

Die spektrale Energieverteilung von Himmels- und Sonnenstrahlung

Autor(en): **Götz, F.W. Paul / Schönmann, Ernst**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **21 (1948)**

Heft II

PDF erstellt am: **09.08.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-111904>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Die spektrale Energieverteilung von Himmels- und Sonnenstrahlung.

Im Rahmen der Aktion „Medizinischer Ausbau der Kurorte“
des Eidg. Amtes für Verkehr.

Von **F. W. Paul Götz** und **Ernst Schönmann**.
Lichtklimatisches Observatorium Arosa.

(22. IV. 1948.)

Inhalt: Im Sinne einer Grundlagenforschung ist es erwünscht, auch das bioklimatisch wichtige Himmelslicht ebenso gesetzmässig überblicken zu können wie die Sonnenstrahlung. Mit dem Arosener Quarz-Prismen-Spektrographen werden im Wellenlängengebiet 3300 bis 5500 Å Spektren des blauen Himmelslichts und ergänzend der direkten Sonnenstrahlung mit einer auf schwarze Temperaturen geheizten Wolfram-Bandlampe verglichen. Die Abhängigkeit des Zenitlichts von Sonnenhöhe und atmosphärischem Trübungsgrad wird beschrieben; an klaren Tagen entspricht es in Arosener Höhenlage ziemlich gut einer Rayleighatmosphäre. Für trübe Tage und kleineren Sonnenabstand muss die Theorie einer „Mie-Atmosphäre“ aufgestellt werden; das Beispiel eines sommerlichen Dunsttages ergibt dann auch eine befriedigende Übereinstimmung mit den Beobachtungen.

I. Einleitung.

Experimentelle Bestimmungen der spektralen Energieverteilung des Himmelslichts wurden noch sehr wenig unternommen. Als erster bestimmte ALBRECHT¹⁾ aus Filtermessungen eine angenäherte Verteilungskurve. Für genauere Ansprüche ist eine viel engere Unterteilung nötig, als sie durch Filter zu erreichen ist. Eine 1935 am Lichtklimatischen Observatorium Arosa mit einem Quarzspektrographen in Angriff genommene Arbeit von P.-D. HEDWIG KOHN kam infolge ihrer Auswanderung nicht zum Abschluss. Uns ist nur die Arbeit von P. HESS²⁾ bekannt, welche am Taunusobservatorium und in Frankfurt a. M. mittels eines Doppelmonochromators durchgeführt wurde.

Über die Intensitätsverteilung der Sonne liegen zahlreichere Angaben vor. Am bekanntesten sind die weit angelegten Untersuchun-

¹⁾ F. ALBRECHT, Met. Zs. **52**, 454 (1935).

²⁾ P. HESS, Gerl. Beitr. Geoph. **55**, 204 (1939).

gen des Astrophysical Observatory der Smithsonian Institution³⁾, wir erwähnen ferner PETTIT⁴⁾ (Tucson, Arizona) und MULDER⁵⁾. Neueren Datums sind die Registrierungen von HERZING⁶⁾, HESS⁷⁾ und REINER⁸⁾. Die Resultate der einzelnen Autoren weichen jedoch ziemlich stark voneinander ab, wie eine Zusammenstellung bei REINER (l. c.) deutlich zeigt.

Die folgende Untersuchung über die spektrale Energieverteilung des diffusen Himmelslichts der Höhenlage von Arosa (1860 m) geschah zunächst im Hinblick auf seine bioklimatische Bedeutung. Dann schien sie von Interesse im Rahmen des in Arosa gepflegten Fragenkomplexes der Dunst- und Staubtrübung („anomale Extinktion“⁹⁾). Zu einer vergleichenden Theorie der diffus gestreuten Himmelsstrahlung muss man von der extraterrestrischen Energieverteilung der Sonnenstrahlung ausgehen können, und wegen der erwähnten Unterschiede früherer Untersuchungen haben wir sie auch unsererseits nochmals bestimmt. Beim Himmelslicht beschränkt sich die vorliegende Arbeit auf Zenit, doch bleibt vorbehalten, sie künftig auch auf andere Himmelsstellen, vor allem grössere Sonnennähe, auszudehnen.

II. Apparaturen und Messmethodik.

a) *Himmelslicht.*

Die Spektrogramme wurden mit dem Arosener Ultraviolettspektrographen¹⁰⁾ vom Öffnungsverhältnis 1:10 aufgenommen. Als Konsequenz der Vorarbeiten von HEDWIG KOHN über die Fehler, welche durch Polarisationsvorgänge in der Quarzoptik des Spektrographen entstehen können¹¹⁾, wurde zu ihrer Ausschaltung ein Foucaultscher Polarisator vor den Eintrittsspalt gesetzt, um auf diese Weise stets gleiche Polarisationsbedingungen des eintretenden Lichts zu gewährleisten. Es wurden jeweils zwei Aufnahmen gemacht: eine,

³⁾ Annals Astrophysical Observatory Smithsonian Inst., Vol. I-VI, Washington, C. G. ABBOT, F. E. FOWLE, L. B. ALDRICH, SMITHS. Miscell. Coll. **74**, Nr. 7, 1923. C. G. ABBOT, Gerl. Beitr. Geoph. **16**, 344 (1927).

⁴⁾ E. PETTIT, Astroph. J. **75**, 185 (1932).

⁵⁾ G. F. W. MULDER, Dissertation, Nijmegen 1934.

⁶⁾ F. HERZING, Gerl. Beitr. Geoph. **49**, 71 (1937).

⁷⁾ P. HESS, Dissertation, Frankfurt a. M. 1938.

⁸⁾ H. REINER, Gerl. Beitr. Geoph. **55**, 234 (1939).

⁹⁾ F. W. P. GÖTZ, Verh. Schweiz. Naturf. Ges. Sils 1944, p. 88.

¹⁰⁾ F. W. P. GÖTZ, Gerl. Beitr. Geoph. **24**, 31 (1929).

¹¹⁾ Unveröffentlicht; siehe auch G. BOLLER, Zs. f. Phys. **103**, 756 (1936).

bei der die optische Achse des Apparats in der Ebene des Sonnenvertikals lag und eine zweite in der dazu senkrechten Stellung. Die erste Aufnahme ergab die Komponente des im Sonnenvertikal polarisierten Lichts, die zweite die senkrecht dazu polarisierte Komponente, ihre Summe die Gesamtintensität des einfallenden Lichts. Die Weite des Eintrittsspalts betrug 0,2 mm für alle Messungen, die Expositionszeit dauerte 6 Minuten. Als Aufnahmematerial dienten „Ilford-Rapid-Process“-Platten.

b) *Sonnenlicht.*

Bei den Aufnahmen der direkten Sonnenstrahlung wurden 4 Platinfilter zur Schwächung vorgeschaltet, deren Durchlässigkeit wir für den ganzen in Betracht kommenden Spektralbereich bestimmten. Die Spaltbreite betrug 0,1 mm, die Belichtungszeit 2 Minuten. Hier wurden „Agfa-Autolith“-Platten verwendet.

Werden Spektren für verschiedene Sonnenhöhe, also verschiedene durchstrahlte Luftmasse M aufgenommen, so ergibt ja das Lambert-Bouguer'sche Gesetz

$$J_{\lambda} = J_{0\lambda} \cdot 10^{-a_{\lambda}M}$$

oder

$$\log J_{\lambda} = \log J_{0\lambda} - a_{\lambda}M$$

die Logarithmen der durchgelassenen Intensität J_{λ} als lineare Funktion von M , und damit ausser dem dekadischen Extinktionskoeffizienten a_{λ} auch die gesuchte extraterrestrische Intensität $J_{0\lambda}$. Natürlich muss für jede einzelne Wellenlänge extrapoliert werden.

c) *Anschluss an den schwarzen Strahler.*

Zur Gewinnung der richtigen spektralen Energieverteilung schlossen wir die Spektren an die schwarze Strahlung an. Dazu verfügten wir über eine Osram-Nitra Uviolglas-Bandlampe, die im Jahre 1933 von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt (Prof. Fr. Hoffmann) für das Lichtklimatische Observatorium geeicht worden ist. Da diese Wolfram-Bandlampe seinerzeit für das kurzwellige Sonnenultraviolett bestimmt war, enthält die Eichung neben 5 Werten im Ultraviolett ($\lambda = 2800, 2900, 3000, 3100$ und 3200 \AA) nur einen einzigen Wert im Sichtbaren ($\lambda = 6630 \text{ \AA}$). Die Zwischenwerte wurden aus der Farbtemperatur bei $\lambda = 6650 \text{ \AA}$ berechnet¹²⁾. Die Übereinstimmung der so berechneten Werte mit den Eich-

¹²⁾ Farbtemperaturen aus GEIGER-SCHEEL, Handb. d. Phys. **19**, 698, Berlin 1928.

werten der P.T.R. im Ultraviolett lag innerhalb der von ihr angegebenen Fehlergrenzen. Die Energie errechnet sich nach der Planckschen Formel, wobei das Spektralintervall der Wellenlänge proportional gesetzt wurde. Da der Betrieb der mit 20 Amp.¹³⁾ gespeisten Bandlampe zu umständlich war, um ihr Spektrum auf jede Platte zu kopieren, wurde eine Philips U.V.-Lampe, welche direkt am Stromnetz angeschlossen werden konnte, als Sekundärlichtquelle geeicht und weiterhin benützt. Die Betriebsspannung von 200 Volt konnte dabei durch ständiges Nachregulieren mit einem Vorschaltwiderstand auf ± 1 Volt genügend konstant gehalten werden.

d) *Auswertung der Platten.*

Es mag noch erwähnt werden, dass sämtliche zur Ableitung der Schwärzungskurven nötigen Spektren um die Mittagszeit mit einem zentral in der optischen Achse sitzenden rotierenden Sektor mit verstellbarer Sektoröffnung erhalten wurden. Sämtliche Aufnahmen derselben Platte haben nach einer nun längst selbstverständlichen Forderung¹⁴⁾ gleiche Belichtungszeit. Das Ausmessen der Schwärzungen erfolgte visuell an einem Hartmann'schen Mikrophotometer von Toepfer. Pro Spektrum wurden ungefähr 40 möglichst gleichmässig über den ganzen Bereich verteilte Wellenlängen ausgemessen, die, einmal ausgewählt, in der Folge beibehalten wurden.

III. Messergebnisse.

a) *Sonne.*

Zur Extrapolation der extraterrestrischen Sonnenintensität diente an wolkenlosen Tagen mit möglichst gleichbleibender Trübung jeweils eine Serie von Aufnahmen verschiedener Sonnenhöhe. Um möglichst hohe Sonnenstände zu erreichen, wurde dies in den Monaten Juni und Juli (1947) ausgeführt, dafür musste eine stärkere Lufttrübung des Sommers in Kauf genommen werden, was solange nicht störte, als sie sich im Laufe des Tages nicht wesentlich änderte. Abb. 1 gibt als Mittel der fünf besten Messreihen das Resultat, die Intensität J als Funktion der Wellenlänge λ in Ångström-Einheiten (Å). Auf die Angabe der Intensität in absolutem Energiemass wurde verzichtet, da die wirklich ausgenützte Öffnung des Spektrographen zu wenig genau bekannt war. Es sind

¹³⁾ Herrn Prof. ALFR. KREIS in Chur danken wir herzlich für Überlassung und Kontrolleichung eines Präzisions-Habicht-Milli-Voltmeters.

¹⁴⁾ F. W. P. GÖTZ, Veröff. Sternwarte Österberg, Tübingen 1, Heft 2, Karlsruhe i. B., 1919.

jedoch alle Spektren im gleichen willkürlichen Maßstab aufgetragen, so dass die Intensitätsverhältnisse richtig sind. Soweit einmal absolute Energieangaben der weiteren Ergebnisse erwünscht sein

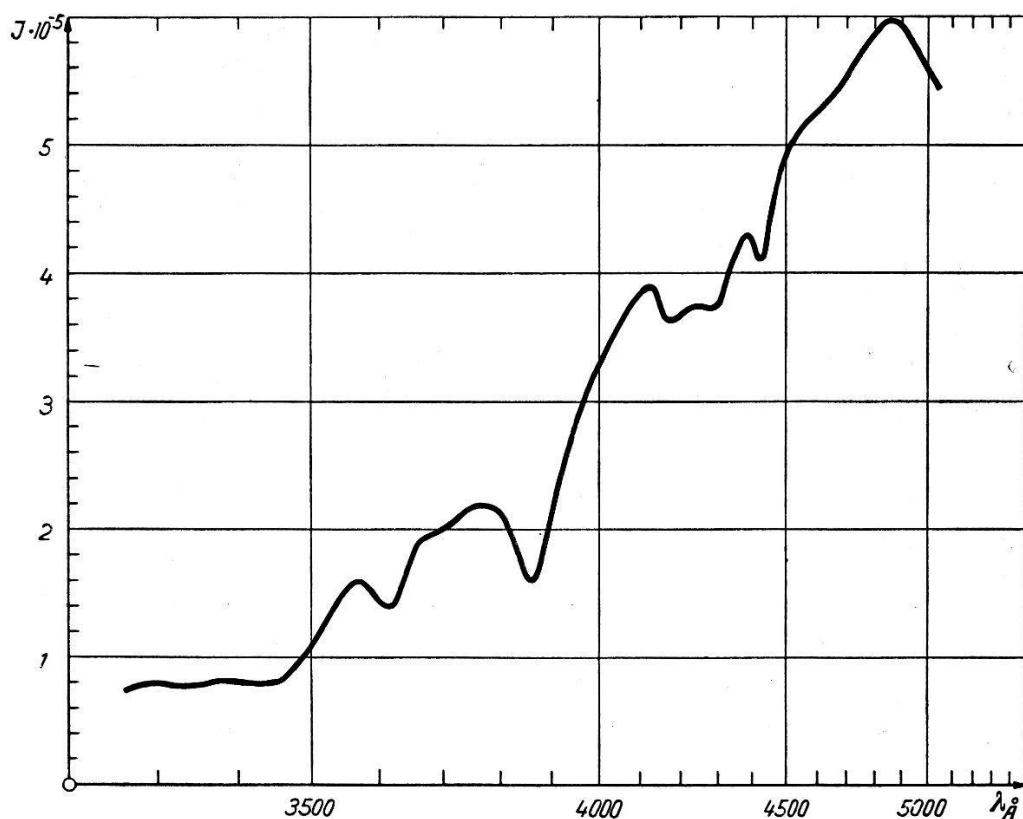


Fig. 1.

Intensität J der extraterrestrischen Sonnenstrahlung.

sollten, könnte an Hand der sonstigen Literatur aus Fig. 1 als Mittel einiger Wellenlängen der Umrechnungsfaktor annähernd bestimmt werden.

b) *Himmel.*

An wolkenlosen Tagen wurden Zenitlichtspektren bei verschiedenem Sonnenstand aufgenommen. Ein Beispiel eines solchen Tagesgangs vom 26. Juli 1946 zeigt Fig. 2. Zunächst fallen die vielen Maxima und Minima der Spektren auf. Sie rühren her von entsprechenden Abweichungen des extraterrestrischen Sonnenspektrums vom kontinuierlichen Verlauf (vgl. Fig. 1). Ausgeprägte Minima des Himmelslichts sind $\lambda = 3620$ und 3870 Å, schwächere $\lambda = 3390$, 3470 , 4180 , 4330 und 4430 Å. Die stärksten Maxima liegen bei den Wellenlängen 3300 , 3680 , 4100 und 4570 Å. Das absolute Maximum fällt auf 4100 Å, ausgenommen bei ganz tie-

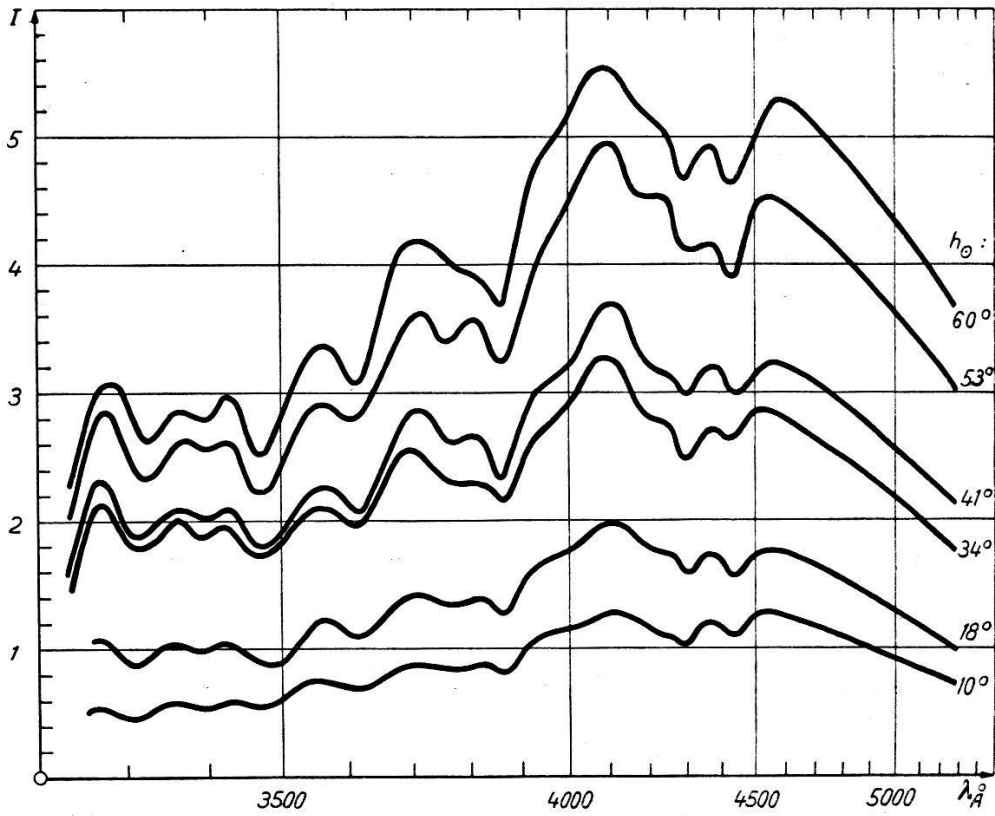


Fig. 2.

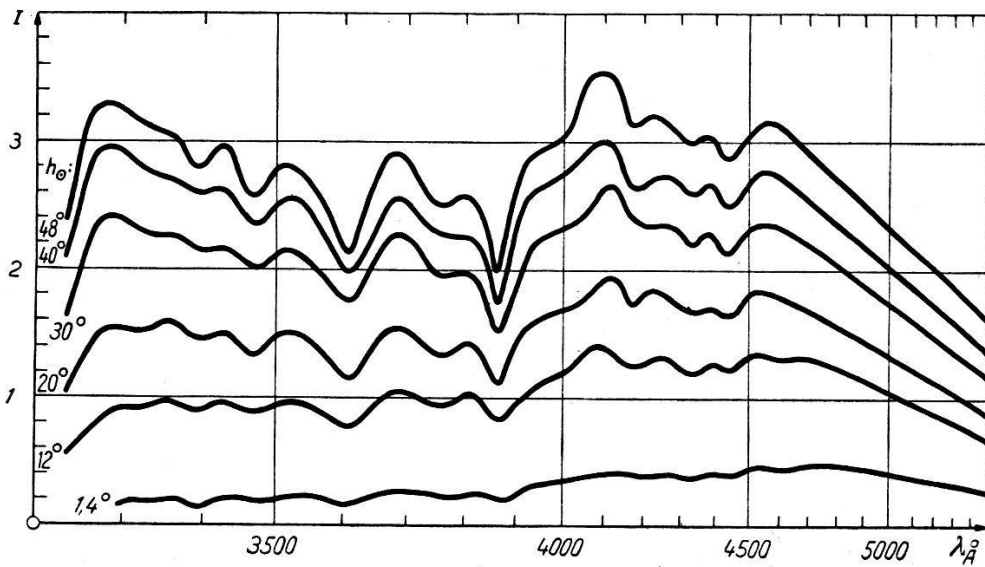
Zenitstrahlung I bei verschiedener Sonnenhöhe. 26. Juli 1946.

Fig. 3.

Zenitstrahlung bei verschiedener Sonnenhöhe. 11. September 1946.

fem Sonnenstand, wo es nach längeren Wellen auf ungefähr $\lambda = 4700 \text{ \AA}$ verlagert ist (vgl. Fig. 3; $h = 1,4^\circ$).

Mit wachsender Zenitdistanz der Sonne nimmt die Intensität des Zenitlichts rasch ab. Bei 1° Sonnenhöhe beträgt sie nur noch etwa den zehnten Teil der Intensität bei Sonnenhöhe 50° (vgl. Fig. 3). Der Ultraviolettanteil des Spektrums lässt mit sinkender Sonne relativ rascher nach als der sichtbare, besonders für den 11. Septem-

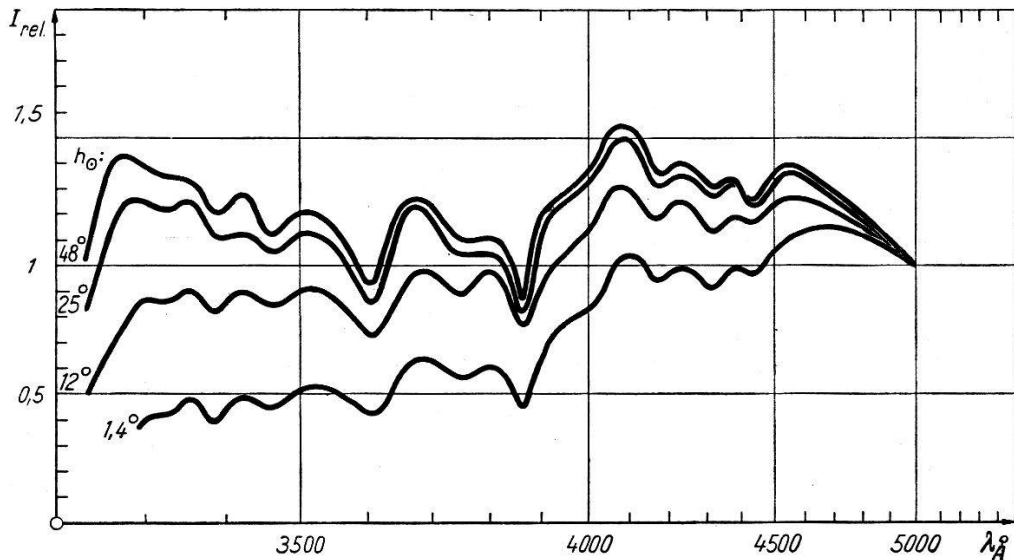


Fig. 4.

Zenitstrahlung bei verschiedener Sonnenhöhe. 11. September 1946.

(I willkürlich gleich 1 gesetzt für $\lambda = 5000 \text{ \AA}$.)

ber 1946; für diesen Tag sind in Fig. 4 auch relative Intensitätsverhältnisse aufgetragen unter willkürlicher Gleichsetzung der Intensitäten aller Spektren für $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ gleich der Einheit.

Abhängigkeit von der Lufttrübung.

Schon mit blossen Auge ist eine Änderung der Himmelfärbung mit sich änderndem atmosphärischem Trübungsgrad wahrnehmbar. Wir gehen dem in der Änderung der Spektralverteilung nach.

Zunächst vergleichen wir zwei Sommertage mit verschiedener Lufttrübung bei gleicher Sonnenhöhe 60° . (Fig. 5.)

Der 26. Juli 1946 war ein normaler, relativ dunstiger, Sommertag; der mit einem Michelson Aktinometer für den Filterbereich $\lambda < 5420 \text{ \AA}$ bestimmte atmosphärische Transmissionskoeffizient war $q = 0,72$. Am 27. Juli zeigte der weisslich aufgehellte Himmel bei

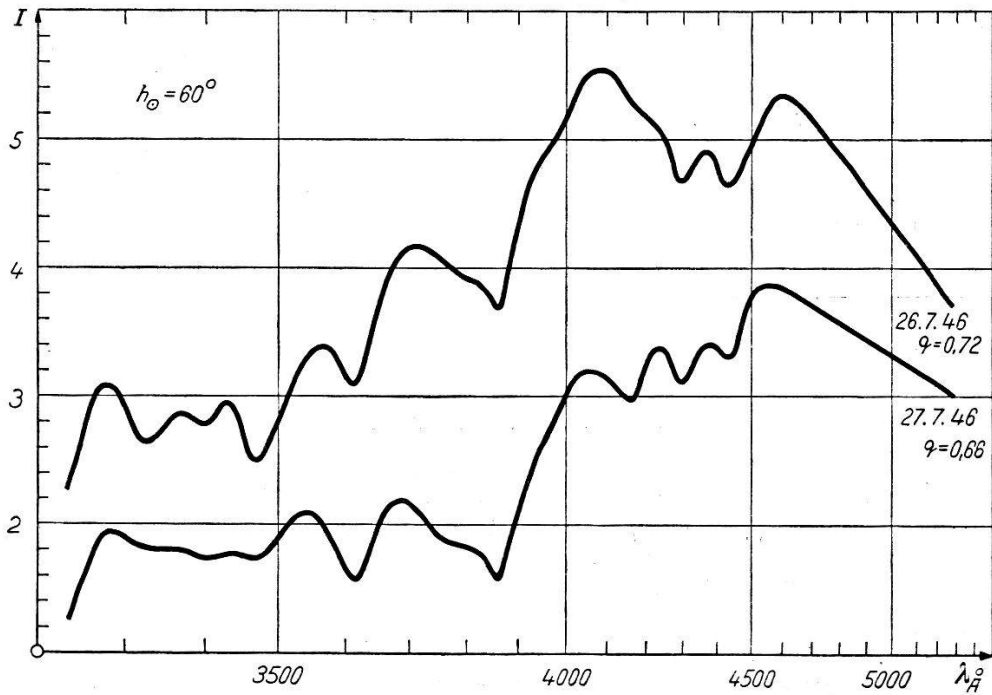


Fig. 5.

Zenitstrahlung bei verschiedener Lufttrübung.

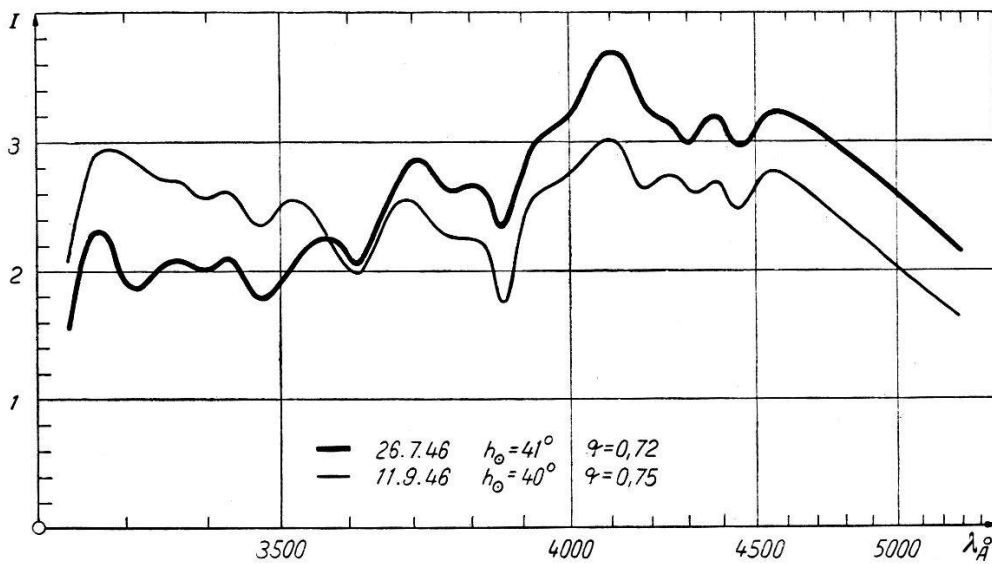


Fig. 6.

Zenitstrahlung bei verschiedener Lufttrübung.

einem $q = 0,66$ tellurische Sonnenkorona mit bräunlicher Scheibe, es war eine jener in Arosa ausführlich untersuchten ¹⁵⁾ Trübungen durch Saharastaub, der am folgenden Tage auch im Niederschlag ausfiel. Als Kriterium betrifft die Schwächung der Sonnenstrahlung im Vergleich zu einem Normaltag in solchen Fällen alle Spektralbereiche ziemlich gleichmässig. Am 27. Juli waren bei hohem Sonnenstand alle Spektralbereiche heruntergesetzt auf 84% der Intensität des 26. Juli. Bemerkenswert ist, dass auch das Himmelslicht vom 27. Juli im ganzen untersuchten Spektralbereich schwächer ist als am Vortag. Auch seine Spektralverteilung wird geändert, indem bei der Staubkurve das absolute Maximum etwa nach 4550 Å verlagert ist, während es normalerweise bei Wellenlänge 4100 Å liegt.

Ein weiteres Beispiel des Trübungseinflusses gibt die Gegenüberstellung je einer Sommer- und einer Herbstkurve für die Sonnenhöhe 40° in Fig. 6. Die mittlere Intensität ist hier bei beiden Kurven ungefähr dieselbe, die spektrale Verteilung ist hingegen wesentlich verschieden. Für Wellenlänge $\lambda > 3600$ überwiegt stark die Sommerkurve mit starker Trübung, für λ unterhalb 3600 Å die

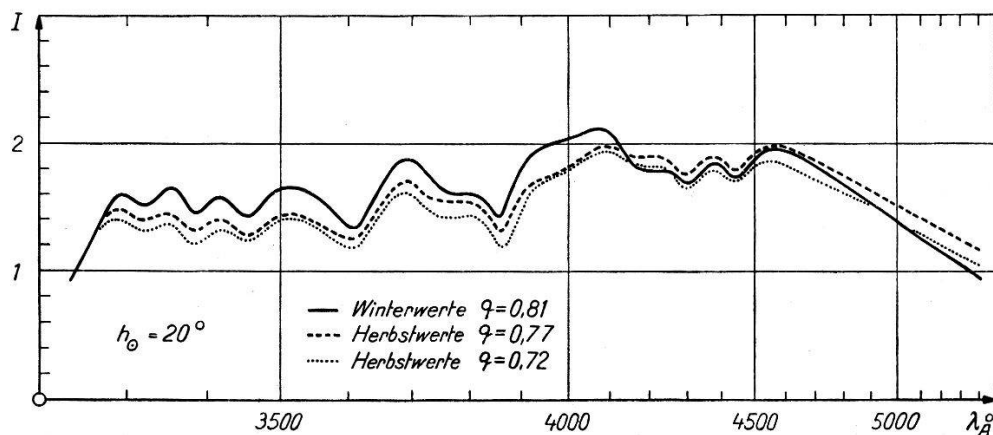


Fig. 7.

Zenitstrahlung bei verschiedener Lufttrübung für Sonnenhöhe $h = 20^\circ$.

Kurve vom Herbst mit geringerer Trübung und übrigens, obschon darauf hier kein Gewicht gelegt sei, auch geringerem Betrag des hochatmosphärischen Ozons.

Ähnliches, nur nicht mehr so ausgeprägt, zeigt uns Fig. 7. Von September 1946 bis Januar 1947 wurde an wolkenlosen Tagen von ganz verschiedenem Trübungsgrad das Zenitlicht bei der stets

¹⁵⁾ H. GLAWION, Beitr. Phys. d. freien Atm. **25**, 1 (1938); F. W. P. GÖTZ, Schweiz. Med. Wochenschr. **77**, 636 (1947).

gleichen Sonnenhöhe $h = 20^\circ$ aufgenommen. Die insgesamt etwa 20 Spektren wurden in fünf Gruppen von wenig verschiedenem Transmissionskoeffizienten zusammengefasst. Der besseren Übersichtlichkeit halber sind in Fig. 7 nur drei dieser Kurven eingezeichnet, die also Mittelwerte mehrerer Einzelspektren sind. Dass die Unterschiede nur noch sehr gering sind, wird aus der Tatsache verständlich, dass der Einfluss der Trübung mit zunehmendem Abstand der Himmelsstelle von der Sonne rasch abnimmt und in 70° Sonnendistanz nur noch gering sein wird. Immerhin erkennt man noch gut die Tendenz, dass das ultraviolette Zenitlicht bei grösserer Trübung geringer ist. Extraterrestrische Sonnenintensität und damit bei sonst gleichen Verhältnissen natürlich auch das Himmelslicht sind im Winter infolge der geringeren Sonnenentfernung stärker als im Sommer, für Fig. 7 würde dies etwa 4% ausmachen. Aber offenbar spielt im Winter die Rückstrahlung der Schneeoberfläche im Sinne von ÅNGSTRÖM¹⁶⁾ auch für das Zenitlicht noch eine gewisse Rolle, obschon erwartet werden darf, dass dieser Einfluss sich mehr in Horizont- als in Zenitnähe zeigen wird, wie sich ja auch die Erhellung des Nachthimmels durch eine hohe Emissionsschicht in einem horizontnahen „Erdlichtsaum“¹⁷⁾ kundgibt.

IV. Theoretische Betrachtungen.

a) *Rayleigh-Atmosphäre.*

Das in der Erdatmosphäre extinguierte Sonnenlicht erscheint als Himmelslicht. Am einfachsten liegen die Verhältnisse im Idealfall einer reinen, nur aus den permanenten Luftmolekülen bestehenden Atmosphäre, der sogenannten Rayleigh-Atmosphäre, da Lord RAYLEIGH für diesen Grenzfall unendlich kleiner Streuungspartikel die strenge Gesetzmässigkeit gegeben hat¹⁸⁾.

Trifft Strahlung der Intensität J_λ auf die n Streuungszentren enthaltende Volumeinheit, so ist die Stärke des bei Normaldruck 760 mm unter dem Winkel φ abgelenkten Streulichts in der Einheit der Entfernung

$$di_\lambda = \frac{2\pi^2(\mu-1)^2}{n\lambda^4} \cdot (1 + \cos^2\varphi) \cdot J_\lambda = R_\lambda \cdot (1 + \cos^2\varphi) \cdot J_\lambda = \Gamma_\lambda \cdot J_\lambda, \quad (1)$$

¹⁶⁾ A. ÅNGSTRÖM, Gerl. Beitr. z. Geophys. **34**, 123 (1931).

¹⁷⁾ Götz, Comptes-rendu du congrès sur la physique de la haute atmosphère. St-Louis 1946, p. 121.

¹⁸⁾ Siehe auch M. PLANCK, Berl. Akad. Ber. 1904, p. 440.

wo Γ nach GRUNER die Zerstreungsfunktion ist. Anzahl n der Luftmoleküle und Brechungsexponent μ_λ der Luft sind bekannt. Der Diffusionsfaktor R erweitert sich durch Multiplikation mit $\frac{16 \cdot \pi}{3}$ zum Diffusionsverlust nach allen Seiten. So ist auch der Zusammenhang des Extinktionskoeffizienten der gesamten Atmosphäre, und zwar bei Berücksichtigung des Moduls $\log e = 0,434$ des dekadischen Extinktionskoeffizienten a_λ , mit dem Diffusionsfaktor R verständlich. Für einen Beobachtungsort vom Barometerstand b_1 gilt, wenn $H = 7,99 \cdot 10^5$ cm gleich der Höhe der homogenen Atmosphäre ist:

$$a_\lambda = \frac{16 \pi}{3} \cdot 0,434 \cdot R_\lambda \cdot H \cdot \frac{b_1}{760}. \quad (2)$$

Mit diesen Grundlagen lässt sich leicht die gesamte diffuse Himmelsstrahlung I_λ berechnen, die aus dem Raumwinkel $d\omega$ des Zenits ausgehend auf die horizontale Flächeneinheit des Beobachtungsorts auffällt. Statt des selbstverständlichen Index λ wollen wir den Index R zur Kennzeichnung einer Rayleighatmosphäre verwenden. Setzt man $10^{-a_1} = q_1$, dem Transmissionskoeffizienten des Beobachtungsorts, für Zenit $\varphi = z$, und ist M_z die zur Zenitdistanz z der Sonne gehörende Luftmasse, so ist¹⁹⁾

$$I'_R = \frac{3}{16 \pi (M_z - 1)} (1 + \cos^2 z) (q_1 - q_1^{M_z}) J_{0\lambda} \cdot d\omega. \quad (3)$$

Wir wollen im Hinblick auf den folgenden Abschnitt in grösserer Allgemeinheit schreiben

$$I'_R = \frac{0,434}{(M_z - 1)} \cdot \frac{(q_{R_1} - q_{R_1}^{M_z})}{-\log q_{R_1}} \cdot \Gamma \cdot H \cdot \frac{b_1}{760} \cdot J_{0\lambda} \cdot d\omega. \quad (4)$$

Dabei ist Γ die Zerstreungsfunktion für ein Volumelement und $H \cdot \frac{b_1}{760}$ die Anzahl solcher streuender Volumelemente oberhalb des Beobachtungsorts. Ein Volumelement erhält aber ausser von der Sonne direkt auch von allen umgebenden Volumelementen Strahlung. HESS und LINKE¹⁹⁾ haben diese Mehrfach-Rayleighstreuung näherungsweise abgeschätzt. Zunächst gibt Tabelle 1 als eingeklammerte Werte den Korrektionsfaktor der Primärstreuung zur

¹⁹⁾ P. HESS und F. LINKE, Met. Zs. 59, 313, 364, 400 (1942).

Berücksichtigung der Sekundärstreuung als Funktion von Transmissionskoeffizient q und Sonnenhöhe h :

Tabelle 1. k.

$q \backslash h$	1°	10°	20°	40°	60°
0,524	(1,20)	(1,25)	(1,30)	(1,33)	(1,34)
	1,25	1,33	1,43	1,49	1,52
0,643	(1,19)	(1,25)	(1,28)	(1,30)	(1,30)
	1,23	1,33	1,39	1,43	1,43
0,743	(1,17)	(1,22)	(1,24)	(1,25)	(1,26)
	1,20	1,28	1,32	1,33	1,35
0,847	(1,15)	(1,18)	(1,18)	(1,19)	(1,19)
	1,18	1,22	1,22	1,23	1,23
0,936	(1,09)	(1,10)	(1,10)	(1,10)	(1,11)
	1,10	1,11	1,11	1,11	1,12

Unter der Annahme, dass die Streueffekte höherer Ordnung in geometrischer Reihe abnehmen, gibt dann die zweite Zeile der Tabelle den Korrektionsfaktor k der Primärstreuung zur angenäherten Berücksichtigung sämtlicher Mehrfachstreuungen und damit tritt an Stelle von I'_R das angenäherte definitive I_R

$$I_R = I'_R \cdot k. \quad (5)$$

Mit der Kenntnis von $J_{0\lambda}$, der von uns gemessenen extraterrestrischen Sonnenintensität, ist nun also der Spektralverlauf des vom Zenit kommenden Himmelslichts für eine Rayleighatmosphäre theoretisch zu erfassen. Wir haben dies für die Sonnenhöhen $h = 1^\circ$, 20° , 40° und 60° durchgerechnet und den Intensitätsmaßstab in Fig. 8 durch passende Wahl von $d\omega$ so festgelegt, dass die für $h = 20^\circ$ berechnete Kurve möglichst gut mit der entsprechenden experimentellen des klarsten Herbsttages vom 11. September 1946 (Fig. 7) übereinstimmt, während wir von den noch klareren Wintertagen wegen des schon erörterten Schneereflexes absehen.

Das absolute Maximum der berechneten Kurven liegt bei höheren Sonnenständen bei Wellenlänge 4100 Å, bei Sonnenhöhe 1° ist es nach längeren Wellen verlagert. Frühere Berechnungen von L. V. KING²⁰⁾ ergaben bei verschiedenen Annahmen unter Berück-

²⁰⁾ L. V. KING, Phil. Trans. Roy. Soc. London (A) **212**, 375 (1913).

sichtigung der Mehrfachstreuung das Maximum entweder bei $\lambda \cong 3500 \text{ \AA}$ oder bei $\lambda \cong 4300 \text{ \AA}$, unter Vernachlässigung der Mehrfachstreuung bei $\lambda \cong 4300 \text{ \AA}$. KNEPPLE²¹⁾ fand ohne Berücksichtigung der Mehrfachstreuung als Maximum $\lambda = 3500 \text{ \AA}$.

Wie stellen sich nun unsere gemessenen zu den berechneten Werten? Wir haben der Figur 8 auch die Messergebnisse vom 11. September 1946 beigezeichnet. Wir wählten diesen Tag, weil

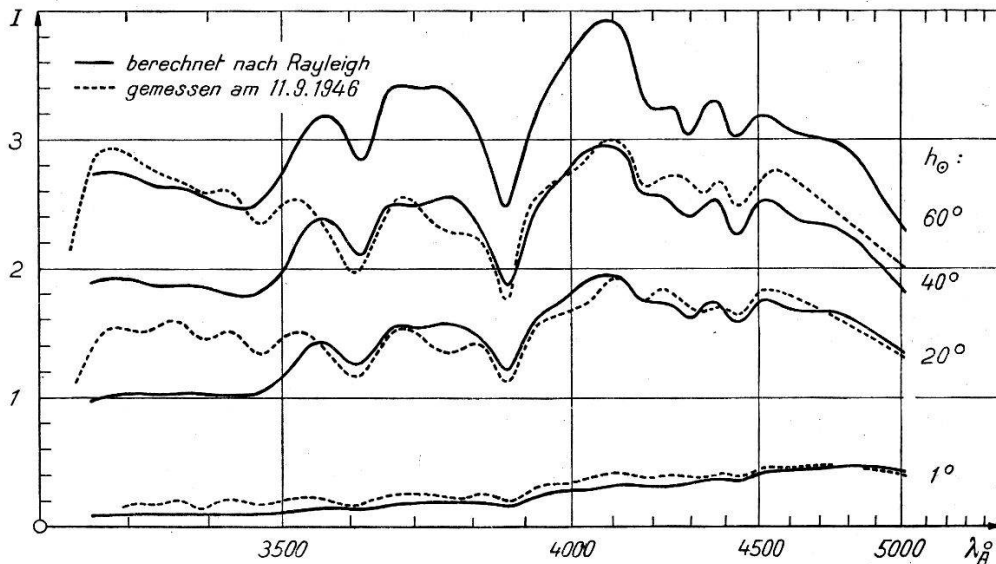


Fig. 8.
Zenitlicht einer Rayleigh-Atmosphäre.

an ihm die Mittagssonne noch bis auf fast 50° steigt und er andererseits doch noch sehr viel weniger von der Trübung beeinflusst ist als der Hochsommer. Erfahrung und Rechnung decken sich recht gut im ganzen Bereich oberhalb $\lambda = 3550$, wogegen das Ultraviolett systematisch abweicht. Viel ungünstiger liegt der Vergleich mit den Messungen vom 26. Juli 1946 (Fig. 2). Hier liefert die Rechnung nach RAYLEIGH im Sichtbaren viel zu geringe Intensitäten (vgl. schon Fig. 9). Es wird die starke Dunsttrübung des 26. Juli sein, die sich der Rayleighatmosphäre überlagert, die getrübe Atmosphäre, die wir entsprechend vielleicht als „Mie-Atmosphäre“ bezeichnen dürfen, und die wir nun ebenfalls theoretisch fassen wollen.

b) Mie-Atmosphäre.

Als Grundlage einer Optik trüber Medien hat MIE²²⁾ für die Streuung des Lichts an kleinen kugelförmigen Partikeln eine allgemeine strenge Theorie gegeben; sie enthält die Rayleighstreuung

²¹⁾ R. KNEPPLE, Gerl. Beitr. Geoph. **39**, 378 (1933).

²²⁾ G. MIE, Annalen der Phys. (4) **25**, 377 (1908).

als den Spezialfall, dass die streuenden Teilchen sehr klein sind gegenüber der Wellenlänge. Die Lösung hängt ab vom Partikelradius ρ , der Wellenlänge λ bzw. von ρ/λ , dem Brechungsexponenten m der Substanz, welcher für dielektrische, nur streuende Teilchen reell, für leitende, auch absorbierende Teilchen komplex ist und natürlich ist die Wirkung noch proportional der Partikelzahl. Die numerische Auswertung im Einzelfall ist sehr mühsam. Für atmosphärische Verhältnisse sind bis jetzt Dunst und Nebel als Wassertropfchen mit $m = 4/3$, sowie Staub mit $m = \infty$ durchgerechnet. Die Extinktionskoeffizienten (für 1 Partikel im cm^3) für Dunst²³⁾, die H. HOLL²⁴⁾ etwas korrigiert und für Staub²⁵⁾ finden sich zahlenmässig in den Tabellen 114 des Meteorologischen Taschenbuches IV. Zerstreungsfunktionen gab zuerst H. BLUMER²⁶⁾ für Staub und Dunst, seine wenigen Kurven für $m = 4/3$ sind erfreulicherweise in letzter Zeit gerade für die massgebenden Dunstparameter ρ/λ vervollständigt worden²⁷⁾ 24).

Um von diesen Grundlagen mittels Interpolation Gebrauch machen zu können, müssen wir zunächst über die Radien der atmosphärischen Trübungspartikel Bescheid wissen. Wir wollen von dem selteneren Fall einer Staubtrübung wie am 27. Juli 1946 für diesmal vorerst absehen und uns nur den häufigeren Fällen vorwiegender Dunsttrübung zuwenden. Unter Ausnützung der in Arosa empirisch schon vor 25 Jahren festgestellten „anormalen Extinktion“ wurde in einer erst ganz vorläufigen Veröffentlichung⁹⁾ die vorliegende Extinktionsliteratur auf Partikelgrössen bearbeitet. Man geht nicht weit fehl, wenn man für Dunstpartikel ein konstantes mittleres $\rho_D = 0,29 \mu$ einsetzt. Im Mittel verschiedener Orte ergab diese Untersuchung auch als Zahl der Dunstpartikel über dem Beobachtungsort

$$N_D = 20 \cdot 10^6 \cdot e^{\frac{-h}{1,2}} \text{ cm}^{-2},$$

wobei h die Höhe über Meeresniveau in km ist. Die Konstanten der Formel hängen natürlich von Wetter, Jahreszeit und Ort ab. Als homogene Höhe der Dunstatmosphäre hätten wir hier beiläufig 1,2 km, Ångström²⁸⁾ leitet aus seinem Trübungskoeffizient 1,4 km

²³⁾ J. A. STRATTON and H. G. HOUGHTON, Phys. Rev. **38**, 159 (1931).

²⁴⁾ H. SIEDENTOPF, Zeitschr. f. Met. **1**, 342 (1946/47).

²⁵⁾ F. W. P. GÖTZ, Astron. Nachr. **255**, 63 (1935).

²⁶⁾ H. BLUMER, Zs. f. Phys. **32**, 119 (1925); **38**, 304, 920 (1926).

²⁷⁾ G. R. PARANJPE, Y. G. NAIK and P. B. VAIDYA, Proc. Ind. Acad. Sc. A **9**, 333, (1939).

²⁸⁾ A. ÅNGSTRÖM, Geogr. Annaler 1930, p. 130.

ab. Für den Luftraum über Arosa wäre $N_D \sim 4 \cdot 10^6$. Ein relativ niedriger Wert ergibt sich für Mt. Wilson mit $2,9 \cdot 10^6$, was auf Arosener Höhenlage von 1860 m reduziert $2,6 \cdot 10^6$ ergäbe.

Für unseren Fall der Mie-Atmosphäre müssen wir das $\Gamma_R H \cdot \frac{b_1}{b_0}$ der Formel (4), also die Zerstreungsfunktion pro cm^3 mal der Anzahl $H \cdot \frac{b_1}{b_0}$ solcher streuender cm^3 , ersetzen durch die Zerstreungsfunktion pro Dunstteilchen Γ_D mal der Anzahl N_D solcher Teilchen, also durch $\Gamma_D \cdot N_D$. Und schliesslich ist der Extinktionskoeffizient gleich dem etwa dem Meteorologischen Taschenbuch²⁹⁾ zu entnehmenden Extinktionskoeffizienten für ein Partikel mal der Anzahl N_D der Partikel. Sinngemäss auf eine Dunstatmosphäre übertragen, die wir durch den Index D kennzeichnen, wird dann aus Gl. (4)

$$I'_D = \frac{0,434}{M_z - 1} \cdot \frac{(q_D - q_D^{M_z})}{-\log q_D} \Gamma_D \cdot N_D \cdot J_{0\lambda} \cdot d\omega. \quad (6)$$

Von sekundärer Streuung wollen wir bei der Dunstatmosphäre zunächst absehen, da die Streuung ja wesentlich in der fortschreitenden Richtung des einfallenden Strahls erfolgt.

In Wirklichkeit durchsetzen sich nun Rayleigh- und Dunstatmosphäre. Als erste stark vereinfachende Approximation könnte man die Annahme machen, dass ihr Effekt sich einfach additiv überlagert, dass

$$I_{total} = I_R + I'_D. \quad (7)$$

Bedenkt man aber, dass der allgemeine Transmissionskoeffizient q gleich $q_R \cdot q_D$, bei Hinzutreten auch noch von Staub St gleich $q_R \cdot q_D \cdot q_{St}$ ist, so darf man die Formeln (4) und (6) allgemein erweitern zu

$$I = \frac{0,434}{M_z - 1} \frac{(q_R q_D - q_R^{M_z} q_D^{M_z})}{-\log q_R q_D} \left(\Gamma_R \cdot H \frac{b}{760} k + \Gamma_D N_D \right) J_{0\lambda} \cdot d\omega. \quad (8)$$

Als Beispiel wenden wir dies nun an auf den Tagesgang vom 26. Juli 1946, einem „dunstigen“ Tag, von dem wir gesehen haben, dass für ihn die Rayleigh-Rechnung im Sichtbaren zu geringe Intensitäten liefert. Wir berechnen nach (8) den Kurvenverlauf für $N_D = 2 \cdot 10^6$, $4 \cdot 10^6$, $6 \cdot 10^6$ usw. und finden, dass sich die Beobachtung am besten einem $N_D = 2,7 \cdot 10^6$ fügt. Für diesen Wert ist dann Fig. 9 gezeichnet.

²⁹⁾ Met. Taschenbuch IV, Leipzig 1939, Tab. 114b, für Staub Tab. 114a.

Wie man sieht, trägt der Dunst bei hohem Sonnenstand recht viel zur Gesamtstreuung bei. Für geringe Sonnenhöhen ist der Unterschied der Rayleigh- und der Gesamtstreuung erwartungs-

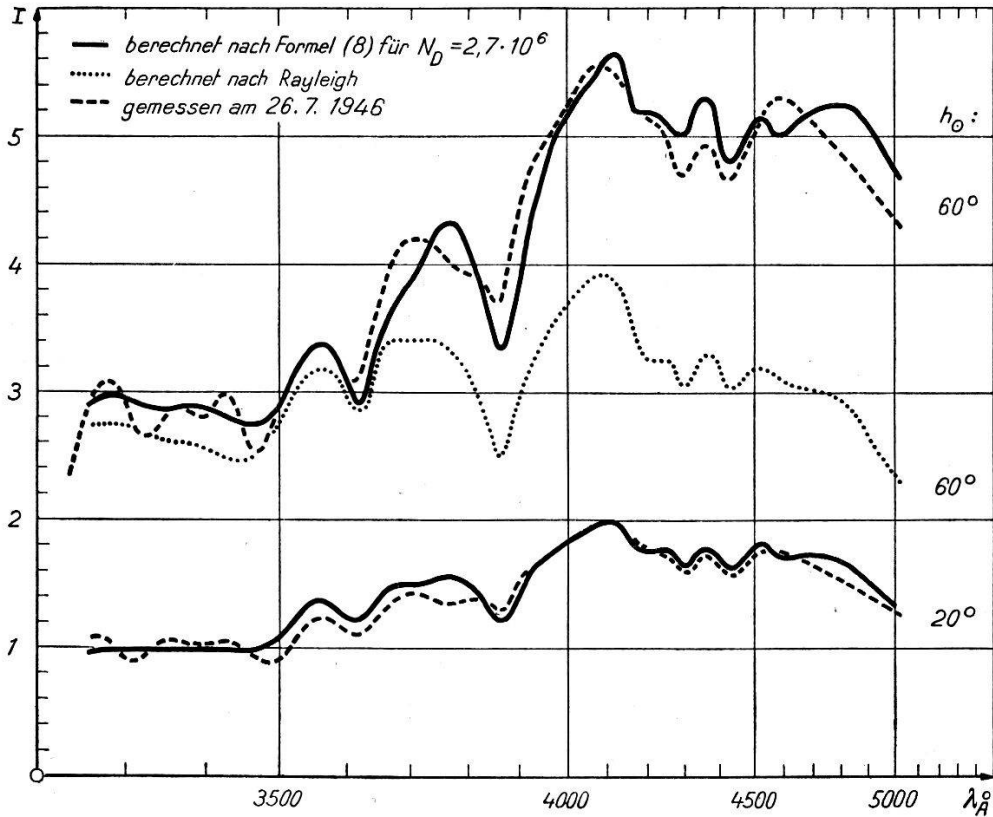


Fig. 9.

Himmelslicht einer Dunstatmosphäre.

gemäss viel kleiner. Von den Rechnungen sind im Maßstab der Figuren in der Tabelle 2 in aller Kürze einige Werte wiedergegeben.

Tabelle 2. $I \cdot 3,04 \cdot 10^{-7}$.

λ	N_D	$h = 60^\circ$				$h = 20^\circ$			
		0	$2 \cdot 10^6$	$4 \cdot 10^6$	$8 \cdot 10^6$	0	$2 \cdot 10^6$	$4 \cdot 10^6$	$8 \cdot 10^6$
3566		3,19	3,33	3,44	3,68	1,40	1,36	1,32	1,25
3620		2,85	2,87	2,89	2,93	1,27	1,23	1,20	1,12
3755		3,37	4,09	4,69	5,81	1,58	1,56	1,54	1,50
3868		2,50	3,12	3,69	4,76	1,21	1,21	1,20	1,19
4117		3,86	5,20	6,49	8,90	1,94	1,95	1,96	1,98
4843		2,91	4,63	6,41	9,71	1,61	1,64	1,66	1,69

Demnach ist bei Sonnenhöhe 20° unterhalb λ 3900 der Dunsthimmel bereits lichtschwächer als der Rayleighhimmel und nur ober-

halb dieser Wellenlänge noch etwas stärker. Dies wird sehr schön der Kreuzung im experimentellen Kurvenverlauf etwa der Fig. 7 gerecht. Das absolute Maximum der Rayleighspektren $\lambda \sim 4100 \text{ \AA}$ wird bei hohem Sonnenstand von etwa $N_D = 4 \cdot 10^6$ ab von $\lambda \sim 4600 \text{ \AA}$ überflügelt. Für eine sehr starke Trübung, wie sie in Arosa selten ist, ist die Änderung des Intensitätsverhältnisses der Maxima 4100 und 4600 \AA sehr gut für Frankfurt a. M. bei HESS²⁾ in seiner letzten Fig. 6 zu erkennen. Das Verhältnis der Intensitäten dieser beiden Maxima könnte als Mass für die Dunsttrübung der Atmosphäre dienen. Viel grösser noch ist aber der Einfluss der Trübung auf das Verhältnis von sichtbarer zu ultravioletter Strahlung. Mit zunehmender Trübung überwiegt bei höherem Sonnenstand der sichtbare Anteil immer stärker über das Ultraviolett, wobei übrigens die Wellenlänge 3600 \AA wegen minimaler Dunststreuung fast unbeeinflusst bleibt. Je näher wir der Sonne kommen und je stärker damit der Mie-Effekt wird, um so mehr kommen diese Variationen zur Geltung, die auch bedeutungsvoll sind hinsichtlich der biologischen Wirkung der Himmelsstrahlung. Weitere Messungen in grosser Sonnennähe und bei stärkerer Trübung bleiben vorbehalten, das Wesentliche steht schon jetzt der theoretischen Bearbeitung offen.

Aus der Himmelsstrahlung haben wir für den 26. Juli 1946 aus (8) die Zahl von Dunstpartikeln $N_D = 2,7 \cdot 10^6$ abgeleitet. Aus der Näherungsformel (7) würde sich der aus leichtverständlichen Gründen zu kleine Wert $1,9 \cdot 10^6$ ergeben, so dass (7) als allzugrobe Näherung ausscheidet. Unser Ergebnis scheint mit dem nach der Methode der anomalen Extinktion aus Sonnenstrahlungsmessungen abgeleiteten N_D für Mt. Wilson (S. 165) so gut übereinzustimmen, als sich überhaupt erwarten lässt. Immerhin möchten wir für einen Arosener Sommer-Dunsttag etwas höhere Werte als wahrscheinlich erachten. Für $2,7 \cdot 10^6$ errechnet sich eine Horizontalsichtweite von immerhin noch 180 km. Das führt uns noch auf eine prinzipiell wichtige Frage. Die theoretischen Rechnungsgrundlagen beruhen auf der Annahme dielektrischer, nicht absorbierender Dunstpartikel. Aber der Streuvorgang kann mit einer gewissen kontinuierlichen Absorption verbunden sein, und mindestens die Staubkurve vom 27. Juli in Fig. 5 spricht doch eindeutig dafür. In diesem Fall werden die aus den Sonnenstrahlungsmessungen abgeleiteten N_D -Werte etwas zu gross, die in dieser Arbeit aus dem Himmelslicht abgeleiteten N_D -Werte etwas zu klein ausfallen. Diese Möglichkeit, die an sich schon weitere Messungen rechtfertigt, und erneut eine Auswertung der Theorie auch für leitende Partikel wünschens-

wert macht, soll nicht unerwähnt bleiben. Im wesentlichen konnte die Forderung³⁰⁾, die Näherungsverfahren der täglichen Praxis (Trübungsfaktor, Trübungskoeffizient) durch eine strenge Trübungsbestimmung nach Art, Grösse und Anzahl der Trübungspartikel zu ersetzen, erfüllt werden.

³⁰⁾ F. W. P. Götz, Prot. Strahlungskommission Oxford 1936, Organ. Mét. Intern. No. 33, 1937, p. 62.
