchsten Wolkenstrahl-dichte, die hier mit  $22,0 \mu W \cdot cm^{-2} \cdot nm^{-1} \cdot sr^{-1}$  deutlich unter dem Maximalwert liegt.

- 4) Die Maximalwerte der Zirkumsolarstrahlung für die drei Spektralbereiche unterscheiden sich von denen der Messung am 9. 6. 1970 vom wolkenlosen Himmel nur wenig, obwohl im Hinblick auf die größere Sichtweite niedrigere Maximalwerte zu erwarten wären. Dünne Cirren-Schleier könnten hierfür verantwortlich sein.
- 5) Die maximalen Wolkenstrahl-dichten der drei Spektralbereiche verhalten sich wie:  
 $L_{409} : L_{561} : L_{620} = 22,0 : 22,0 : 20,1 = 1 : 1,00 : 0,91$ .  
 Das entsprechende Verhältnis der extraterrestrischen spektralen Sonnenintensität ergibt  
 $S_{0,409} : S_{0,561} : S_{0,620} = 1,73 : 1,71 : 1,60 = 1 : 0,99 : 0,92$ .  
 Die spektralen Verhältnisse (Farbwerte) von Wolkenreflexstrahlung und Sonnenstrahlung stimmen gut überein.

Berechnet man die Wolkenstrahl-dichte für den vorliegenden Fall unter Verwendung der Extinktionskoeffizienten in (6) und unter der Annahme, daß die Wolke nach dem Lambert-Gesetz mit einer Albedo von 0,8 die Sonnenstrahlung zurückstret, so ergeben sich mit den  $S_{0,\lambda}$ -Werten aus (34) für Einfallswinkel  $\theta$  der Sonnenstrahlung auf die Wolkenfläche von  $31,3^\circ$  bzw.  $43,3^\circ$  die folgenden Wolkenstrahl-dichten  $L_{W_0}$  in  $\mu W \cdot cm^{-2} \cdot nm^{-1} \cdot sr^{-1}$ :

$\lambda$ (nm)	$L_{W_0}$ (31,3°)	$V$ (31,3°)	$L_{W_0}$ (43,3°)	$V$ (43,3°)
409	11,4	1,93	16,0 (15,1)	1,37 (1,45)
561	14,7	1,50	20,6 (19,8)	1,07 (1,11)
620	14,4	1,40	20,1 (19,4)	1,00 (1,04)

Hierbei wurde eine sehr kleine Wolkenhöhe vorausgesetzt; lediglich bei den eingeklammerten Werten wurde eine Wolkenhöhe von 1 km zugrunde gelegt und der Beobachtungswinkel  $z = 48^\circ$  des Wolkenmaximums berücksichtigt.  $V(\theta)$  gibt das Verhältnis der Meßwerte zu den berechneten  $L_{W_0}$  an. Den Einfallswinkeln  $31,3^\circ$  und  $43,3^\circ$  entsprechen Böschungswinkel der Wolke von  $90^\circ$  bzw.  $74,6^\circ$ . Der zweite Winkel liefert für  $\lambda = 620$  nm das Verhältnis  $V(43,3^\circ) = 1,00$  und läßt besonders deutlich den Anstieg von  $V$  mit abnehmender Wellenlänge erkennen (für 409 nm auf 1,37). Der Anstieg ist noch stärker, wenn man größere Wolkenhöhen zugrundelegt (s. eingeklammerte Werte). Auch wenn ungeklärt ist, in welchem Umfang die für die Berechnung benutzten Parameter gültig sind, läßt sich auf Grund der erkannten Wellenlängenabhängigkeit der Verhältniswerte vermuten, daß ein bestimmter Teil der empfan-

genen Streustrahlung nicht die direkt an der Wolke gestreute Sonnenstrahlung darstellt, sondern durch Vielfachstreuung – mit und ohne Einschluß der Wolke – entstanden ist. Dies gilt im Hinblick auf die großen Streuquerschnitte besonders für kurze Wellenlängen.

Abschließend sollen in Abb. 36a–b noch einmal die Registrierkurven eines Scan-Ablaufs für die Himmelsstrahlendichte bei 409 nm und 620 nm wiedergegeben werden. Hierfür sind die Registrier-Abschnitte von Süd-Süd (entsprechend einer Rotordrehung) zusammen mit den zugehörigen Null-Linien so übereinander gezeichnet worden, daß eine ausreichende Übersicht über jeden Teil der Registrierung möglich ist. Die Registrierung der roten Strahlendichte zeigt prägnantere Strukturen als diejenige für die violette Strahlendichte, wie es der besseren Wolkenauflösung in Abb. 35 und letztlich auch der Erfahrung beim Photographieren mit und ohne Orangefilter entspricht.

### 7. Schlußbemerkungen

Ausgehend von der Forderung nach einem schnellen Meßverfahren zur Bestimmung der zeitlich veränderlichen Verteilung der spektralen Strahlendichte am bewölkten und unbewölkten Himmel und von einer kurzen Betrachtung der Größe und der Eigenschaften der Himmelsstrahlung, wurde die Entwicklung einer Apparatur beschrieben, die etwa innerhalb einer Sekunde die Strahlungsverteilung am Himmelsgewölbe vermessen kann.

Dieser Sky-Scanner stellt dem Prinzip nach ein Spektralphotometer dar, dessen Empfangstubus sich fortlaufend in festen, spiralenförmigen Bahnen auf die Himmelspunkte zwischen Horizont und Zenit ausrichtet. Das Problem der Übertragung der empfangenen Strahlungsflüsse von dem bewegten Tubus auf die feststehenden Photosensoren (Photomultiplier) wird durch den Einsatz eines flexiblen Lichtleiters gelöst. Es wird nachgewiesen, daß – wenn bestimmte Bedingungen eingehalten werden – flexible Lichtleiter praktisch unabhängig von dem Biegezustand und anderen mechanischen Belastungen Strahlungsflüsse weiterleiten können und damit auch im bewegten Zustand für quantitative Messungen brauchbar sind.

Durch Verwendung eines speziellen dreiarmigen Lichtleiters wird die gleichzeitige Messung von drei Spektralkomponenten – ausgefiltert (vor den Photomultipliern) durch schmalbandige Interferenzfilter ( $HW \approx 10$  nm) – im violetten (409 nm), grünen (561 nm) und roten (620 nm) Spektralbereich ermöglicht. Die Registrierung der verstärkten Photoströme erfolgt mit einem mehrkanaligen Lichtstrahlzillographen (Lumicript mit 1000 Hz-Spulenschwinger). Die Scan-Mechanik – angetrieben durch einen elektronisch stabilisierten Regelantrieb – basiert auf zwei gekoppelten Rotor-systemen und ist so eingerichtet, daß dem Empfangstubus eine zehngängige Spiralbewegung zwischen Horizont und Zenit vorgeschrieben wird. Die Empfangsoptik mit einem Öffnungswinkel von  $9,8^\circ$  (Durchmesser der Eintrittsfläche 11 mm) erfaßt hierdurch alle Punkte des Himmelsgewölbes.

Die Absolut-Eichung der Apparatur erfolgt über die Strahlendichte einer Bariumsulfat-Platte, die von einer in spektralen Strahlstärke-Einheiten geeichten Halogen-Glühlampe bestrahlt wird.

Als ein Resultat der Untersuchungen der Meßeigenschaften des Sky-Scanners ergab sich eine absolute bzw. relative Meßgenauigkeit von  $\pm 7,5\%$  bzw.  $\pm 3,5\%$  (für Himmels-Strahlendichten von etwa 1 bis  $50 \mu W \cdot cm^{-2} \cdot nm^{-1} \cdot sr^{-1}$ ). Die zusätzlichen Strahlungs-Meßfehler im Falle kleinräumiger Wolkenstruktur wurden diskutiert. Die absolute Genauigkeit der Zu-

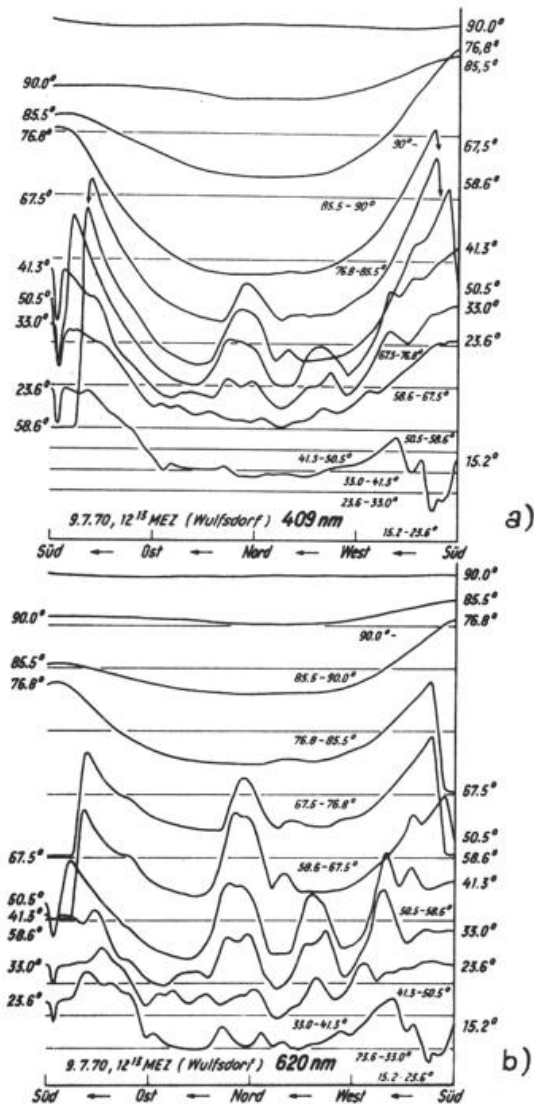


Abb. 36: Übersicht über die Strahlendichte-Registrierkurven eines Scan-Ablaufs zwischen freiem Horizont (hier  $h \approx 16^\circ$ ) und Zenit, gemessen am 9. 7. 70 12.13 Uhr MEZ, dargestellt in einer Über-einanderstellung der Azimutabschnitte Süd-Süd (1 Rotordrehung) für die Spektralkanäle 409 nm (a) und 620 nm (b). (Die Azimutabschnitte der Registrierkurven sowie die zugehörigen Nulllinien sind durch die Angabe des jeweiligen Höhenwinkelbereichs gekennzeichnet.)

ordnung der Meßwerte zu den Himmelspunkten konnte für den Azimutwinkel mit ca.  $\pm 2^\circ$ , für den Höhenwinkel mit ca.  $\pm 0,75^\circ$  abgeschätzt werden.

Einige Meßbeispiele der Strahldichte-Verteilung des wolkenlosen und des bewölkten Himmels wurden abschließend vorgestellt. Hierbei sind vor allem der in Polardiagrammen dargestellte Verlauf der Isolinien der spektralen Strahldichte sowie die Größe der Strahlungswerte besprochen worden.

Speziell diskutiert wurden die Abweichungen der bei unbewölktem Himmel gemessenen Zenit-Strahldichten von theoretischen Tabellenwerten; es ergab sich eine grobe Zuordnung zu Trübungs-faktoren.

Für den Fall des bewölkten Himmels konnten die gemessenen spektralen Strahldichte-Verteilungen mit einer Himmelsspiegel-Photographie verglichen werden.

An dieser Stelle soll schließlich noch auf einige Möglichkeiten hingewiesen werden, die zur Erweiterung bzw. Verbesserung der Meßeigenschaften des Sky-Scanners bestehen.

So sollte sich z. B. die absolute Meßgenauigkeit durch den Einsatz einer Eichlampe höherer Genauigkeit auf  $\pm 5\%$  verbessern lassen; ebenso kann die Genauigkeit der Positionsbestimmung durch präzisere mechanische Bauteile gesteigert werden.

Eine Vergrößerung des Signal/Rausch-Verhältnisses im Meßsignal der Registrierungen sollte mit Hilfe modernster Photomultiplier-Typen erreichbar sein.

Durch den Einsatz vielarmiger Lichtleiter (mit statistischer Verteilung der Lichtleiterfasern auf die einzelnen Arme) kann die mögliche Zahl der vermessenen Spektralkomponenten erhöht werden; bei Verwendung spezieller UV-Lichtleiter lassen sich die spektralen Himmelsstrahlungs-Untersuchungen bis ins UV-B-Gebiet hinein erweitern.

Zur feineren Auflösung kleinräumiger Strahlungszentren am Himmelsgewölbe sollten sich - bei gleichzeitiger Erhöhung der Empfindlichkeit und der Grenzfrequenz des Meßsystems - Öffnungswinkel bis zu ca.  $3^\circ$  realisieren lassen. Eine engräumigere Abtastung des Himmels - gleichbedeutend mit einer Scan-Spirale höherer Windungszahl - kann durch eine Änderung der Antriebs-Übersetzungsverhältnisse bewerkstelligt werden. Mit einem ähnlichen Eingriff könnte der Sky-Scanner zur Messung der Streufunktion im jeweiligen Horizontalkreis der Sonne präpariert werden. Schließlich sollte auch von großem Interesse sein, die Polarisation der Himmelsstrahlung mit dem Sky-Scanner zu bestimmen. Zu diesem Zweck müßte der Empfangstubus mit einem Polarisationsfilter ausgerüstet werden, dessen Polarisations-ebene sich nach jedem Scan-Ablauf um einen vorgegebenen Winkel dreht. Dies sollte möglichst durch eine automatische Steuerung er-

reicht werden, so daß - im Sinne einer schnellen Messung - der Lauf des Scanners hierfür nicht unterbrochen werden muß.

Im Hinblick auf eine rationelle Auswertung und Weiterverarbeitung der Meßsignale des Sky-Scanners ist die Parallelregistrierung mit einem Magnetband-Gerät erforderlich.

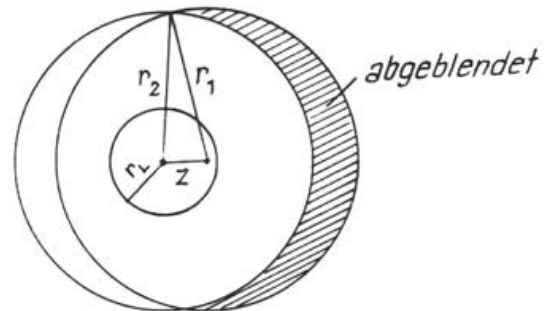
(In Vorbereitung auf ein aktuelles Meßvorhaben im Zeitraum 1974/75 wurde der Sky-Scanner kürzlich auf einen verkleinerten Öffnungswinkel von ca.  $5^\circ$  und eine verengte Scan-Spirale von 20 Windungen umgestellt. Für die notwendige auswertungsfreundliche Datenaufzeichnung steht künftig ein Magnetband-Gerät (PHILIPS-Typ ANALOG 7) mit speziellen Interface-Geräten zur Verfügung.)

## 8. Anhang

### 8.1. Berechnung der relativen Abnahme des von der Sky-Scanner-Optik empfangenen Strahlungsflusses durch kreisförmige Ablendung einer homogenen Strahlerfläche

Die Empfangsfläche (Radius  $r_L$ ) liege konzentrisch zur strahlenden Fläche (homogene Strahldichte  $L$ ), deren Größe mit dem Innenradius  $r_2$  der jeweiligen Blende gegeben ist. Der kegelförmige Einstrahlungs-Raumwinkel (Öffnungswinkel  $\alpha$ ), der für jeden Punkt - charakterisiert durch den Abstand  $z$  vom Zentrum - auf der Empfangsfläche definiert ist, erfaßt auf der strahlenden Fläche im Abstand  $D$  ein Kreisgebiet mit dem Radius  $r_1 = D \cdot \operatorname{tg}(\alpha/2)$ , das je nach Größe von  $r_2$  und  $z$  ein kleineres oder größeres abgeblendetes Flächenstück einschließt (s. nachfolgende Skizze).

Der auf der Strahlerfläche verbleibende Raumwinkel  $w(r_1, r_2, z)$  ergibt sich zu  $K(r_1, r_2, z) / D^2$ , wobei  $K$  die Schnittfläche zweier Kreise mit den Radien  $r_1$  bzw.  $r_2$  und dem Mittelpunktabstand  $z$  darstellt:



$$K = r_1^2 \cdot \arccos \frac{z^2 + r_1^2 - r_2^2}{2 \cdot z \cdot r_1} + r_2^2 \cdot \arccos \frac{z^2 + r_2^2 - r_1^2}{2 \cdot z \cdot r_2} - z \cdot \sqrt{r_1^2 - \left( \frac{z^2 + r_1^2 - r_2^2}{2z} \right)^2} \text{ für } z \geq |r_1 - r_2|$$

Wegen der konzentrischen Anordnung von Empfangsfläche und Blende erhält man den reduzierten Strahlungsfluß im Falle der Ablendung zu:

$$\Phi(r_1, r_2) = L \cdot \int_{z_0}^{r_L} \frac{K(r_1, r_2, z)}{D^2} \cdot 2\pi z \cdot dz + \begin{cases} L \cdot \frac{\pi \cdot r_2^2}{D^2} \cdot \pi \cdot z_0^2, & \text{falls } r_1 - r_2 > 0 \\ L \cdot \frac{\pi \cdot r_1^2}{D^2} \cdot \pi \cdot z_0^2, & \text{falls } r_2 - r_1 > 0 \end{cases}$$

$$z_0 = |r_1 - r_2|$$

oder bezogen auf den nicht abgeblendeten Fall mit

$$\Phi(r_1) = L \cdot \frac{\pi \cdot r_1^2}{D^2} \cdot \pi \cdot r_L^2 :$$

$$\Phi(r_1, r_2) / \Phi(r_1) = \frac{2}{\pi \cdot r_L^2 \cdot r_1^2} \cdot \int_{z_0 = |r_1 - r_2|}^{r_L} K(r_1, r_2, z) \cdot z \cdot dz + \begin{cases} \frac{r_2^2 \cdot z_0^2}{r_L^2 \cdot r_1^2} & \text{falls } r_1 - r_2 > 0 \\ \frac{z_0^2}{r_L^2} & \text{falls } r_2 - r_1 > 0 \end{cases}$$

Das Integral  $\int K \cdot z \cdot dz$  läßt sich geschlossen lösen; man erhält schließlich:

$$\begin{aligned} \Phi(r_1, r_2) / \Phi(r_1) = & \frac{1}{\pi \cdot r_1^2 \cdot r_L^2} \cdot \left[ r_L^2 \left( r_1^2 \cdot \arccos \frac{r_L^2 + r_1^2 - r_2^2}{2 r_1 \cdot r_L} \right) + r_2^2 \cdot \arccos \frac{r_L^2 + r_2^2 - r_1^2}{2 r_2 \cdot r_L} \right. \\ & \left. + r_1^2 \cdot r_2^2 \cdot \left( \frac{\pi}{2} + \arcsin \frac{r_L^2 - r_1^2 - r_2^2}{2 r_1 \cdot r_2} \right) - \frac{1}{4} (r_L^2 + r_1^2 + r_2^2) \cdot \sqrt{4 r_1^2 \cdot r_2^2 - (r_L^2 - r_1^2 - r_2^2)^2} \right] \end{aligned}$$

Für die Berechnung der drei in Abb. 25 dargestellten Kurven von  $\Phi(r_1, r_2) / \Phi(r_1)$  wurde  $r_1 = D \cdot \text{tg}(\alpha/2)$  so gewählt, daß sich - zusammen mit dem experimentell vorgegebenen Abstand  $D$  - Öffnungswinkel von  $9,56^\circ$ ,  $9,80^\circ$  und  $10,0^\circ$  ergeben; hierbei gilt  $\Phi(r_1) \equiv \Phi(r_1, r_2)$  für  $r_2 > 25$  mm.

### 8.2. Zur Berechnung der Auflösung eines Helligkeitssprunges durch die Sky-Scanner-Optik

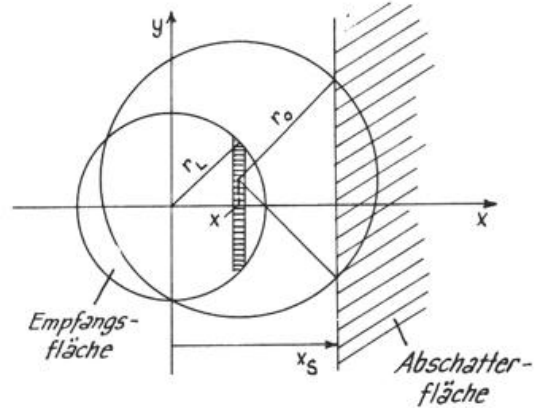
Es soll für den Fall der Abschattung des Sky-Scanner-Gesichtsfeldes durch eine schwarze, geradkantige Fläche (im Experiment: Propeller), die sich im Abstand  $d_0$  über den Empfänger gleichförmig hinwegbewegt, die (zeitliche) Abnahme des empfangenen Strahlungsflusses  $\Delta \Phi$  berechnet werden (entspricht dem Scannen eines Helligkeitssprunges; s. Abschn. 5.5.1.).

Es sei hierfür bezeichnet mit:

- $x_s = x_s(t)$  der senkrechte Abstand der Abschatterkante zur optischen Achse des Empfängers,
- $L$  die abzuschattende homogene Strahldichte,
- $L$  der Radius bzw. mit  $\alpha$  der Öffnungswinkel der Empfangsfläche,
- $r_0 = d_0 \cdot \text{tg}(\alpha/2)$  bzw.  $r_1 = d_1 \cdot \text{tg}(\alpha/2)$  die Radien der durch den Öffnungswinkel im Abstand  $d_0$  bzw.  $d_1$  erfaßten Gesichtsfelder,
- $\Phi_1 = L \cdot \pi r_L^2 \cdot \pi r_1^2 / d_1^2$  der im unbeschatteten Fall empfangene Strahlungsfluß,
- $\Delta \omega$  das Raumwinkelsegment, das bereits die Strahldichte  $L = 0$  der Abschatterfläche erfaßt.

Die Abnahme des empfangenen Strahlungsflusses ist durch den Zuwachs von  $\Delta \omega$  bei abnehmendem  $x_s$  bestimmt; hierbei ist  $\Delta \omega$  abhängig vom Ort auf der Empfangsfläche  $F_e$ . Es gilt allgemein:

$$\Delta \Phi(x_s) = L \cdot \int_{F_e} \Delta \omega \cdot d F_e$$



Legt man - wie in vorstehender Skizze gezeigt - ein Koordinatenkreuz in den Mittelpunkt der Empfangsfläche und berücksichtigt, daß alle Punkte der Empfangsfläche mit gleichem Abszissenswert  $x$  einen gleich großen Raumwinkelverlust

$$\Delta \omega(x_s, x) = \frac{1}{d_1^2} \left[ r_0^2 \cdot \arccos \frac{x_s - x}{r_0} - (x_s - x) \cdot (r_0^2 - (x_s - x)^2)^{1/2} \right] \text{ für } |x_s - x| \leq r_0 \quad \text{erleiden, so erhält man}$$

$$\Delta \Phi(x_s) = L \cdot \int_{x_s - r_0}^{x_s + r_0} \Delta \omega(x_s, x) \cdot 2 \cdot (r_L^2 - x^2)^{1/2} \cdot dx \text{ und zwar:}$$

$$\Delta \Phi(x_s) = \Phi_1 \cdot \int_{x_s - r_0}^{x_s + r_0} S(x_s, x) \cdot dx \text{ für } x_s \text{ mit } x \leq x_s + r_0 \text{ bzw. } x_s - r_0$$

$$\Delta \Phi(x_s) = \Phi_1 \cdot \int_{-r_L}^{r_0 + x_s} S(x_s, x) dx + \frac{\Phi_1}{\pi} \cdot \left[ \arccos \left( \frac{x_s + r_0}{r_L} \right) - \frac{x_s + r_0}{r_L} \cdot \sqrt{1 - \left( \frac{x_s + r_0}{r_L} \right)^2} \right]$$

für  $x_s$  mit  $x < x_s + r_0$  wobei

$$S(x_s, x) = \frac{2}{\pi^2 \cdot r_L^2} \sqrt{r_L^2 - x^2} \cdot \left[ \arccos \frac{x_s - x}{r_0} - (x_s - x) \cdot \sqrt{1 - \frac{(x_s - x)^2}{r_0^2}} \right] \text{ ist.}$$

$$\text{(Für } r_L \rightarrow 0 : \Delta \Phi(x_s) = \frac{\Phi_1}{\pi} \cdot \left[ \arccos \frac{x_s}{r_0} - \frac{x_s}{r_0} \cdot \sqrt{1 - \left( \frac{x_s}{r_0} \right)^2} \right], \text{ s. Abschnitt 5.5.1.)}$$

Das Integral über  $S(x_s, x)$  ist elliptischer Natur. Die numerische Berechnung von  $\Delta \Phi(x_s)/\Phi_1$  für den Fall  $r_o = r_L = 5,5$  mm liefert aufgetragen gegen  $x_s$  die Kurve 2 in Abb. 26. Die Fourieranalyse dieser Kurve<sup>1)</sup> - unter Annahme einer halben Grundwelle über den Bereich von  $-(r_o + r_L) = -11$  bis  $(r_o + r_L) = 11$  - ergibt die folgende Reihenentwicklung:

$$\Delta \Phi(x_s)/\Phi_1 = 0,500 - 0,544 \cdot \sin \frac{\pi \cdot x_s}{22} - 0,043 \cdot \sin \frac{3\pi \cdot x_s}{22} + 0,001 \cdot \sin \frac{7\pi \cdot x_s}{22}$$

Aus den stark abfallenden Koeffizienten dieser Reihe kann man entnehmen, daß mit Berücksichtigung der dritten Oberwelle bereits eine Genauigkeit besser als 1% erzielt wird. Die Zeitabhängigkeit von  $\Delta \Phi(x_s)/\Phi_1$  ergibt sich im Falle einer gleichförmigen Bewegung der Abschatterfläche durch  $x_s(t) = 11 \cdot (1 - p \cdot t)$ .

**Literatur**

- (1) FOITZIK, L.; ZSCHAECK, H.: Messungen der spektralen Strahldichte und der Polarisierung des wolkenlosen Himmels. Gerlands Beitr. Geophys. 70 (1961) S. 350-372.
- (2) PLASS, D.: Die photographische Messung der Intensitätsverteilung der Himmelsstrahlung mit einem Kugelspiegel. Dipl.-Arb. Inst. Meteor. Geophys. Univ. Frankfurt/M. (1965).
- (3) PLASS, D.: Eine photographische Methode zur Messung der Intensitätsverteilung der Himmelsstrahlung mit einem Kugelspiegel. Optik 25 (1967) Nr. 2, S. 162-181.
- (4) GEORGI, J.: The photographic sky-mirror. Weather 12 (1957) Nr. 5, S. 149-153.
- (5) REEB, O.: Grundlagen der Photometrie. Karlsruhe: G. Braun 1962, S. 20, S. 80.
- (6) ELTERMANN, L.: UV, Visible and IR attenuation for altitude 50 km. Air Force Cambridge Research Laboratories: Environmental Research Papers No. 285 (1968) (AFCLR - 68 - 0153).
- (7) RUFF, I.; KOFFLER, R.; FRITZ, S.; WINSTON, J. S.; RAO, P. K.: Angular distribution of solar radiation reflected from clouds as determined from TIROS IV measurements. J. atmosph. Sci. 25 (1968) Nr. 2, S. 323-332.
- (8) KONDRATYEV, K.: Radiation in the atmosphere. New York und London: Academic Press 1969, S. 161-216.
- (9) BULLRICH, K.: Scattered radiation in the atmosphere. Advances in Geophysics 10 (1964) S. 99-260.
- (10) LINKE, F.: Die kurzwellige Himmelsstrahlung. In: LINKE, F. u. MÖLLER, F. (Hrsg.), Handbuch der Geophysik Bd. 8. Berlin: Gebr. Borntraeger 1961, S. 339-415.
- (11) HESS, P.: Die spektrale Energieverteilung der Himmelsstrahlung. Gerlands Beitr. Geophys. 55 (1939) S. 204-220.
- (12) GEORGIYEVSKIY, YU.: The absorption band around  $\lambda = 0,43 \mu$  in the solar spectrum and the spectrum of scattered celestial radiation. Izv. Acad. Sci. USSR atmosph. oceanic Phys., Washington, D. C. 5 (1969) No. 3, S. 298-299.

- (13) PLASS, G. N.; KATTAWAR, G. W.: Radiance and polarization of the earth's atmosphere with haze and clouds. J. atmosph. Sci. (1971) Nr. 10, S. 1187-1198.
- (14) N. N.: Unique reticle improves star trackers. Electronics 37 (1964) No. 7, S. 60.
- (14a) GHAZI, A.: Über ein einfaches Spektralphotometer für die Messung des Integralbetrages des atmosphärischen Ozons. Diss.: Math.-Naturwiss. Fak. Univ. Köln 1968.
- (14b) BECKER, J. J.: Untersuchungen zur Ozonbestimmung aus der Himmelsstrahlung unter Berücksichtigung der Rayleigh- und der Mie-Streuung. Diss. Math.-Naturwiss. Fak. Univ. Köln 1970.
- (14c) GHAZI, A.; BECKER, J. J.: Measurement of total atmospheric ozone using sky radiation. J. appl. Meteor. 10 (1971) Nr. 3, S. 545-554.
- (15) TIEDEKEN, R.: Faseroptik und ihre Anwendung. Leipzig: Akad. Verlagsges. 1967.
- (16) KAPANY, N.: Fiber Optics. New York u. London: Academic Press 1967.
- (17) N. N.: Endlose Lichtleitfasern. Mitteilung Nr. 45-1966 Jenaer Glaswerk Schott & Gen., Mainz, 1966.
- (18) N. N.: Lichtleitfasern und faseroptische Bauteile. Mitteilung Nr. 51-1966 Jenaer Glaswerk Schott & Gen., Mainz, 1966.
- (19) FEIERTAG, R.: Neuentwicklung auf dem Gebiet der Faseroptik. Feinwerktechnik 74 (1970), H. 6, S. 241-246.
- (20) SCHLÄFER, R.: Anwendung monochromatischer Filter in den Naturwissenschaften. -Druckschrift Nr. 2514 Jenaer Glaswerk Schott & Gen., Mainz, 1958.
- (21) N. N.: Fotovervielfacher, Druckschrift der Valvo GmbH. Hamburg 1969.
- (22) N. N.: Phototubes and photocells. RCA Technical Manual PT-60, 1963.
- (23) PIETRI, G.; NÜSSLI, J.: Entwurf und Eigenschaften moderner Fotovervielfacher. Philips Techn. Rdsch. 29 (1968) Nr. 7/8, S. 228-249.
- (24) RÖSSLER, F.; VOLLRATH, K.: Gerät zur Messung des diffusen Himmelslichts von einer Meßbrakete aus. Z. angew. Phys. 14 (1962) S. 448-452.
- (25) HISDAL, V.: A comparative study of the spectral composition of the zenith sky radiation in: Årbok 1967, Norsk Polar Institut, Oslo 1969, S. 7-27.
- (26) ENGSTROM, R.: Multiplier phototube characteristics: Application to low light levels. J. Opt. Soc. America 37 (1947) S. 420-431.
- (27) GÖTZE, S.: Lichtstrahloszillographen Karlsruhe: G. Braun 1967.
- (28) HISDAL, V.: On the relative spectral distribution of the radiation from the zenith sky. Arch. Meteor. Geophys. Bioklimat. Ser. B 10 (1961) Nr. 1, S. 59-68.
- (29) BUDDE, W.: Die Messung des spektralen Reflexionsgrades von Weiß-Standards. Die Farbe 7 (1958) Nr. 6, S. 295-298.
- (30) KORTE, H.; SCHMIDT, M.: Über Messungen des Leuchtdichtefaktors an beliebig reflektierenden Proben. Lichttechnik 19 (1967) Nr. 11, S. 135A-137A.
- (31) COULSON, K.; DAVE, J.; SEKERA, Z.: Tables related to radiation emerging from a planetary atmosphere with Rayleigh scattering. Berkeley and Los Angeles: Universita of California Press (1960).

<sup>1)</sup> Numerische Berechnung und Fourieranalyse von  $\Delta \Phi(x_s)$  wurden freundlicherweise von Herrn Dipl.-Math. Dr. KLAUS PASEDACH, Philips Zentrallaboratorium in Hamburg, durchgeführt.

- (32) DE BARY, E.; BRAUN, B.; BULLRICH, K.: Tables related to light scattering in a turbid atmosphere. Air Force Cambridge Research Laboratories 1965 Special Report No. 33 (AFCLR - 65 - 710 (1)).
- (33) JUNGE, C.: Gesetzmäßigkeiten der Größenverteilung atmosphärischer Aerosole über dem Kontinent. Ber. Dt. Wetterd. Nr. 35 (1952).
- (34) THEKAEKARA, M.; DRUMMOND, A.: Standard values for the solar constant and its spectral components. Nature, Physical Science 229 (1971) Nr. 1, S. 5-9.
- (35) SCHULZE, R.: Strahlenklima der Erde. Darmstadt: Dietrich Steinkopf Verlag 1970. S. 56.
- (36) FOITZIK, L.; HINZPETER, H.: Sonnenstrahlung und Lufttrübung. Leipzig: Akad. Verlagsges. 1958 S. 101.