

Bundesministerium für Forschung und Technologie

Forschungsbericht W 73-14

Weltraumforschung

**Messung der 4 Stokes-Parameter gestreuter
solarer Strahlung**

von
D. Hannemann

**Bereich Extraterrestrische Physik
in der
Abteilung für Physik und Astronomie der
Ruhr-Universität Bochum**

Juni 1973

Dieses Heft enthält einen Arbeitsbericht über ein vom
Bundesministerium für Forschung und Technologie
gefördertes Vorhaben.

Verantwortlich für den Inhalt dieses Berichtes ist der Autor.

Das Bundesministerium für Forschung und Technologie
übernimmt keine Gewähr insbesondere für die Richtigkeit,
die Genauigkeit und Vollständigkeit der Angaben
sowie die Beachtung privater Rechte Dritter.

Als Manuskript gedruckt.

Druck und Verbreitung:

Zentralstelle für Luft- und Raumfordokumentation und -information (ZLDI)
der Deutschen Forschungs- und Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt E. V.

8 München 86, Postfach 860-880, Telex: 05/22324

Preis: DM 18.50

Bundesministerium für Forschung und Technologie

Forschungsbericht W 73-14

Weltraumforschung

**Messung der 4 Stokes-Parameter gestreuter
solarer Strahlung**

von
D. Hannemann

**Bereich Extraterrestrische Physik
in der
Abteilung für Physik und Astronomie der
Ruhr-Universität Bochum**

88 Seiten mit 21 Abbildungen 2 Tabellen 35 Literaturstellen
--

Juni 1973

	Seite
1. <u>Zusammenfassung</u>	7
2. <u>Einleitung</u>	8
3. <u>Meßtheorie</u>	12
3.1. Der Stokes-Vektor	12
3.2. Transformationen	17
Drehtransformation	18
Polarisator	18
Phasenplatte	19
3.3. Meßmöglichkeiten	19
4. <u>Aufbau des Polarimeters</u>	23
4.1. Meßprinzip, Sensoren	23
4.2. Optischer und mechanischer Aufbau	26
4.3. Eichvorrichtungen	29
Standardlampe	29
Eichleuchte	30
4.4. Elektronischer Aufbau und Datenerfassung	31
5. <u>Eichtheorie</u>	33
5.1. Relative Strahldichte Eichung	33
5.2. Die Sensorkennlinien	34
5.3. Relative Empfindlichkeit der Kanäle	35
5.4. Die Eichmatrix	39
Eichverfahren mittels 4 spezieller	
Eichmessungen	40
Allgemeines Eichverfahren	41
6. <u>Durchführung der Eichungen und Messungen, Tests und Meßfehler</u>	43
6.1. Eichungen	43

	Sensorkennlinien	43
	Relative Strahldichte	44
	Langzeitverhalten, Drift	45
	Eich-Stokes-Vektoren	46
	Erzeugung unpolarisierten Lichtes	47
6.2.	Reduktion der Messungen	48
6.3.	Fehlerbetrachtungen und Testmessungen	50
	Statistische Fehler der Meßwerte	50
	Genauigkeit des Analysatorpaketes	50
	Momentane relative Kanalempfindlichkeit	52
	Die Eichmatrix	53
	Beeinflussung der Kanäle untereinander	53
	Testmessung durch Einstrahlung definierten Lichtes	54
	Fehlerbreiten der einzelnen Meßgrößen	54
7.	<u>Meßergebnisse und Vergleiche mit der Theorie</u>	55
7.1.	Theoretische Aussagen	55
	Ergebnisse der Streutheorie nach Rayleigh	55
	Einige Aussagen der Mie-Theorie	58
	Auswahl des Spektralbereichs	58
7.2.	Meßergebnisse	59
7.3.	Diskussion der Meßergebnisse	69
	Polarisationszustand im Sonnenvertikal	73
	Polarisationszustand bei konstanter Elevation	75
8.	<u>Abschließende Bemerkungen und Ausblick</u>	76
9.	<u>Literatur</u>	79
10.	<u>Verzeichnis der verwendeten Symbole</u>	83
11.	<u>Anhang</u>	87
	Hilfspolarimeter	

1. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden der Aufbau und die Wirkungsweise eines neuartigen Polarimeters zur Bestimmung der 4 Stokes-Parameter der in der Atmosphäre gestreuten solaren Strahlung im Wellenlängenbereich von 600 - 1000 nm beschrieben. Die 4 Stokes-Parameter werden aus 6 simultanen Strahlungsdichtemessungen ermittelt, welche bis zu 1000mal pro Sekunde vorgenommen werden können.

Die zugrundeliegende Meß- und Eichtheorie werden erläutert. Es schließt sich eine Diskussion der möglichen Fehlerquellen und der Sicherheit der Meßaussagen an. Zum Schluß werden einige Messungen des abwärts gestreuten Himmelslichtes bei wolkenfreier Atmosphäre besprochen und mit Rechnungen anderer Autoren verglichen. Die Messungen erfolgten überwiegend in Bochum, wobei die Atmosphäre den hier üblichen hohen Aerosolgehalt hatte.

Einige Ergebnisse der theoretischen Rechnungen für aerosolhaltige Modellatmosphären wurden durch die Messungen nicht bestätigt. Es wurde eine starke Asymmetrie in der Polarisationsrichtung des Strahlungsfeldes bei 600 und 800 nm Wellenlänge in bezug auf den Sonnenvertikal gefunden. Die maximale Elliptizität der gemessenen Streustrahlung betrug z.B. an einem typischen Meßtag bei einer Wellenlänge von 800 nm ca. 20%, während die theoretischen Rechnungen nur Werte kleiner 1% erwarten ließen.

Abstract

This paper describes a novel polarimeter for the measurement of the 4 Stokes-Parameter of solar radiation scattered by the atmosphere. The wave-length-range is 600 - 1000 nm. The 4 Stokes-Parameter are obtained from simultaneous measurements of 6 radiation-densities. The maximum frequency of measurements is 1000/sec.

The theory of measurements and calibrations has been discussed. Finally, some measurements of downward scattered skylight at a cloudless but turbid atmosphere have been discussed and compared with theoretical calculations of other authors. Most of the measurements were made at Bochum where a high aerosol concentration is typical.

Some theoretical predictions are not confirmed by the measurements. The measurements show a big asymmetry in the direction of polarization with respect to the suns vertical at 600 and 800 nm wave-length. The maximum ellipticity in a typical measurement is about 20 % at 800 nm, whereas the theoretical computations gives values smaller than 1 %.

2. Einleitung

Der Polarisationszustand elektromagnetischer Strahlung läßt sich durch die Angabe des Polarisationsgrades, der Polarisationsrichtung, der Elliptizität und der Gesamtstrahldichte vollständig und eindeutig beschreiben.

In der Zeit um 1811 entdeckte Arago die Polarisation des Himmelslichtes am klaren Taghimmel. Bereits durch Arago und später auch durch Babinet und Brewster (1840) wurden einige signifikante Eigenschaften der Himmelslichtpolarisation beobachtet. Später wurde dann aufgrund vieler Polarisationsmessungen (Polarisationsgrad und Richtung) festgestellt, daß das Polarisationsverhalten des Himmelslichtes stark von lokalen, täglichen, jahreszeitlichen und meteorologischen Variationen abhängt (Lit.30)

Im Anschluß an verschiedene Deutungsversuche der experimentell ermittelten Himmelslichtpolarisation wurde 1871 von Lord Rayleigh die klassische Theorie der Molekül-Streuung veröffentlicht. Mit Hilfe dieser Theorie ließen sich viele Polarisationsphänomene des dunstfreien Himmels qualitativ beschreiben. Die Versuche zur Anwendung der Rayleigh-Theorie auf die Mehrfachstreuung mündeten in die von Chandrasekhar (1950) veröffentlichte Theorie der Rayleigh-Mehrfachstreuung.

Eine wesentliche Erweiterung der Rayleigh-Theorie brachte die von G. Mie (1908) und von P. Debye (1909) dargelegte Theorie der Streuung einer ebenen elektromagnetischen Welle an homogenen Kugeln mit Durchmessern, die vergleichbar bzw. größer als die Wellenlänge der einfallenden Strahlung sind. Diese "Mie-Theorie" enthält als Spezialfall die Rayleigh-Theorie, wenn nämlich das streuende Teilchen wesentlich kleiner als die Wellenlänge der einfallenden Strahlung wird.

Es wurden inzwischen Verfahren entwickelt, um mit Hilfe der Rayleigh- und Mie-Theorie Mehrfachstreuungsprobleme an kleinen (Moleküle oder Dichteinhomogenitäten) und an großen Teilchen

(Aerosole, Hydrosole) unter Benutzung von Großrechnern berechnen zu können (siehe auch Kerker 1969).

Von van de Hulst (1963) wurde die sogenannte "doubling layer" Methode zur Berechnung des Himmelsstreulichtes benutzt.

B.M. Herman (1965) gibt ein Verfahren an, bei welchem die Atmosphäre in planparallele horizontale Schichten unterteilt wird und dann schrittweise die Strahlungsflüsse und Polarisationszustände berechnet werden.

Monte Carlo Methoden wurden von Plass und Kattawar (1972) und Collins et al. (1972) zur Berechnung des Polarisationsgrades und der Polarisationsrichtung einer getrübbten Atmosphäre benutzt.

All diese numerischen Verfahren erfordern einen hohen Rechenaufwand und gestatten nur die Berechnung vertikal geschichteter Atmosphären mit unendlicher horizontaler Ausdehnung. Da der Polarisationszustand des Himmelslichtes im starken Maße von den Zustandsparametern der Atmosphäre abhängt, wird seit langem versucht, mittels Polarisationsmessungen und vergleichender Rechnungen, Aussagen über den momentanen Zustand von Atmosphären zu machen.

Einen Überblick über die in der Atmosphären-Physik angewandten Polarisationsmeßmethoden und eine Zusammenfassung der Meßergebnisse sind bei Sekera (1957) zu finden. Auch in neuerer Zeit wurden verschiedene Polarimeter gebaut (z.B. Coffeen, 1972; Nagaraya et al., 1967; Nowak, 1968). Bei den bisherigen Himmelslichtmessungen stand die Analyse des Polarisationsgrades im Vordergrund. Verschiedentlich wurde auch die Polarisationsrichtung bestimmt. Die Elliptizität des Himmelsstreulichtes wurde weitgehend vernachlässigt, da die wenigen theoretischen Berechnungen, bei denen die Elliptizität mitberechnet wurde, ergaben, daß sie sehr klein sein sollte (Lit. 29).

Weiterhin wurden oder werden Polarimeter entwickelt, welche vom Weltraum aus operieren (Lit. 5). Diese Polarimeter werden

neben der Erforschung von Atmosphären auch zur Erforschung anderer extraterrestrischer Objekte (Zodiakallicht, Sterne, Mond, Sonnenkorona) eingesetzt.

Auch von der Erde aus wurden Polarisationsmessungen an extraterrestrischen Objekten vorgenommen (z.B. Dollfus 1952, Kemp et al. 1970). Weitere Angaben hierzu sind bei Tinbergen (1973) enthalten. Die zirkulare Komponente der Polarisation von Sternlicht wurde von Kemp et al. (1970) untersucht.

Labormessungen an streuenden Oberflächen oder an Gasvolumina wurden z.B. von Dollfus, Hsi-shu Chan et al. (1968) und Eiden (1966) durchgeführt.

Aus der Mie-Theorie folgt, daß bei der Streuung an größeren Partikeln (z.B. Wassertröpfchen, Staub) elliptische Polarisation auftreten kann (Kap. 7.1.). Die streuenden Mie-Teilchen in der Atmosphäre (Aerosole) sind im allgemeinen Fall nicht kugelförmig und homogen, so daß Abweichungen von den Berechnungen mit Hilfe der Mie-Theorie zu erwarten sind. Von Eiden (1966) wurde an stark aerosolhaltigen Luftproben im Labor gezeigt, daß bei Einstrahlung mit linear polarisiertem Licht das Streulicht teilweise stark elliptisch polarisiert ist. Diese Überlegungen zeigen, daß es von Interesse ist, in Erweiterung der bisherigen Messungen anderer Autoren ein Meßinstrument zur Messung der 4 Stokes-Parameter gestreuter solarer Strahlung zu entwickeln.

Der Vorteil des hier beschriebenen Polarimeters gegenüber den Meßinstrumenten anderer Autoren besteht darin, daß mit Hilfe dieses Instrumentes eine in situ Messung der 4 Stokes-Parameter mit einer sehr hohen Meßgeschwindigkeit möglich ist. Während bei den bisherigen Meßverfahren maximal die ersten 3 Stokes-Parameter bestimmbar waren, oder bei Labor- und Testmessungen ein Meßkanal für die Bestimmung der 4 Stokes-Parameter immer umgerüstet werden mußte, werden hier in neuartiger Weise 6 parallele Meßkanäle simultan betrieben.

Die Kanäle werden bis zu 1000mal pro Sekunde abgefragt, so daß sich auch schnell bewegte Objekte (z.B. Wolken oder der Erdboden vom Flugzeug aus) erfassen lassen. Weiterhin ermöglicht die hohe Meßgeschwindigkeit eine Auflösung des relativ

großen quadratischen Gesichtsfeldes ($7,3^{\circ} \times 7,3^{\circ}$), mittels eines eingebauten Blendenscanners, in 5×5 zeilenförmig angeordnete kleine Gesichtsfeldflächen ($1,5^{\circ} \times 1,5^{\circ}$).

In Kapitel 3 wird kurz die dem entwickelten Polarimeter zugrundeliegende Meßtheorie aufgezeigt. Eine Beschreibung des optischen,mechanischen und elektronischen Aufbaues erfolgt in Kapitel 4.

Die Benutzung von 6 parallel arbeitenden Kanälen bringt zusätzliche Eichprobleme mit sich. Diese Probleme konnten jedoch durch die Entwicklung eines speziellen Eichverfahrens gelöst werden.

Die vielfältigen Eichprobleme werden von ihrem theoretischen Aspekt her in Kapitel 5 und die praktische Durchführung anschließend in Kapitel 6 besprochen. Weiterhin werden in Kapitel 6 die möglichen Meßfehler, ihre Eliminierung und die letztlich verbleibenden Meßunsicherheiten aufgezeigt. Das Kapitel 7 enthält dann einige signifikante Meßergebnisse, welche bei Messungen in Bochum gewonnen worden sind. Diese werden diskutiert und mit Messungen und Rechnungen anderer Autoren verglichen.

3. Medtheorie

3.1. Der Stokes-Vektor

Der Polarisationszustand einer elektromagnetischen Strahlung kann durch die Angabe des Polarisationsgrades P , der Polarisationsrichtung ϕ , der Elliptizität e und der Gesamtstrahlungsintensität L vollständig beschrieben werden. Der Polarisationsgrad gibt den Anteil der polarisierten Strahlung an der Gesamtstrahlung an. Als Polarisationsrichtung soll hier die Richtung des maximalen elektrischen Feldvektors bezeichnet werden. In einer anderen Bezeichnungsweise wird die Richtung des maximalen magnetischen Feldvektors als Polarisationsrichtung und die Richtung des maximalen elektrischen Feldvektors als Schwingungsrichtung bezeichnet. Im allgemeinen Fall, wenn die Strahlung teilweise elliptisch polarisiert ist, ist die Polarisationsrichtung gleich der Richtung der großen Achse der Schwingungsellipse. Die Elliptizität entspricht dem Achsenverhältnis der Schwingungsellipse.

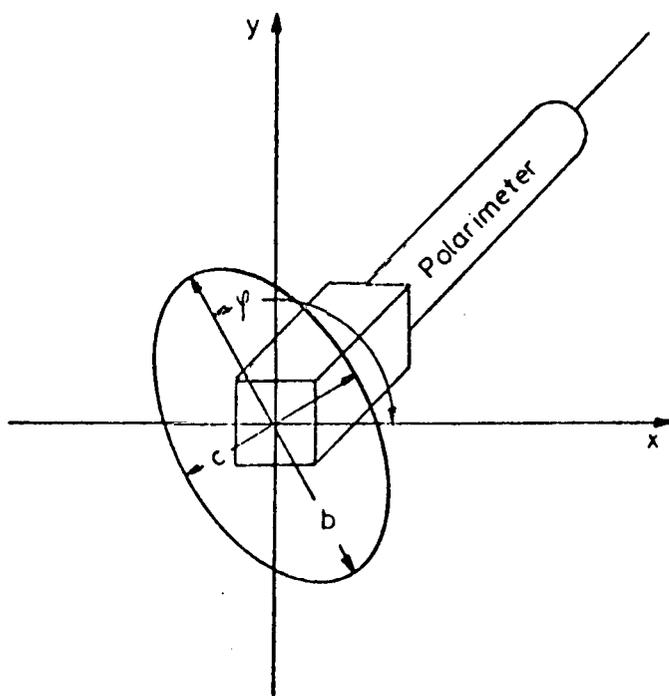


Abb. 3.1: Koordinatensystem

G.G. Stokes führte 1852 die nach ihm benannten vier Parameter S_0, S_1, S_2, S_3 zur Beschreibung des Polarisationszustandes einer elektromagnetischen Strahlung ein. Diese Parameter sind nicht mehr so anschaulich deutbar wie die 4 vorangegangenen, haben dafür aber alle die gleiche Dimension und zwar die einer Strahldichte. Die vier Stokes-Parameter lassen sich einerseits aus physikalischen Messungen herleiten und andererseits können sie zu einem Vektor in einem vierdimensionalen mathematischen Raum zusammengefaßt werden. Unter Verwendung dieses sogenannten Stokes-Vektors gestalten sich viele mathematische Beschreibungen besonders einfach.

Eine andere Beschreibungsmöglichkeit des Polarisationszustandes einer elektromagnetischen Strahlung wurde 1941 von R.C. Jones eingeführt. Der Jones-Vektor ist ein Spaltenvektor mit zwei Elementen. Wenn die Strahlung entlang der z-Achse läuft, nimmt der Jones-Vektor folgende Form an

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix},$$

wobei E_x und E_y die Skalarkomponenten des momentanen elektrischen Vektors entlang der x- und y-Achse sind.

Die Beschreibung nach Jones ist wesentlich mathematischer und abstrakter als gemäß Stokes. Ihre Anwendung auf die praktische Messung ist aber schwieriger (siehe W.A. Shurcliff, 1962), so daß im folgenden auf die Begriffe der Stokes-Vektoren zurückgegriffen werden soll.

Alle Richtungen und der Umlaufsinn bei den Polarisationsellipsen werden auf ein Koordinatensystem bezogen, welches im Polarisimeter verankert ist (siehe Abb. 3.1).

Für eine einzelne monochromatische Welle gilt:

$$\begin{aligned} E_x &= a_x \exp(i \delta_x) \\ E_y &= a_y \exp(i \delta_y) \end{aligned} \tag{3.1}$$

Mit Hilfe zweier abstrakter Hilfswinkel,

$$\begin{aligned}\tan \gamma &= a_y/a_x, & (0 \leq \gamma \leq \pi/2), \\ |\tan \beta| &= c/b = |e|, & (0 \leq |\beta| \leq \pi/4)\end{aligned}\tag{3.2}$$

und der Differenz der Phasenwinkel,

$$\delta = \delta_x - \delta_y, \quad (0 \leq \delta \leq 2\pi),$$

lassen sich die Stokes-Parameter wie folgt darstellen.

$$\begin{aligned}S_0 &= a^2 & = a^2 \\ S_1 &= a^2 \cos 2\gamma & = a^2 \cos 2\beta \cos 2\phi \\ S_2 &= a^2 \sin 2\gamma \cos \delta & = a^2 \cos 2\beta \sin 2\phi \\ S_3 &= a^2 \sin 2\gamma \sin \delta & = a^2 \sin 2\beta\end{aligned}\tag{3.3}$$

mit $a^2 = a_x^2 + a_y^2$, a = maximale Amplitude.

S_0 ist gleich der Gesamtstrahldichte.

S_1 ist ein Maß für den Anteil der polarisierten Strahlung in 0° -Richtung.

S_2 ist ein Maß für den unter 45° polarisierten Anteil der Strahlung.

S_3 ist ein Maß für die Elliptizität.

Die normierten Stokes-Parameter - alle Parameter werden durch S_0 dividiert - haben folgenden Wertebereich:

$$\tilde{S}_0 = 1; \quad -1 \leq \tilde{S}_1, \tilde{S}_2, \tilde{S}_3 \leq 1.$$

Weiterhin gilt: $S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2$.

Das bisherige galt für einzelne Elementarwellen. Im allgemeinen wird jedoch Licht beobachtet, welches durch Überlagerung einer großen Anzahl sehr schnell aufeinanderfolgender Elementarwellen entsteht. Im folgenden wird angenommen, daß sie hinsichtlich ihres Auftretens unabhängig (inkohärent) sind (z.B. Glühemission, Sonnenlicht). Die Stokes-Parameter ergeben sich dann durch Sum-

mierung über die entsprechenden Parameter der Elementarwellen. Im allgemeinen Fall, wenn ein Teil der Parameter der Elementarwellen statistisch verteilt ist, gilt

$$0 < S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 < S_0^2 .$$

Hieraus ergibt sich der Polarisationsgrad

$$P = \frac{(S_1^2 + S_2^2 + S_3^2)^{1/2}}{S_0} , \quad (0 \leq P \leq 1) . \quad (3.4)$$

Zur Berechnung der Stokes-Parameter gemäß den Gleichungen (3.3) muß jetzt in den Gleichungen für die S_1, S_2, S_3 die Größe a^2 durch $P \cdot a^2$ ersetzt werden. Die Elliptizität ergibt sich dann aus

$$\begin{aligned} \sin 2\beta &= S_3 / (S_1^2 + S_2^2 + S_3^2)^{1/2} \\ &= S_3 / (S_0 \cdot P) , \quad (-\frac{\pi}{4} \leq \beta \leq \frac{\pi}{4}) , \end{aligned}$$

$$e = \tan \left[\frac{1}{2} (\arcsin \frac{S_3}{S_0 \cdot P}) \right] , \quad (-1 \leq e \leq 1) . \quad (3.5)$$

$e > 0$ bedeutet rechts drehend, $e < 0$ bedeutet links drehend.

Für den Polarisationswinkel ϕ gilt,

$$\phi = \frac{1}{2} \arctan \frac{S_2}{S_1} . \quad (3.6)$$

Beispiele für den normierten Stokes-Vektor:

(1, 0, 0, 0) unpolarisiertes Licht.

(1, 1, 0, 0) linear polarisiertes Licht unter 0° .

(1, 0, 1, 0) linear polarisiertes Licht unter 45° .

(1, 0, 0, 1) zirkular polarisiertes Licht rechts drehend.

Um einen Überblick über den Zusammenhang zwischen den Stokes-Parametern und dem Schwingungszustand der elektromagnetischen

POLARISATIONSELLIPSEN

STOKESSCHER PARAMETER $S_0=10$

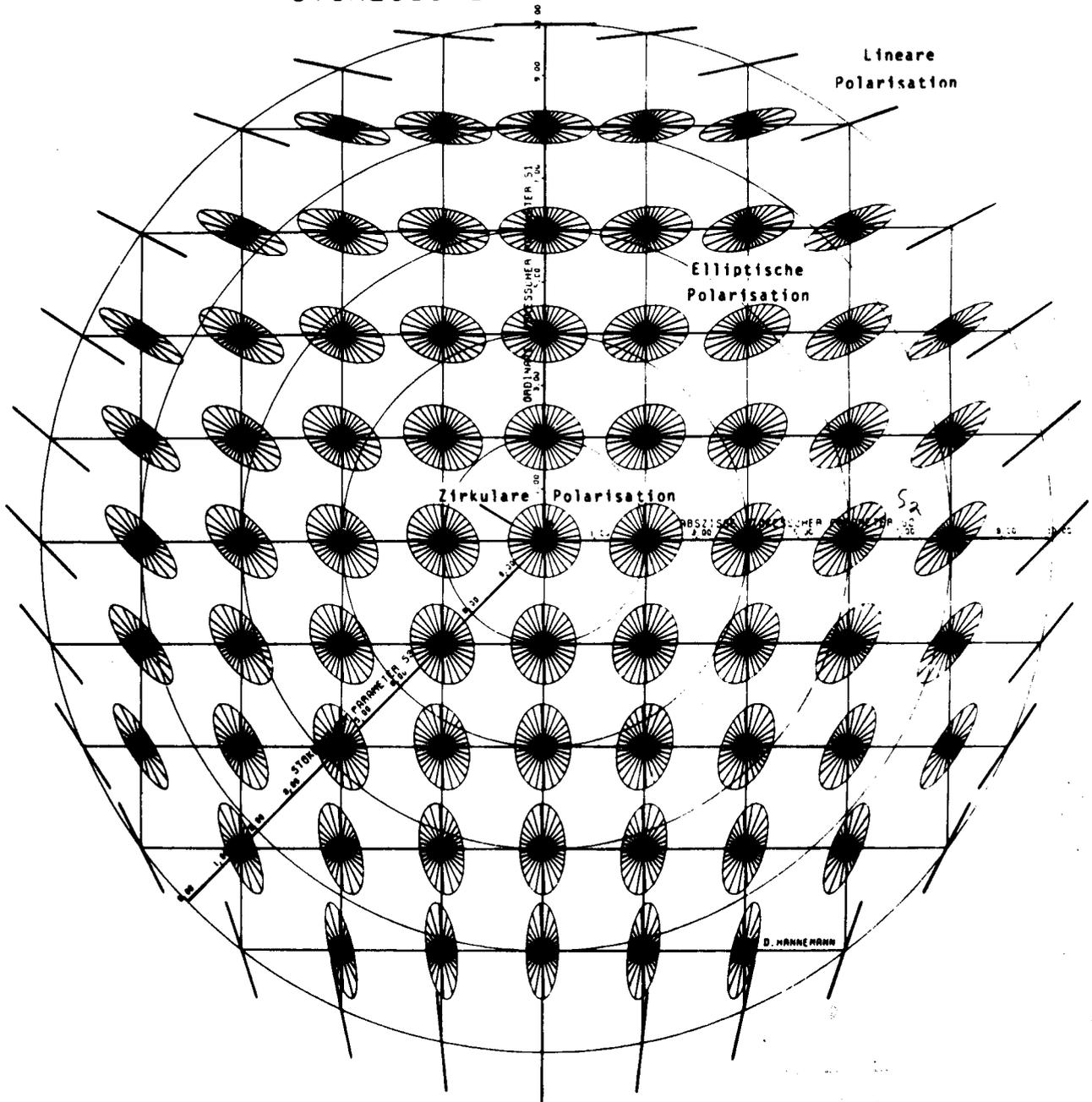


Abb. 3.2: Polarisationszustand elektromagnetischer Strahlung in Abhängigkeit der 3 Stokes-Parameter.

S_1 = Ordinate, S_2 = Abszisse, S_3 = Kreise, von außen nach innen zunehmend.

Welle zu geben, wurde in Abbildung (3.2) ein Übersichtsbild dargestellt. Diese Darstellung wurde in Anlehnung an die 1892 von Poincaré vorgenommene Darstellung der Polarisationszustände auf einer Kugel durchgeführt. Während bei der Poincaré-Kugel die obere Hälfte bzw. untere Hälfte die Zustände der links bzw. rechts-elliptisch polarisierten Strahlung wiedergibt, erfolgt hier eine Darstellung in der Ebene für rechts-elliptisch polarisierte Strahlung. Für links-elliptisch polarisierte Strahlung müssen die Kreise mit konstantem S_3 als Kreise mit konstantem $-S_3$ aufgefaßt werden. Für den Fall $S_3 = 0$ entarten die Ellipsen in die auf dem äußeren Kreis dargestellten Zustände der linearen Polarisation. Wird $S_3 = 1$ (bzw. 10, wenn $S_0 = 10$), so tritt der im Kreismittelpunkt dargestellte Spezialfall der zirkularen Polarisation auf. Die gesamte Darstellung gilt nur für vollständig polarisierte Strahlung.

3.2. Transformationen

Die Wirkungen verschiedener optischer Vorrichtungen auf den Stokes-Vektor \vec{S} lassen sich durch lineare Transformationen beschreiben, da man hier im linearen Bereich der Optik bleibt, d.h. das Absorptions-, Dispersions- und Streuverhalten der infrage kommenden Vorrichtungen zeigt in dem interessierenden Bereich der Strahldichte keine feststellbare Abhängigkeit von der Strahldichte (siehe Lit.12). Es gilt daher

$$\vec{S}' = \underline{\underline{A}} \cdot \vec{S}, \quad \text{oder ausführlicher}$$

$$\begin{pmatrix} S'_0 \\ S'_1 \\ S'_2 \\ S'_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{1,1} & a_{2,1} & a_{3,1} & a_{4,1} \\ a_{1,2} & a_{2,2} & a_{3,2} & a_{4,2} \\ a_{1,3} & a_{2,3} & a_{3,3} & a_{4,3} \\ a_{1,4} & a_{2,4} & a_{3,4} & a_{4,4} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} \quad (3,7)$$

Die 4x4 Matrix wurde 1943 von H. Müller erstmals benutzt und wird deshalb in der Literatur häufig als Müller - Matrix bezeichnet. Diese Bezeichnung findet man bei Beschreibungen des Streuverhaltens von Gasen, Partikeln und Flüssigkeiten.

\bar{A} stellt die allgemeine Form einer Transformationsmatrix für den Stokes-Vektor dar (siehe Lit.31).

Drehtransformation

Eine Drehung des Koordinatensystems - in welchem \vec{S} beschrieben wird - um den Winkel χ innerhalb der x,y-Ebene (Abb.3.1) läßt sich durch folgende Matrix beschreiben

$$\bar{D} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\chi & \sin 2\chi & 0 \\ 0 & -\sin 2\chi & \cos 2\chi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3.8)$$

Hieraus folgt, daß S_0 und S_3 bei einer Drehung um die Fortpflanzungsrichtung der Strahlung invariant sind.

Polarisator

Die Wirkung eines Polarisators, welcher unter dem Winkel χ zur x-Richtung steht, läßt sich darstellen durch

$$\bar{B} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & \cos 2\chi & \sin 2\chi & 0 \\ \cos 2\chi & \cos^2 2\chi & \cos 2\chi \sin 2\chi & 0 \\ \sin 2\chi & \cos 2\chi \sin 2\chi & \sin^2 2\chi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (3.9)$$

Die dargestellte Matrix zeigt, daß von einem idealen Polarisator nur die in der Durchlaßrichtung schwingende Komponente der elektrischen Feldstärke durchgelassen wird. Eine evtl. vorhandene zirkulare Komponente ($S_3 \neq 0$) wird absorbiert.

Berichtigung

Matrix 3.10 muß heißen,

$$\underline{C} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & D^2 - E^2 + G^2 & 2DE & -2EG \\ 0 & 2DE & -D^2 + E^2 + G^2 & 2DG \\ 0 & 2EG & -2DG & 2G^2 - 1 \end{pmatrix} \quad (3.10)$$

mit $D = \cos 2\chi' \sin \frac{1}{2}\tau$, $E = \sin 2\chi' \sin \frac{1}{2}\tau$, $G = \cos \frac{1}{2}\tau$.

Daraus folgt für Gl. 3.12,

$$\begin{aligned} L(\chi, \chi', \tau) = \frac{1}{2} \{ & S_0 + \cos 2\chi \{ S_1 (\cos 4\chi' \sin^2 \frac{1}{2}\tau + \cos^2 \frac{1}{2}\tau) \\ & + \sin 2\chi' (2S_2 \cos 2\chi' \sin^2 \frac{1}{2}\tau - S_3 \sin \tau) \} \\ & + \sin 2\chi \{ S_2 (\cos^2 \frac{1}{2}\tau - \cos 4\chi' \sin^2 \frac{1}{2}\tau) \\ & + \cos 2\chi' (2S_1 \sin 2\chi' \sin^2 \frac{1}{2}\tau + S_3 \sin \tau) \} \} \end{aligned} \quad (3.12)$$

Phasenplatte

Wenn man bei einer Phasenplatte die Ausbreitungsrichtung des Lichtes in die z-Richtung eines kartesischen Koordinatensystems legt, so gilt für die Komponente des elektrischen Feldvektors in x-Richtung ein anderer Brechungsindex als in y-Richtung, d.h. im allgemeinen Fall wird beim Austritt aus der Phasenplatte ein Phasenunterschied zwischen der x- und y-Komponente des elektrischen Feldvektors auftreten. Die Wirkung einer Phasenplatte kann wie folgt beschrieben werden:

$$\underline{\underline{C}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\chi' & \sin 2\chi' & 0 \\ 0 & -\sin 2\chi' \cos \tau & \cos 2\chi' \cos \tau & \sin \tau \\ 0 & \sin 2\chi' \sin \tau & -\cos 2\chi' \sin \tau & \cos \tau \end{pmatrix} \quad (3.10)$$

χ' = Winkel zwischen der x-Achse und der schnellen Achse (α -Achse) der Phasenplatte. $\tau = 2\pi d/\lambda \cdot \Delta n$ = Phasendifferenz. λ = Wellenlänge, d = Dicke der Phasenplatte (Einachsiger Kristall parallel zur Hauptachse geschnitten), Δn = Differenz der Brechungsindizes.

Wird linear polarisiertes Licht durch eine Phasenplatte geschickt, so ist das austretende Licht im allgemeinen elliptisch polarisiert.

3.3. Meßmöglichkeiten

Zur Messung aller 4 Stokes-Parameter kann man Polarisatoren (Polarisationsprismen oder Folien) und Phasenplatten zu Hilfe nehmen.

Wenn Licht mit dem unbekanntem Stokes-Vektor \vec{S} durch einen Polarisator fällt, erhält man hinter dem Polarisator

$$\vec{S}' = \underline{\underline{B}} * \vec{S},$$

daraus folgt für die Strahldichte aus der ersten Komponente von \vec{S}' ,

$$L(\chi) = \frac{1}{2} (S_0 + S_1 \cos 2\chi + S_2 \sin 2\chi). \quad (3.11)$$

Hierbei ist χ der Winkel zwischen der Durchlaßrichtung und der x-Achse.

Durch die Messung der Strahldichten in drei verschiedenen Durchlaßrichtungen lassen sich die Parameter S_0 , S_1 , S_2 bezogen auf das durch die x-Achse definierte Koordinatensystem berechnen, denn sie ergeben ein lineares Gleichungssystem mit drei Unbekannten.

In einem Spezialfall, wenn nämlich die Strahldichten in den Richtungen 0° , 45° , 90° , 135° gemessen werden, lassen sich die ersten drei Parameter besonders leicht ausrechnen (siehe Gl. 3.14).

Zur Bestimmung des Parameters S_3 muß bei der Analyse des Lichtes zusätzlich eine Phasenplatte vor dem Polarisator angebracht werden. Der Vektor des einfallenden Lichtes wird dann transformiert in

$$\vec{S}' = \underline{\underline{B}} * \underline{\underline{C}} * \vec{S}.$$

Für die Strahldichte hinter dem Polarisator erhält man

$$L(\chi) = \frac{k}{2} (S_0 + (S_1 \cos 2\chi' + S_2 \sin 2\chi') \cos 2\chi + ((-S_1 \sin 2\chi' + S_2 \cos 2\chi') \cos \tau + S_3 \sin \tau) \sin 2\chi). \quad (3.12)$$

Der Faktor k berücksichtigt die zusätzliche Schwächung des Lichtes durch die Phasenplatte. Der Winkel χ' gibt die Orientierung der schnellen Achse der Phasenplatte gegenüber der x-Achse an.

Durch Messung der Strahldichte in 3 Richtungen (χ) lassen sich die drei Unbekannten S_3 , k , χ' berechnen.

Wird die Phasenplatte mit $\chi' = 0^\circ$ montiert, so vereinfacht sich Gleichung (3.12) zu

$$L(\chi) = \frac{k}{2} (S_0 + S_1 \cos 2\chi + (S_2 \cos \tau + S_3 \sin \tau) \sin 2\chi). \quad (3.13)$$

Für den Fall, daß man k gesondert bestimmt (z.B. bei der Eichung), in den beiden Richtungen $\chi = 45^\circ$ und 135° mißt und als Phasenplatte ein $\lambda/4$ -Plättchen benutzt, ergibt sich S_3 in besonders einfacher Weise (siehe Lit. 3).

$$\begin{aligned} S_0 &= L(0^\circ, 0) + L(90^\circ, 0) \\ S_1 &= L(0^\circ, 0) - L(90^\circ, 0) \\ S_2 &= L(45^\circ, 0) - L(135^\circ, 0) \\ S_3 &= L(45^\circ, \frac{\pi}{2}) - L(135^\circ, \frac{\pi}{2}) \end{aligned} \quad (3.14)$$

Die erste Zahl in den Klammern gibt den Winkel der Durchlaßrichtung des Polarisators zur x-Achse an und die zweite Zahl die Phasenverschiebung, hervorgerufen durch die Phasenplatte.

Die bis hierhin aufgezeigten Beziehungen gelten für quasi-monochromatisches Licht. Im Falle einer Messung liegt jedoch ein durch das Lichtfilter bestimmter endlicher Spektralbereich vor, d.h. das Licht ist heterochromatisch. Diese Tatsache wirkt sich auf die ersten drei Stokes-Parameter praktisch nicht aus. Dagegen tritt in der Gleichung (3.12) zur Bestimmung des vierten Stokes-Parameters die stark wellenlängenabhängige Größe τ auf (siehe Erklärung in Gl. 3.10), sie ist proportional zu λ^{-1} . Aus Gleichung 3.13 folgt, wenn zwei Messungen mit $\chi = 45^\circ$ und 135° und einer Phasenplatte anstelle des $\lambda/4$ -Plättchens zugrunde gelegt wird,

$$S_3 = \frac{1}{\int_{\lambda} E_{\lambda} d\lambda} \int_{\lambda} \left[L(45^\circ, \nu_e) - L(135^\circ, \nu_e) - S_2 \cos \tau_{\lambda} \right] \frac{E_{\lambda} d\lambda}{\sin \tau_{\lambda}}. \quad (3.15)$$

$$E_{\lambda} = \text{Spektrale Empfindlichkeit} = T_{\lambda} \cdot E'_{\lambda}$$

$$T_{\lambda} = \text{Spektrale Filtertransparenz}$$

$$E'_{\lambda} = \text{Spektrale Empfindlichkeit des Sensors}$$

$$\tau = 2\pi d / \lambda \Delta n$$

$$V_e = \text{Verzögerungswert der Phasenplatte.}$$

Die Differenz der Dispersion der Phasenplatte (Δn) wird innerhalb der hier betrachteten engen spektralen Empfindlichkeitsgrenzen als konstant angenommen.

In der praktischen Rechnung wird die Integration in Gleichung 3.15 durch eine Summation ersetzt. Man erhält

$$S_3 = B \cdot \left[L(45^{\circ}, V_e) - L(135^{\circ}, V_e) \right] - C \cdot S_2, \quad (3.16)$$

$$\text{mit } B = \frac{1}{\sum_{\lambda} E_{\lambda} \Delta \lambda} \sum_{\lambda} \frac{E_{\lambda} \Delta \lambda}{\sin \tau_{\lambda}}, \quad (3.17)$$

$$\text{und } C = \frac{1}{\sum_{\lambda} E_{\lambda} \Delta \lambda} \sum_{\lambda} \frac{E_{\lambda} \Delta \lambda}{\sin \tau_{\lambda}} \cos \tau_{\lambda}. \quad (3.18)$$

Für den Fall, daß ein $\lambda/4$ -Plättchen benutzt wird und die Filter sehr engbandig sind, wird $B \approx 1$ und $C \approx 0$.

4. Aufbau des Polarimeters

4.1. Meßprinzip, Sensoren

Wie in Kapitel 3.3. dargelegt wurde, lassen sich die Stokes-Parameter aus der Messung von 4 Strahldichten unter Zwischenschaltung von Polarisatoren und einer Phasenplatte berechnen. Wenn anstelle von nur 4 Messungen aber 6 spezielle Messungen ausgeführt werden, errechnen sich die Stokes-Parameter auf besonders einfache Weise (Gl. 3.14). Diese Meßmethode hat den Vorteil, daß sich erstens bei der Messung sofort die Größe der Parameter ohne Hilfsmittel errechnen läßt (siehe Gl. 3.14), zweitens bei genauer Rechnung sich durch die Überbestimmung die Parameter zur Kontrolle auf mehrfache Weise errechnen lassen (siehe Gl. 4.1 - 4.4) und drittens beim Ausfall von ein oder zwei Messungen die Parameter häufig noch bestimmbar sind (Redundanz).

Aus den genannten Gründen soll das Polarimeter folgende Messungen durchführen:

$$L(0^{\circ},0); L(45^{\circ},0); L(90^{\circ},0); L(135^{\circ},0); L(45^{\circ},V_e); L(135^{\circ},V_e).$$

Hieraus lassen sich mittels der Gl. (3.11) und (3.13) die Stokes-Parameter z.B. auf folgende Weise berechnen,

$$\begin{aligned} S_0 &= L(0^{\circ},0) + L(90^{\circ},0) = L(45^{\circ},0) + L(135^{\circ},0) \\ &= L(45^{\circ},V_e) + L(135^{\circ},V_e) \end{aligned} \quad (4.1)$$

$$\begin{aligned} S_1 &= L(0^{\circ},0) - L(90^{\circ},0) = 2L(0^{\circ},0) - S_0 \\ &= S_0 - 2L(90^{\circ},0) \end{aligned} \quad (4.2)$$

$$\begin{aligned} S_2 &= L(45^{\circ},0) - L(135^{\circ},0) = 2L(45^{\circ},0) - S_0 \\ &= S_0 - 2L(135^{\circ},0) \end{aligned} \quad (4.3)$$

$$\begin{aligned}
S_3 &= B \cdot \left[L(45^\circ, v_e) - L(135^\circ, v_e) \right] - CS_2 \\
&= B \cdot \left[2L(45^\circ, v_e) - S_0 \right] - CS_2 \\
&= B \cdot \left[S_0 - 2L(135^\circ, v_e) \right] - CS_2
\end{aligned}
\tag{4.4}$$

B: siehe Gl. (3.17), C: siehe Gl. (3.18).

Die 6 Strahldichten sollen gleichzeitig oder möglichst schnell hintereinander gemessen werden. Um mechanisch bewegte Teile (rotierende Polarisatoren) wegen Anfälligkeit und schlechter Winkelreproduzierbarkeit zu vermeiden, wurden 6 parallele Analysatorkanäle aufgebaut, welche jeweils einen fest eingestellten Polarisator und evtl. eine Phasenplatte beinhalten (siehe Abb. 4.1).

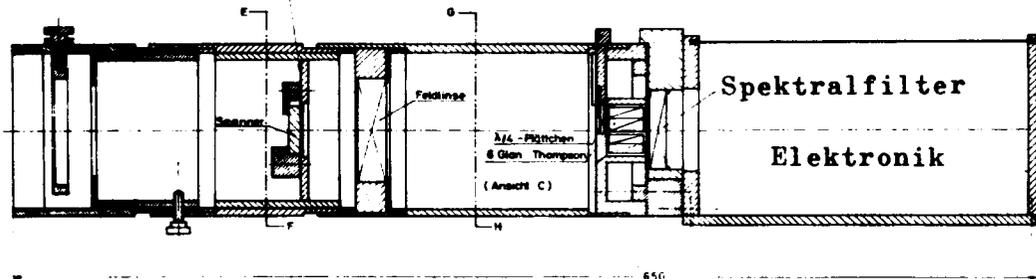
Als nächstes war die Frage des Spektralbereichs und der Strahldichteempfindlichkeit zu klären.

Da mit dem Instrument im Bereich der Erde gestreute solare Strahlung analysiert werden soll, konnte auf eine extrem hohe Empfindlichkeit der Sensoren verzichtet werden, zumal die Verwendung von Fotomultipliern es nicht erlaubt hätte, den spektralen Empfindlichkeitsbereich ins infrarote Licht (über ca. 1,1 μm Wellenlänge) hinaus auszudehnen. Der Bereich des infraroten Lichtes scheint jedoch aus theoretischen Überlegungen (siehe Kap. 7) heraus besonders interessant zu sein. Aus diesem Grunde wurden als Sensoren Si-Avalanche-Fotodioden verwendet. Ein später zu bauendes 2. Polarimeter wird mit Ge-Fotodioden arbeiten (siehe Abb. 4.3). Einen Überblick über den Aufbau, die Wirkungsweise und die Eigenschaften von Infrarot-Detektoren gibt K. Stahl (Lit. 32). Die Silizium-Avalanche-Fotodiode (Texas Instruments, TIXL 56) hat infolge des Lawineneffektes eine innere Verstärkung von 100-200. Ohne innere Verstärkung beträgt die Empfindlichkeit 0,1 A/W bei einer Wellenlänge von 633 nm. Die zeitliche Auflösung liegt im Bereich von 10^{-9} sec. Der Verlauf der spektralen Empfindlichkeit ist in Abbildung 4.3 wiedergegeben.

POLARIMETER

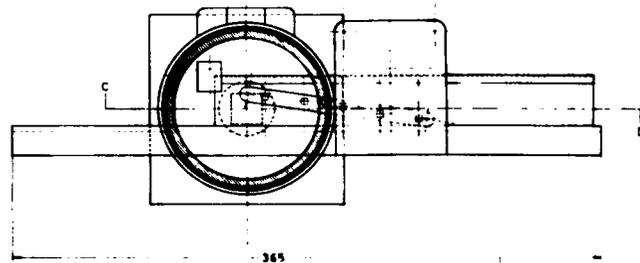
Schnitt A-B

Bildebene

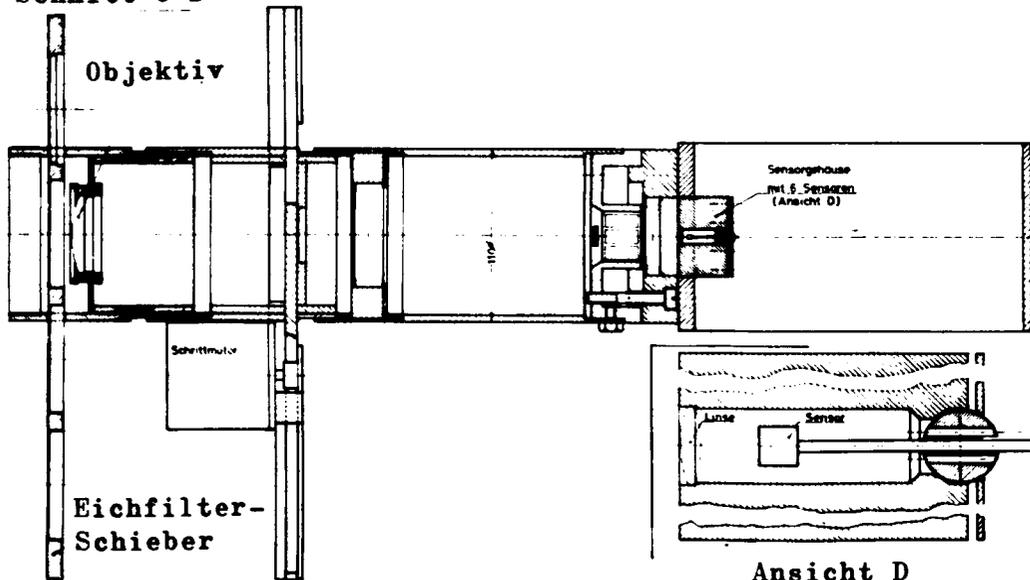


Schnitt E-F

Blendenscanner



Schnitt C-D



Schnitt G-H

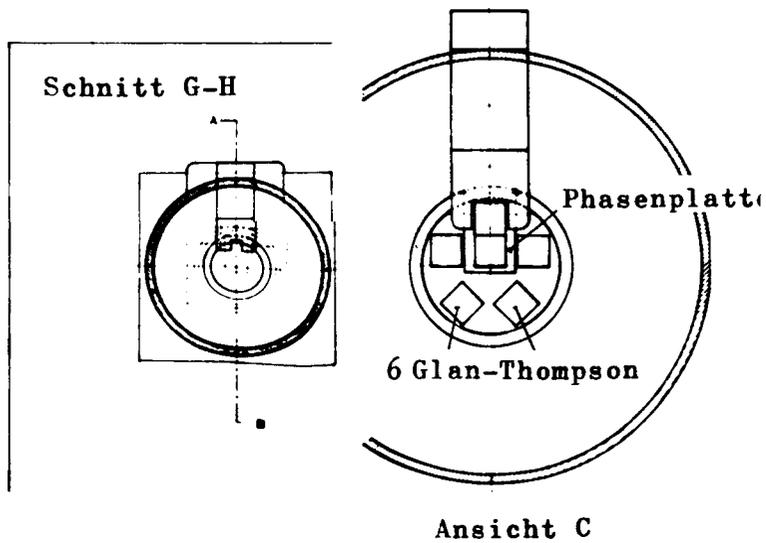


Abb. 4.1: Mechanischer Aufbau des Polarimeters

4.2. Optischer und mechanischer Aufbau

In Abb. 4.2 ist der prinzipielle optische Aufbau dargestellt. Zur Verringerung des von außerhalb des Gesichtsfeldes einfallenden Streulichtes ist vor dem Objektiv ein Blendenrohr angebracht (siehe Abb. 4.4). Die Bildfeldblende in der Brennebene des Objektivs bestimmt das Gesichtsfeld von $7,3^\circ \times 7,3^\circ$, sie ist verschiebbar angeordnet und kann über einen Schrittschaltmotor in verschiedene Positionen gebracht werden, z.B. um das Polarimeter lichtdicht zu verschließen, oder um die quadratische Bildfeldfläche zeilenförmig abzutasten (scanner). Die Feldlinse bildet die Objektivlinse auf dem Analysatorpaket ab. Das Analysatorpaket besteht aus 6 Glan-Thompson Prismen (Kalkspat, $8 \times 8 \times 16$ mm) mit den Durchlaßrichtungen 0° , 45° , 90° , 135° und 45° , 135°

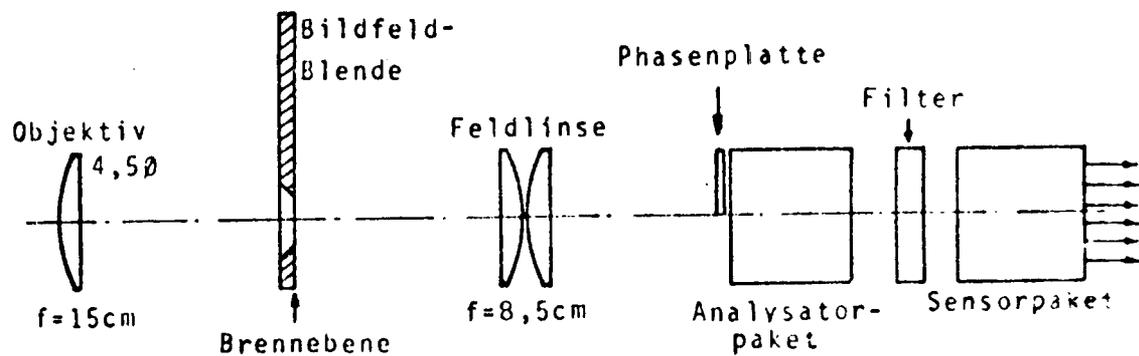


Abb. 4.2: Prinzipieller optischer Aufbau

mit zusätzlich einer auswechselbaren Phasenplatte (siehe auch Abb. 4.1). Hinter dem Analysatorpaket befinden sich das Filter und das Sensorpaket, bestehend aus 6 kleinen Linsen, welche das Licht auf die 6 Si-Avalanche-Fotodioden fokussieren. Der Empfindlichkeitsbereich der Sensoren, die Durchlaßkurven der Filter und einige Vergleichskurven sind in Abb. 4.3 dargestellt. Die Durchlässigkeitsbereiche der Filter wurden so ausgewählt, daß sie zwischen die dunkel gekennzeichneten Absorptionsgebiete fallen. Es werden zwei Interferenzfilter für 800 und 1000 nm Wellenlänge und ein Farbglas benutzt. Das Farbglas ergibt im Zusammenhang mit der Empfindlichkeitskurve der Sensoren eine mittlere Wellenlänge von ca. 600 nm.

Sonnenspektrum mit Absorptionsgebieten in Meereshöhe (Lit.28).
 Spektrale Empfindlichkeit von Si- und Ge-Fotodioden.
 Transmissionskurven der Filter (·····) und resultierende Empfindlichkeitskurven (—).

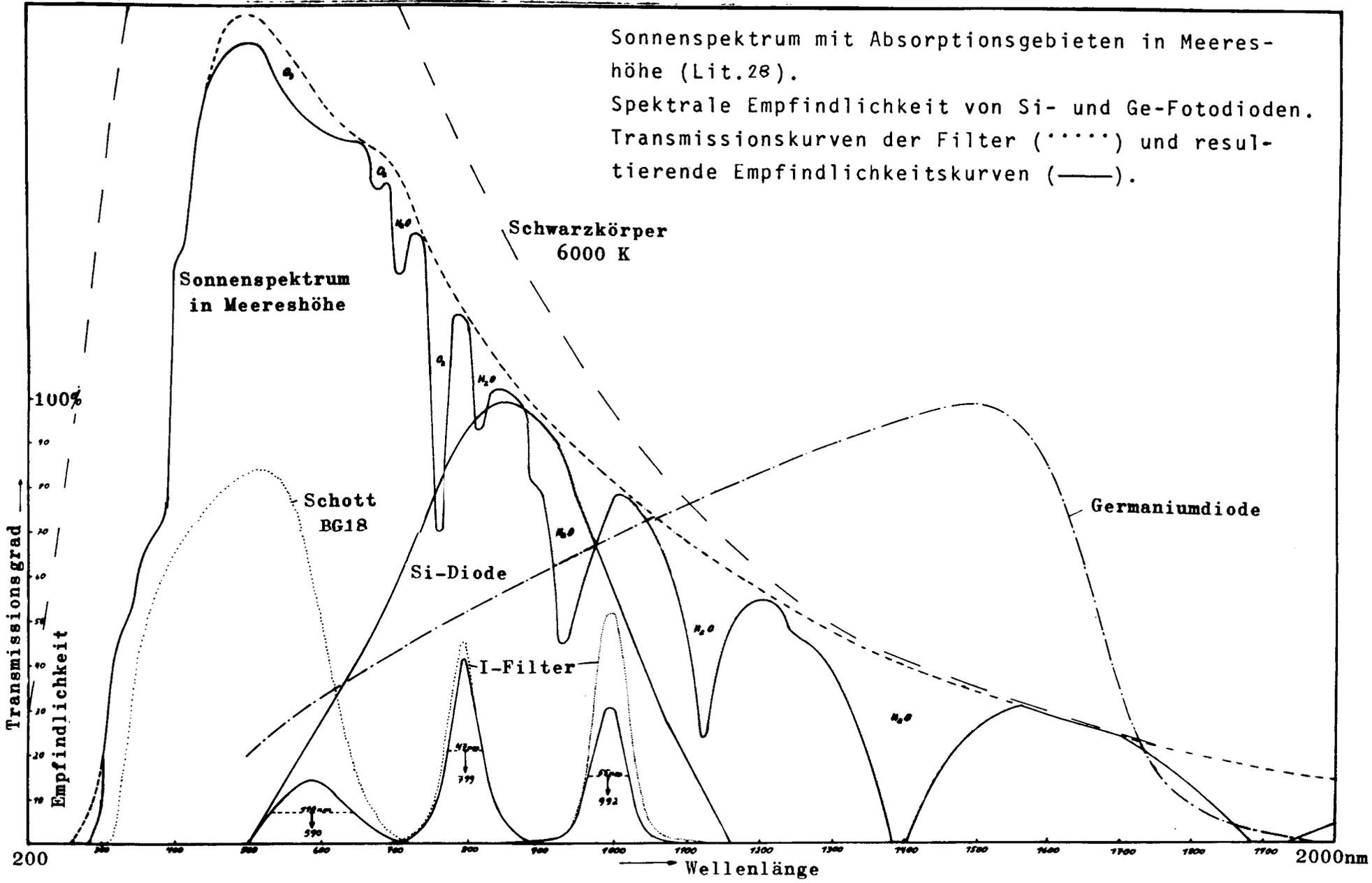
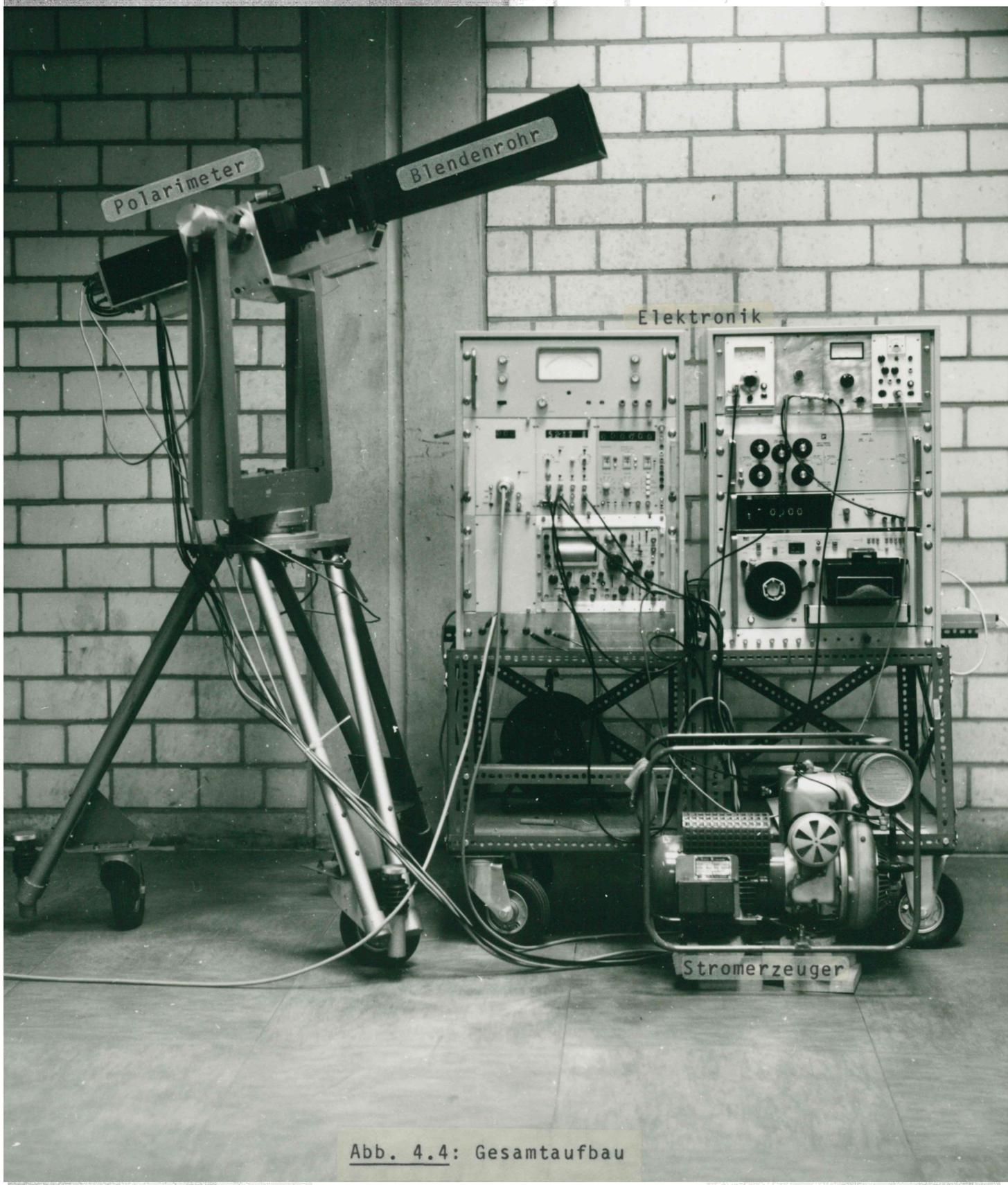


Abb. 4.3: Spektrale Verteilungen



Polarimeter

Blendenrohr

Elektronik

Stromerzeuger

Abb. 4.4: Gesamtaufbau

Der mechanische Aufbau ist in Abb. 4.1 (siehe auch Abb. 4.4) dargestellt. Das Polarimeter besteht aus drei justierbaren Rohren, wobei das erste Rohr das Objektiv und den Eichfilterschieber aufnimmt und zusätzlich einen Adapter für das Blendenrohr und die Eichleuchte (Abb. 4.6) aufweist. Im zweiten Rohr ist der Blendenscanner untergebracht; ein genaueres Bild hiervon stellt der Schnitt E-F (Abb. 4.1) dar. Am Anfang des dritten Rohres befindet sich die Feldlinse und am rechten Ende das Analysatorpaket. In der vergrößerten Ansicht C (Abb. 4.1) ist die Anordnung der 6 Polarisationsprismen (Analysatorpaket) und der Phasenplatte wiedergegeben. Das Analysatorpaket wurde von der Firma Dr. Steeg & Reuter, Bad Homburg, gebaut. Die geforderten Durchlaßrichtungen wurden mit einer Winkelgenauigkeit von ± 10 Minuten eingehalten. An das Analysatorpaket schließt sich dann das Filtergehäuse mit dem Filterschieber an. Der rechte Abschluß wird durch das Elektronikgehäuse gebildet. Links im Elektronikgehäuse ist das Sensorpaket mit den 6 Fotodioden und den 6 Linsen untergebracht. In der Ansicht D (Abb. 4.1) ist ein vergrößerter Ausschnitt des Sensorpaketes wiedergegeben. Die Sensoren lassen sich innerhalb der Bohrung in jede beliebige Position bringen; sie werden auf diese Weise auf maximale Empfindlichkeit justiert.

4.3 Eichvorrichtungen

Zur Durchführung der in den Kapiteln 5. und 6. beschriebenen Eichungen werden verschiedene Vorrichtungen benutzt.

Standardlampe

Die Standardlampe besteht aus einer gealterten und geeichten Vakuum-Glühlampe des Typs Wi 40V (Osram), welche mit Unterspannung betrieben wird.

Auf diese Weise kann sie über lange Zeit als Eichstandard benutzt werden (siehe Abb. 4.5). Die Lampe wird mit konstantem Gleichstrom von 4A betrieben.

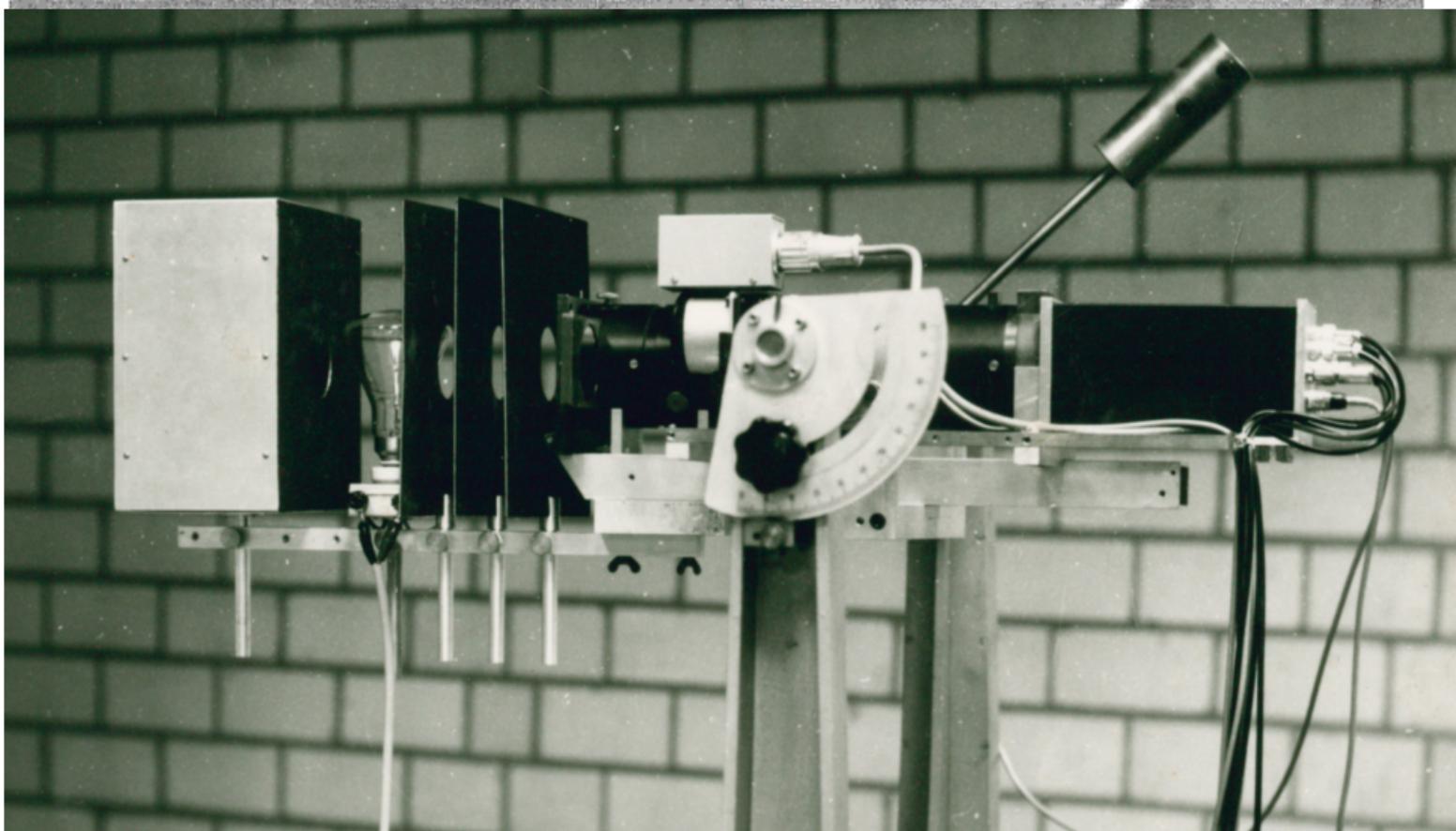


Abb. 4.5: Polarimeter mit Standardlampe

Zur Verteilung des Lichtes über den gesamten Raumwinkel des Polarimeter-Gesichtsfeldes dient eine Opalglasscheibe dicht vor dem Objektiv des Polarimeters. Damit nur das primäre Licht der Lampe das Polarimeter erreicht, sind drei schwarze Blenden und ein absorbierender Hohlraum angebracht worden.

Eichleuchte

Die oben beschriebene Standardlampe und ihr Aufbau sind empfindlich und umständlich zu handhaben. Auch die erzeugte Strahldichte ist niedrig und erreicht nicht die bei den Messungen auftretenden Werte.

Aus diesem Grunde wurde eine kompakte Eichleuchte gebaut (siehe Abb. 4.6).

Am oberen Ende des Polarimeters in Abb. 4.6 ist die Eichleuchte angebracht, dahinter befindet sich ein Eichfilterschieber. Die Eichleuchte besteht aus einer Halogen-Glühlampe (400 W), welche mit konstantem Gleichstrom (10A) im Unterspannungsbereich betrieben wird. Das Gehäuse wurde von innen mit Magnesiumoxid

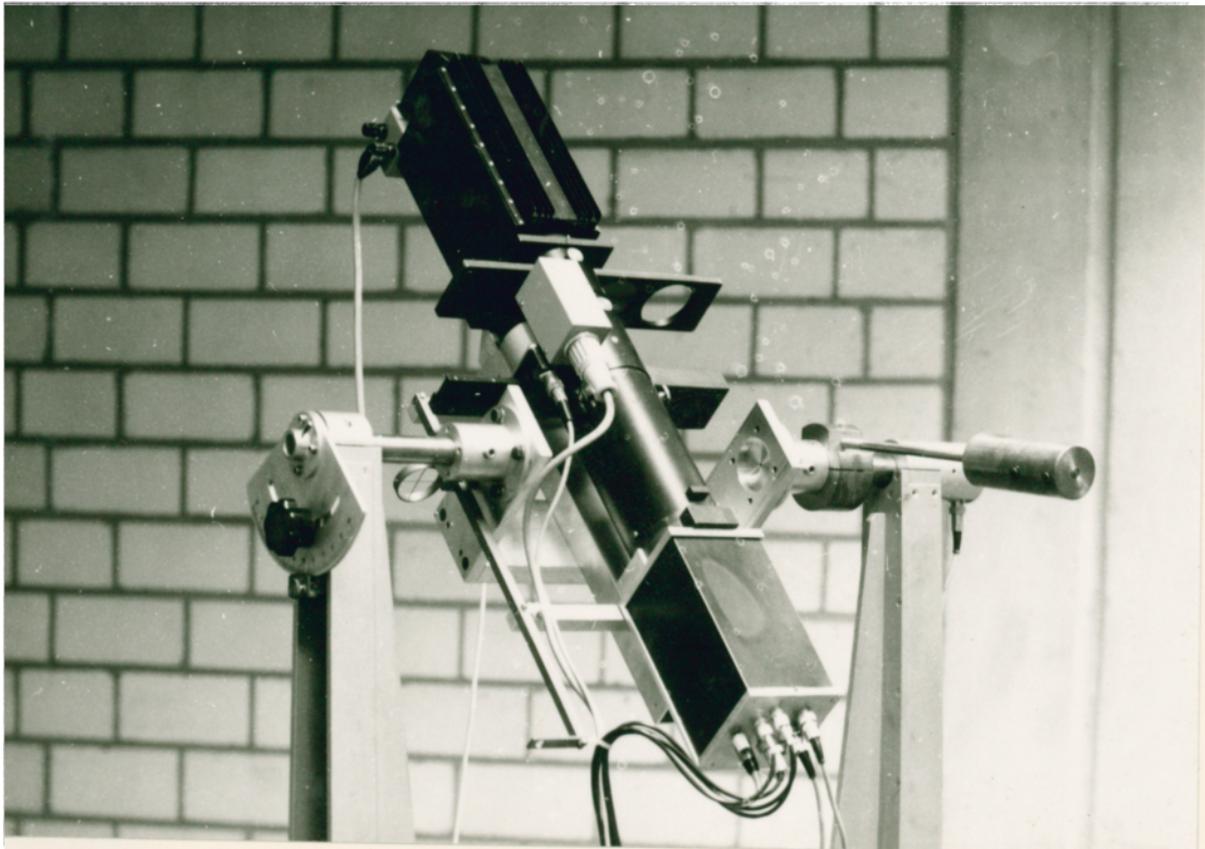


Abb. 4.6: Polarimeter mit Eichleuchte

bedampft und wird über Kühlrippen und einen Ventilator gekühlt. Der Abschluß zum Polarimeter hin wird durch eine Opalglasscheibe gebildet, welche depolarisierend und lichtverteilend wirkt.

4.4. Elektronischer Aufbau und Datenerfassung

Der elektronische Gesamtaufbau ist in Abb. 4.7 dargestellt. Die Geräte Pos. 4 - 7 wurden fertig gekauft, während die anderen Teile speziell für das Polarimeter entwickelt worden sind (Selbstbau). Das Licht, welches die 6 Polarisationsprismen durchsetzt, trifft auf 6 Silizium-Avalanche-Fotodioden (1). Die Fotodioden werden in Sperrichtung betrieben und zwar kurz unterhalb der Durchbruchspannung, die ca. 150 V beträgt. Auf diese Weise tritt durch Lawinenbildung im Halbleiter eine innere Verstärkung von ca. 100 - 200 auf. Diese Verstärkung ist stark von der Temperatur und der anliegenden Spannung abhängig. Zum Schutz der Fotodioden wird die Versorgungsspannung über einen Widerstand von 1 M Ω zugeführt. Wenn bei großem Lichteinfall der Strom durch die

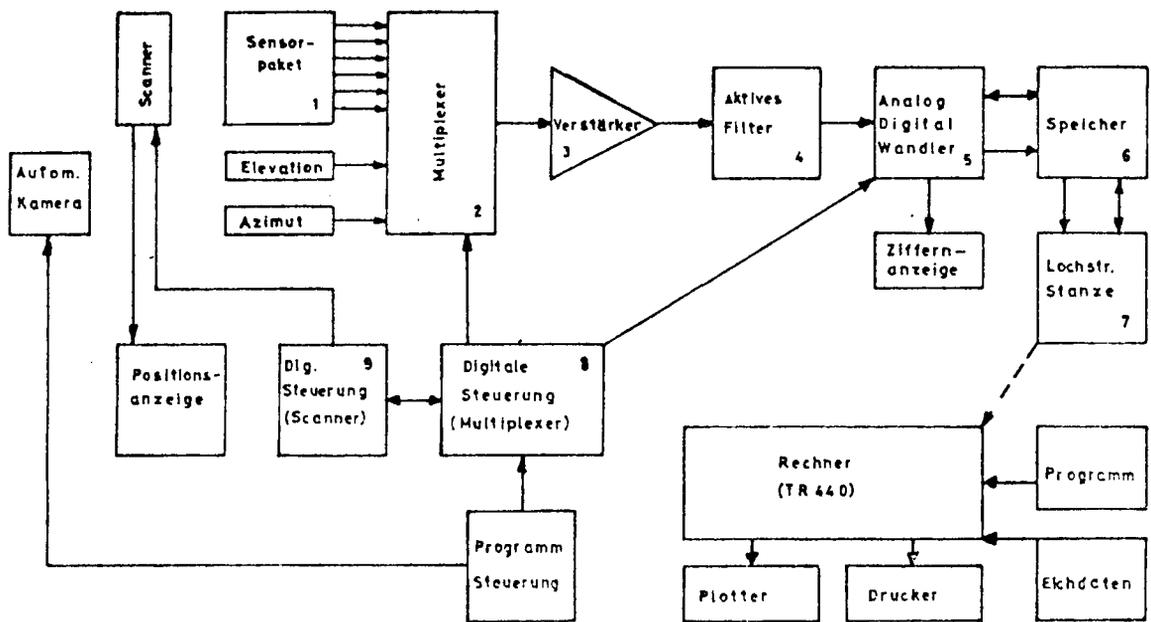


Abb. 4.7: Elektronisches Blockschaltbild

Fotodiode ansteigt, reduziert sich durch den Spannungsabfall am Vorschaltwiderstand die Versorgungsspannung und damit auch die innere Verstärkung. Infolge dieses Effektes besteht kein linearer Zusammenhang zwischen der Beleuchtungsstärke und dem elektrischen Signal (siehe auch Kap. 5.2.). Die Spannungen an den Dioden und an der Elevations- und Azimutanzeige des Stativs werden von dem Multiplexer (2) mit einer zwischen 0,2 - 1000 Hz einstellbaren Frequenz abgefragt und dann über einen Verstärker (3) und einen Filter (4) zum Analog-Digital-Wandler (5) gegeben. Die Spannungen hinter dem Verstärker (3) - mit einem Verstärkungsfaktor von ca. 200 - liegen im allgemeinen zwischen 0 und 5000 mV. Das aktive Filter (wahlweise Hochpaß, Tiefpaß, Bandpaß, Bandsperre) dient zur Unterdrückung störender Frequenzen. Der Meßwertspeicher (6) nimmt 50 komplette Meßwerte auf und gibt sie dann an die Stanze (7) weiter. Die Teile (2) und (3) sind im Elektronikkasten des Polarimeters untergebracht.

Zur Auswertung werden die Daten vom Lochstreifen in den Rechner eingelesen und dann mit Hilfe von Eichdaten umgerechnet und reduziert. Die endgültige Ausgabe erfolgt auf einen Plotter und Drucker (siehe Kap. 6.2.).

5. Eichtheorie

5.1. Relative Strahldichte Eichung

Die Strahldichte L wird durch folgende Beziehung definiert,

$$L = d^2\phi / (d\Omega dA \cos\epsilon), \quad (\text{W} \cdot \text{sr}^{-1} \text{m}^{-2}).$$

ϕ = Strahlungsfluß (W), $d\Omega$ = Raumwinkel (sr), dA = durchstrahlte Fläche (m^2), ϵ = Winkel zwischen der Flächennormalen und der Strahlrichtung.

Zur Festlegung eines Bezugspunktes der Strahldichte wird die geeichte Standardlampe (siehe Kap. 4.3.) reproduzierbar vor dem Polarimeter angebracht und die Ausgangsspannungen gemessen. Von den 6 gemessenen Spannungen wird die Spannung des 6. Kanals willkürlich als Referenz für die Bestimmung der momentanen relativen Empfindlichkeit (oder Verstärkung) V_{rel} benutzt.

$$V_{\text{rel}} = U_6 (\text{momentan}) / U_6 (\text{Bezugspunkt}) \quad (5.1)$$

Die Bestimmung der momentanen relativen Empfindlichkeit des Polarimeters vor jeder Messung ist notwendig, da die Empfindlichkeit z.B. von der Temperatur und der eingestellten Versorgungsspannung an den Fotodioden abhängig ist. Nur durch diese Eichung lassen sich die Strahldichtemessungen zu verschiedenen Zeitpunkten miteinander vergleichen.

Für die Bestimmung der momentanen relativen Empfindlichkeit bei Messungen außerhalb des Labors wird die Eichleuchte gemäß Abb. 4.6 benutzt. Die relative Strahldichte der Eichleuchte wird mittels der Standardlampe und dem Polarimeter bestimmt (siehe auch Kap. 6.1.).

5.2. Die Sensorkennlinien

Aus der elektronischen Verschaltung der Sensoren und dem "Avalanche" Effekt (Kap. 4.4) ergibt sich, daß zwischen der einfallenden Strahldichte des Lichtes und der Ausgangsspannung hinter dem Multiplexer (siehe Abb. 4.7) kein linearer Zusammenhang besteht. Je größer die einfallende Strahldichte des Lichtes ist, um so geringer wird die Empfindlichkeit der einzelnen Kanäle. Deswegen müssen Sensorkennlinien bestimmt werden.

Zur Bestimmung der Sensorkennlinien $L = f(U)$ wird zuerst gemäß Kap. 5.1 die momentane relative Empfindlichkeit des Polarimeters bestimmt. Dann werden die Spannungen an den 6 Ausgängen, unter Benutzung der Eichleuchte (Abb. 4.6) und 16 Graugläsern, welche zur definierten Lichtschwächung zwischen das Analysator- und Sensorpaket gebracht werden, gemessen.

An den Ausgängen der 6 Kanäle werden jeweils 6 verschiedene Spannungen gemessen. Die Ursache hierfür sind die unterschiedlichen Empfindlichkeiten und Verstärkungsfaktoren der einzelnen Kanäle und zusätzlich die Veränderung des Polarisationszustandes des Lichtes beim Durchgang durch die Optik des Polarimeters. Wenn die Sensorkennlinien im doppelt logarithmischen Maßstab aufgetragen werden, zeigt sich, daß die Kurven in jeweils 3 "lineare" Teilbereiche unterteilt werden können (siehe Abb. 5.1). Für diese Kurvenstücke kann die Sensorkennlinie analytisch beschrieben werden durch

$$L = a_n U^{b_n}, \quad n = 1 \dots 3. \quad (5.2)$$

Zusätzlich wird noch der Bereich zwischen dem Eichpunkt mit der geringsten Strahldichte (ca. 10^{-4} * Maximum) und Null als linear angenommen, d.h. $b_4 = 1$. Die zur Beschreibung aller 6 * 4 Sensorkennlinien benötigten 48 Konstanten lassen sich aus den Eichmessungen berechnen (siehe Abb. 6.1).

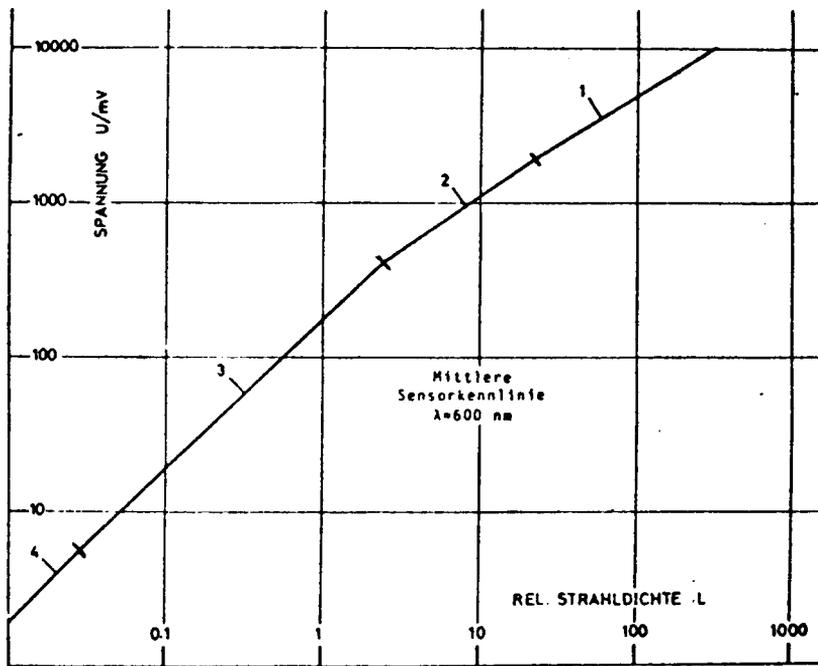


Abb. 5.1: Beispiel für den Verlauf der 12
Sensorkennlinien ($\lambda=600$ u. 800nm)

Zur Reduktion der Meßwerte auf eine Standardempfindlichkeit werden die gemessenen Spannungen vorher durch V_{rel} (siehe Kap. 5.1.) dividiert.

5.3. Relative Empfindlichkeit der Kanäle

Die momentane relative Empfindlichkeit der 6 Kanäle untereinander, z.B. bezogen auf Kanal 6, läßt sich durch die bisherigen Messungen nicht direkt bestimmen, da die verschiedenen Einflüsse (Verstärkung und Polarisationsänderung) nicht ohne weiteres entkoppelbar sind. Eine prinzipielle Möglichkeit zur Bestimmung der momentanen relativen Empfindlichkeit der Kanäle untereinander bestände darin, daß man ohne Verwendung der Optik (wegen der Polarisationsseigenschaften) die 6 Kanäle mit unpolarisiertem Licht bestrahlt und dann die registrierten Strahldichten z.B. durch die des 6. Kanales dividiert. Diese Möglichkeit scheidet jedoch erstens an der

großen Schwierigkeit unpolarisiertes Licht herzustellen, zweitens verändern sich die relativen Empfindlichkeiten bei Hinzunahme der Optik infolge der anderen Abbildungsbedingungen und drittens wäre es zu umständlich, vor und zwischen den Messungen die Optik aus- und einzubauen.

Um die Entkoppelung dennoch durchführen zu können, müssen einige besondere Eigenschaften der Stokes-Parameter und der speziell realisierten Meßanordnung ausgenutzt werden.

Es wurde das folgende Verfahren entwickelt. Die Gl. (4.1) zeigt, daß sich der 1. Stokes-Parameter (= Gesamtstrahlendichte) aus den 6 gemessenen Strahldichten auf 3 voneinander unabhängige Weisen berechnen läßt.

$$\begin{aligned}
 S_0^{(1)} &= L(0^0, 0) + L(90^0, 0) &= L_1 + L_2 \\
 S_0^{(2)} &= L(45^0, 0) + L(135^0, 0) &= L_3 + L_4 \\
 S_0^{(3)} &= L(45^0, V_e) + L(135^0, V_e) &= L_5 + L_6
 \end{aligned} \tag{5.3}$$

Die drei $S_0^{(1...3)}$ müssen bei einer Messung, bei welcher die $L_{1...6}$ quasi - gleichzeitig bestimmt worden sind, gleich sein. Speziell muß dann auch gelten,

$$\begin{aligned}
 S_0^{(1)} - S_0^{(3)} &= 0, \\
 S_0^{(2)} - S_0^{(3)} &= 0.
 \end{aligned} \tag{5.4}$$

Die L_k ($k = 1..6 =$ Kanal Nr.) der Gl. (5.3) errechnen sich aus

$$L_k = a_{n,k} (U_k/V_k)^{b_{n,k}}, \quad n = 1...4 \tag{5.5}$$

(siehe auch Gl. 5.2), wobei die V_k noch unbekannt sind und die momentanen relativen Verstärkungsfaktoren darstellen. Durch Umformung erhält man,

$$\bar{V}_k = \frac{\sum_{n=1}^4 W_{n,k} V_k^{b_{n,k}}}{\sum_{n=1}^4 W_{n,k}}, \quad k = 1 \dots 5 \quad (5.9)$$

$W_{n,k}$ = Anzahl der $L_{k,n}$ im n-ten Teil der Sensorkennlinie des k-ten Kanales.

Aus Gl. (5.9) lassen sich iterativ die Verstärkungsfaktoren V_k der 5 Kanäle in bezug auf Kanal 6 bestimmen.

Wegen der bei jeder Messung auftretenden Fehler und statistischen Schwankungen werden beim Aufbau des linearen Gleichungssystems gemäß Gl. (5.7) mehr als nur 3 Messungen zugrundegelegt (z.B. 5 Messungen = 10 Gleichungen) und dann dieses überbestimmte Gleichungssystem durch eine Ausgleichsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate gelöst.

Da die Sensorkennlinien in 4 Bereiche unterteilt sind, genügt es nicht, das überbestimmte inhomogene lineare Gleichungssystem nur einmal zu lösen, da bei Anwendung der so ermittelten Verstärkungsfaktoren verschiedene Meßwerte von einem Teil der Sensorkennlinien in einen anderen gelangen. Deshalb wird der zuerst für die Berechnung der $L_{k,j}$ gemäß Gl. (5.5) benutzte Verstärkungsfaktor $V_k^{(1)}$ korrigiert,

$$V_k^{(2)} = V_k^{(1)} / V_k, \quad k = 1 \dots 5. \quad (5.10)$$

Unter Verwendung des gemäß Gl. (5.10) neu berechneten Verstärkungsfaktors werden erneut die Strahldichten gemäß Gl. (5.5) berechnet und dann mittels den Gl. (5.7) u. (5.9) die Verstärkungsfaktoren V_k , $k = 1 \dots 5$ neu bestimmt.

Im nächsten Schritt wiederholt sich das Verfahren, d.h. mittels der neuen V_k wird aus Gl. (5.10) und $V_k^{(2)}$ der neue Verstärkungsfaktor $V_k^{(3)}$ ausgerechnet und erneut V_k bestimmt. Dieses Iterationsverfahren wird solange fortgesetzt, bis als Lösung des

linearen Gleichungssystem (Gl. 5.7) für alle unbekanntem Verstärkungsfaktoren sich ungefähr 1 ergibt ($\pm 0,0001$). In diesem Fall waren die zuletzt benutzten Verstärkungsfaktoren $v_k^{(\ell)}$ "korrekt" und stellten damit die gesuchten 5 momentanen relativen Verstärkungsfaktoren dar. Um die oben angegebene Genauigkeit zu erreichen, sind ca. 4 bis 5 Iterationsschritte nötig. Der Rechenzeitaufwand für die Durchführung des gesamten Verfahrens beträgt auf der TR 440 ca. 30 sec.

5.4. Die Eichmatrix

Der Polarisationszustand des in das Polarimeter eintretenden Lichtes wird durch die optischen Bauteile verändert, d.h. der Stokes-Vektor des einfallenden Lichtes wird im Instrument einer linearen Transformation unterzogen. Diese Transformation läßt sich gemäß Gl. (3.7) beschreiben durch

$$\vec{S}' = \underline{\underline{A}} * \vec{S} \quad , \quad (5.11)$$

wobei $\underline{\underline{A}}$ eine 4x4 Matrix (Eichmatrix) ist, welche die Wirkung der optischen Bauteile auf den Stokes-Vektor des einfallenden Lichtes beschreibt.

$$\begin{pmatrix} S'_0 \\ S'_1 \\ S'_2 \\ S'_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{1,1} & a_{2,1} & a_{3,1} & a_{4,1} \\ a_{1,2} & a_{2,2} & a_{3,2} & a_{4,2} \\ a_{1,3} & a_{2,3} & a_{3,3} & a_{4,3} \\ a_{1,4} & a_{2,4} & a_{3,4} & a_{4,4} \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} \quad (5.12)$$

Um die Eichmatrix des Polarimeters bestimmen zu können, muß dem Instrument im Prinzip Licht mit 4 linear unabhängigen Stokes-Vektoren \vec{S} angeboten und die Ausgangsspannungen gemessen werden.

Eichverfahren mittels 4 spezieller Eichmessungen

Jäger und Oetken (1963) geben ein Verfahren zur Bestimmung der 16 unbekannt Elemente $a_{i,j}$ der Eichmatrix an, sie schlagen vor, zur Eichung Licht mit 4 speziellen Stokes-Vektoren zu benutzen. Die Bestimmungsgleichungen für die $a_{i,j}$ werden dann besonders einfach.

1. Eichvektor, $\vec{S}_1 : (S_{01}, 0, 0, 0)$, unpol. Licht. Daraus ergeben sich die Elemente der 1. Spalte der Eichmatrix zu

$$a_{1,k} = S'_{j-1,1}/S_{01} \quad , \quad j = 1 \dots 4.$$

2. Eichvektor, $\vec{S}_2 : (S_{02}, S_{02}, 0, 0)$, linear pol. Licht 0° . Daraus ergeben sich die Elemente der 2. Spalte der Eichmatrix zu

$$a_{2,j} = S'_{j-1,2}/S_{02} - S'_{j-1,1}/S_{01} \quad , \quad j = 1 \dots 4.$$

3. Eichvektor, $\vec{S}_3 : (S_{03}, 0, S_{03}, 0)$ linear pol. Licht 45° . Daraus ergeben sich die Elemente der 3. Spalte der Eichmatrix zu

$$a_{3,j} = S'_{j-1,3}/S_{03} - S'_{j-1,1}/S_{01} \quad , \quad j = 1 \dots 4.$$

4. Eichvektor, $\vec{S}_4 : (S_{04}, 0, 0, S_{04})$, zirkular pol. Licht. Daraus ergeben sich die Elemente der 4. Spalte der Eichmatrix zu

$$a_{4,j} = S'_{j-1,4}/S_{04} - S'_{j-1,1}/S_{01} \quad , \quad j = 1 \dots 4.$$

Will man dieses Verfahren anwenden, wird Licht mit 4 bekannten Stokes-Vektoren der beschriebenen Art benötigt. Im allgemeinen ist jedoch die absolute Größe der Eich-Stokes-Komponente S_0 und die der gemessenen Stokes-Komponente S'_0 nicht bekannt, d.h. über die absolute Größe der Strahldichte vor und hinter der Optik lassen sich keine genauen Aussagen machen.

Eine weitere Schwierigkeit besteht darin, Licht herzustellen, welches mit hoher Genauigkeit die geforderten Stokes-Vektoren hat. Insbesondere bereitet die Herstellung von unpolarisiertem Licht große Schwierigkeiten (siehe auch Kap. 6.).

Nachdem zu Anfang Versuche mit der Benutzung des beschriebenen Verfahrens gemacht worden sind, wurde später aus den oben genannten Gründen das unten dargestellte allgemeinere Verfahren benutzt.

Allgemeines Eichverfahren

Wenn die Gl. (5.12) aufgelöst und dann für 4 verschiedene Paare von gemessenen und Eich-Stokes-Vektoren hingeschrieben wird, erhält man 4 inhomogene lineare Gleichungssysteme mit jeweils 4 Unbekannten und 4 Bestimmungsgleichungen. Als Lösung des i -ten Gleichungssystems erhält man die Elemente der i -ten Zeile der Eichmatrix. Die 4 inhomogenen linearen Gleichungssysteme lassen sich in folgender Weise schreiben:

$$\sum_{i=1}^4 a_{i,1} S_{i-1,n} - S'_{0,n} = 0, \quad n = 1 \dots 4 \quad (5.13)$$

$$\sum_{i=1}^4 a_{i,2} S_{i-1,n} - S'_{1,n} = 0, \quad n = 1 \dots 4 \quad (5.14)$$

$$\sum_{i=1}^4 a_{i,3} S_{i-1,n} - S'_{2,n} = 0, \quad n = 1 \dots 4 \quad (5.15)$$

$$\sum_{i=1}^4 a_{i,4} S_{i-1,n} - S'_{3,n} = 0, \quad n = 1 \dots 4 \quad (5.16)$$

Da die absoluten Größen der Stokes-Parameter nicht bekannt sind, wird eine Reduktion durchgeführt, d.h. einer der gemessenen (\vec{S}'_g) und der zugehörige Eich-Stokes-Vektor (\vec{S}_g) werden willkürlich herausgegriffen und dann alle Stokes-Parameter durch das S'_0 , bzw. S_0 des herausgegriffenen Stokes-Vektors dividiert.

$$S_{i,n}^{i*} = S_{i,n}' / S_{0,g}' \quad , \quad i = 0 \dots 3, \quad n = 1 \dots N \quad (5.17)$$

$$S_{1,n}^* = S_{i,n}' / S_{0,g}' \quad , \quad i = 0 \dots 3, \quad n = 1 \dots N$$

N = Anzahl der Eichmessungen

Wird der Quotient $q = S_{0,g}' / S_{0,g}'$ eingeführt, so erhält man aus Gl. (5.11) und (5.17)

$$S_n' / S_{0,g}' = q \bar{A} * S_n / S_{0,g}, \quad n = 1 \dots N. \quad (5.18)$$

Hieraus folgt, daß mittels dieses Eichverfahrens die Eichmatrix \bar{A} unter Einschluß eines Strahldichtefaktors q bestimmt wird. Der unbekannte Faktor q, welcher im weiteren in die Matrix \bar{A} hineingezogen wird (die $a_{i,j}$ beinhalten den Faktor q), resultiert aus der Unkenntnis der absoluten Strahlungsgrößen, oder aus der Unkenntnis der Schwächung des zur Reduktion herangezogenen Eich-Stokes-Vektors innerhalb der Optik des Polarimeters.

Für die Lösung der 4 linearen Gleichungssysteme werden 4 Eichmessungen mit Licht, dessen Stokes-Vektoren linear unabhängig sind, benötigt. Es braucht nicht mehr Licht mit den speziellen beim 1. Verfahren beschriebenen Eich-Stokes-Vektoren hergestellt zu werden (siehe auch S.42).

Wegen der bei jeder Messung auftretenden Fehler und statistischen Schwankungen werden beim Aufbau der linearen Gleichungssysteme (wie in Kap. 5.3.) mehr als nur 4 Messungen zugrundegelegt und dann diese überbestimmten Gleichungssysteme durch eine Ausgleichsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate gelöst.

Auf diese Weise erhält man aus den 4 linearen Gleichungssystemen die 16 unbekanntes Matrixelemente $a_{1,j}$. Um die Eichmatrix auf die Messungen anwenden zu können, muß Gl. (5.12) invertiert werden.

$$\tilde{S} = \bar{A}^{-1} * \tilde{S}' \quad (5.19)$$

6. Durchführung der Eichungen und Messungen, Tests und

Meßfehler

6.1 Eichungen

In Ergänzung zu Kap. 5 soll hier kurz die praktische Durchführung verschiedener Eichungen und die Größe der auftretenden Fehler behandelt werden.

Sensorkennlinien

Mittels der Eichleuchte (Abb. 4.6) werden im Labor gemäß Kap. 5.2. die Sensorkennlinien der 6 Kanäle am voll aufgebauten Polarimeter (mit Optik) bestimmt. Die zur definierten Lichtschwächung benutzten 16 Graugläser sind nur unzureichend "grau", d.h. es besteht in dem interessierenden Spektralbereich (600 - 1000 nm) eine Abhängigkeit der Lichtschwächung von der Wellenlänge, deshalb wurden die "Graugläser" von der Herstellerfirma (Fa. Schott, Mainz) mit Hilfe eines Zeiss-Spektralfotometers für die Wellenlänge 600, 800 und 1000 nm geeicht.

Kanal Nr.	Kennlinienbereich							
	1		2		3		4	
	$a \cdot 10^6$	b	$a \cdot 10^4$	b	$a \cdot 10^4$	b	$a \cdot 10^3$	b
1	U > 1940		565 < U < 1940		27 < U < 565		0 < U < 27	
	6.21	1.820	1.00	1.452	6.71	1.153	1.11	1.0
2	U > 2050		595 < U < 2050		28 < U < 595		0 < U < 28	
	6.65	1.798	0.96	1.448	6.56	1.147	1.07	1.0
3	U > 1780		515 < U < 1780		21 < U < 515		0 < U < 21	
	9.39	1.786	1.21	1.444	10.6	1.096	1.43	1.0
4	U > 1780		495 < U < 1780		22 < U < 495		0 < U < 22	
	19.2	1.691	1.68	1.400	9.23	1.126	1.36	1.0
5	U > 1790		480 < U < 1790		21 < U < 480		0 < U < 21	
	19.7	1.685	2.24	1.361	9.89	1.121	1.43	1.0
6	U > 1810		525 < U < 1810		20 < U < 525		0 < U < 20	
	11.6	1.754	1.15	1.447	12.0	1.073	1.50	1.0

$\lambda = 800 \text{ nm}$, Spannung U in mV, Strahldichte $L = a \cdot U^b$

Abb. 6.1: Beispiel für die Konstanten der Sensorkennlinien

Da die Graugläser sehr genau planparallel geschliffen worden sind, ist die Lichtschwächung an jedem Punkt der Gläser - innerhalb der Meßgenauigkeit (der Fa. Schott) - konstant. Die Genauigkeit der Grauglaseichung beträgt:

0,5% für $T > 0,1$ und 2,3% für $T < 0,1$,

wobei T der Transmissionsgrad ist. Bei einer Wellenlänge von 800 nm ist der geringste Transmissionsgrad $T = 0,000935$.

Da der Vorgang der Polarimeterreichung mehrere Minuten dauert, wird zwischendurch immer wieder die maximale Strahldichte gemessen und auf diese Weise die Drift (siehe weiter unten) kompensiert.

Aus den gemessenen Spannungen werden dann die Konstanten a und b (Gl. 5.2) der einzelnen Teile der Sensorkennlinien berechnet (siehe Tabelle Abb. 6.1 und Diagramm Abb. 5.1). Für die maximale Strahldichte (ohne Grauglas) wird willkürlich der Wert 100 angenommen.

Relative Strahldichte

Zur Bestimmung der Sensorkennlinie wird die Eichleuchte (Abb. 4.6) benutzt, da die Standardlampe (Abb. 4.5) eine zu geringe Strahldichte erzeugt. Um jetzt und später eine Aussage über die relative Strahldichte machen zu können, wird vor der Ermittlung der Sensorkennlinien mittels der Standardlampe ein Bezugspunkt festgelegt (gemessen). Dieser Bezugspunkt, d.h. die relative Strahldichte der Standardlampe, kann dann später mit Hilfe der Sensorkennlinien zahlenmäßig angegeben werden, und zwar in bezug auf die durch die Eichleuchte hervorgerufene Strahldichte $L_E = 100$ bei einem Lampenstrom der Eichleuchte von $10,0A \pm 0,05A$ und einem Standardlampenstrom von $4,0A \pm 0,05A$.

Die relative Strahldichte der Standardlampe L_{st} beträgt

$$\lambda = 600 \text{ nm}, L_{st} = 0,37 ; \lambda = 800 \text{ nm}, L_{st} = 0,74.$$

Bei Messungen außerhalb des Labors wird die Eichleuchte zur Bestimmung der momentanen relativen Empfindlichkeit des Polarimeters benutzt. Zu diesem Zweck wird bei einem Lampenstrom von $10,0A \pm 0,05A$ ($\hat{=} L_E = 100$) die Spannung an Kanal 6 gemessen und dann aus Gl. (5.1) V_{rel} berechnet.

Die Unsicherheit im Lampenstrom von 0,5% bedingt eine Unsicherheit in der relativen Strahldichte von

$$\Delta L_E / L_E = 1,6\%, \text{ bei } \lambda = 800 \text{ nm} ; \Delta L_E / L_E = 2\%, \text{ bei } \lambda = 600 \text{ nm},$$

dies folgt aus Testmessungen.

Die Eichleuchte wird mit 10% Unterspannung betrieben, wodurch sich ihre Lebenserwartung auf das dreifache steigert (Lit.25). Da die Eichleuchte jedoch häufig eingesetzt wird, erfolgt in kürzeren Abständen mittels der Standardlampe eine Nacheichung der Strahldichte L_E bei 10A Lampenstrom.

Langzeitverhalten, Drift

Infolge verschiedener Temperatureffekte ändert sich die Empfindlichkeit des Polarimeters nach dem Einschalten ständig. Zu Anfang nimmt die Empfindlichkeit recht schnell ab. Diese Abnahme läßt sich durch Erhöhung der Versorgungsspannung an den Sensoren etwas kompensieren.

Nach etwa einer Stunde Betriebszeit erfolgt nur noch eine Abnahme der Empfindlichkeit E von

$$\Delta E / E \cdot t = 0,5\% / \text{min}.$$

Aus diesem Grunde wird jede Messung in kurze Meßzyklen aufgeteilt, wobei jeder Meßzyklus ca. 2 min dauert und vorher jeweils eine komplette neue Eichung vorgenommen wird. Hieraus ergibt sich als systematischer Driftfehler für die S_n

$$\Delta S_n/S_n = 1\%, \quad n = 0 \dots 3.$$

Diese Drift wirkt sich jedoch nur auf die Gesamtstrahldichte L aus. Die normierten Stokes-Parameter (S_n/S_0 , $n = 0 \dots 3$) ändern sich nicht, da sich der Driftfaktor heraushebt.

$$\vec{S} : L(1, \tilde{S}_1, \tilde{S}_2, \tilde{S}_3)$$

$$\Delta L/L = 1\%.$$

Hieraus folgt weiterhin, daß die Elliptizität, der Polarisationswinkel und der Polarisationsgrad keinen Driftfaktor aufweisen.

Eich-Stokes-Vektoren

Das zur Bestimmung der Eichmatrix (Kap. 5.4.) benötigte Licht mit 4 oder mehr verschiedenen Stokes-Vektoren wird mit Hilfe von Polarisationsfolien und einer Phasenplatte hergestellt. In dem Filterschieber (Abb. 4.1), welcher kurz vor dem Objektiv angebracht ist, sind 3 Polarisationsfolien (7 cm \emptyset) mit fest eingestellten Durchlaßrichtungen und 1 Polarisationsfolie mit zusätzlich einer Phasenplatte eingebaut. Wenn der Filterschieber während der Eichung umgedreht wird, ändert sich jeweils die Durchlaßrichtung in bezug auf das Polarimeter, so daß auf diese Weise bis zu 7 verschiedene Eich-Lichtsorten hergestellt werden können: 1. fast unpolarisiertes Licht mittels der Opalglasscheibe (siehe weiter unten). 2. linear polarisiertes Licht in 0° Richtung. 3. linear polarisiertes Licht in 45° und 135° Richtung. 4. linear polarisiertes Licht in $22,5^\circ$ und $157,5^\circ$ Richtung. 5. elliptisch polarisiertes Licht.

Für die Wellenlängen 600, 800 und 1000 nm wurden jeweils eigene Filterschieber hergestellt, da die Polarisationswirkung der verschiedenen Polarisationsfolien im sichtbaren und im infraroten Licht sehr unterschiedlich sind.

Die Polarisationsfolien (Fa. Käsemann, Oberaudorf) für den sichtbaren Spektralbereich haben nach Angaben des Herstellers ein Lösungsvermögen von 1: 100 000.

Für den nahen Infrarotbereich (800 nm) wurden aus einer großen Serie Filter herausgesucht, welche in ihrem Lösungsvermögen noch fast genau so gut sind wie die Filter für den sichtbaren Bereich.

Die Polarisationsfilter werden in der oben angegebenen Weise ausgerichtet und dann später die genauen Stokes-Vektoren gemessen. Die Messung der Stokes-Vektoren des Eichlichtes geschieht mit dem Polarimeter ohne optische Bauteile zwischen den Polarisatoren und den Analysatoren. Auf diese Weise ist garantiert, daß der Filterschieber bei der Messung und den späteren Eichungen immer die gleiche Orientierung bezüglich des durch die Analysatoren bestimmten Bezugssystems hat.

Mit Hilfe des Eichlichtes werden vor jedem Meßzyklus Eichungen durchgeführt. Diese Eichungen werden zuerst zur Berechnung der momentanen relativen Kanalempfindlichkeiten (Kap. 5.3.) und dann zur Berechnung der Eichmatrix (Kap. 5.4.) benutzt.

Als Lichtquelle, welche die Eichfilter durchstrahlt, kann die Eichleuchte oder bei einer Messung außerhalb des Labors auch das Himmelslicht benutzt werden.

Erzeugung unpolarisierten Lichtes

Die Erzeugung unpolarisierten Lichtes im Labor, z.B. für Eichzwecke, bereitet einige Schwierigkeiten, insbesondere wenn eine relativ große Strahldichte erforderlich ist.

Für die hier vorzunehmenden Eichungen wurde als Depolarisator eine Opalglasscheibe benutzt.

Unter Vernachlässigung eines möglicherweise vorhandenen zirkular polarisierten Anteils wurden mit einem Hilfspolarimeter (siehe Anhang) folgende Polarisationsgrade bei $\lambda = 800 \text{ nm}$ gemessen:

	ohne Opalglas	mit Opalglas
Standardlampe	P = 17%	P = 1%
Eichleuchte	P = 20%	P = 2%.

Darüber hinaus wurden verschiedene andere Verfahren zur Erzeugung von unpolarisiertem Licht erprobt (Kerzenlicht, glühendes Stahlblech, Ulbrichtkugel), in den meisten Fällen reichte jedoch die Strahldichte nicht aus. Im Fall der Ulbrichtkugel (Spindler & Hoyer, Göttingen) betrug außerdem der Polarisationsgrad immer noch 1%.

6.2. Reduktion der Messungen

Bei den bisherigen Messungen wurden die einzelnen Meßkanäle (6 Lichtmeßkanäle + 1 Azimut - und 1 Elevationskanal) in einer zeitlichen Folge von 200/sec abgefragt, digitalisiert und gespeichert. Der Speicher kann 50 Meßwerte aufnehmen, so daß bei einem Meßpunkt jeder Kanal ca. 6 mal abgefragt wird. Die Meßzeit für einen Meßpunkt (50 Meßwerte) beträgt somit 0,25 sec. Nachdem die Meßwerte eines Meßpunktes abgespeichert worden sind, erfolgt automatisch die Ausstanzung der Werte auf einen 5-Kanal-Lochstreifen mit 70 Zeichen/sec. Die Lochstreifenstanze ist programmierbar, so daß die Meßwerte direkt in einem computergerechten Format ausgestanzt werden können.

Bei den Messungen außerhalb des Labors werden zuerst 3 Dunkelmessungen zur Festlegung des Nullpunktes und zur Eichung des Azimut und Elevationskanales vorgenommen, dann eine Eichung durchgeführt (Kap. 6.1) und anschließend gemessen.

Nach den Messungen werden die Meßdaten mit Hilfe des Großrechners (TR 440) weiterverarbeitet.

Der erste Schritt zur Auswertung der Meßergebnisse besteht darin, daß für jeden Meßpunkt aus den 6 Meßwerten - jeweils für alle 8 Kanäle - der Mittelwert gebildet und dann der mittlere Fehler der Einzelmessung ermittelt wird. Dann wird für jeden Kanal der Meßwert mit der größten Abweichung vom Mittelwert weggelassen und aus den restlichen Meßwerten erneut die Mittel-

werte und die mittleren Fehler berechnet. In Wiederholung dieses Verfahrens werden zum zweiten Male die Meßwerte mit den größten Abweichungen weggelassen und somit die dritten Mittelwerte und Fehler berechnet. Anschließend werden die Mittelwerte, welche mit den kleinsten Fehlern behaftet waren, herausgesucht und nebst den zugehörigen mittleren Fehlern und der Anzahl der berücksichtigten Meßwerte ausgedruckt. Auf diese Weise werden automatisch Meßwerte, welche durch Zufall oder durch das kurzzeitige Versagen einer Komponente (z.B. Datenübertragungsfehler) innerhalb der Gesamtanlage stark herausfallen, ausgefiltert. Die so reduzierten Meßwerte werden einer Sichtkontrolle unterzogen und dann mittels des Rechners weiter ausgewertet und zwar in folgender Weise:

1. Abzug des Nullpunktes.
2. Berechnung von Azimut und Elevation für jeden Meßpunkt.
3. Berechnung der momentanen relativen Gesamtverstärkung mittels der Eichmeßdaten gemäß Gl. 5.5..
4. Berechnung der momentanen relativen Verstärkung der einzelnen Lichtmeßkanäle in bezug auf Kanal 6 gemäß Kap. 5.3.
5. Umrechnung aller Meß- und Eichdaten (Spannungen) mit Hilfe der Verstärkungsfaktoren gemäß 3. und 4. und unter Verwendung der vorher bestimmten Konstanten der Sensor-kennlinien in Strahldichten.
6. Berechnung der Stokes-Vektoren aus den Strahldichten gemäß Gl. 3.14, 1-3 und Gl. 3.16.
7. Berechnung der Eichmatrix und der inversen Eichmatrix aus den Eich-Stokes-Vektoren gemäß Gl. 5.13-16.
8. Multiplikation der Stokes-Vektoren aus 6. mit der inversen Eichmatrix nach 7.
9. Berechnung der Elliptizität, des Polarisationswinkels und des Polarisationsgrades aus den Stokes-Vektoren nach 8.
10. Sichtkontrolle aller bis hierher berechneten Daten.
11. Zeichnerische Darstellung der Stokes-Vektoren mit Hilfe des Plotters der TR 440.

6.3. Fehlerbetrachtungen und Testmessungen

Statistische Fehler der Meßwerte

Bei den in Kap. 6.2. beschriebenen Auswertungen werden nach der Mittelwertbildung die mittleren Fehler berechnet, sie betragen im Durchschnitt 1 m V. Da die gemessenen Spannungen im allgemeinen zwischen 1000 - 5000 m V liegen, ergibt sich hieraus ein prozentualer Fehler von 0,1 - 0,02%.

Die Stokes-Parameter stellen im wesentlichen eine Differenz oder Summe der in Strahldichten umgerechneten Spannungen dar. Daraus folgt, daß bei kleinen Differenzen, d.h. bei kleinen Stokes-Parametern, die relativen Fehler größer als die oben angegebenen werden. Der absolute Fehler beträgt ± 2 m V. Bei der Auswertung der durchgeführten Messungen (Kap. 7.) zeigt sich jedoch, daß selbst bei kleinen Stokes-Parametern nur sehr geringfügige statistische Schwankungen auftreten. Als Beispiel sind in Abb. 6.2 zwei Messungen wiedergegeben, welche in einem zeitlichen Abstand von 30 Minutendurchgeführt worden sind. Im oberen Teil sind die Elliptizität, der Polarisationswinkel und der Polarisationsgrad als Funktion der Elevation für den Meßzyklus 3 der Messung 12 und darunter für den Meßzyklus 2 der gleichen Messung wiedergegeben. Einige kleine Unterschiede in den Kurven lassen sich aus dem zeitlichen Abstand der beiden Messungen erklären.

Genauigkeit des Analysatorpaketes

Die einzelnen Polarisationsprismen im Analysatorpaket (Abb. 4.1) sind von der Herstellerfirma (Kap. 4.2.) mit einer Genauigkeit von $\pm 10'$ zueinander auf einen Glasträger gekittet worden.

Aus der maximal möglichen Mißweisung ($20'$) von $\Delta = 0,22^\circ = 5,8 \cdot 10^{-3}$ rad ergibt sich ein relativer Fehler von

$$\Delta L/L = \sin^2 \Delta \approx \Delta^2 = 3,37 \cdot 10^{-5},$$

wobei L die hinter einem Analysator gemessene Strahldichte ist. Dieser Fehler ist gegenüber allen anderen Fehlern vernachlässigbar.

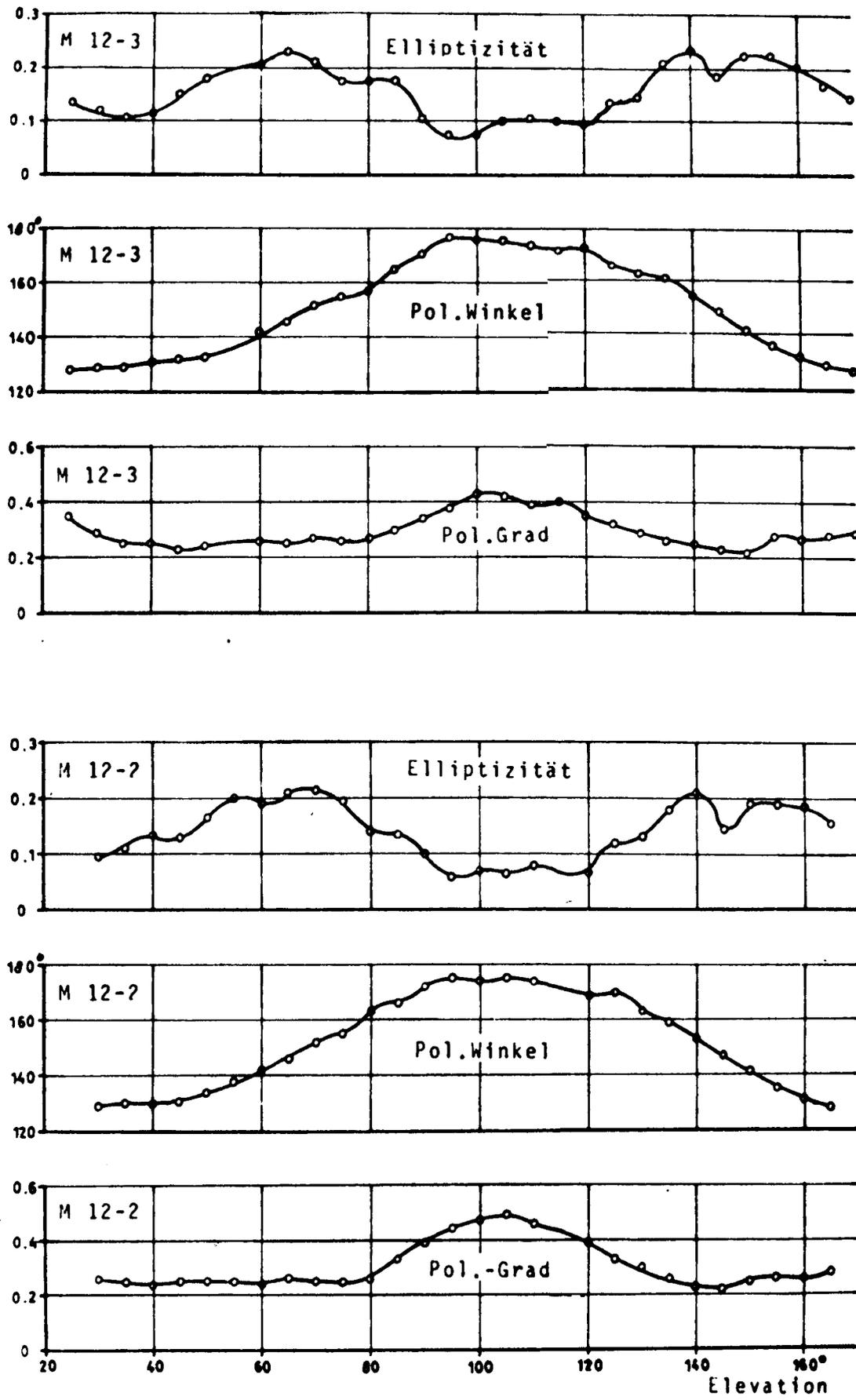


Abb. 6.2: Zwei Messungen im Sonnenvertikal im zeitlichen Abstand von 30 Minuten.

Eine weitere systematische Fehlerquelle ist durch die Ausrichtung des gesamten Analysatorpaketes in bezug auf ein äußeres Koordinatensystem gegeben. Die Stokes-Vektoren werden in bezug auf das durch das Analysatorpaket definierte Koordinatensystem angegeben. Aus diesem Grunde muß die Durchlaßrichtung des 0° Analysators waagrecht ausgerichtet sein, da die Polarisationsrichtung von der waagerechten x-Achse ausgehend im mathematisch positiven Sinn definiert ist (Abb. 3.1). Eine mögliche Mißweisung setzt sich aus zwei Anteilen zusammen, erstens aus der Unsicherheit beim Einbau des Analysatorpaketes in das Polarimeter und zweitens aus einer evtl. fehlerhaften Ausrichtung des Stativs. Insgesamt wird dieser Fehler jedoch $0,5^{\circ}$ nicht übersteigen, da der Einbau sehr sorgfältig erfolgte und das Stativ mit einer sehr genauen Wasserwaage ausgerichtet wird. Diese Unsicherheit wirkt sich jedoch nur auf die Bestimmung des Polarisationswinkels aus.

$$\Delta\phi = 0,5^{\circ}.$$

Momentane relative Kanalempfindlichkeit

Die momentane relative Kanalempfindlichkeit wird aus den Eichmessungen mittels der Eich-Stokes-Vektoren berechnet (Kap.5.3.). Am Beispiel der Messung Nr. 13 (siehe Kap.7.) können Aussagen über die absolute Größe und die Schwankungsbreite der Verstärkungsfaktoren $V_{1...6}$ (Kap. 5.3.) gemacht werden.

Aus den dort beschriebenen drei Meßzyklen ergeben sich folgende gemittelte Verstärkungsfaktoren:

V_1	V_2	V_3	V_4	V_5	V_6
1,066	1,004	0,985	1,015	1,060	1,004 .

Bei der Mittelung wurden die Verstärkungsfaktoren auf eine gemeinsame Empfindlichkeit V_{rel} (Gl. 5.1) umgerechnet. Die maximale Abweichung der $V_{1...5}$ während der drei Meßzyklen, bezogen

auf die obigen Mittelwerte, betrug

$$\Delta V/V = 0,2\%.$$

Die momentane relative Empfindlichkeit V_{rel} nahm bei den drei Meßzyklen folgende Werte an

$$1. V_{rel} = 1,004; \quad 2. V_{rel} = 0,996; \quad 3. V_{rel} = 0,997.$$

Die Eichmatrix

Die Eichmatrix (Kap. 5.4.) wird aus den Messungen mittels der Eich-Stokes-Vektoren berechnet. Aus der Messung Nr. 13-3 wurde z.B. folgende Eichmatrix berechnet:

1,003	0,016	0,063	-0,001
0,019	0,991	-0,023	-0,111
0,114	-0,077	0,908	0,155
0,012	0,112	-0,003	0,890

Abb. 6.3:

Eichmatrix M13-3

Aus den 3 Meßzyklen der Messung Nr. 13 folgt, daß die Veränderung der einzelnen Elemente der Eichmatrizen im Mittel kleiner als 0,003 sind. Bezogen auf den maximalen Wert der Elemente von 1,0 betragen die Veränderungen oder Schwankungen

0,3%.

Beeinflussung der Kanäle untereinander

Prinzipiell wäre es denkbar, daß sich die 6 Analysatorkanäle gegenseitig beeinflussen. Diese Beeinflussung könnte elektronisch aufgrund einer zu schlechten Entkoppelung oder auch optisch durch Überstrahlung von einem Kanal in den anderen erfolgen.

Durch eine Testmessung, bei welcher sukzessive alle Analytoren bis auf jeweils einen abgedeckt wurden, konnte festgestellt werden, daß keine Beeinflussung stattfindet.

Testmessung durch Einstrahlung definierten Lichtes

Zur Prüfung der Meß- und Eichverfahren wurde in das Polari-
meter linear polarisiertes Licht eingestrahlt. Das Licht
wurde mittels der Eichleuchte (Abb. 4.6) und einer drehbaren
Polarisationsfolie erzeugt. Es erfolgten 19 Messungen mit Po-
larisationswinkeln zwischen 0 und 180° (in 10° Schritten).
Die gesamte Messung wurde in der gleichen Weise wie die Mes-
sungen außerhalb des Labors durchgeführt.

Es wurde eine geringe Elliptizität gemessen. Sie betrug im
Mittel $\pm 0,006$. Unter der Annahme, daß das eingestrahlte
Licht nur linear polarisiert war, folgt hieraus eine Unsicher-
heit in der Elliptizität von $\pm 0,006$. Obertragen auf die in
Abb. 6.2 dargestellten Messungen resultiert hieraus eine der
Strichstärke entsprechende Unsicherheit in der Elliptizität.

Der Polarisationswinkel der einfallenden Strahlung wird durch
die Messung auf im Mittel $\pm 0,3^{\circ}$ genau wiedergegeben.

Der Polarisationsgrad wurde bei der Messung im Mittel auf
 $\pm 1\%$ genau reproduziert.

Fehlerbreiten der einzelnen Meßgrößen

Für die aus den Stokes-Parametern errechneten 4 Größen e , ϕ ,
 P , L ergeben sich gemäß den Ausführungen dieses Kapitels fol-
gende maximale Fehler

Elliptizität	$e \pm 0,006$
Polarisationswinkel	$\phi \pm 0,5^{\circ}$
Polarisationsgrad	$P \pm 1\%$
Relative Gesamtstrahldichte	$L \pm 1\%$ (siehe Kap.6.1)

7. Meßergebnisse und Vergleiche mit der Theorie

7.1. Theoretische Aussagen

Eine Einführung in die Theorie und Phänomenologie der Streuung solarer Strahlung in der Atmosphäre und eine Zusammenfassung älterer Meßergebnisse ist bei Sekera (1957) zu finden.

Ausführliche Darlegungen über die Mie-Theorie sind z.B. zu finden bei van de Hulst (1963) oder Kerker (1969).

Im folgenden sollen kurz einige Aspekte der Rayleigh- und Mie-Theorie dargelegt werden, insbesondere im Hinblick auf eine mögliche zirkuläre Polarisationskomponente.

Ergebnisse der Streutheorie nach Rayleigh

Ein Streuprozeß läßt sich nach der Theorie von Rayleigh durch folgende Matrix beschreiben:

$$\bar{R} = \begin{pmatrix} 1+\cos^2\theta & -1+\cos^2\theta & 0 & 0 \\ -1+\cos^2\theta & 1+\cos^2\theta & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2\cos\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2\cos\theta \end{pmatrix} \quad (7.1)$$

Rayleigh-Streumatrix

θ = Streuwinkel = Winkel zwischen dem einfallenden und den gestreuten Strahl.

$$\vec{S} \text{ (gestreut)} = \bar{R} * \vec{S} \text{ (einfallend)}$$

Wenn die einfallende Strahlung unpolarisiert ist, d.h.

$S_1 = S_2 = S_3 = 0$, kann bei der gestreuten Strahlung nur $S_1 \neq 0$ werden, d.h. der polarisierte Anteil ist linear polarisiert unter 90° , bezogen auf ein Koordinatensystem bei dem x parallel

und y senkrecht zur Streuebene steht (siehe Abb. 7.1). Durch Koordinatentransformationen z.B. Drehung (siehe Gl. 3.8), wird dann im allgemeinen auch $S_2 \neq 0$.

S_3 bleibt aber nach dieser Theorie stets gleich Null, solange das einfallende Licht un- oder linear-polarisiert ist, d.h. man erhält keine elliptisch polarisierte Strahlung, wenn sie nicht schon vorhanden war.

Würde die Erdatmosphäre nur durch reine Molekülstreuung Strahlung transportieren, dann dürfte vermutlich keine elliptische Komponente am Boden meßbar sein, denn vorläufig darf man annehmen, daß die solare elektromagnetische Strahlung praktisch unpolarisiert ist.

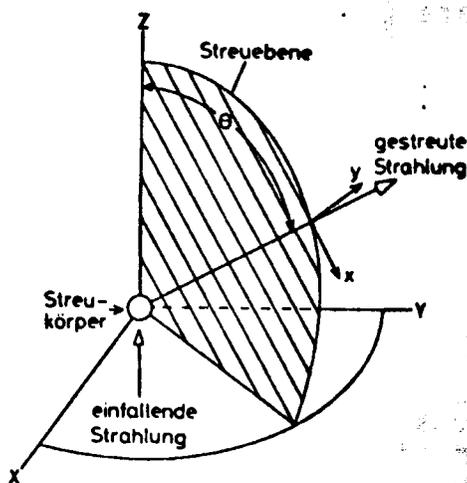
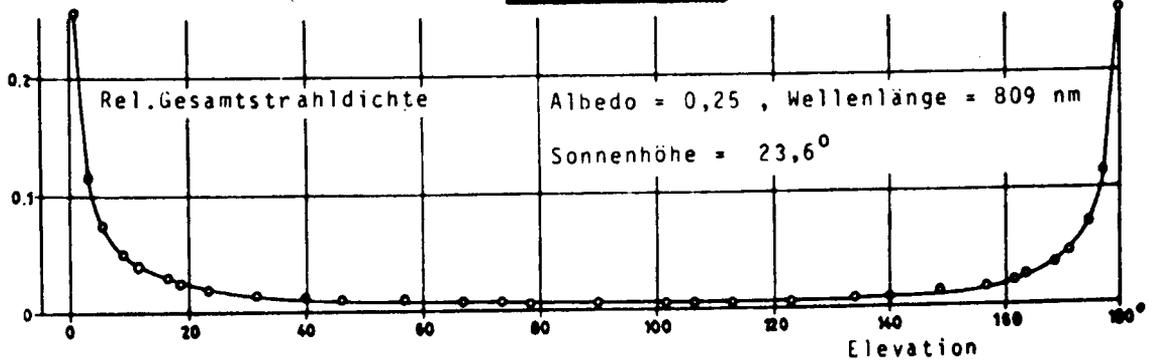
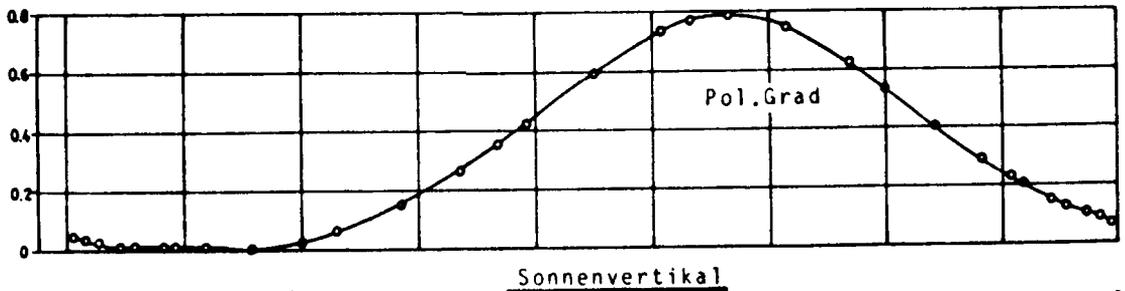
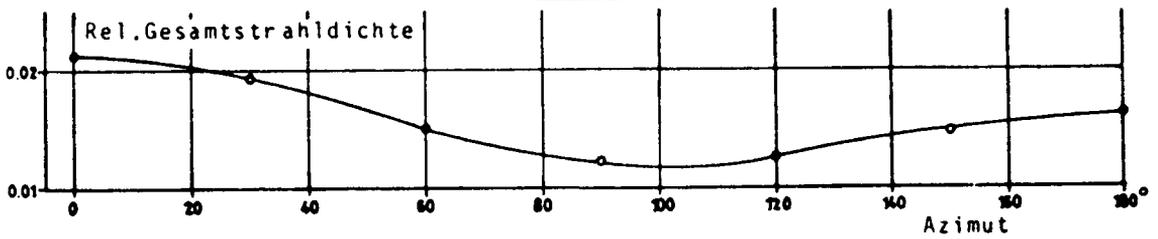
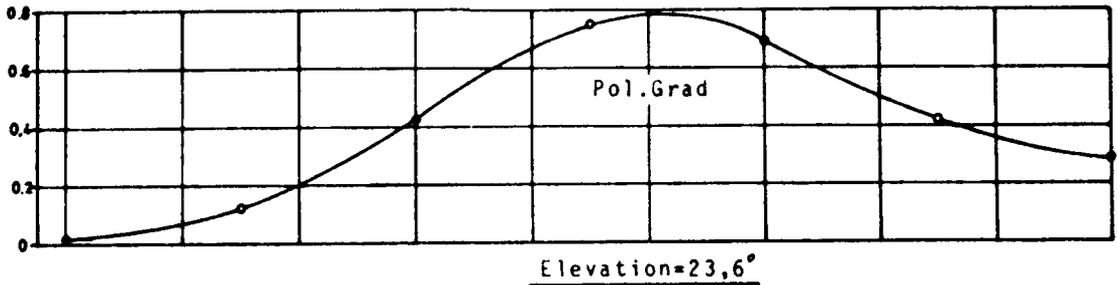
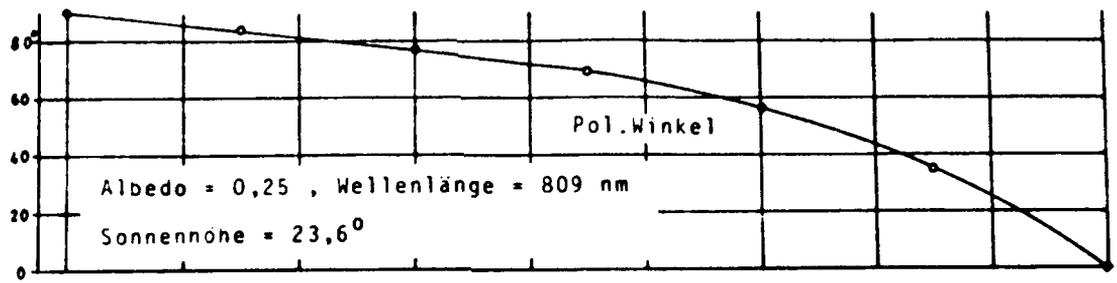


Abb. 7.1: Streu-Koordinatensystem

Die Rayleigh-Theorie wurde von Chandrasekhar (1950) unter Hinzunahme der Mehrfachstreuung und der Reflexion an der Erdoberfläche verbessert. Mit Hilfe dieser Theorie haben Coulson et al. (1960) umfangreiche Berechnungen der spektralen Strahlungsdichte und ihres Polarisationsgrades für die dunstfreie Atmosphäre durchgeführt und tabelliert (Lit. 8). In Abb. 7.2 sind einige Ergebnisse gemäß Lit.8 aufgetragen worden. Die oberen drei Diagramme geben den Polarisationszustand der abwärts gestreuten Himmelsstrahlung auf einem Horizontalkreis in Sonnenhöhe, die unteren Diagramme und die Tabelle für den Sonnenvertikal wieder.



Gemäß Lit. (8) ist:

Pol. Winkel = 0,00° oder 180,00° für 0,0° = Elevation ≠ 11,5°
und 39,8° = Elevation = 180,0°

Pol. Winkel = 90,00° für 16,3° = Elevation ≠ 31,3°

Abb. 7.2: Berechnete Werte für die Rayleigh-Mehrfachstreuung in der Atmosphäre (Lit. 8).
Abwärts gerichtete Strahlung.

Einige Aussagen der Mie-Theorie

Bei Streuung an gegenüber der Wellenlänge vergleichbar großen Teilchen nimmt die Streumatrix die folgende Form an:

$$\underline{\underline{M}} = \begin{pmatrix} i_2 + i_1 & i_2 - i_1 & 0 & 0 \\ i_2 - i_1 & i_2 + i_1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2i_3 & 2i_4 \\ 0 & 0 & -2i_4 & 2i_3 \end{pmatrix} \quad (7.2)$$

Mie-Streumatrix

i_n = Abkürzungen für Produkte komplexer Phasenfunktionen.

Wird in diesem Fall unpolarisiertes Licht mit dem Stokes-Vektor $\{1, 0, 0, 0\}$ einmal gestreut, so entsteht ein linear polarisierter Anteil unter 0 bzw. 90° Richtung, d.h. $S_1 \neq 0$. Durch eine Koordinatentransformation, welche im allgemeinen notwendig ist, da der zweite Streuprozess nicht in der ersten Streuebene abläuft, wird auch $S_2 \neq 0$. Bei diesem zweiten Streuprozess wird dann im allgemeinen $S_3 \neq 0$, wie man durch Multiplikation von $(S'_0, S'_1, S'_2, 0)$ mit $\underline{\underline{M}}$ zeigen kann. D.h. beim 2. Streuprozess entsteht ein zirkularer Anteil.

Wenn in der Atmosphäre also Dunstteilchen mit einer Größe vergleichbar der Wellenlänge vorhanden sind, kann das Streulicht elliptisch polarisiert sein.

Auswahl des Spektralbereichs

Aus der Streutheorie nach Lord Rayleigh folgt, daß die Streuung an kleinen Teilchen (Moleküle) etwa proportional zur Wellenlänge λ^{-4} erfolgt, d.h. die Streuung an Molekülen nimmt mit steigender Wellenlänge sehr schnell ab. Bei größeren und geometrisch komplizierteren Objekten (Mie-Theorie) tritt im allgemeinen diese starke Abnahme der Streuung mit zunehmender Wellenlänge nicht auf. Bei den im allgemeinen für die Atmosphäre vorausgesetzten Aerosolverteilungen (Junge, 1952) ergibt sich eine Wellenlängenabhängigkeit zwischen λ^0 bis $\lambda^{-1,3}$.

Diese Aussagen finden ihre subjektive Bestätigung in der Beobachtung, daß der ungetrübte Himmel blau, der stark getrübte Himmel dagegen „grau“ erscheint.

Wenn Aussagen über das Streuverhalten größerer Objekte (Wassertröpfchen, Eiskristalle, Aerosole) gemacht werden sollen, ist es deshalb günstig, eine große Wellenlänge zu wählen, um den unerwünschten Untergrund an Rayleigh-Streuung möglichst klein zu halten. Gegenüber einer mittleren Wellenlänge im Sichtbaren von 500 nm sinkt der Anteil der Rayleigh-Streuung bei 600 nm auf weniger als die Hälfte, bei 800 nm auf 15 % und bei 1000 nm auf 6 % ab.

7.2. Meßergebnisse

Oberblick

Anfang 1972 wurden die ersten Probemessungen mit dem Polarimeter durchgeführt. Diese ersten Messungen und eine Reihe weiterer Eich- und Testmessungen hatten zum Ziel, daß Polarimeter zu testen und gegebenenfalls zu verbessern.

Im Anschluß an die Testphase erfolgten verschiedene Messungen des nach unten gestreuten Himmelslichtes. Zwischen diesen Messungen wurde ständig an einer weiteren Verbesserung der apparativen, methodischen und mathematischen Verfahren gearbeitet.

Eine Zusammenfassung der Messungen und ihrer wesentlichen Ergebnisse bringt die folgende Tabelle.

Infolge der großen Meßgeschwindigkeit konnte bei den Messungen innerhalb kürzester Zeit eine große Anzahl von Meßdaten mit verschiedenen Positionswinkeln unter nur geringfügiger Veränderung des Sonnenstandes gewonnen werden.

Nr	Mess Nr. Anz. d. Meßp.	Mess Dat.	λ nm	Elevat. d. Sonne	Meßpositionen min/max		Variationsbreite min/max			Bemerkungen
					A Grd	E Grd	e/%	ϕ Grd	P/%	
1	5 (64)	15. 7.	600	51°	0	10 90		120 150	7 11	Wolkenlos+Dunst
2		72	600	53°	-180 90	53		70 175	7 20	
3	6 (68)	12. 8.	600	40°	-15 -165	40	-17 4	90 170	3 37	Wolkenlos, aber starker Dunst.
4		72	600	44°	-75 105	10	-10 -1	40 160	4 35	
5	7 (40)	6.9. 72	600	42°	-150 0	10	-19 27	130 180	6 20	Wolkenlos+Dunst
6	8 (60)	19. 9.	600	32°	-70 80	10	-25 -10	70 130	5 30	Wolkenlos+Dunst
7		72	600	35°	-70 70	35	-15 -1	80 110	7 30	
8	9	5.10.72								Gerätedefekt
9	10 (120)	4. 12. 72	600	13°	0 360	10	-40 6	34 120	9 40	Meßort: Borkenberge Stark heterogene Bewölkung.
10			600	13°	0 360	30	-27 -2	93 125	7 28	
11			600	13°	0 360	60	-28 -2	20 135	9 32	
12			600	13°	0 360	75	-36 -3	26 145	4 35	
13	11 (170)	21. 12. 72	800	15°	0 360	10	-40 23	23 146	4 47	Meßort: Borkenberge Bewölkt: Altostratus bis Stratokumulus
14			800	15°	0 360	30	1 25	122 133	9 30	
15			800	15°	0 360	50	2 28	113 151	11 48	
16			800	15°	0 360	70	-48 35	10 151	4 35	
17			800	15°	0 90	10 90	-18 28	121 142	10 35	
18			800	15°	45 90	10 90	-22 15	123 141	5 34	
19			800	15°	90 90	10 90	-13 32	105 128	8 21	
20			800	15°	180 90	10 90	-14 20	136 157	8 18	

Fortsetzung nächste Seite

Nr	Mess Nr. Anz. d. Meßp.	Mess Dat.	λ nm	Elevat. d. Sonne	Meßpositionen min/max		Variationsbreite min/max			Bemerkungen									
					A Grd	E Grd	e/%	ϕ Grd	P/%										
21	11 (170)	21.	800	15°	225	10 90	-4 15	130 137	16 36	Meßort: Borkenberge Bewölkt: Altostratus bis Stratokumulus									
22		12.									72	800	15°	270	10 90	-11 13	120 129	16 34	
23		72																	800
24	12-1 (69)	30.	800	12°	-100 160	10	5 10	103 128	20 68	Wolkenlos+Dunst									
25		12.									72	800	12°	0	20 170	6 21	123 175	21 41	
26	12-2 (127)	30.	800	14°	0	20 170	3 23	123 175	21 48										
27		12.									72	800	14°	10	10 170	3 19	114 167	8 49	
28		72																	800
29	12-3 (144)	30.	800	15°	0	20 170	9 28	123 178	21 43										
30											12.	72	800	15°	20	10 165	3 13	114 155	17 52
31																			
32											72	800	15°	-127 43	15	6 14	104 130	6 75	
33																			72
34										13-3 (71)	10.	600	23°	0	30 130	-26 -4	114 179	10 25	
35	3.	73	600	23°	-10 -90	23	-24 7	47 103	10 30										
36	73										600								23°

A = Azimut bezogen auf die Sonne. E = Elevation. e = Elliptizität.
P = Polarisationsgrad. λ = Wellenlänge. ϕ = Polarisationswinkel.

Die apparative Möglichkeit zur Messung bei $\lambda=1000\text{nm}$ bestand erst seit Dez.72. Infolge der geringen Empfindlichkeit des Polarimeters, der geringen Strahldichte der Sonne generell und besonders im Winter, bei $\lambda=1000\text{nm}$, wurden vorerst keine Messungen bei dieser Wellenlänge durchgeführt (siehe auch Abb.4.3).

Wenn in der Tabelle kein anderer Meßort angegeben ist, wurden die Messungen am Ort der Ruhr-Universität Bochum durchgeführt. Zwei Messungen wurden in den Borkenbergen, ca. 30 km nördlich von Bochum, durchgeführt.

Die Tabelle gibt nur die minimalen und maximalen Werte für die Elliptizität, die Polarisationsrichtung und den Polarisationsgrad an und zwar betreffend des Elevations- und Azimut-Bereiches, welcher mit seinen Extremwerten ebenfalls angegeben ist. Die aufgeführten Positionswinkelbereiche wurden jeweils in 5° -oder 10° -Schritten durchfahren.

Der Polarisationsgrad bei wolkenlosem aber dunstigem Himmel ist bei einer Wellenlänge $\lambda = 800$ nm wesentlich größer als bei $\lambda = 600$ nm.

Die Polarisationswinkel im Sonnenvertikal nehmen bei $\lambda = 600$ und 800 nm Werte zwischen $120^{\circ} - 179^{\circ}$ an. Dies steht im Widerspruch zu den theoretischen Berechnungen aus der Rayleigh- und Mie-Theorie, denn dort wird der Sonnenvertikal als Symmetrieebene angenommen, also können die Polarisationswinkel nur die Werte 0° , 180° oder 90° annehmen (Lit. 8 u. 29). Diese Asymmetrie des Strahlungsfeldes in bezug auf den Polarisationswinkel bleibt bei $\lambda = 800$ nm über den ganzen gemessenen Winkelbereich am Himmel bestehen. Bei einer Wellenlänge $\lambda = 600$ nm nimmt die gemessene Asymmetrie in bezug auf den Sonnenvertikal für größere Azimutwinkel langsam ab und erreicht bei einem Azimut von $\pm 90^{\circ}$ Polarisationswinkel, welche bis auf ein paar Grad genau symmetrisch zur y-Achse (Abb. 3.1) liegen.

Die Elliptizität e kann bei wolkenlosem Himmel mit starkem Dunst Absolutwerte zwischen 0 und 53 % annehmen. Stellvertretend für die anderen Messungen soll im folgenden ein Teil der Messung Nr. 12 vom 30.12.1972 näher betrachtet werden.

Messung Nr. 12 vom 30.12.1972

Der Standort der Meßapparatur war die südliche Plattform des Gebäudes NA, Ebene 02 der Ruhr-Universität Bochum.

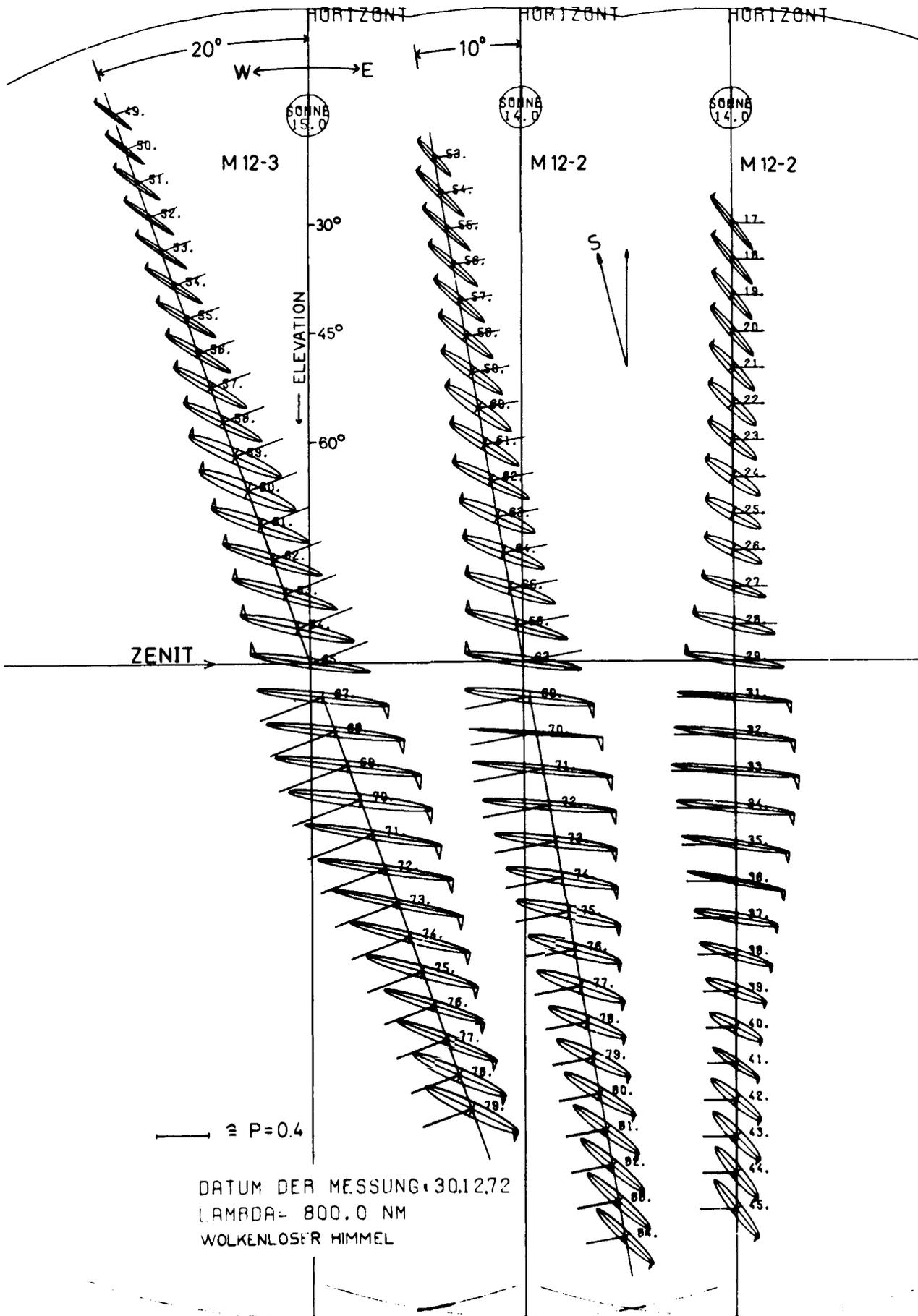


Abb. 7.3: Darstellung des Polarisationszustandes der abwärts gerichteten Himmelsstrahlung (Messung Nr.12).

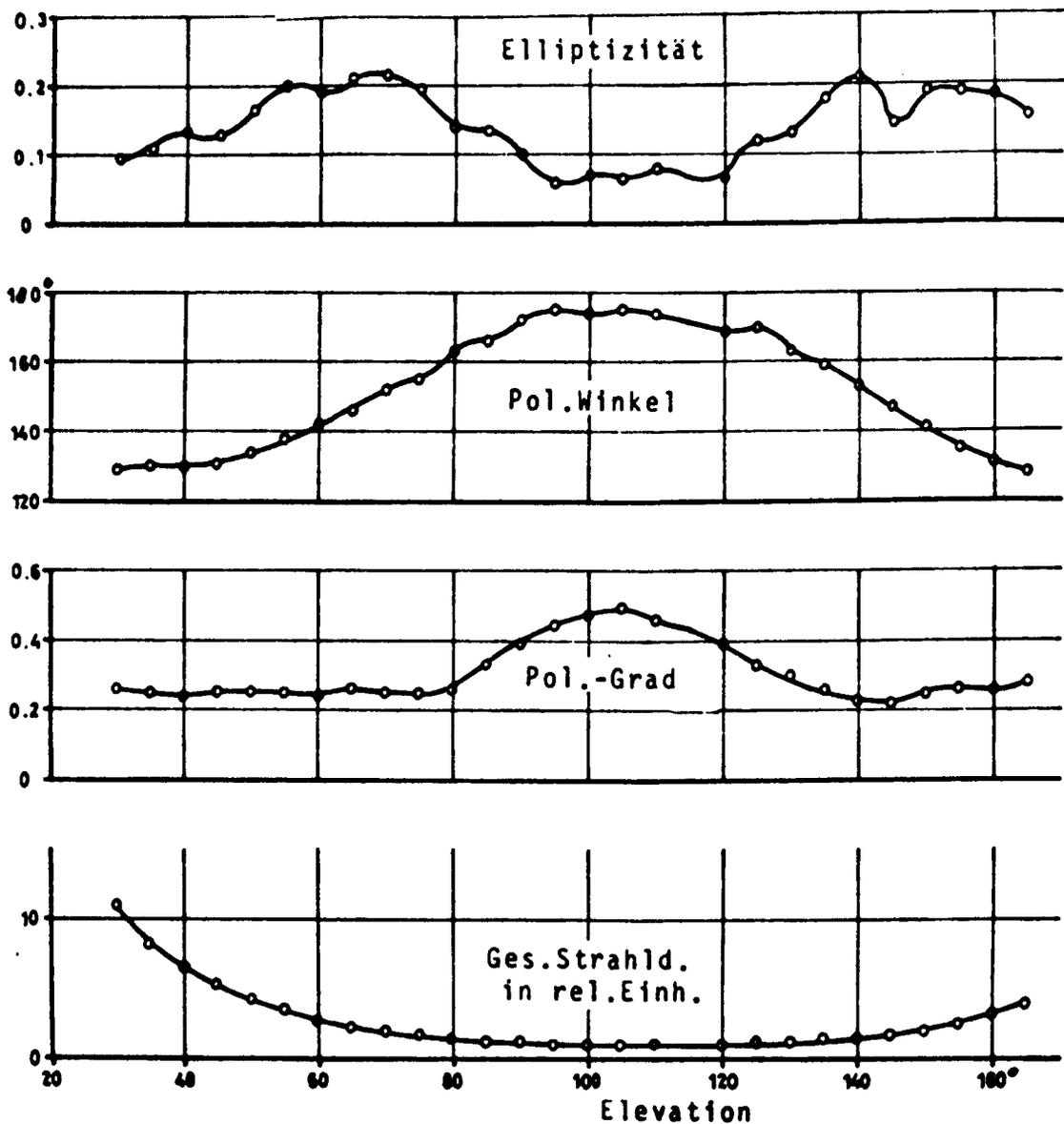


Abb. 7.4: Polarisationszustand der abwärts gerichteten
 Himmelsstreustrahlung im Sonnenvertikal.
 Messung Nr. 12-2 vom 30.12.72
 Ort: Ruhr-Universität Bochum, NA-02 Süd
 Wellenlänge: 800 nm
 Sonnenhöhe = 14° über dem Horizont
 Sonnenazimut = -18° (SSE)
 Wolkenloser Himmel
 Meßzeit: 10^{59} - 11^{01} MEZ

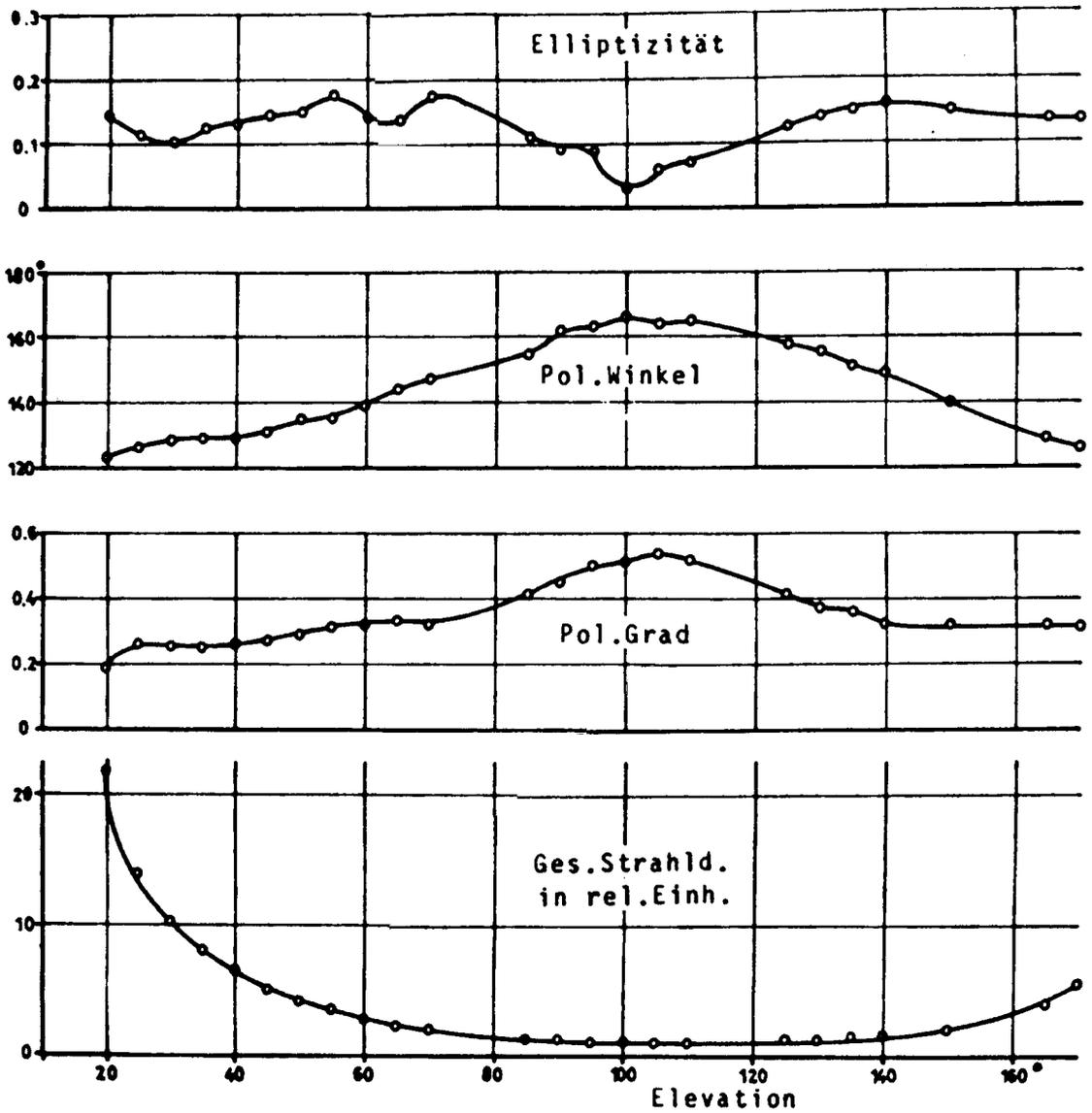


Abb. 7.5: Polarisationszustand der abwärts gerichteten Himmelsstreustrahlung, 10° westlich des Sonnenazimut.

Messung Nr. 12-2 vom 30.12.72

Ort: Ruhr-Universität Bochum, NA-02 Süd

Wellenlänge: 800 nm

Sonnenhöhe = 14° über dem Horizont

Sonnenazimut = -16° (SSE)

Wolkenloser Himmel

Meßzeit: 11^{06} - 11^{08} MEZ

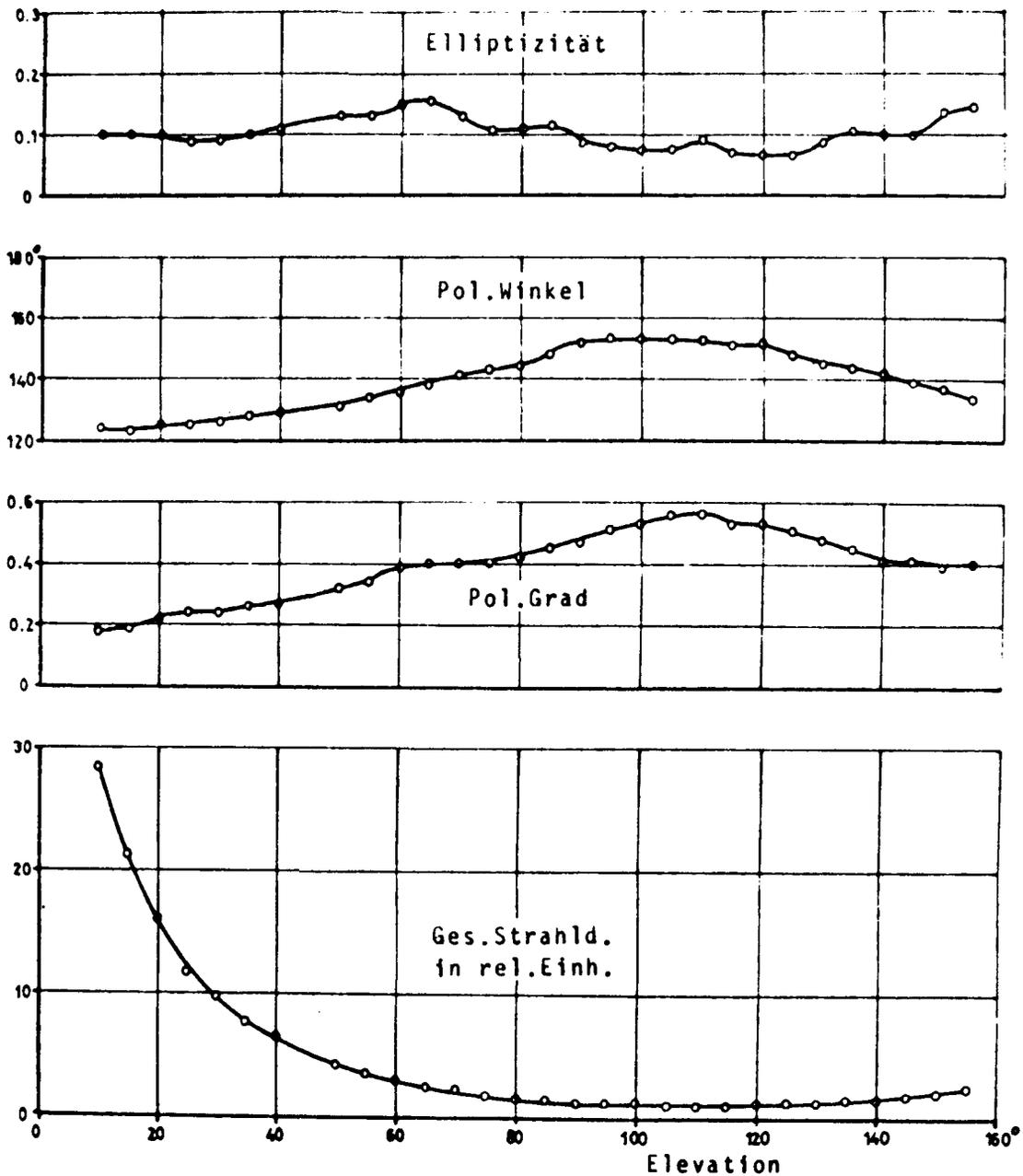


Abb. 7.6: Polarisationszustand der abwärts gerichteten Himmelsstreustrahlung, 20° westlich des Sonnenazimut.

Messung Nr. 12-3 vom 30.12.72

Ort: Ruhr-Universität Bochum, NA-02 Süd

Wellenlänge: 800 nm

Sonnenhöhe = 15° über dem Horizont

Sonnenazimut = -9° (SSE)

Wolkenloser Himmel

Meßzeit : 11³² - 11³⁴ MEZ

Es erfolgten insgesamt 3 Meßzyklen (siehe Kap. 6.1.) in der Zeit von ca. 11.00 bis 11.40. Die Außentemperatur betrug -2°C und die Atmosphäre war wolkenlos, enthielt jedoch den für das Bochumer Gebiet üblichen Dunstanteil. Dieser Dunst war insbesondere zum südlichen Horizont hin als starker grauer Schleier visuell beobachtbar.

Der Sonnenstand bei der Messung ist jahreszeitlich bedingt niedrig ($14-15^{\circ}$ Elevation).

In den Abb. 7.3 und 7.7 sind die bei der Messung Nr. 12 ermittelten Stokes-Parameter graphisch dargestellt und zwar analog Abb. 3.2. Die eingezeichneten Ellipsen geben die tatsächlich am Himmel beschriebene Schwingungsfigur der Spitze des elektrischen Feldvektors der Strahlung wieder. Die Pfeile geben den Umlaufsinn an, und die Größe der Ellipsen und des Achsenkreuzes ist proportional zum Polarisationsgrad. Mit Hilfe der eingezeichneten Maßstabsstrecke lassen sich die einzelnen Polarisationsgrade ablesen. Die für jede Ellipse angegebenen Achsenkreuze entsprechen dem Polarimeter-Achsenkreuz bei der Messung. Die Stokes-Parameter und die Polarisationswinkel sind auf diese Koordinatensysteme bezogen.

Die Koordinaten des Himmelsgewölbes werden in den Abb. 7.3 und 7.7 auf einer Kreisscheibe dargestellt, wobei die Kreislinie dem Horizont und der Kreismittelpunkt dem Zenit entspricht. Die Elevation wird zwischen dem Horizont (0°) und dem Zenit (90°) linear aufgetragen. Das Azimut der Messung zählt von der Sonne ausgehend nach Westen positiv. Das Sonnenazimut zählt von der geographischen Südrichtung gerechnet ebenfalls nach Westen positiv. Die Südrichtung ist auf den Zeichnungen angegeben.

Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind in Abb. 7.3 drei Messungen bei verschiedenem Azimut (0° , 10° , 20° bzw. 180° , 190° , 200°) versetzt nebeneinander dargestellt.

In den Abb. 7.4 bis 7.6 sind die in Abb. 7.3 aufgezeigten Meßergebnisse noch einmal für die drei bezüglich des Azimuts unterschiedlichen Messungen in Form von Kurven dargestellt. Die aus den Stokes-Parametern berechneten Elliptizitäten, Po-

larisationswinkel und Polarisationsgrade sowie die relative Gesamtstrahldichte sind als Funktion der Elevation aufgetragen. Die Elevation wird in diesen Diagrammen über den Zenit (90°) hinaus bis zum gegenüberliegenden Horizontpunkt (180°) gezählt.

Die Abb. 7.3 und 7.4 zeigen für den Sonnenvertikal Polarisationswinkel, welche entgegen den theoretischen Erwartungen (Abb. 7.2, $\phi = 180^{\circ}$ bzw. 90°) zwischen 90° und 180° liegen. Außerdem wurden im Sonnenvertikal Elliptizitäten bis zu ca. 0,2 gemessen (Abb. 7.4). Der Polarisationsgrad erreicht erwartungsgemäß beim Streuwinkel 90° , entsprechend einer Elevation von ca. 105° , sein Maximum (siehe auch Abb. 7.2).

Die Messungen für ein Azimut von 10° bzw. 20° (Abb. 7.3, 7.5, 7.6) zeigen, daß sich die Elliptizitätskurven bei größerem Azimut langsam glätten. Die Elliptizität im Zenit hat einen Wert von ca. 0,1 und nimmt infolge der zwischen den einzelnen Messungen (Abb. 7.4 - 7.6) liegenden Zeitspannen etwas ab.

Die Kurven für die Polarisationswinkel zeigen für den Zenit bei um 10° größerem Azimut (Abb. 7.4, 7.5, 7.6) jeweils einen um 10° kleineren Polarisationswinkel, da das Koordinatensystem der Azimutdrehung folgt. Die wirkliche Lage der Polarisationsellipse im Zenit reproduziert sich also erwartungsgemäß (Abb. 7.3).

Der Polarisationsgrad bei den Messungen mit einem Azimut von 10° bzw. 20° (Abb. 7.5, 7.6) hat wie im Sonnenvertikal sein Maximum bei einer Elevation von ca. 105° , jedoch fallen die Kurven jenseits des Maximums langsamer ab. Dieses Resultat stimmt im wesentlichen mit den Rechnungen gemäß der Rayleigh-Theorie (Lit.8) überein.

Im Anschluß an die oben beschriebenen Messungen wurde der Polarisationszustand der nach unten gerichteten Himmelsstreuung auf Horizontalkreisen in Sonnenhöhe und 5° unterhalb der Sonne (Elevation 10° und 15°) gemessen. Die Ergebnisse sind in den Abb. 7.7 bis 7.9 dargestellt. Infolge der

Einengung des Gesichtsfeldes durch die Universitätsgebäude konnte nur ein Winkelbereich im Azimut von -100° bis 60° durchfahren werden.

Die Elliptizität (Abb. 7.8, 7.9) zeigt, bis auf den nahen Sonnenbereich (Azimut = $\pm 10^{\circ}$), einen sehr gleichmäßigen Verlauf. Sie nimmt Werte zwischen 0,05 bis 0,13 an.

Den Kurven für den Polarisationswinkel (Abb. 7.8, 7.9) kann man entnehmen, daß die im Sonnenvertikal festgestellte Asymmetrie sich in beiden Azimutrichtungen fortsetzt.

Der Polarisationsgrad (Abb. 7.8, 7.9) nimmt, in Übereinstimmung mit den errechneten Kurven in Abb. 7.2, bei einem Azimutwinkel von ca. -100° einen Maximalwert von ca. 0,8 an.

Die Gesamtstrahldichten (Abb. 7.8, 7.9) zeigen eine recht gute Symmetrie in bezug auf das Sonnenazimut.

7.3. Diskussion der Meßergebnisse

Da die wirklichen Verhältnisse im allgemeinen wesentlich komplizierter sind als die bei den theoretischen Rechnungen zugrundegelegten Modelle, zeigen die Messungen teilweise starke Abweichungen gegenüber den Modellrechnungen. Insbesondere am Meßort der Ruhr-Universität sind große Abweichungen der Messungen von den Rechnungen zu erwarten, da die Konzentration, die chemische und formmäßige Zusammensetzung und die räumliche Verteilung der Aerosole zum Zeitpunkt irgendeiner Messung weitgehend unbekannt sind. Weiterhin muß im Ruhrgebiet mit einer stark heterogenen Verteilung der Aerosole gerechnet werden, da ihre Quellen nicht gleichmäßig verteilt sind.

Die Mie-Theorie und der in ihr enthaltene Spezialfall der Rayleigh-Theorie wurde für homogene, kugelförmige Teilchen abgeleitet. Da die Aerosolteilchen und die Moleküle im allgemeinen jedoch nicht kugelförmig sind, müssen schon aus diesem Grunde Differenzen zwischen den Ergebnissen von Messungen in der Atmosphäre und den entsprechenden theoretischen Rechnungen auftreten.

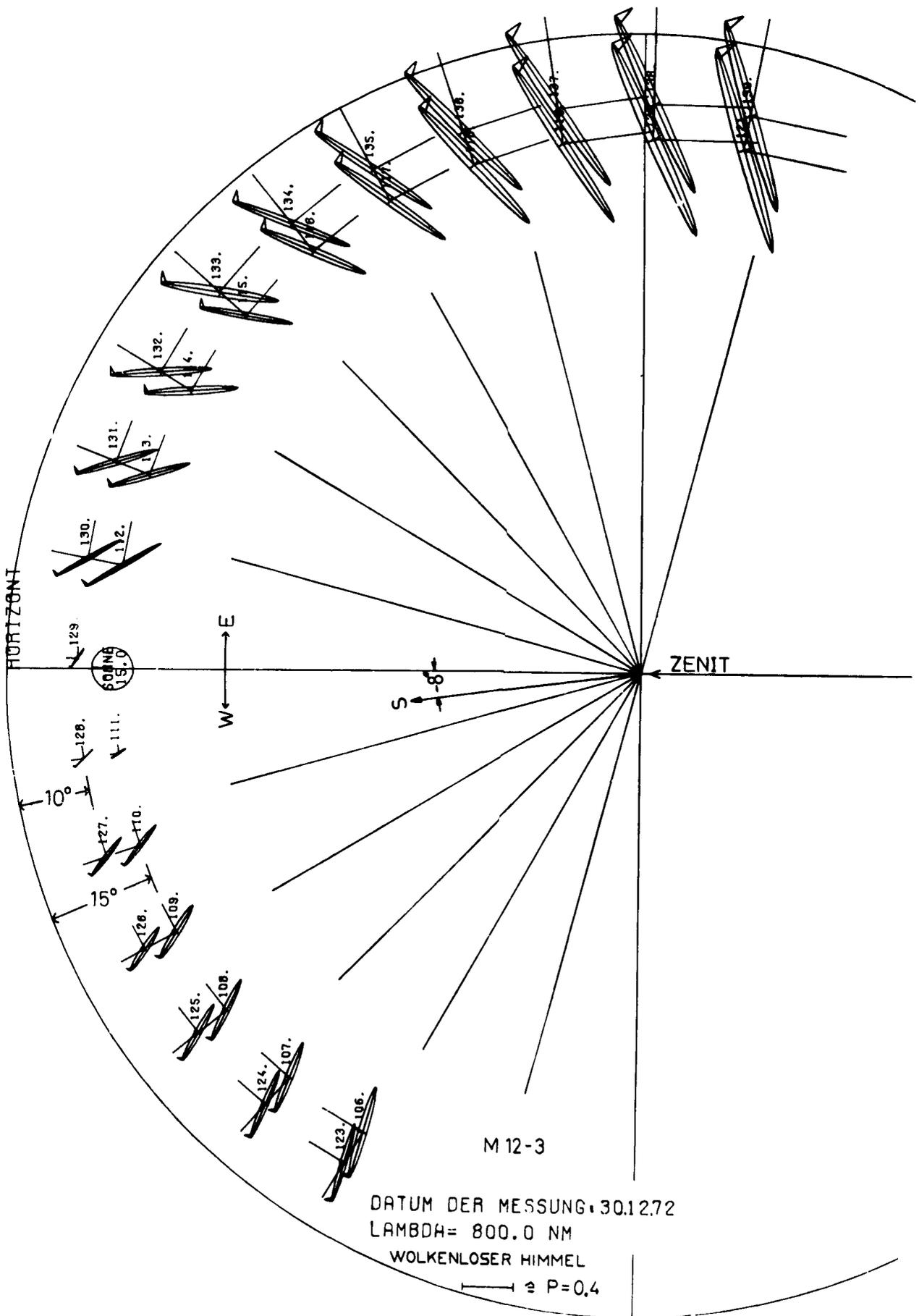


Abb. 7.7: Darstellung des Polarisationszustandes der abwärts gerichteten Himmelsstreuung (Messung Nr.12).

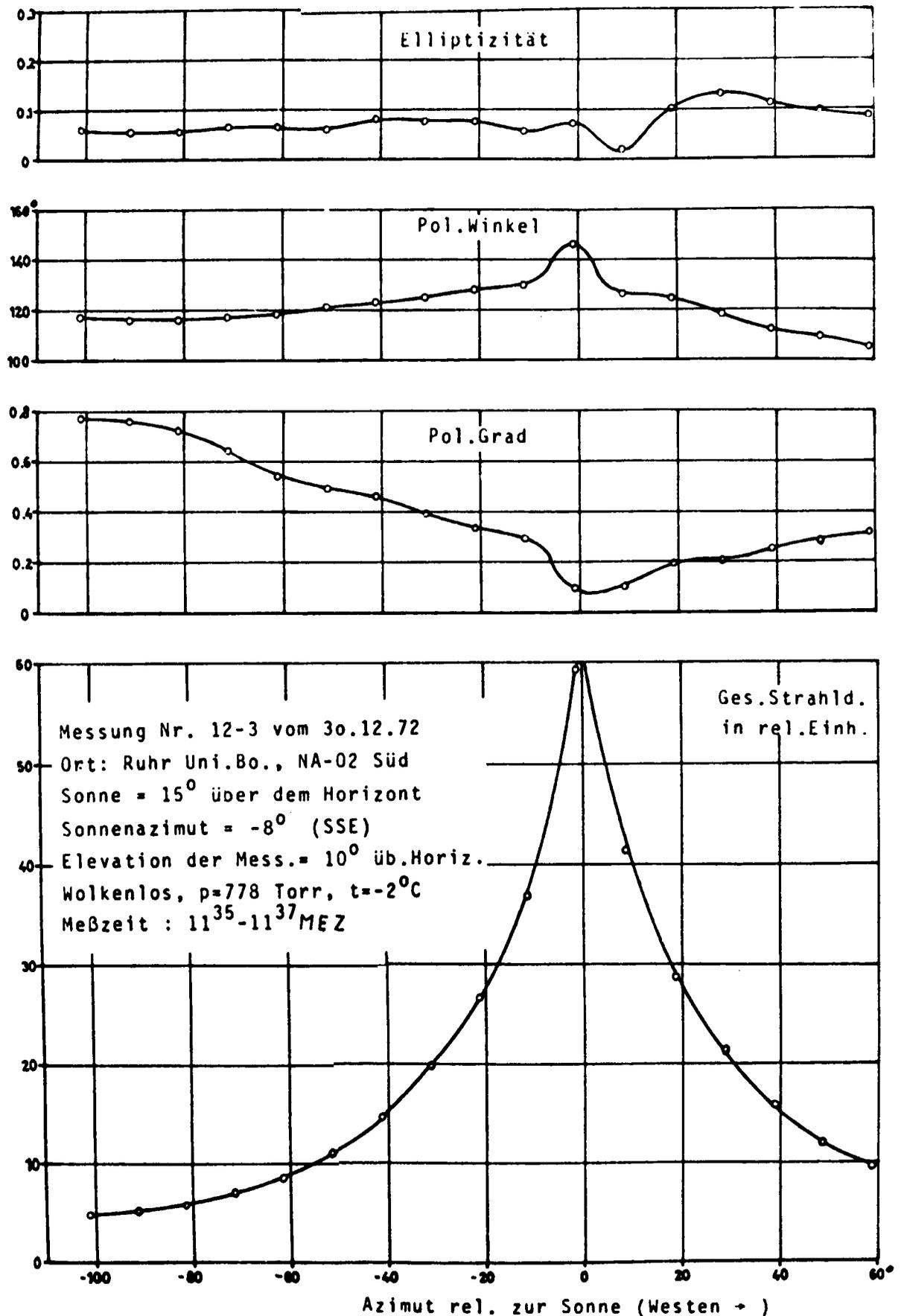


Abb. 7.8: Polarisationszustand der abwärts gerichteten Himmelsstreustrahlung auf einem Horizontalkreis.

Die Abweichungen der Gasmoleküle von der Kugelform werden in der von Cabannes erweiterten Rayleigh-Theorie durch einen Depolarisationsfaktor berücksichtigt (Lit.20). Hieraus folgt, daß gemäß Cabannes in einer Gasatmosphäre geringere als die in Abb. 7.2 berechneten Polarisationsgrade auftreten sollten.

Erste Aufschlüsse über die Anwendbarkeit der Mie-Theorie auf nicht kugelförmige Teilchen (Aerosole) bringen die von Zerull (1972) durchgeführten Messungen. Mit einer Mikrowellen-Analog-Meßanlage werden z.B. bei einem Oktaeder als Streukörper recht erhebliche Abweichungen in der unter 0° und 90° polarisierten Streustrahldichte gegenüber den für eine Kugel berechneten Werten gemessen.

Bei den Streurechnungen wird im allgemeinen die Vereinfachung gemacht, daß die Reflexion der Strahlung am Erdboden als vollständig diffus und damit auch als depolarisierend angenommen wird (Lambert-Reflexion). Eigene Messungen am Ort der Ruhr-Universität lassen jedoch erkennen, daß der Boden recht stark polarisieren kann und damit durch die Bodenalbedo unter Umständen ein starker Beitrag zum Polarisationszustand der gemessenen Himmelsstrahlung hinzu kommt.

Die Rückstreuung von Vegetationsflächen steigt bei $\lambda = 730$ nm fast sprunghaft an (Lit. 5), sie beträgt bei $\lambda = 600$ nm ca. 8 % und bei $\lambda = 800$ nm ca. 47 %.

Polarisationszustand im Sonnenvertikal

Infolge der Symmetriebedingungen bei den theoretischen Rechnungen ist der Polarisationswinkel entweder 0° oder in der Nähe der Sonne 90° (siehe Fußnote in Abb. 7.2), außerdem wird aus den gleichen Gründen für den Sonnenvertikal die Elliptizität Null.

Diese Aussagen, welche sich auch für hohe Trübungsgrade errechnen lassen, können bei den Messungen in Bochum nicht bestätigt werden. Die Abb. 7.3 u. 7.4 zeigen, daß der

Polarisationswinkel nur im Zenit und in 90° Elevationsabstand von der Sonne nahezu Null ist (-5°). Statt eines Umklappens in der Nähe der Sonne auf 90° wird eine langsame Änderung des Polarisationswinkels auf 90° hin beobachtet.

Da der gemessene Polarisationswinkel ungleich 0° bzw. 90° ist, kann auch die Elliptizität ungleich Null werden.

Gemäß den theoretischen Erwartungen zeigt sich (Abb. 7.14), daß die Elliptizität mit Annäherung des Polarisationswinkels an 0° (180°) abnimmt. Auch die Abb. 7.15 u. 7.16 zeigen die gleiche Tendenz.

Eine weitere theoretische Aussage (siehe Abb. 7.2) beinhaltet, daß der Polarisationsgrad im Sonnenvertikal in 90° Elevationsabstand von der Sonne ein Maximum haben soll. Diese Erwartung kann durch die Messung verifiziert werden (Abb. 7.14). Der Polarisationsgrad (Abb. 7.14) ist jedoch im Maximum geringer als in Abb. 7.2; dies kann auf die große Trübung der Atmosphäre zurückzuführen sein. Die Rechnungen unter Einschluß von mehrfach streuenden Mie-Teilchen zeigt (Lit. 29), daß der Polarisationsgrad mit zunehmender Trübung sinkt. Während bei den Rechnungen der Polarisationsgrad bis auf sehr kleine Werte absinkt, ist bei der Messung nur ein Absinken bis auf ca. 25 % festzustellen (Abb. 7.14).

Während die Gesamtstrahldichte nach Rayleigh (Abb. 7.2) einen fast symmetrischen Verlauf in bezug auf den Zenit aufweist und damit die Gesamtstrahldichte bei z.B. 30° und 150° Elevation etwa gleich groß sein soll, zeigt sich bei der Messung (Abb. 7.14) eine Abnahme der Gesamtstrahldichte um den Faktor 5 bei 150° Elevation gegenüber 30° . Diese Abnahme ist auf die Trübung der Atmosphäre zurückzuführen.

Die Tatsache, daß die gemessene Polarisationsrichtung so stark von den theoretischen Vorhersagen abweicht, wurde zum Anlaß genommen, die Polarisationsrichtung im Sonnenvertikal an einigen Punkten mittels eines (im Anhang beschriebenen) Hilfspolarimeters zu prüfen. Es ergaben sich die gleichen Meßresultate für den Polarisationswinkel.

Die in Abb. 7.4 dargestellte Abhängigkeit der Elliptizität von der Elevation im Sonnenvertikal zeigt neben den drei ausgeprägten Extrema kleinere überlagerte Schwankungen, welche wesentlich größer als die zu erwartenden Meßfehler sind (Kap. 6.3.). Während sich die drei Extrema bei Messungen an verschiedenen Tagen im wesentlichen reproduzieren, zeigen die überlagerten Strukturen starke Änderungen. Die Feinstrukturen in den Elliptizitätskurven (z.B. Abb. 7.4) lassen sich eventuell durch Inhomogenitäten in der Aerosolverteilung erklären, welche zu verschiedenen Zeitpunkten infolge unterschiedlicher Witterungs- und Abgasemissionsbedingungen unterschiedlich ausfallen.

Polarisationszustand bei konstanter Elevation

Die theoretischen Ergebnisse nach Coulson et al. (Abb. 7.2) zeigen ein Maximum des Polarisationsgrades von ca. 0,8 bei einem Azimut von ca. 100° . Diese Aussage wird durch die Messungen recht gut bestätigt (Abb. 7.8 u. 7.9). Der weitere Verlauf des Polarisationsgrades stimmt qualitativ mit den Rechnungen (Abb. 7.2) überein, im Detail zeigen sich jedoch erhebliche Abweichungen.

Während die Rechnungen Symmetrie in bezug auf den Sonnenvertikal annehmen, zeigt keine der gemessenen Größen (Abb. 7.8 u. 7.9) diese Symmetrie. Nur die Gesamtstrahldichte verhält sich annäherndsymmetrisch. Die Messungen zeigen, daß sich die im Sonnenvertikal gefundene Asymmetrie auch zu großen Azimutwinkeln hin fortsetzt.

8. Abschließende Bemerkungen und Ausblick

Die im vorangegangenen Kapitel beschriebenen Messungen haben zusammenfassend folgende Ergebnisse gebracht:

- a) Bei den in Bochum durchgeführten Messungen ergibt sich eine starke Asymmetrie des Polarisationswinkels in bezug auf den Sonnenvertikal.
- b) Die Elliptizität e kann z.B. 23 % (Abb. 7.4) betragen und stellt damit eine wesentliche Komponente des gesamten Polarisationszustandes des Himmelslichtes dar.
- c) Der Polarisationswinkel ψ im Sonnenvertikal oberhalb der Sonne beträgt nicht 0° (180°) oder 90° , sondern nimmt langsam und fast gleichmäßig, ausgehend von $\psi \approx 175^\circ$ im Punkt mit 90° Elevationsabstand von der Sonne, nach beiden Seiten hin ab, d.h. bewegt sich auf 90° zu.
- d) Der Polarisationsgrad P hat bei denjenigen Winkelabständen von der Sonne sein Maximum, die von der Rayleigh-Theorie vorausgesagt werden. Der detaillierte Verlauf des Polarisationsgrades weicht jedoch erheblich von den theoretischen Berechnungen ab.
- e) Die Gesamtstrahldichte L zeigt im wesentlichen den erwarteten Verlauf, wenn bei den Rechnungen die Trübung berücksichtigt wird.

Aus diesen Ergebnissen lassen sich folgende Schlüsse ziehen:

- a) Die erheblichen Abweichungen aller signifikanter Parameter der Polarisation gegenüber den auf der Rayleigh-Theorie basierenden Rechnungen von Coulson et al. lassen sich qualitativ verstehen, wenn bei den Messungen ein starker Dunst bzw. Aerosolgehalt vorgelegen hat.
- b) Die Unkenntnis über Art und Verteilung der Aerosole und die Annahme von kugelförmigen Teilchen und einer diffusen Reflexion am Boden führen dazu, daß Rechnungen unter Berücksichtigung der Mie-Theorie auf die Verhältnisse bei den Messungen in Bochum nicht anwendbar sind.

Eine mögliche Erklärung für die gefundenen Asymmetrien könnte eine inhomogene Aerosolverteilung sein. Wenn z.B. ein Konzentrationsgefälle von West nach Ost existiert, wird bei den Messungen im Sonnenvertikal die durch Mehrfachstreuung von Osten in das Instrument gelangende Strahlung einen anderen Beitrag leisten als die von Westen in das Polarimeter einfallende Strahlung.

Nach neuesten Mitteilungen von Wolstencroft (1973) werden auf dem Mount Haleakala on Maui (Hawaii) Messungen zur Bestimmung der Elliptizität des Himmelsstreulichtes gemacht und praktisch keine Elliptizität gefunden. Da oberhalb des Mount Haleakala kaum Aerosole vorhanden sein dürften, ist dies ein Hinweis darauf, daß im wesentlichen die Aerosole für die zirkulare Komponente der Streustrahlung verantwortlich sind.

Ausblick

Seit einigen Monaten wird an dem Aufbau eines zweiten Polarimeters gearbeitet, um den erfaßbaren Wellenlängenbereich bis auf ca. $1,8 \mu\text{m}$ ausdehnen zu können.

Für den Sommer 1973 sind weitere Meßkampagnen geplant, um Messungen bei höheren Sonnenständen durchführen zu können. Außerdem sollen Vergleichsmessungen an Orten mit geringem Aerosolgehalt nähere Aufschlüsse über den Einfluß des Aerosols auf den gesamten Polarisationszustand erbringen.

Ein weiteres Problem stellt der Polarisationszustand der vom Erdboden gestreuten Strahlung dar. Hier ist geplant, mit Hilfe eines Zeppelin-Luftschiffes Messungen durchzuführen.

Außerdem kann versucht werden mit Hilfe des Polarimeters das wichtige meteorologische Problem der Unterscheidung von Eis- und Wasserwolken anzugehen.

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, welche zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Insbesondere danke ich Herrn Prof.Dr.R.H.Giese, dem Leiter des Bereiches Extraterrestrische Physik und Herrn Priv.Doz. Dr.E.Raschke für die Anregung zu dieser Arbeit und die Beschaffung der notwendigen finanziellen Mittel.

Herrn Priv.Doz.Dr.E.Raschke und Herrn Dr.D.Hablick danke ich für klärende und anregende Diskussionen.

Diese Arbeit wurde durch das Bundesministerium für Forschung und Technik und durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft gefördert.

9. Literatur

- (1) Berek, M., Grundlagen der praktischen Optik, Berlin 1970.
- (2) Bitterlich, W., Elektronik, Wien 1967.
- (3) Born, M., Wolf, E., Principles of Optics, 3. Auflage, 1965.
- (4) Coffeen, D.L., 1972: Remote Analysis of Airborne Particles by Polarimetry, Int. Conf. on Remote Sensing in Tucson, 8-10 Nov. 72.
- (5) Coffeen, D.L., Optical Polarimeter in Space, in "Planets, Stars, and Nebulae, studied with Photopolarimetry", Editor: Tom Gehrels, University of Arizona Press, im Druck.
- (6) Chandrasekhar, S., Radiativ Transfer, London/New York, 1950.
- (7) Collins, D.G., Blättner, W.G., Wells, M.B., Horak, H.G., 1972: Backward Monte Carlo Calculations of the Radiation Emerging from Spherical-Shell Atmospheres, Applied Optics 11, 2684-2696.
- (8) Coulson, K.L., Dave, I.V., Sekera, Z., Tables Related to Radiation Emerging from a Planetary Atmosphere with Rayleigh Scattering, Los Angeles, 1960.
- (9) Dokter, F., Steinhauer, I., Digitale Elektronik, Philips, 1969.

- (10) Dollfus, A., 1952: Compt. Rend. Acad. Sci., Paris 235, 1477.
- (11) Eiden, R., 1966: The Elliptical Polarization of Light Scattered by a Volume of Atmospheric Air, Applied Optics 5, 569-575.
- (12) Franke, H., Lexikon der Physik, Stuttgart, 1969.
- (13) Fymat, A.L., Abhyankar, K.D., 1970: An Interferometric Approach to the Measurement of Optical Polarization, Applied Optics 9, 1075-1081.
- (14) Helbig, E., Lichtmeßtechnik, Leipzig, 1972.
- (15) Herman, B.M., Browning, S.B., 1965: A Numerical Solution to the Equation of Radiative Transfer, Journal of the Atm. Sci. 22, 559-566.
- (16) Hsi-shu Chen, Nagaraja Rao, C.R., 1968: Polarization of light on reflection by some natural surfaces, Brit. J. Appl. Phys. 1, 1191-1200.
- (17) Hulst, H.C. van de, Light Scattering by Small Particles, New York, 1963.
- (18) Jäger, F.W., Oetken, L., 1963: Zur Theorie und Praxis der instrumentellen Polarisierung, Publik. d. Astrophys. Observ. zu Potsdam, Nr. 103, Bd. 31, Heft 1.
- (19) Junge, C., 1952: Gesetzmäßigkeiten der Größenverteilung atmosphärischer Aerosole über dem Kontinent, Ber. Deut. Wetterd., U.S.-Zone, Nr. 35, 261-280.

- (20) Kasten, F. 1968: Rayleigh-Cabannes-Streuung in trockener Luft unter Berücksichtigung neuerer Depolarisations-Messungen, Optik, 27. Bd., 155-166.
- (21) Kemp, I.C., Swedlund, J.B., Evans, B.D., 1970: Phys.Rev. Letters 24, 1211.
- (22) Kerker, M. The Scattering of Light, New York, 1969.
- (23) Kowalsky, H.J., Lineare Algebra, Berlin, 1965.
- (24) Nagaraja Rao, C.R., Sekera, Z., 1967: A Research Program Aimed at High Altitude Balloon-Borne Measurements of Radiation Emerging from the Earth's Atmosphere, Applied Optics 6, 221-225.
- (25) Neumann, G.M., 1969: Betriebsgesetze der Halogen-glühlampe, Lichttechnik, 21. Jahrg.6,63A-65A.
- (26) Nowak, W., 1968: Automatisches Fotometer zur Messung der spektralen Verteilung der Himmelsstrahlungspolarisation, Dissertation, Mainz.
- (27) Plass, G.N., Kattawar, G.W., 1972: Degree and Direction of Polarization of Multiple Scattered Light, Applied Optics 11, 2866-2879.
- (28) Robinson, N., Solar Radiation, London, 1966.
- (29) Röhrig, O., Ruhr-Univ. Bo., Bereich Extraterr. Physik, Private Mitteilungen, 1973.
- (30) Sekera, Z., Handbuch der Physik, Bd. XLVIII, Berlin, 1957, 288-328.

- (31) Shurcliff, W.A., Polarized Light, London, 1962.
- (32) Stahl, K., 1968: Infrarot-Detektoren, Optik 27,
11-30.
- (33) Tinbergen, I., 1973: Precision Spektropolarimetry
of Starlight, Astron. & Astrophys. 23, 25-48.
- (34) Wolstencroft, R.D., Private Mitteilungen, 1973.
- (35) Zerull, R., Ruhr-Univ. Bo., Bereich Extraterr.Physik,
Private Mitteilungen, 1973.

10. Verzeichnis der verwendeten Symbole

- A = Ampere
- \bar{A} = allgemeine Matrix/Eichmatrix
- a = Amplitude
- $a_{i,j}$ = Elemente der Eichmatrix
- a_n = Faktoren der Sensorkennlinien
- a_x, a_y = x- bzw. y-Komponente der Amplitude
- B = Faktor bei der Berechnung der S_3
- \bar{B} = Transformationsmatrix des Polarisators
- b = große Achse der Ellipse
- b_n = Exponenten der Sensorkennlinien
- C = Celsius
- C = Faktor bei der Berechnung der S_3
- \bar{C} = Transformationsmatrix der Phasenplatte
- c = kleine Achse der Ellipse
- \bar{D} = Drehtransformationsmatrix
- d = Dicke der Phasenplatte
- dA = Flächenelement
- E = Ost
- E = elektrische Feldstärke
- E = Empfindlichkeit des Polarimeters
- E_x, E_y = x- bzw. y-Komponente der elektrischen Feldstärke
- E_λ = spektrale Empfindlichkeit des Polarimeters
- E'_λ = spektrale Empfindlichkeit der Sensoren
- e = Elliptizität

f	= Funktion von
f	= Brennweite
i	= $\sqrt{-1}$
i_n	= Abkürzungen für Produkte komplexer Phasenfunktionen
K	= Kelvin
k	= Lichtschwächungsfaktor
L	= Strahldichte
L_E	= relative Strahldichte der Eichleuchte
L_{st}	= relative Strahldichte der Standardlampe
M	= Mega = 10^6
M	= Abkürzung für Messung
\bar{M}	= Mie-Streumatrix
MEZ	= Mitteleuropäische Zeit
m	= Meter
m	= Milli = 10^{-3}
NA	= Gebäude A der naturwissenschaftlichen Abteilung der Ruhr-Universität Bochum
n	= Nano = 10^{-9}
n	= Brechungsindex
P	= Polarisationsgrad
p	= Luftdruck
q	= Lichtschwächungsquotient
\bar{R}	= Rayleigh-Streumatrix
S	= Süd
SSE	= Süd-Süd-Ost
SSW	= Süd-Süd-West
Si	= Silizium
$S_0, S_1,$	
S_2, S_3	= Stokes Parameter

\vec{S}	= Stokes-Vektor
\vec{S}'	= transformierter Stokes-Vektor (gemessener Stokes-vektor)
sr	= Steradian
T	= Transmissionsgrad
TR 440	= Telefunken-Rechner 440
T_λ	= spektrale Filtertransparenz
t	= Temperatur in °C
U	= elektrische Spannung
V	= Volt
V	= Verstärkungsfaktor
V_e	= Verzögerungswert der Phasenplatte
V_{rel}	= momentane relative Empfindlichkeit (Verstärkung) des Polarimeters
\bar{V}	= mittlerer Verstärkungsfaktor
W	= West
W	= Watt
W	= Bewichtungsfaktor
X,Y,Z	= Achsen eines kartesischen Koordinatensystems
α	= Richtung der schnellen Achse einer Phasenplatte
β	= abstrakter Hilfswinkel
γ	= abstrakter Hilfswinkel
Δ	= Differenz
δ	= Phasenwinkel oder - Differenz
ϵ	= Winkel zwischen einer Flächennormalen und der Strahlrichtung
θ	= Streuwinkel
λ	= Wellenlänge
τ	= Phasendifferenz, hervorgerufen durch eine Phasenplatte

- ϕ = Strahlungsfluß
- ϕ = Polarisationsrichtung
- χ = Durchlaßrichtung eines Polarisators
- χ = Drehwinkel
- χ' = Orientierungswinkel einer Phasenplatte
- Ω = Raumwinkel

Hilfspolarimeter

Zur Erfüllung verschiedener Hilfsaufgaben wurde ein einfaches kleines Polarimeter gebaut. Dieses Polarimeter wurde so konstruiert, daß im wesentlichen keine Eichungen erforderlich sind. Es kann jedoch nur den linear polarisierten Anteil des Lichtes analysieren.

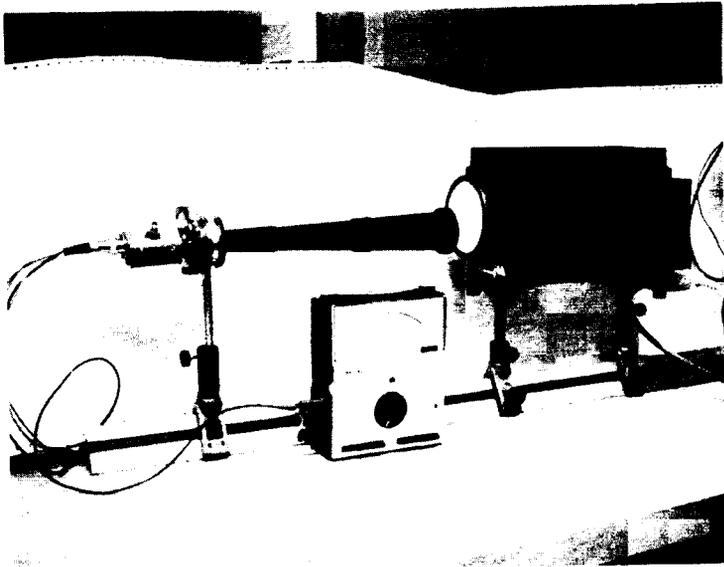


Abb. 8.1: Hilfspolarimeter + Eichleuchte

Das Hilfspolarimeter besteht im wesentlichen aus einem Glan-Thompson Prisma, 2 Germanium-Fotodioden und einem Verstärker. Der Analysator (Glan-Thompson) ist zusammen mit den Sensoren und dem auswechselbaren Interferenzfilter drehbar angeordnet. Auf diese Weise wird erreicht, daß das Filter immer mit Licht des gleichen Polarisationszustandes durchstrahlt und der Sensor mit dem gleichen Licht beaufschlagt wird, d.h. es tritt keine vom Drehwinkel des Analysators abhängige Empfindlichkeitsänderung auf.

Die beiden Sensoren sind eng beieinander in einem Kupferblock untergebracht, wobei einer der Sensoren kein Licht empfängt. Beide Sensorsignale werden über einen Differenzverstärker weiterverarbeitet, so daß sich Änderungen infolge thermischer Schwankungen weitgehend eliminieren.

Ein Blendenrohr vor dem Polarisationsprisma sorgt für ein definiertes Gesichtsfeld (10° \emptyset). Die Anzeige des Hilfspolarimeters ist in einem zweiten Bereich der Strahldichte linear.

Mit Hilfe dieses Polarimeters wurden eine Reihe von grundlegenden Hilfsmessungen durchgeführt.