

zu 61796

Deutscher Wetterdienst in der US-Zone

Zentralamt Bad Kissingen

Leiter: Prof. Dr. Ludwig Weickmann

Wetterdienst-
Bibliothek

Berichte

des

Deutschen Wetterdienstes in der US-Zone

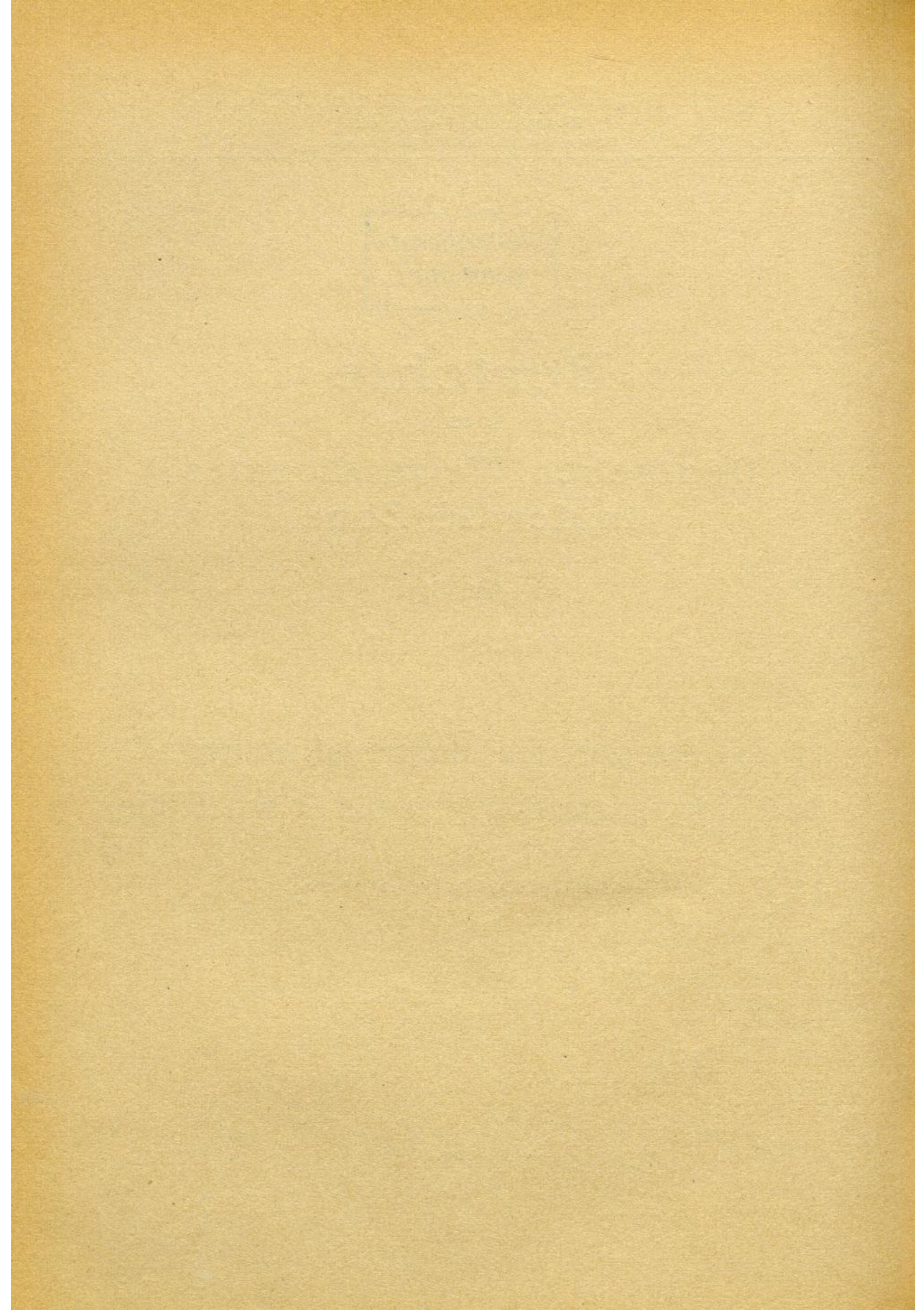
Nr. 8

Messungen der Sonnenstrahlung bei Flugzeugaufstiegen bis 9 km Höhe

von Ursel Krug-Pielsticker, Ainring/Oberbayern

Bad Kissingen, 1949

IA 11



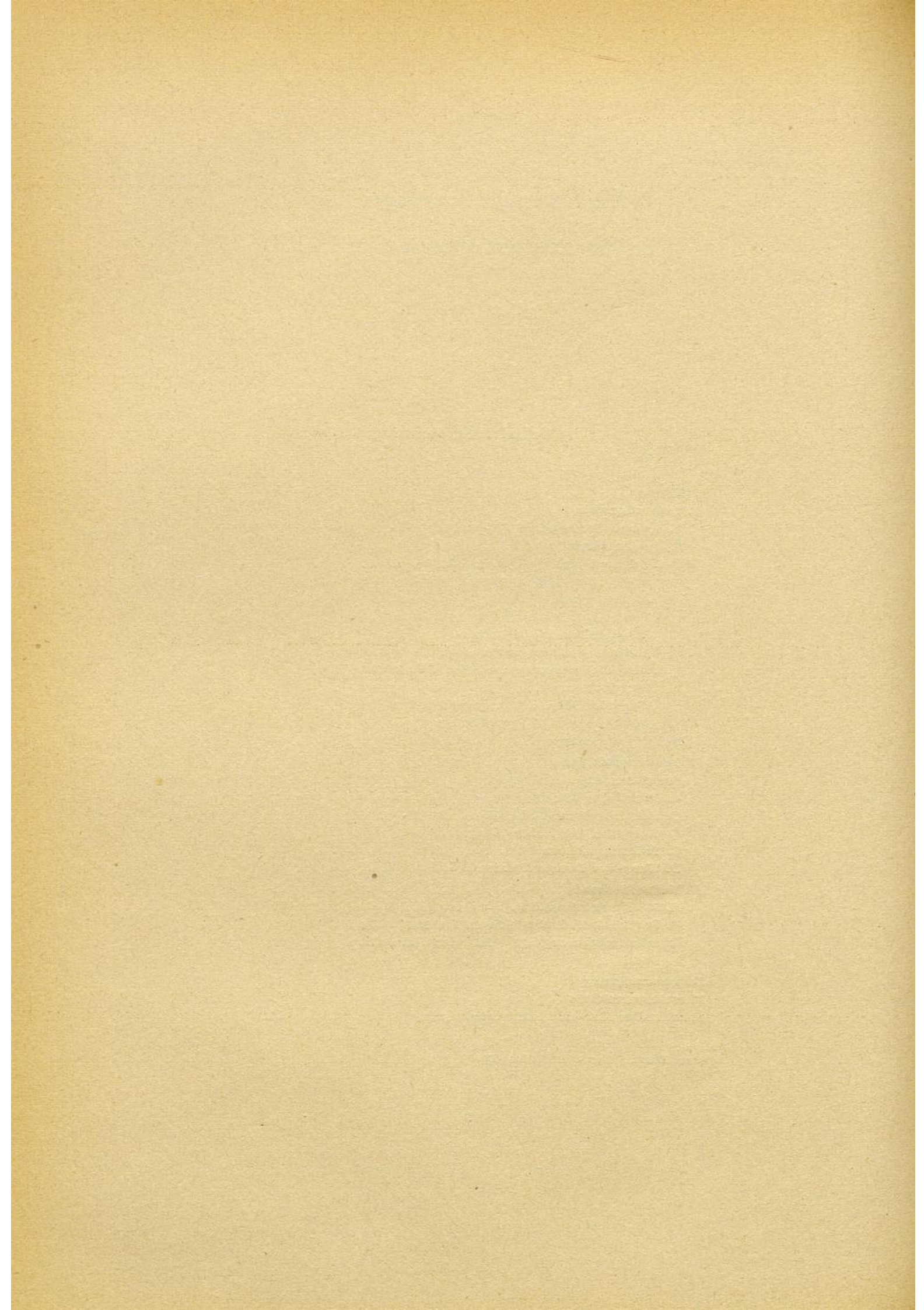
Messungen der Sonnenstrahlung bei Flugzeugaufstiegen bis 9 km Höhe*)

Von Ursel Krug-Pielsticker

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	3
I. Meßinstrumente	3
A. Benutzte Instrumente, Einbau in das Flugzeug	3
B. Temperatureinfluß	4
1. Temperatureinfluß beim Linke-Feußner'schen Panzeraktinometer. Umbau des Aktinometers	4
2. Temperatureinfluß beim optischen Vierfachsreiber von Askania	5
C. Eichung des Aktinometers	5
1. Vergleichsmessungen mit einem Angström-Pyrheliometer	5
2. Vergleich der Öffnungsverhältnisse von Aktinometer und Pyrheliometer	5
D. Fehlerabschätzung	6
II. Auswertmethoden	7
Formelzeichen	7
A. Anlage der Meßflüge	7
B. Strahlungsintensitäten, Wasserdampfabsorption der Rotstrahlung	7
C. Trübungsfaktoren	8
D. Werte der Dunstextinktion	9
III. Meßergebnisse	11
A. Strahlungsintensitäten	11
B. Projizierte Trübungsfaktoren, Dunstextinktion	13
C. Schwächungsvorgänge in den einzelnen Schichten	14
Zusammenfassung	17
Literaturverzeichnis	18
Tabelle aller Meß- und Hilfwerte	18

*) Gekürzte Darmstädter Dissertation (D 87).



Einleitung

Die Sonnenstrahlung wird beim Durchgang durch die Atmosphäre im wesentlichen durch drei Vorgänge geschwächt: diffuse Zerstreuung an den Luftmolekülen, Extinktion durch Dunst und selektive Absorption durch Wasserdampf. Alle diese Schwächungsvorgänge werden hier unter dem Ausdruck Extinktion zusammengefaßt, der also auch die Absorption einschließt. Die Extinktion im Dunst erfolgt je nach der Beschaffenheit und Größe der extingierenden Teilchen durch Beugung, Reflexion, Refraktion und Absorption.

Nur die diffuse Zerstreuung der Sonnenstrahlung durch die Luftmoleküle ist theoretisch erfassbar nach dem Rayleigh'schen Extinktionsgesetz; die Schwächung der Strahlung durch Dunst und Wasserdampf muß durch Beobachtung ermittelt werden. Für die freie Atmosphäre liegen, soweit uns bekannt ist, bisher nur wenige Messungen von Freiballonfahrten und Flugzeugaufstiegen vor, deren geringe Zahl wohl auch auf die meßtechnischen Schwierigkeiten zurückgeht. Strahlungsmessungen vom Boden bis in die oberen Schichten der Troposphäre versprechen aber eine wesentliche Ergänzung unseres Wissens von den die Strahlung schwächenden Vorgängen, die durch Messungen an Bodenstationen verschiedenster Meereshöhen nur bedingt erfaßt werden können.

Die von der Deutschen Forschungsanstalt für Segelflug während des Krieges durchgeführten meteorologischen Flugzeughöhenaufstiege boten Gelegenheit, die Sonnenstrahlung bis 9 km Höhe zu messen und so wenigstens anzufangen mit der Untersuchung der bis in die obere Troposphäre sich abspielenden strahlungsschwächenden Vorgänge. Dabei waren erst erhebliche instrumentelle Schwierigkeiten zu überwinden. Bei diesen Flügen wurde die Gesamtstrahlung und die des Spektralbereiches über 625 m μ Wellenlänge gemessen, durch die gleichzeitig registrierte Luftfeuchte war der Strahlungsverlust durch Wasserdampfabsorption getrennt von der übrigen Schwächung erfassbar.

Bei allen nicht monochromatischen Strahlungsmessungen besteht die Schwierigkeit, ein vergleichbares Maß für die schwächenden Bestandteile unab-

hängig vom Sonnenstand und von der Höhe des Beobachtungsortes anzugeben. Denn der komplexe Extinktionskoeffizient ändert sich im Gegensatz zum monochromatischen mit der Größe der durchstrahlten Luftmasse auch dann, wenn die Extinktionsverhältnisse unverändert bleiben, und zwar ändert sich sowohl der komplexe Extinktionskoeffizient reiner trockener Luft in der nach dem Rayleigh'schen Extinktionsgesetz bekannten Art, wie auch der einer beliebig getrübbten Atmosphäre, dessen Änderung von der Wetterlage abhängt. Als Maß der vorhandenen Schwächung hat Angström den Trübungskoeffizienten, Linke den Trübungsfaktor eingeführt. Der Trübungsfaktor setzt voraus, daß sich der vorhandene Extinktionskoeffizient im gleichen Verhältnis mit der Größe der durchstrahlten Luftmasse ändert wie derjenige reiner trockener Luft; der Trübungskoeffizient beruht auf der Annahme, daß die Dunstextinktion immer in dem gleichen festgelegten Maß von der Wellenlänge der Strahlung abhängt. Obwohl beide Voraussetzungen im Einzelfall sicherlich selten streng erfüllt sind, haben sich für mittlere Verhältnisse bei Bodenmessungen beide Trübungsgrößen gut bewährt.

Bei unseren Messungen bis in Höhen von 9 km geben einmal der von Feußner und Dubois abgeleitete und eingehend untersuchte projizierte Trübungsfaktor, durch den alle Werte auf Meereshöhe bezogen und damit vergleichbar werden, den Schwächungszustand am besten wieder, außerdem die für die getrennten Spektralbereiche ermittelten Werte der Dunstextinktion allein. Aber erst die für die einzelnen Schichten bestimmten Schwächungswerte gestatten einen tieferen Einblick in die Strahlungsvorgänge, die sich in der Troposphäre abspielen, und damit einen Einblick, welche Vorgänge die noch am Erdboden ankommende Strahlung im wesentlichen bestimmen.

Durch die Ereignisse des Krieges konnten Strahlungsmessungen nur noch bei 8 Höhenflügen durchgeführt werden. Einige der Aufstiegsdaten gingen bei Kriegsende verloren. So bildet diese Arbeit nur den Anfang einer geplanten größeren Untersuchung.

I. Meßinstrumente

A. Benutzte Meßinstrumente. Einbau in das Flugzeug.

Messungen im Flugzeug und besonders solche, die in einer offenen Maschine auch in größeren Höhen durchgeführt werden sollen, stellen ganz bestimmte Anforderungen an die Meßapparatur: sie muß robust und leicht zu bedienen sein, um einwandfreie Ergebnisse zu liefern trotz der starken Erschütterungen des Flugzeuges durch den Motor und der groberen Behandlung durch den Beobachter, der, eingepackt in dicke Höhenbekleidung, oft mit Fausthandschuhen arbeitet. Die Hauptschwierigkeit verursachen die großen Temperaturunterschiede zwischen Boden und Gipfelhöhe, deren Wirkung durch die nie ganz zu vermeidende Ventilation noch gesteigert wird. Zu ihrer

Überwindung müssen die Meßgeräte unabhängig von der Temperatur der umgebenden Luft oder in einem genau bekannten Maß davon abhängig sein.

Zu Flugzeugmessungen der Sonnenstrahlung erschien das Linke-Feußner'sche Panzeraktinometer am besten geeignet. Das in Normalausführung gelieferte Instrument, das mit einer Heizanlage versehen wurde, war ausgerüstet mit dem Potsdamer Normalfilter RG₂ von 1,5 mm Dicke, Filterfaktor 1.13, und einem Quarzfilter von 3 mm Dicke, Filterfaktor 1.095. Zu jedem Flug wurde das Gerät starr in den Beobachtersitz unseres Höhenflugzeuges, einer Hs 126, befestigt.

Die Meßwerte wurden über ein empfindliches Drehspulmeßelement (Erp 305 von Hartmann & Braun) mit

einem optischen Vierfachsreiber von Askania registriert, was gegenüber der nur punktwisen Erfassung der Meßwerte beim Ablesen noch den Vorzug mit sich brachte, daß sich der Beobachter ganz auf das Einvisieren des Aktinometers konzentrieren konnte. Dies ist bei Flugmessungen unbedingt notwendig, da auch dann, wenn der Flugzeugführer noch so sauber Kurs, Längs- und Querneigung konstant hält, kleine Schwankungen des Flugzeuges nicht zu vermeiden sind.

Der Vierfachsreiber war in einem Rahmen mit doppelten, festen Gummikabeln im Flugzeugrumpf hinter dem Beobachter aufgehängt. Daß auf diese Weise saubere Registrierungen erhalten wurden, zeigt Abb. 1; der Schrieb ist erschütterungsfrei, die Meßwerte sind genügend angeglichen, d. h. das Aktino-

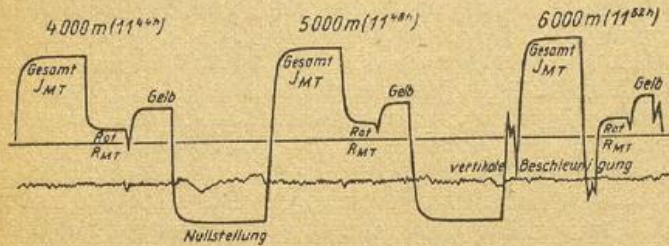


Abb. 1.

Ausschnitt aus der Vierfachsreiberregistrierung vom Höhenanstieg am 14. 4. 44, 11.27–12.36 D.S.Z. mit Messungen der Gesamtstrahlung und der durch Rot- und Gelbfilter und mit Messung der vertikalen Beschleunigung des Flugzeuges. Originalgröße: Streifenbreite 120 mm, Vorschub 0,5 mm/sec.

meter ist genau genug einvisiert. Auch daß dieser glatte Schrieb nicht durch zu große Trägheit der Meßapparatur verursacht ist, zeigt die Abb. 1. Der Abfall des Ausschlages beim Wechseln der Filter erfolgt in Bruchteilen von Sekunden, und ebenso rasch folgt der Ausschlag, wenn die eingefangene Strahlung wechselt, wie z. B. zu Beginn der Messung in 6 000 m, wo das Instrument noch nicht genau einvisiert werden konnte.

B. Temperatureinfluß.

1. Temperatureinfluß beim Linke-Feußner'schen Panzeraktinometer. Umbau des Aktinometers.

Die Messung der Sonnenstrahlung mit dem Panzeraktinometer beruht darauf, daß durch die Temperaturdifferenz der bestrahlten aktiven gegen die unbestrahlten passiven Lötstellen der Moll'schen Thermosäule ein Thermostrom entsteht, der ein Maß für die absorbierte Strahlungsenergie ist. Einwandfreie Meßwerte können also nur erhalten werden, wenn im unbelichteten Zustand entweder aktive und passive Lötstellen die gleiche Temperatur oder einen genau bekannten Temperaturunterschied haben. So gilt die für das Aktinometer angegebene Temperaturkorrektur von rund 2–3 ‰ des Ausschlages pro 1° C für Verhältnisse, wie sie bei Bodenbeobachtung herrschen, d. h. für geringe und sehr langsame Temperaturänderungen, denen das Instrument genügend gleichmäßig folgen kann. Derartig rasche und große Temperaturänderungen von mehr als 60° C innerhalb einer Stunde, wie sie bei unseren Höhenflügen auftraten, bewirken jedoch eine ganz ungleichmäßige und unkontrollierbare Abkühlung des Aktinometers, so daß es für saubere Messungen auf einer konstanten Temperatur gehalten werden muß.

Nach einigen unbefriedigenden Versuchen, das Aktinometer elektrisch zu heizen, wurde der endgültige Umbau des Geräts so, wie ihn Abb. 2 mit dem Heiz-

schema zeigt, von Herrn Hörr von der Deutschen Forschungsanstalt für Segelflug ausgeführt.

Die Heizwicklungen H liegen unter dem Tubusmantel M, dem darunter befindlichen Filz F und einer Asbestschicht A in einer Aussparung direkt um die Diaphragmen D, wobei die Wicklungen gegen die Tubusenden hin dichter sind wegen der dort größeren Abkühlung. Rund um das unterste Diaphragma befindet sich in einer besonderen Aussparung genau in der Höhe der Thermosäule Th ein Bimetallstreifen B, der über ein Relais R den Heizkreis ein- und ausschaltet. Zur Kontrolle durch den Beobachter ist in

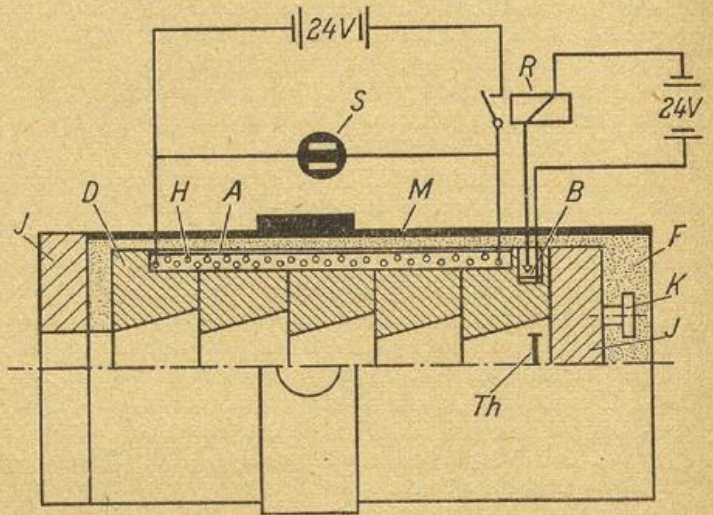


Abb. 2.

Aktinometertubus mit elektrischer Heizanlage.

den Heizkreis eine optische Anzeigevorrichtung S eingebaut. Das untere Tubusende mit den Kontakten K der Thermosäule ist zwar schon gegen Abkühlung durch eine Isolierplatte J aus Hartgummi geschützt, diese reichte aber nicht aus und ist durch zwei dicke Filzplatten F verbessert. Am oberen Ende verhindern eine Filz- und eine dicke Isolierplatte J, die zwischen Tubus und Filterkopf eingebaut sind, eine Abkühlung vom Filterkopf her. Um auch jeden Fehler durch Ventilationsströme zu vermeiden, ist das Quarzfilter im obersten Diaphragma fest eingekittet.

Das so umgebaute Aktinometer wurde eingehend in unserer Kälteanlage geprüft. Dabei wurde die Aktinometertemperatur durch ein Thermoelement gemessen, das in den Raum der passiven Lötstellen der Moll'schen Thermosäule eingeführt war, denn deren Temperaturkonstanz ist notwendig. Das Bimetall war so eingestellt, daß es die Aktinometertemperatur auf rund 30° C hielt; diese Temperatur war für Flüge auch im Sommer am zweckmäßigsten. Die Eichung, Abb. 3,

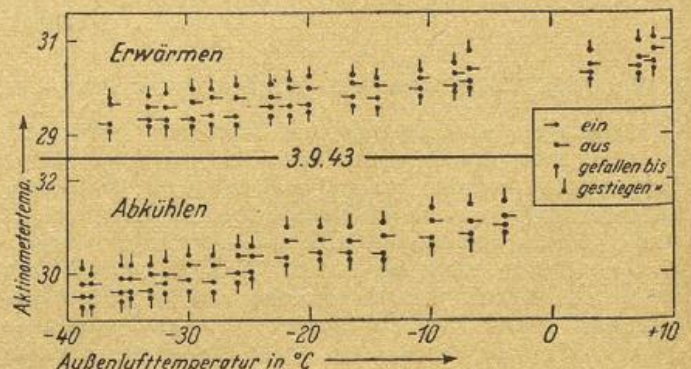


Abb. 3.

Aktinometertemperatur in Abhängigkeit von der Außenlufttemperatur. Eichung vom 3. 9. 1943.

ergab, daß die Temperatur im Aktinometerinnern um 2° zwischen 31 und 29° C schwankt bei einer Temperaturänderung der Außenluft von +10 auf -40° C; das Bimetall schaltet den Heizstrom in einem Temperaturbereich von 0,3° C, wie die in jedem Augenblick des Einschaltens („ein“ in Abb. 3) und Ausschaltens („aus“) abgelesenen Temperaturen bezeugen. Die größten dabei auftretenden Temperaturdifferenzen im Aktinometerinneren wurden durch Ablesen der jeweils tiefsten („gefallen bis“) und höchsten („gestiegen bis“) Temperaturwerte zu rund 0,8° C festgestellt.

Wieweit nun diese tatsächlich noch auftretenden geringen Temperaturschwankungen im Aktinometerinneren bei großen Temperaturänderungen der Außenluft die zu messenden Strahlungswerte fälschen können, zeigt Abb. 4. Bei dieser Eichung wurde der Thermo-

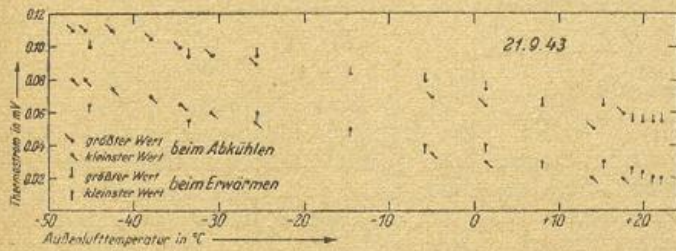


Abb. 4.

Thermostrom der unbestrahlten Thermosäule des Aktinometers in Abhängigkeit von der Außenlufttemperatur. Eichung vom 21. 9. 1943.

strom der unbestrahlten Moll'schen Thermosäule über einen Präzisionskompensator gemessen, und zwar jeweils der höchste und tiefste Wert des Thermostromes nach Ein- und Ausschalten des Heizstromes. Bei Zimmertemperatur entsteht eine Thermospannung von 0,02 bis 0,06 mV, die bis -46° C auf 0,08 bis 0,11 mV zunimmt, wobei kein Unterschied zwischen den Werten beim Abkühlen und den beim Erwärmen festzustellen ist. Diese geringe Zunahme des Thermostromes der unbelichteten Moll'schen Thermosäule (bei der 10 mV rund 1 cal. cm⁻² . Min⁻¹ entsprechen) spielt aber keine Rolle, wenn vor und nach jeder Messung die Nullstellung registriert wird, da er dann in gleicher Größe in den Meßwert sowohl wie in den der Nullstellung eingeht und sich damit heraushebt. Es bleibt als Fehlermöglichkeit die geringe Schwankung des Thermostromes nach dem Ein- und Ausschalten des Heizstromes, die aber höchstens 0,04 mV, also rund 0,004 cal. cm⁻² . min⁻¹ beträgt; sie ist so gering, daß sie in der Registrierung überhaupt nicht festzustellen ist, wie ein Blick auf Abb. 1 beweist.

2. Temperatureinfluß beim optischen Vierfachsreiber.

Die Meßelemente Erp 305 zum optischen Vierfachsreiber sind temperaturempfindlich, und, wie eine Prüfung in der Kälteanlage ergab, ändert sich sowohl die Nullstellung wie die Größe des Ausschlages mit der Temperatur. Daher wurde zu den Flugmessungen der von Askania gelieferte Heizkasten an den Vierfachsreiber angeschlossen, etwas verbessert hinsichtlich der Stärke der Heizung und der Temperaturregelung, und außerdem der Vierfachsreiber samt Heizkasten in einen doppelwandigen, innen noch mit Filz ausgekleideten Holzkasten eingepackt, aus dem nur die notwendigen Leitungen nach außen führten. Auch die Schalter für Lampen und Motor waren nach außen verlegt. Diese Wärmeisolation war, wie sich bei der Nachprüfung ergab, ausreichend, um jeden Temperatureinfluß auf die Registrierung auszuschalten.

C. Eichung des Aktinometers.

1. Vergleichsmessungen mit einem Angström-Pyrheliometer.

Nach dem endgültigen Umbau wurde das Panzeraktinometer, angeschlossen an den optischen Vierfachsreiber, neu geeicht durch Vergleichsmessungen mit dem Kompensations-Pyrheliometer nach Angström Nr. 224, das uns Herr Prof. von Ficker aus der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik in Wien freundlicherweise zur Verfügung stellte. Auch an dieser Stelle sei ihm unser Dank übermittelt. Die Pyrhemeterwerte sind auf die Smithsonian-Skala bezogen.

Da wir bei den Vergleichsmessungen in Ainring (430 m NN) nicht über Strahlungswerte von 1.2 bis 1.3 cal . cm⁻² . min⁻¹ hinauskommen konnten, eine Extrapolation der Eichkurve bis etwa 1.8 cal. cm⁻² . min⁻¹ — den bei unseren Höhenflügen am meisten interessierenden Werten — aber viel zu unsicher war, wurde die Eichung auf zwei Berggipfeln ergänzt: auf dem Predigtstuhl bei Bad Reichenhall (1600 m NN) und auf dem Schneefernerhaus an der Zugspitze (2660 m NN) und dem Zugspitzgipfel (2962 m NN). Die im März 1945 zur Nachprüfung mit dem gleichen Pyrhemeter durchgeführten Vergleichsmessungen ergaben keine Veränderung dieser Eichkurve.

2. Vergleich der Öffnungsverhältnisse von Aktinometer und Pyrhemeter.

Die Arbeiten von Linke und seinen Schülern [1, 2]* haben gezeigt, daß die Himmelsstrahlung in Sonnennähe Beträge bis über 10 % der Sonnenstrahlung erreichen kann je nach Größe der durchstrahlten Luftmasse und ihrem Trübungsgrad. Welches Gebiet der Sonnenumgebung, d. h. welchen Betrag der Himmelsstrahlung ein Strahlungsmeßinstrument miterfaßt, wird durch seine Öffnungsverhältnisse bestimmt. Messungen von Instrumenten stark unterschiedlicher Öffnungsverhältnisse wie die des Angström-Pyrhemeters und des Panzeraktinometers können daher nicht ohne weiteres verglichen oder aufeinander bezogen werden.

In Tabelle 1 sind die für das Öffnungsverhältnis wichtigen Größen der beiden benutzten Strahlungsinstrumente auf Grund der Untersuchungen H. Weickmanns [3] zusammengestellt.

Tabelle 1.

Öffnungsverhältnisse des Angström-Pyrhemeters Nr. 224 und des umgebauten Panzeraktinometers.

	Pyrhemeter		Aktinometer
	lange Seite	schmale Seite	
R	10,85 mm	2,5 mm	6,3 mm
r	9,15 „	1,0 „	5,0 „
l	101,9 „	101,9 „	92,5 „
a	1,186	2,5	1,26
b	11,137	101,9	18,5
z ₀	6°04'40"	1°24'40"	3°53'47"
z ₁	0°29'59"	0°50'36"	0°48'21"
z ₂	11°16'	1°58'11"	6°57'53"
ψ		0,007998	0,004556
ψ in Quadr.		82,4	46,96
Bog. Grad			

Es bedeuten:

- R = Radius des obersten Diaphragmas bzw. bei Rechteckblenden: jeweils die halbe Seitenlänge der obersten Blende,
- r = Radius der Auffangfläche bzw. bei Rechteckblenden: jeweils ihre halbe Seitenlänge,
- l = Abstand der obersten Blende von der Auffangfläche,

*) Die eckig eingeklammerten Zahlen beziehen sich auf das Literaturverzeichnis am Ende der Arbeit.

$a = \frac{R}{r}$
 $b = \frac{l}{r}$

die „Normierungskonstanten“ des Instrumentes,

$z_0 = \arctg \frac{R}{l} = \arctg \frac{a}{b}$ = der „halbe Öffnungswinkel“ des Tubus

$z_1 = \arctg \frac{R-r}{l} = \arctg \frac{a-1}{b}$ = der „Böschungswinkel“ des Tubus,

$z_2 = \arctg \frac{R+r}{l} = \arctg \frac{a+1}{b}$ = der „Grenzwinkel“, aus dem noch Strahlung einfällt.

ψ = das Flächenwinkelverhältnis, das den Bruchteil der Strahlung einer gleichmäßig strahlenden Halbkugel angibt, der vom Aktinometer noch aufgefangen wird.

Beim Pyrheliometer liegt die schmale Seite der aufzufangenden Lamelle nicht symmetrisch zur Blende; daher wurden die Winkel z_1 und z_2 hier für beide Enden berechnet und dann ihr Mittel genommen, da sie sich nur um rund 3' unterscheiden. Das Flächenwinkelverhältnis wurde beim Pyrheliometer nach der Formel [3, S. 435], beim Aktinometer nach der Formel [3, S. 425] berechnet.

Aus Tabelle 1 geht sogleich hervor, wie verschieden bei beiden Instrumenten Öffnungs- (z_0), Böschungswinkel- (z_1), Grenzwinkel (z_2) und Flächenwinkelverhältnis (ψ) sind, wozu noch weiter kommt, daß das Aktinometer eine kreisförmige, das Pyrheliometer eine Rechteckblende hat.

Die von Linke und Ulmütz gemessenen Werte der Himmelsstrahlung in Sonnennähe [2] gestatten, den dadurch bedingten Fehler bei unseren Eichungen abzuschätzen. Dazu wurden die in dieser Arbeit angegebenen Werte der Himmelsstrahlung in ‰ der Sonnenstrahlung für verschieden entfernt um die Sonne liegende Zonen in Abhängigkeit von dem Produkt durchstrahlte Luftmasse \times Trübungsfaktor aufgetragen, Abb. 5. Obgleich die gemessenen Werte der Himmelsstrahlung erheblich streuen, wurde für jede Zone eine mittlere Kurve gezeichnet, die für unsere Abschätzung durchaus genügt.

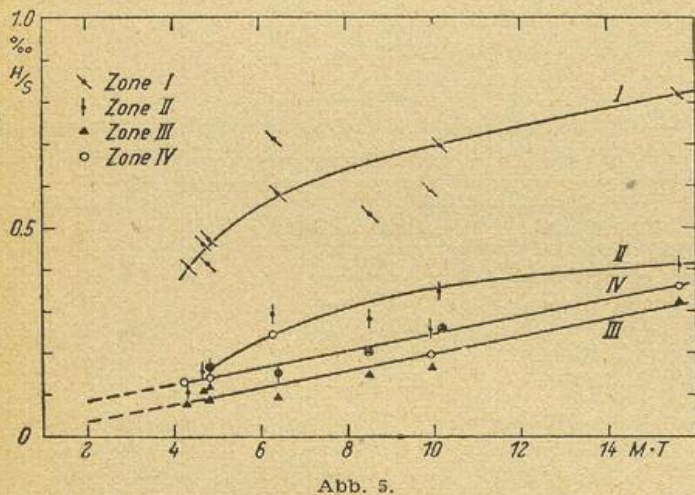


Abb. 5.

Auf 1 Quadratbogengrad entfallende Himmelsstrahlung H in ‰ der Sonnenstrahlung S in verschiedenen Zonen um die Sonne, abhängig von dem Produkt Luftmasse \times Trübungs-factor $M \cdot T$ (nach Linke-Ulmütz).

Der Bereich, aus dem das Pyrheliometer noch Strahlung empfängt, das Aktinometer jedoch nicht mehr, entspricht ungefähr der Zone III (beim Pyrheliometer wurde die schmale Seite der Lamelle nicht berücksichtigt, da sie hier unerheblich ist). Der Unterschied der wirksamen Quadratbogengrade beträgt 35.44. An Hand der bei den Vergleichsmessungen jeweils durchstrahlten Luftmasse (M) und des herrschenden Trübungs-faktors (T) konnten aus der Kurve für Zone III in Abb. 5

die für die einzelnen Meßwerte sich ergebenden Fehl-beträge bestimmt werden, Tabelle 2.

Tabelle 2.

Fehlbeträge der Pyrheliometerwerte bei den Vergleichsmessungen Pyrheliometer — Aktinometer.

Ort der Vergleichsmessung und Datum	Zugspitze 10.—13.10.43	Predigtstuhl 5.u.6.10.43	Aining 7.10.u.2.11.43
M.T	1.4.—2.3.	2.9.—3.5.	2.7.—4.4.
größter Meßwert der Sonnenstrahlung cal·cm ⁻² ·min. ⁻¹	1.670	1.5	1.25
Himmelsstrahlung _{in Zone III für 1 Quadr. Bog.} Grad. ‰ der Sonnen-Strahlg.	0.05	0.03	0.01
Himmelsstrahlung für 35.44 Quad. Bog. ‰ der Sonnen-Strahlg.	1.77	2.34	3.54
Fehlbetr. d. Pyrheliometer-Werte cal·cm ⁻² ·min. ⁻¹	0.0030	0.0043	0.0044

Dabei wurde für jeden Meßort immer nur die Spanne, zwischen der das Produkt Luftmasse \times Trübungs-factor schwankt, angegeben, da sie klein und für unsere Zwecke vollauf genügend ist. Zur Berechnung der Fehlbeträge der Pyrheliometermessung wurden die ungünstigsten Verhältnisse, d. h. größter Wert für das Produkt Luftmasse \times Trübungs-factor und größter Wert der gemessenen Sonnenstrahlung (also ungünstiger als die tatsächlich möglichen Verhältnisse) eingesetzt.

Bei dieser rohen Abschätzung erhalten wir für alle Vergleichsmessungen einen Fehler, der kleiner ist als 0,005 cal·cm⁻²·min⁻¹, um diesen Betrag wären also die mit dem Angström-Pyrheliometer erhaltenen Werte der Sonnenstrahlung im ungünstigsten Fall zu groß. Das liegt aber innerhalb unserer Meßgenauigkeit, und wir können somit die bei unseren Vergleichsmessungen mit dem Pyrheliometer gewonnenen Werte ohne Korrektur für das Aktinometer einsetzen.

D. Fehlerabschätzung.

Unter der Voraussetzung, daß die Eichkurve des Aktinometers ohne Korrektur benutzbar ist, können bei unseren Strahlungsmessungen noch Fehler entstehen, einmal dadurch, daß die Aktinometertemperatur bei geheiztem Aktinometer noch in einer, wenn auch sehr kleinen Spanne schwankt, hauptsächlich aber bei der Auswertung der Registrierung. Alle anderen Fehlerquellen sind durch Heizung des Aktinometers und des Vierfachscreibers ausgeschaltet, wie vorher gezeigt wurde.

Durch die noch auftretenden geringen Temperaturänderungen des Aktinometers schwankt der Thermostrom der unbestrahlten Thermosäule um höchstens ± 0.02 mV, d. h. um höchstens 0.002 cal·cm⁻²·min⁻¹. Bei der Auswertung der Registrierung können durch das Abgreifen der Meßwerte und das Einzeichnen der Nulllinie Fehler von höchstens ± 0.015 cal·cm⁻²·min⁻¹ entstehen.

Die maximal möglichen absoluten Fehler betragen demnach bei den Werten der Gesamtstrahlung, Rotstrahlung (durch Rotfilter gemessene Strahlung) und kurzwelligen Strahlung (Differenz Gesamtstrahlung — Rotstrahlung) ± 0.017 cal·cm⁻²·min⁻¹. Sie sind bei der kurzwelligen Strahlung nicht größer als bei den anderen direkt gemessenen Strahlungsarten, da der durch Einzeichnen der Nulllinie mögliche Fehler bei den zusammengehörenden Werten von Gesamt- und Rotstrahlung derselbe ist und sich bei der Differenzbildung heraushebt.

II. Auswertmethoden

Formelzeichen.

- b = Luftdruck in mb ($b_0 = 1013$ mb).
 H = Meßhöhe in m.
 a = absolute Feuchte in gr/m^3 .
 W = gesamt über dem Meßort vorhandener Wasserdampf in cm Niederschlagswasser.
 d = Maßzahl für die optische Wirksamkeit des über dem Meßort liegenden Dunstes.
 sec z = Symbol für die Bemporad'sche Funktion $f(z)$, die bei gegebener Zenitdistanz der Sonne die Anzahl der durchstrahlten Luftmassen M angibt.
 M = wahre durchstrahlte Luftmasse, bezogen auf senkrechten Durchgang bis zum Meeresspiegel als Einheit,

$$M = \frac{b}{b_0} \sec z = \frac{b}{b_0} M_0.$$
 λ = Wellenlänge in $m\mu$
 β = Trübungskoeffizient nach Angström.
 ΔR_W = Strahlungsverlust durch Wasserdampfabsorption.
 ΔR_D = Strahlungsverlust der Rotstrahlung durch Dunst.

Mono-chromatisch	Gesamt-spektrum	Rot-strahlung	Kurz-strahlung
Intensitäten an der oberen Grenze der Atmosphäre			
i_0	J_0	R_0	$K_0 = J_0 - R_0$
Intensitäten in reiner trockener Luft bei durchstrahlter Luftmasse M			
i_M	J_M	R_M	$K_M = J_M - R_M$
Intensitäten in getrübler feuchter Luft bei durchstrahlter Luftmasse M			
i_{MT}	J_{MT}	R_{MT}	$K_{MT} = J_{MT} - R_{MT}$
Extinktionskoeffizienten reiner trockener Luft (Rayleigh-Koeffizienten)			
a_λ	a_M	a_{RM}	a_{KM}
Extinktionskoeffizienten getrübler feuchter Luft			
$A_{\lambda T}$	A_{MT}	A_{RMT}	A_{KMT}
Absorptionskoeffizienten des Wasserdampfes			
aw_λ	aw_M	aw_M	
Extinktionskoeffizienten des Dunstes			
$a_d \lambda$	ad_M	ad_{RM}	ad_{KM}
Trübungsfaktoren nach Linke [5]			
T_λ	T	T_R	T_K
projizierte Trübungsfaktoren nach Feussner-Dubois [6]			
\mathfrak{Z}_λ	\mathfrak{Z}	\mathfrak{Z}_R	\mathfrak{Z}_K
spezielle Trübungsfaktoren nach Linke und Lauer [10, 11]			
T_λ^*	T^*	T_R^*	T_K^*
Hilfsfaktoren zur Berechnung von T			
P_λ	P_M	P_{RM}	P_{KM}

A. Anlage der Meßflüge.

Alle Meßflüge gingen vom Flugplatz Ainring in Oberbayern ($47^\circ 49' N$, $12^\circ 58' E$, 430 m NN) aus und verliefen nach folgendem Schema: Genügend lange Zeit vor dem Flug wurde das Aktinometer in unser Höhenflugzeug gebracht und die Heizung eingeschaltet, so daß es sich einwandfrei auf seine Meßtemperatur einstellen konnte. Kurz vor dem Start wurde eine Meßserie, d. h. Nullstellung, Gesamt-, Rotstrahlung, Nullstellung aufgenommen. Der Aufstieg wurde dann bei jeden vollen 1000 m über NN durch einen Horizontalflug von rund 2 Minuten Dauer unterbrochen und dabei jeweils eine Meßserie durchgeführt (Abb. 1); für jede Strahlungsart war so eine Meßdauer von etwa 1 Minute vorhanden, die Werte daher voll angeglichen. Der Flugzeugführer flog diese Horizontalflüge mit solchem Kurs, daß die Sonne ungehindert das Aktinometer traf, er hatte dazu Höhe und Fluglage so gleichmäßig zu halten, daß der Beobachter das Instrument einwandfrei einvisieren konnte, was mit einiger Übung beiderseits auch gut gelang, wie Abb. 1 zeigt, abgesehen von Schichten stärker Luftunruhe.

Bei jedem Flug wurden Temperatur- und Feuchteverteilung mit der Höhe durch einen Meteorographen gemessen, die Feuchte dabei mit einem Haarhygrographen. [Aus technischen Gründen konnten neue und erheblich bessere Feuchtemeßverfahren wie z. B. das von Pfeifer bei der Deutschen Forschungsanstalt für Segelflug entwickelte (Dissertation 1944, noch nicht veröffentlicht) noch nicht eingesetzt werden.] Außerdem achtete der Beobachter auf Dunstschichten und -grenzen wie auf Bewölkung, beziehungsweise darauf, daß die Sonne und ihre nähere Umgebung wolkenfrei waren. Nach der letzten Meßserie, die immer in Gipfelhöhe aufgenommen wurde, auch wenn keine volle 1000 m-Stufe erreicht worden war, folgte ein gleichmäßiger Abstieg ohne Strahlungsmessungen.

B. Strahlungsintensitäten, Wasserdampf-Absorption der Rotstrahlung.

Um erst einmal einen Überblick über die gemessenen Strahlungsintensitäten zu bekommen, wurden sie in Abhängigkeit von der durchstrahlten Luftmasse aufgezeichnet, dazu die Strahlungsintensitäten in reiner trockener Luft. Alle Meßwerte sind auf mittlere Sonnenentfernung bezogen, die Rotstrahlung R_{MT} ist unter Berücksichtigung des Filterfaktors angegeben, damit auch die Kurzstrahlung $K_{MT} = J_{MT} - R_{MT}$. Die jeweils durchstrahlte Luftmasse ist in bekannter Weise mit Hilfe von Datum und Uhrzeit, die die Sonnenhöhe ergeben, nach den Bemporad'schen Tabellen und dann mit dem in Meßhöhe herrschenden Luftdruck b, bekannt aus dem Meteorogramm, zu

$$M = \frac{b}{b_0} \cdot \sec z \text{ berechnet.}$$

Als Strahlungsintensitäten in reiner trockener Luft sind die von Linke 1939 [5, S. 248, 270, 277] angegebenen Werte als die besten uns bekannten zu Grunde gelegt, worin die Solarkonstante $J_0 = 1.94 \text{ cal} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{min}^{-1}$ und als Extinktionskoeffizienten die Rayleigh'schen angenommen sind, Tab. 3.

Tabelle 3.

Strahlungsintensitäten und Extinktionskoeffizienten in reiner trockener Luft.

	0	0.5	1	2	3	4	6	8	10
M									
J_M	1.940	1.853	1.779	1.660	1.565	1.488	1.366	1.274	1.198
K_M	0.777	0.699	0.634	0.531	0.452	0.392	0.301	0.237	0.188
R_M	1.163	1.154	1.145	1.129	1.113	1.096	1.065	1.037	1.010
a_M		0.0917	0.0867	0.078	0.0715	0.0664	0.0584	0.0526	0.0482
a_{KM}		0.211	0.203	0.190	0.180	0.171	0.158	0.149	0.142
a_{RM}		0.0156	0.0154	0.01507	0.01481	0.01463	0.01440	0.01423	0.01414

C. Trübungsfaktoren.

Mit Hilfe der in der Atmosphäre vorhandenen Feuchte läßt sich der durch Absorption eintretende Strahlungsverlust abschätzen. F. Möller sowohl wie O. Hoelper haben auf Grund der Untersuchungen von Fowle Formeln aufgestellt, die den Absorptionsverlust der Strahlung als Funktion des Wasserdampfgehaltes W (in cm Niederschlagswasser) und der Luftmasse M_0 angeben. Benutzt wurde hier die Möller'sche Formel [4, Tab. 115b] : $f(W, M) = \Delta R_W = 0.172 (M_0 \cdot W)^{0.0093}$ cal · cm⁻² · min⁻¹, die auf der Annahme beruht, daß die diffuse Zerstreung im spektralen Absorptionsbereich des Wasserdampfes zu vernachlässigen ist entsprechend dem Rayleigh-Gesetz, und daß es keine diffuse Zerstreung durch Wasserdampf gibt, wogegen O. Hoelper zunächst die diffuse Zerstreung nach den Werten von Abbot und Fowle und eine diffuse Zerstreung des Wasserdampfes berücksichtigt und dann erst die durch Absorption entstandenen Verluste.

Die zur Ermittlung des Wassergehaltes notwendigen absoluten Feuchten konnten nur auf einem Umweg bestimmt werden, da durch die Ereignisse bei Kriegsende mit vielen anderen auch sämtliche Daten aller unserer Höhenaufstiege verloren gingen; die aus den Meteorogrammen abgegriffenen Werte von Druck und relativer Feuchte waren noch vorher herausgeschrieben worden, leider nicht die der Temperatur. Für unsere Zwecke hier, nämlich zur Bestimmung der absoluten Feuchten, genügten aber die an Hand der Aufstiege von München (bzw. Friedrichshafen, Wien und Klagenfurt) unter Berücksichtigung der Wetterlage festgestellten Temperaturwerte.

Die so gewonnenen Feuchtwerte sind bei niedrigen Temperaturen ziemlich genau, ihre Ungenauigkeit in bodennahen Schichten mit entsprechend hohen Temperaturen spielt keine große Rolle, da mit größerem Produkt Luftmasse × Wassergehalt ($M_0 \cdot W$) sich der Absorptionsverlust nur noch langsam ändert. Ein Temperaturfehler von 6° C für 2 aufeinanderfolgende Höhen ergäbe bei unseren Meßwerten in Bodennähe einen Fehler von höchstens ± 0,001 cal · cm⁻² · min⁻¹, in Gipfelhöhe ebenfalls einen solchen von ± 0,001 cal · cm⁻² · min⁻¹, ist also in Anbetracht der Genauigkeit unserer absoluten Meßwerte und der mit dem Haarhygrometer registrierten Feuchte sowie der Sicherheit der zu Grunde gelegten Formel unwesentlich. Aus den gleichen Gründen konnte die Luftdruckabhängigkeit der Absorption [24] hier unberücksichtigt bleiben.

Zur Bestimmung des Gesamtwassergehaltes wurde der über Gipfelhöhe vorhandene Wassergehalt an Hand des Temperaturverlaufes und der Höhenlage der Stratosphäre folgendermaßen abgeschätzt: Bei all unseren Aufstiegen lag die Stratosphärenuntergrenze mit geringen Abweichungen bei 250 mb mit einer Temperatur von rund -50° C. Bei einer dort noch vorhandenen relativen Feuchte von 50% (sie lag meist mehr oder weniger darunter), konstanter Temperatur und konstanter spezifischer Feuchte innerhalb der Stratosphäre ergibt sich als deren Gesamtwasserdampfgehalt rund 0.02 cm [7, S. 358]; dieser Wert stellt sicher den größtmöglichen dar, wahrscheinlich ist er erheblich zu hoch.

Bei der Berechnung der Strahlungsverluste durch Absorption ΔR_W wurden zum Vergleich einmal ein Wasserdampfgehalt der Stratosphäre von 0.02 cm, dann ein solcher von 0 eingesetzt; in Anbetracht der geringen Unterschiede sind hier nur die ersteren Werte angegeben. Außerdem konnte nun auch der bei der vorhandenen Rotstrahlung R_{MT} durch trübende Bestandteile entstandene Strahlungsverlust ΔR_D bestimmt werden zu $\Delta R_D = R_M - \Delta R_W - R_{MT}$

Zur Darstellung des Trübungszustandes der über der jeweiligen Meßhöhe liegenden Luft erwies sich der von Feussner und Dubois eingeführte „projizierte Trübungsfaktor“ [6, S. 154] am besten geeignet. Denn sowohl der normale Linke'sche Trübungsfaktor T wie auch der Trübungskoeffizient β nach Angström gelten für die durchstrahlte Luftmasse $M = 1$, wie das Einsetzen dieser Größen in die Extinktionsformel sofort darlegt:

$$J_{MT} = \int J_{0\lambda} \cdot e^{-M \cdot a_\lambda \cdot T_\lambda} \cdot d\lambda \dots \dots \dots (1a),$$

$$\text{worin: } T_\lambda = \frac{A_\lambda}{a_\lambda} = P_\lambda \cdot \log \frac{J_0}{J_{\lambda T}},$$

bzw. für den gesamten Spektralbereich:

$$T = \frac{A_M}{a_M} = P_M \log \frac{J_0}{J_{MT}} \dots \dots \dots (2) [5, S. 266]$$

und

$$J_{MT} = \int J_{0\lambda} \cdot e^{-M(a_\lambda + \beta \cdot \lambda^{-\alpha})} \cdot d\lambda - \Delta R_W \dots (1b) [8, S. 3]$$

T ist somit ein Maß für die gesamten in der Luft enthaltenen schwächenden Beimengungen einschließlich des Wasserdampfes, β ein solches nur für den Dunst. Beide Größen stellen jedoch kein Trübungsmaß für die tatsächlich über dem Beobachter durchstrahlte Luft, sondern für die Einheitsluftmasse dar, was sich bei Boden- und auch Bergbeobachtungen nicht so augenfällig zeigt, bei unseren Messungen bis in 9 km Höhe und durchstrahlten Luftmassen bis zu Werten von 0.4 jedoch dadurch, daß T sowohl wie β über 4 km an 6 von 8 Meßtagen mit der Höhe zunehmen. Sie erwecken also den Eindruck einer zu großen Trübung im Vergleich mit der wirklich vorhandenen. Abgesehen davon setzt dieser Bezug auf $M = 1$ voraus, daß die schwächenden Beimengungen in derselben Art mit der Höhe abnehmen wie der Luftdruck; ihre Verteilung ist jedoch eine ganz andere und abhängig von der Wetterlage.

Der projizierte Trübungsfaktor \mathfrak{T} ist daher auf Meereshöhe (b_0), gleichen Sonnenstand ($\sec z$) und gleiche Menge schwächender Bestandteile wie über dem Beobachtungsort (b) bezogen:

$$\mathfrak{T} = (T_b - 1) \frac{b}{b_0} \cdot \frac{a_{Mb}}{a_{Mb_0}} + 1 \dots \dots (3),$$

darin ist T der normale Linke'sche Trübungsfaktor (2). Die projizierten Trübungsfaktoren der Rotstrahlung \mathfrak{T}_R und die der Kurzstrahlung \mathfrak{T}_K werden sinngemäß so berechnet, daß an Stelle der Intensitäten und Extinktionskoeffizienten der Gesamtstrahlung diejenigen der Rot- und Kurzstrahlung eingesetzt werden.

Nach den eingehenden Untersuchungen von Feussner und Dubois [l. c. S. 158 ff] ist dieser projizierte Trübungsfaktor, und zwar derjenige der Kurzstrahlung \mathfrak{T}_K frei von sogenannten „virtuellen Gängen“, d. h. er gibt ein vergleichbares Maß der vorhandenen trübenden Bestandteile unabhängig vom Sonnenstand und der Höhe des Beobachtungsortes. Der projizierte Trübungsfaktor der Gesamtstrahlung \mathfrak{T} ist in geringem Maße von der Größe der durchstrahlten Luftmasse abhängig, gibt aber die atmosphärischen Zustände im wesentlichen unverzerrt wieder, wogegen der der Rotstrahlung \mathfrak{T}_R eine so große Abhängigkeit von der durchstrahlten Luftmasse zeigt, daß er als Schwächungsmaß ungeeignet erscheint.

Daher bezog Schneider [9] den Rottrübungsfaktor auf eine mit 3 cm Niederschlagswasser angefeuchtete Atmosphäre, Linke dann die „neuen Trübungsfaktoren“ [5, S. 270] auf eine solche mit 1 cm Niederschlagswasser, so daß diese „virtuellen Gänge“ des Rottrübungsfaktors und auch des Trübungsfaktors der

Gesamtstrahlung vermieden sind. Bei unseren Messungen bis 9 km Höhe erscheint die Annahme von 3 bzw. 1 cm Niederschlagswert jedoch unangebracht, so daß hier nur die projizierten Trübungsfaktoren der Kurz- und der Gesamtstrahlung ausgewertet wurden. Die Trübungsfaktoren der Rotstrahlung sind aber ebenfalls angegeben, da durch die noch folgende getrennte Berechnung von Dunstextinktionskoeffizienten für Rot- und Kurzstrahlung ein weiteres Maß der vorhandenen trübenden Teilchen und eine Vergleichsmöglichkeit mit den Trübungsfaktoren erhalten wurde.

Die in dieser Arbeit dargestellten projizierten Trübungsfaktoren sind auf die in Tabelle 3 angegebenen Intensitäten reiner trockener Luft bezogen, daher nicht ohne entsprechende Umrechnung mit den in anderen Arbeiten angegebenen Trübungsfaktoren vergleichbar, die meist mit früher ermittelten Strahlungsintensitäten in reiner trockener Luft berechnet wurden. Aus Tab. 3 ergeben sich für die verschiedenen Spektralbereiche die zur Berechnung des normalen Trübungsfaktors T notwendigen Hilfsgrößen $P_M = \frac{M_{\text{Mod.}}}{M \cdot a_M}$, die in Tabelle 4 angegeben sind und mit den von Schneider [9] für die trockene Atmosphäre berechneten innerhalb der Rechengenauigkeit übereinstimmen.

Tabelle 4.

	P, P _R , P _K als f(M)							
M :	1/2	1	2	3	4	6	8	10
P _M :	50,1	26,6	14,79	10,72	8,68	6,56	5,48	4,78
P _{RM} :	296,3	147,9	77,6	52,4	38,8	26,0	20,1	16,33
P _{KM} :	21,8	11,32	6,05	4,25	3,37	2,43	1,94	1,62

Die Genauigkeit der Trübungsfaktoren liegt bei den hier auftretenden Meßwerten zwischen folgenden äußersten Grenzen: bei $T \pm 0,15$ am Boden, $\pm 0,25$ in Gipfelhöhe; bei $T_R \pm 1,1$ am Boden, $\pm 2,5$ in Gipfelhöhe; bei $T_K \pm 0,16$ am Boden, $\pm 0,28$ in Gipfelhöhe.

Alle diese Trübungsfaktoren geben den Trübungszustand der gesamten über dem Beobachtungsort liegenden Luft an; um nun den der einzelnen Luftschichten zwischen den Meßhöhen zu erfassen, führte Linke [10] den „speziellen Trübungsfaktor“ T^* ein. Seine Ableitung ergibt, etwas umgeformt nach der Extinktionsformel für den gesamten Spektralbereich (1c):

$$J_{MT} = J_0 \cdot e^{-M \cdot A_M}; \dots (1c)$$

$$T^* = \frac{A_{M_2} \cdot M_2 - A_{M_1} \cdot M_1}{a_{M_2} \cdot M_2 - a_{M_1} \cdot M_1}; \dots (4a), \text{ wobei die}$$

Indizes 1 die in der oberen Beobachtungshöhe, 2 die in der unteren geltenden Werte bezeichnen.

Auch die von Lauscher [11, S. 10] angegebene Ableitung für T^* :

$$T^* = \frac{\log J_{MT_1} - \log J_{MT_2}}{\log J_{M_1} - \log J_{M_2}}; \dots (4b)$$

stellt durch Extinktionskoeffizienten ausgedrückt dar:

$$T^* = \frac{A_{M_2} \cdot M_2 - A_{M_1} \cdot M_1}{a_{M_2} \cdot M_2 - a_{M_1} \cdot M_1}; \dots (4a)$$

Da aber Lauscher [l. c.] und ihm folgend dann Linke [5, S. 280] weiter angeben:

$$T^* = \frac{a_{M_2} \cdot T_2 - a_{M_1} \cdot T_1}{a_{M_2} - a_{M_1}} = \frac{A_{M_2} - A_{M_1}}{a_{M_2} - a_{M_1}}; \dots (5)$$

was offensichtlich etwas ganz anderes darstellt als (4), soll hier kurz darauf eingegangen werden:

Bei der Berechnung nach (5) erhält man teils positive, teils negative Ergebnisse, wie sich bei Zerlegen der Extinktionskoeffizienten getrübler feuchter Luft

in die verschiedenen Schwächungsanteile leicht zeigen läßt. Wir folgen hier Feussner und Dubois [6, S. 151] in der Schreibweise. Auf ihre Berechtigung wird später noch eingegangen:

$$M \cdot A_M = M \cdot a_M + \sec z \cdot d \cdot a_{dM} + \sec z \cdot W \cdot a_{WM}; \dots (6)$$

Der Einfachheit halber führen wir diese Zerlegung nur für die Kurzstrahlung, die nicht durch Wasserdampfabsorption geschwächt wird, durch. Es ist

$$A_{KM} = a_{KM} + \frac{b_0}{b} dK \cdot a_{dKM};$$

$$\text{und damit } T^*_K = 1 + \frac{\frac{b_0}{b_2} dK_2 \cdot a_{dKM_2} - \frac{b_0}{b_1} dK_1 \cdot a_{dKM_1}}{a_{KM_2} - a_{KM_1}}; \dots (5a)$$

Der komplexe Extinktionskoeffizient reiner trockener Luft wird mit wachsender durchstrahlter Luftmasse kleiner, also ist immer

$$a_{KM_2} - a_{KM_1} < 0. \text{ Ist } dK_2 \cdot a_{dKM_2} > \frac{b_2}{b_1} dK_1 \cdot a_{dKM_1},$$

was bei der starken Zunahme des Dunstes in den unteren Schichten meist eintritt, dann wird T^*_K negativ, und zwar oft mit sehr großen Beträgen; bei den geringen Dunständerungen in den oberen Troposphären-

$$\text{schichten ist } dK_2 \cdot a_{dKM_2} < \frac{b_2}{b_1} dK_1 \cdot a_{dKM_1},$$

damit ergeben sich für T^*_K in diesen Höhen positive Werte. Beide Ergebnisse wurden durch die für einige Flüge berechneten Werte bestätigt.

Die speziellen Trübungsfaktoren der einzelnen Luftschichten wurden hier nach Formel (4) berechnet, die auch allen eingesehenen Veröffentlichungen [10-19] zu Grunde liegt. Wiederum sind unsere Werte nicht ohne weiteres mit denen in [10-19] zu vergleichen, da die Bezugswerte für reine trockene Luft verschiedene sind. Die von uns benutzten Extinktionskoeffizienten reiner trockener Luft, Tabelle 3, sind kleiner als die früher angenommenen [4, Tab. 129], unsere speziellen Trübungsfaktoren damit größer, bei der Gesamtstrahlung etwa um das 1,17fache.

Streng genommen gelten die Formeln für T^* (4 u. 5) nur für gleichzeitige Messungen, da sonst die durch die Änderung des Sonnenstandes hervorgerufenen Intensitätsänderungen zusätzlich eingehen. Eine Abschätzung der bei unseren Flugzeugmessungen hierdurch möglichen Fehler zeigt jedoch, daß sie bei den geringen Zeitdifferenzen der einzelnen Meßserien, die meist nahe 12 Uhr Ortszeit und im Sommer und Herbst durchgeführt wurden, zu vernachlässigen sind. Selbst bei dem Flug mit den größten Änderungen der Sonnenhöhe zwischen den einzelnen Meßserien am 24. 10. 1944 bleiben die maximal möglichen Fehler noch längst innerhalb unserer Meßgenauigkeit.

Die für die Rotstrahlung ermittelten Werte T^*_R sind wie die Rottrübungsfaktoren T_R wesentlich größer als die entsprechenden Werte der Kurzstrahlung und außerdem sehr ungenau. Das hat seinen Grund darin, daß die Extinktionskoeffizienten der Rotstrahlung in reiner trockener Luft a_{RM} und ihre Änderung mit wachsender durchstrahlter Luftmasse sehr gering sind (Tab 3), die Schwächung der Rotstrahlung in feuchter trüber Luft aber von etwa gleicher Größe wie die der Kurzstrahlung ist. Daher wurde auf eine Darstellung der T_R verzichtet.

D. Werte der Dunstextinktion.

Als Maß für den in der Atmosphäre vorhandenen Dunst getrennt von den übrigen schwächenden Bestandteilen haben Angström und im Anschluß an ihn O. Hoelper [20, 8] den Trübungskoeffizienten β entwickelt; sie fanden, daß für mittlere Verhältnisse bei

Bodenbeobachtungen die spektrale Wellenlängenabhängigkeit konstant und proportional $\lambda^{-1.3}$ ist. Damit läßt sich der Trübungskoeffizient β berechnen, wenn der Absorptionsverlust der Strahlung durch Wasserdampf ΔR_W bekannt ist entweder durch Feuchtemessung oder durch Messung der Intensität in getrennten Spektralbereichen, die den gleichen Absorptionsverlust enthalten.

Bei Einzelmessungen und vor allem solchen, die bis in die obere Troposphäre führen, interessiert aber gerade auch die Wellenlängenabhängigkeit der Dunstschwächung bzw. wie weit sie dem Gesetz $\beta \cdot \lambda^{-1.3}$ folgt. Es ist nicht von vornherein anzunehmen bei den verschiedenartigen Vorgängen, durch die der Dunst die Strahlung schwächt, nämlich durch diffuse Zerstreuung, Reflexion, Refraktion und Absorption, daß ein Gesetz der Form $\beta \cdot \lambda^{-\alpha}$ erfüllt ist. Die bisherigen Messungen über genügend enge Spektralbereiche bestätigen es aber, wobei jedoch der Exponent α im Einzelfall als sehr unterschiedlich gefunden wurde, so von Büttner und Sutter [21] im Stadtdunst von Berlin: $\alpha = 0$ (dieser Dunst schwächt alle Wellenlängen gleichmäßig um rund 20%), von V. Guth und F. Link [22, S. 398] $0 < \alpha < 2$, von F. Schmolinsky [23, S. 202] $\alpha = 0.92 \pm 0.25$.

Unsere Messungen gestatten zwar die direkte Bestimmung von α nicht, da sie über zu große Spektralbereiche gehen, man kann jedoch den gesamten Wert $\beta \cdot \lambda^{-\alpha}$ oder in unserer bisher gebrauchten Schreibweise ausgedrückt: $d \cdot a_{d\lambda}$ berechnen. Hierbei stellt $d \cdot a_{d\lambda}$ die schwächende Wirkung des tatsächlich über dem Meßort liegenden Dunstes dar. Der Zusammenhang mit dem Trübungskoeffizienten ist gegeben durch

$$\frac{b}{b_0} \beta \cdot \lambda^{-\alpha} = d \cdot a_{d\lambda}$$

Für die Kurzstrahlung lautet dieser Dunstexponent, ausgedrückt durch die Extinktionsformel (1c) und durch Formel (6), wobei

$$K_{MT} = K_0 \cdot e^{-(M \cdot a_{KM} + \sec z \cdot d_K \cdot a_{dKM})} \dots (1e) \text{ ist}$$

$$d_K \cdot a_{dKM} = \frac{1}{\text{Mod} \cdot \sec z} \log \frac{K_0}{K_{MT}} - \frac{b}{b_0} a_{KM} \dots (7a)$$

Die entsprechende Größe für die Rotstrahlung ist nicht ohne weiteres zu bestimmen, da aus

$$R_{MT} = R_0 e^{-(M \cdot a_{KM} + \sec z \cdot d_R \cdot a_{dRM} + \sec z \cdot W \cdot a_{WM})} \dots$$

der Dunstexponent $d_R \cdot a_{dRM}$ allein nicht berechenbar ist. Auch wenn man den Intensitätsverlust der Strahlung durch Wasserdampf ΔR_W kennt, ist a_{WM} noch nicht gegeben. Dies steht im Widerspruch zur Berechnung des Trübungskoeffizienten nach (1b). Der Ansatz (6) von Linke bzw. Feussner-Dubois für die Extinktionskoeffizienten in trüber feuchter Luft gilt nur für monochromatisches Licht:

$$M \cdot A_\lambda = M \cdot a_\lambda + \sec z \cdot d_\lambda \cdot a_{d\lambda} + \sec z \cdot W \cdot a_{W\lambda} \dots (6a)$$

Ebenso die Extinktionsformel, die damit lautet:

$$J_{MT} = \int J_0 \cdot e^{-(M \cdot a_\lambda + \sec z \cdot d_\lambda \cdot a_{d\lambda} + \sec z \cdot W \cdot a_{W\lambda})} \cdot d\lambda \dots (1d)$$

Betrachtet man größere Spektralbereiche und setzt, da das Integral streng nicht lösbar ist, „komplexe Koeffizienten“ der Molekül-, Dunst- und Wasserdampfextinktion ein, so ist die Extinktionsformel (1c) zwar noch für die Dunstextinktion gültig, die mit $\beta \cdot \lambda^{-\alpha}$

einem ähnlichen Gesetz folgt wie die Lichtzerstreuung an Molekülen, die proportional $M \cdot \lambda^{-4}$ geschieht. Die selektive Wasserdampfabsorption stellt jedoch einen ganz anderen Vorgang dar und schon im Bereich einer Absorptionsbande ist das Exponentialgesetz keineswegs mehr erfüllt, es gilt nur für monochromatische Strahlung.

Die Werte $d_R \cdot a_{dRM}$ der Rotstrahlung wurden also entsprechend den Trübungskoeffizienten berechnet aus

$$R_{MT} = R_0 \cdot e^{-M \cdot a_{RM} - \sec z \cdot d_R \cdot a_{dRM} - \Delta R_W} \dots (1f)$$

$$\text{zu } d_R \cdot a_{dRM} = \frac{1}{\text{Mod} \cdot \sec z} \log \frac{R_0}{R_{MT} + \Delta R_W} - \frac{b}{b_0} a_{RM} \dots (7b)$$

Hierbei wurden für die Rayleigh-Koeffizienten a_{RM} in (7b) und vor allem für a_{KM} in (7a) nicht die für die jeweils durchstrahlte Luftmasse M geltenden Werte eingesetzt, sondern die bei der gemessenen Intensität R_{MT} bzw. K_{MT} noch auftretenden Koeffizienten. Denn die Summe der komplexen Größen $M \cdot a_M + \sec z \cdot d \cdot a_{dM}$ gibt zwar die Strahlungsschwächung in ihrer gesamten Größe richtig wieder, die einzelnen Anteile aber so, als ob die verschiedenen Schwächungsvorgänge getrennt und nacheinander erfolgen, und zwar derart, daß die Strahlung bei ihrem Durchgang durch getrübe Luft zuerst nur durch die Molekülextinktion im Maße der durchstrahlten Luftmasse vermindert, und erst dann die Schwächung durch den Dunst wirksam wird. In Wirklichkeit geschehen alle strahlungsschwächenden Vorgänge gleichzeitig. Daher ist der Koeffizient der Molekülzerstreuung a_M nach dem Durchgang der Strahlung durch trübe Luft der Größe M kleiner als derjenige, der nach dem Durchgang durch reine trockene Luft der gleichen Größe M festgestellt wird, da die gesamte Strahlungsschwächung im ersten Falle größer ist und die komplexen Extinktionskoeffizienten mit abnehmender Intensität kleiner werden. Das spielt vor allem bei der starken Änderung des Koeffizienten der Kurzstrahlung a_{KM} eine Rolle. Die hier ermittelten a_{KM} bzw. a_{RM} stellen auch nur eine Annäherung an die tatsächlich vorhandenen Koeffizienten dar, da nicht nur die Intensität selbst, sondern ebenso ihre spektrale Verteilung maßgebend ist, aber sicher eine bessere Annäherung als die mit Hilfe der jeweiligen M bestimmten Koeffizienten.

Die Werte $d_K \cdot a_{dKM}$ und $d_R \cdot a_{dRM}$ geben somit die schwächende Wirkung des über dem Meßort liegenden Dunstes einschließlich der selektiven Absorption der permanenten Gase O_3 , O_2 und CO_2 , deren Schwächungsanteil aber unter 1.5%, meist unter 1% liegt, für den betreffenden Spektralbereich wieder, der nach Umfang und Wellenlänge in sie eingeht. Sie stellen aber vergleichbare Werte der einzelnen Spektralbereiche auch mit anderen Trübungsmaßen als den projizierten Trübungs-faktoren dar. Eine gesonderte Ermittlung der d_K bzw. d_R und der a_{dKM} bzw. a_{dRM} gestatten nur monochromatische Strahlungsmessungen oder solche über genügend enge Spektralbereiche. Überhaupt ist ein genauer Einblick in die verwickelten Vorgänge der Strahlungsschwächung und die Trennung ihrer verschiedenen Anteile nur durch monochromatische Messungen möglich, durch die auch eine bessere Grundlage geschaffen würde, Messungen über größere Spektralbereiche auszuwerten.

Um die Dunstschwächung der einzelnen Luftschichten getrennt zu erfassen, wurden die Änderungen dieser Schwächungsexponenten zwischen den aufeinanderfolgenden Meßhöhen, die im allgemeinen einen Abstand von 1000 m haben, angegeben und somit als

$\Delta d_K \cdot a_{dKM} / 1000 \text{ m}$ und $\Delta d_R \cdot a_{dRM} / 1000 \text{ m}$. Die Werte der untersten, nur 570 m mächtigen Schicht wurden, um vergleichbar zu sein, auf 1000 m umgerechnet, ebenso, wenn nur Messungen vom Boden und aus 2000 m, also für 1570 m Höhendifferenz vorlagen. Das bedeutet natürlich nur einen Notbehelf und setzt in der gesamten Schicht gleiche Extinktion voraus, was gerade in den unteren 2000 m meist nicht zutrifft. Außerdem sind

die auf eine größere Höhendifferenz umgerechneten Werte etwas zu groß, da mit zunehmender Extinktion der Koeffizient a_{dM} kleiner wird als der für die geringere Schichtdicke ermittelte; umgekehrt sind die auf geringere Höhenunterschiede umgerechneten Werte etwas zu klein; beide Fehler fallen jedoch kaum ins Gewicht.

III. Meßergebnisse

A. Strahlungsintensitäten.

In Abb. 6 sind alle gemessenen Strahlungsintensitäten in ihrer absoluten Größe in Abhängigkeit von der

durchstrahlten Luftmasse M, dazu der Strahlungsverlauf in reiner trockener Luft J_M , R_M und K_M dargestellt; zu jedem Meßpunkt ist seine Höhe in km vermerkt, B = Bodenwert.

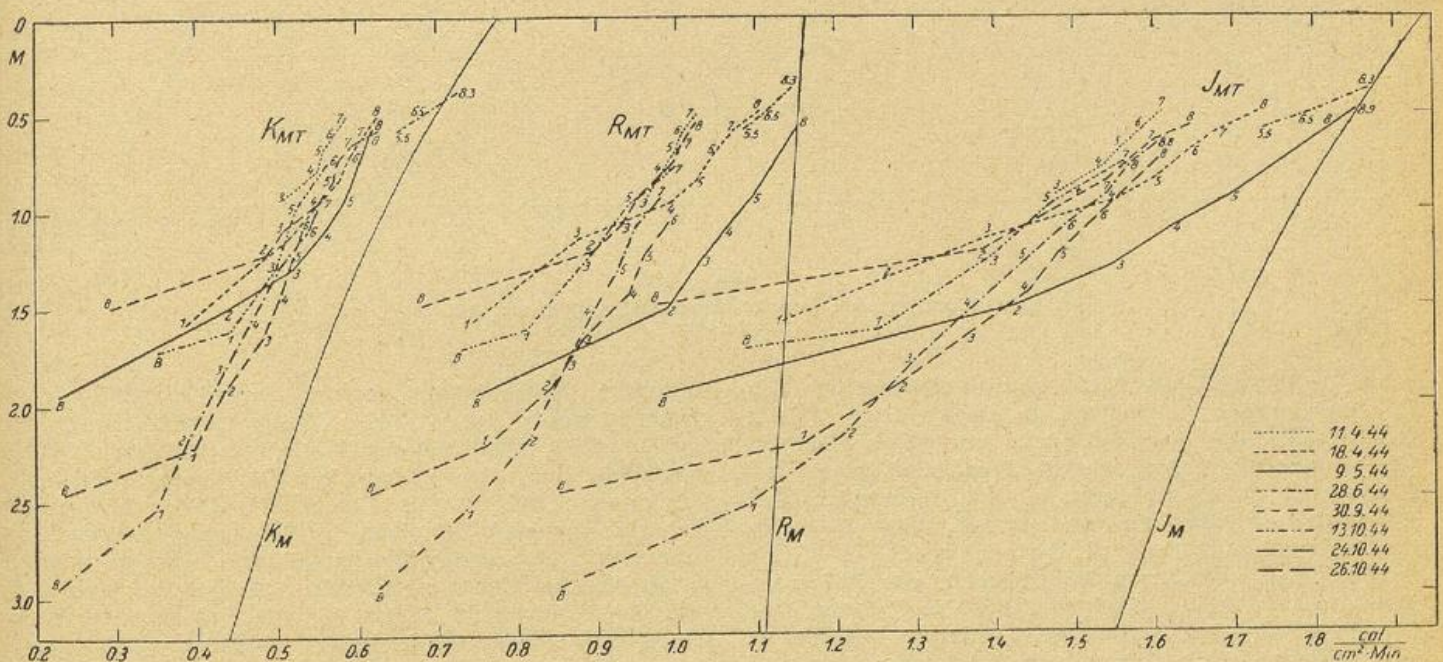


Abb. 6.
Gemessene Strahlungsintensitäten in Abhängigkeit von der durchstrahlten Luftmasse.

Es zeigt sich, daß auch in den Höhen über 8 und 9 km meist noch erhebliche strahlungsschwächende Einflüsse vorhanden sind, denn die in Gipfelhöhe gemessenen Strahlungswerte sind zum Teil sehr viel geringer als die in reiner trockener Luft bei gleicher durchstrahlter Luftmasse möglichen. So wurden bei M von rund 0.5 als Gesamtstrahlung einmal $1.607 \text{ cal. cm}^{-2} \cdot \text{min}^{-1}$ (am 11. 4. 1944 in 7000 m Höhe), weiter 1.735 (am 18. 4. 1944 in 8000 m Höhe) und 1.855 $\text{cal. cm}^{-2} \cdot \text{min}^{-1}$ (am 9. 5. 1944 in 8900 m) registriert, wobei der letzte Wert etwa dem in reiner trockener Luft entspricht. Ähnlich verhalten sich die gemessenen Rot- und Kurzstrahlungsintensitäten; die R_{MT} liegen bei M von 0.5—0.6 zwischen $1.022 \text{ cal. cm}^{-2} \cdot \text{min}^{-1}$ (11. 4. 1944 in 7000 m), 1.105 (am 18. 4. 1944 in 8000 m) und $1.152 \text{ cal. cm}^{-2} \cdot \text{min}^{-1}$ (9. 5. 1944 in 8000 m), die K_{MT} bei M von 0.5—0.6 zwischen $0.585 \text{ cal. cm}^{-2} \cdot \text{min}^{-1}$ (11. 4. 1944 in 7000 m), $0.630 \text{ cal. cm}^{-2} \cdot \text{min}^{-1}$ (18. 4. 1944 in 8000 m) und $0.727 \text{ cal. cm}^{-2} \cdot \text{min}^{-1}$ (28. 6. 1944 in 8300 m); auch hier entsprechen die höchsten gemessenen Werte etwa den Intensitäten in reiner trockener Luft, die im-

merhin an zwei Tagen in 8300 (28. 6. 1944) und 8900 m (9. 5. 1944) erreicht werden.

Einen besseren Vergleich der jeweiligen Extinktionsverhältnisse ermöglichen die berechneten projizierten Trübungs-faktoren; hier soll deshalb nur noch kurz auf die verschiedenen Schwächungsanteile bei der Rotstrahlung eingegangen werden. Wie Abb. 7 zeigt, sind die Verluste der Rotstrahlung durch Absorption ΔR_w in den bodennahen Schichten von gleicher Größenordnung wie durch Dunstextinktion ΔR_D . In höheren Schichten ist das Verhältnis von Absorption und Dunstextinktion zum Teil ähnlich, manchmal ist jedoch die Dunstextinktion sehr gering oder mit unserer Methode gar nicht meßbar, wie am 28. 6. 1944 über 5500 m, am 9. 5. 1944 über 4000 m und am 18. 4. 1944 über 8000 m.

Dabei stellen die hier berechneten Absorptionsverluste sicher nicht zu kleine, sondern zu große Werte dar, denn die Möller'sche Formel ist aufgestellt für Strahlung, die nur durch Wasserdampf geschwächt

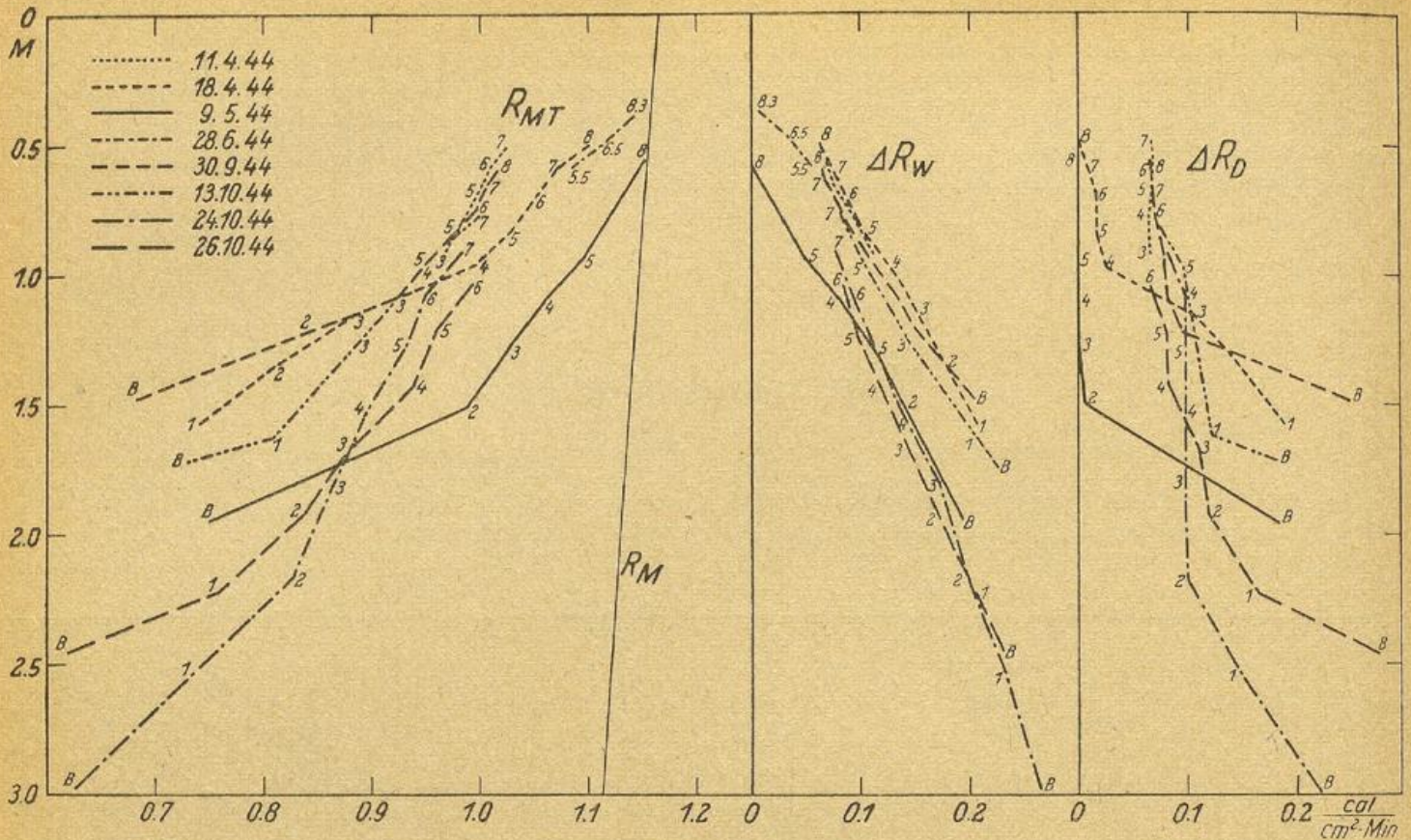


Abb. 7.
Schwächungsanteile von Wasserdampf und Dunst bei der Rotstrahlung.

wird. In Wirklichkeit findet aber außerdem die Zerstreuung an den Luftmolekülen, die für diese Wellenlängen allerdings gering ist, und vor allem noch die, wie unsere Messungen zeigen, oft sehr erhebliche Extinktion durch Dunst statt, so daß die tatsächlichen Absorptionsverluste der noch durch diese Vorgänge geschwächten Strahlung oft geringer sind. Dies ist bei zwei Flügen in größeren Höhen sicher der Fall, nämlich am 9. 5. 1944 in 5 000 und 8 000 m und am 28. 6. 1944 in 5 500, 6 500 und 8 300 m, wo die berechneten Absorptionsverluste ΔR_W unter Berücksichtigung der Meßgenauigkeit größere Verluste als die tatsächlich gemessenen ergeben bei der Annahme von 0.02 cm Wassergehalt in der Stratosphäre.

Der von O. Hoelper bestimmte Absorptionsverlust [4, Tab. 115c] ergibt für gleiche Produkte durchstrahlte Luftmasse \times Wasserdampfgehalt ($M_0 \cdot W$) niedrigere Werte. Zum Vergleich wurden daher für die Bodenbeobachtungen unserer Flüge, also für die größten Produkte $M_0 \cdot W$, die damit auch die unterschiedlichsten Beträge ergeben, die Absorptionsverluste auch nach der Formel von Hoelper berechnet. Tabelle 5 zeigt, daß die nach Moeller (a) ermittelten ΔR_W rund das 1.2fache der nach Hoelper (b) bestimmten ΔR_W

Tabelle 5

Absorptionsverluste in $\text{cal} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{min}^{-1}$, berechnet nach der Formel von Moeller (a) und der von Hoelper (b)

Datum	$M_0 \cdot W$	ΔR_W _a	ΔR_W _b	a/b	ΔR_D _a	ΔR_D _b
9. 5. 44	1.446	0.193	0.156	1.24	0.189	0.226
30. 9. 44	1.813	0.206	0.168	1.22	0.251	0.289
13. 10. 44	2.375	0.222	0.184	1.20	0.181	0.219
24. 10. 44	4.13	0.265	0.217	1.22	0.222	0.270
26. 10. 44	2.64	0.230	0.19	1.21	0.276	0.316

betragen. Entsprechend ändern sich die Strahlungsverluste durch Dunst ΔR_D , die im zweiten Falle (b) größer sind. Diese zahlenmäßige Verschiebung ändert aber das wesentliche Ergebnis nicht, sondern bestätigt noch mehr, daß die Schwächung der Rotstrahlung oft in etwa gleichem Maß durch Wasserdampfabsorption wie durch Dunstextinktion geschieht. Dasselbe zeigen auch die von Hoelper ermittelten Schwächungsanteile der Rotstrahlung [8, S. 23—49], die auf etwas andere Strahlungsintensitäten in reiner trockener Luft bezogen sind; auch hier sind Absorption und Dunstschwächung ebenfalls oft von gleicher Größenordnung.

Als weiterer Beleg wurde noch berechnet, welche Wasserdampfmenge vorhanden sein müßten, damit der gemessene Intensitätsverlust der Rotstrahlung nur durch Absorption hervorgerufen wäre, abgesehen von der Molekülerstreuung. Durchgeführt wurde dies wiederum für die Bodenwerte als die extremsten Werte und mit Hilfe der Formel von Moeller, Tab. 6.

Tabelle 6.

Wasserdampfmenge W_A in cm Niederschlagswasser, wenn die Rotstrahlung nur durch Absorption und Molekülerstreuung geschwächt ist:

Datum	W_A	W gemessen	$W_A : W$
9. 5. 44	6.4	0.6922	9.2
30. 9. 44	16.5	1.1674	14.1
13. 10. 44	9.1	1.2812	7.1
24. 10. 44	10.1	1.3072	7.7
26. 10. 44	13.4	0.9869	13.5

In der gesamten, über dem Erdboden liegenden Luft müßte demnach die 7 bis 14fache Menge an Wasserdampf enthalten sein; das bedeutet bei einer gleichmäßigen Vergrößerung in allen Höhen, daß die relativen

Feuchten am Boden 300 bis >1000% betragen müßten. Nach der Formel von Hoelper ergäben sich noch höhere Beträge, und auch dieses Ergebnis bestätigt die erhebliche Schwächung der Rotstrahlung durch Dunst.

Zwischen der Absorption und der Dunstschwächung der langwelligen Strahlung besteht insofern ein Zusammenhang, als eine Zunahme der Luftfeuchtigkeit nicht nur eine Zunahme der Absorption bewirkt, sondern auch eine solche der Dunstextinktion, wenn, wie in den bodennahen Schichten meist der Fall, genügend Dunst vorhanden ist. Durch die Anlagerung von Wasserdampfmolekülen werden die Dunsteilchen schon vor Beginn der Kondensation vergrößert, „aufgeschwemmt“, so daß sie mit wachsender Größe zunehmend die längeren Wellen schwächen, wie Linke und von dem Borne [25] experimentell nachwies, in der Beugungstheorie von Mie und Debye dann umfassend abgeleitet wurde. Danach ist die Extinktion eine

komplizierte Funktion von dem Verhältnis Wellenlänge : Teilchenradius, wobei außerdem Form und Stoff der Teilchen eine Rolle spielen.

An dieser Stelle sei nur darauf hingewiesen, daß bei großen Absorptionsverlusten der Rotstrahlung meist auch erhebliche Verluste durch Dunst auftreten, vergleiche Abb. 7, in den unteren Schichten jedenfalls immer. Einzelheiten, Abweichungen und ihre Gründe können dann übersichtlicher durch die aus den Strahlungsintensitäten abgeleiteten Größen dargelegt werden.

B. Projizierte Trübungsfaktoren, Dunstextinktion.

Die projizierten Trübungsfaktoren der Kurz- \mathcal{T}_K und der Gesamtstrahlung \mathcal{T} in Abb. 8 geben eine Vergleichsmöglichkeit der an den verschiedenen Tagen und in den verschiedenen Höhen gemessenen Strahlung. Die

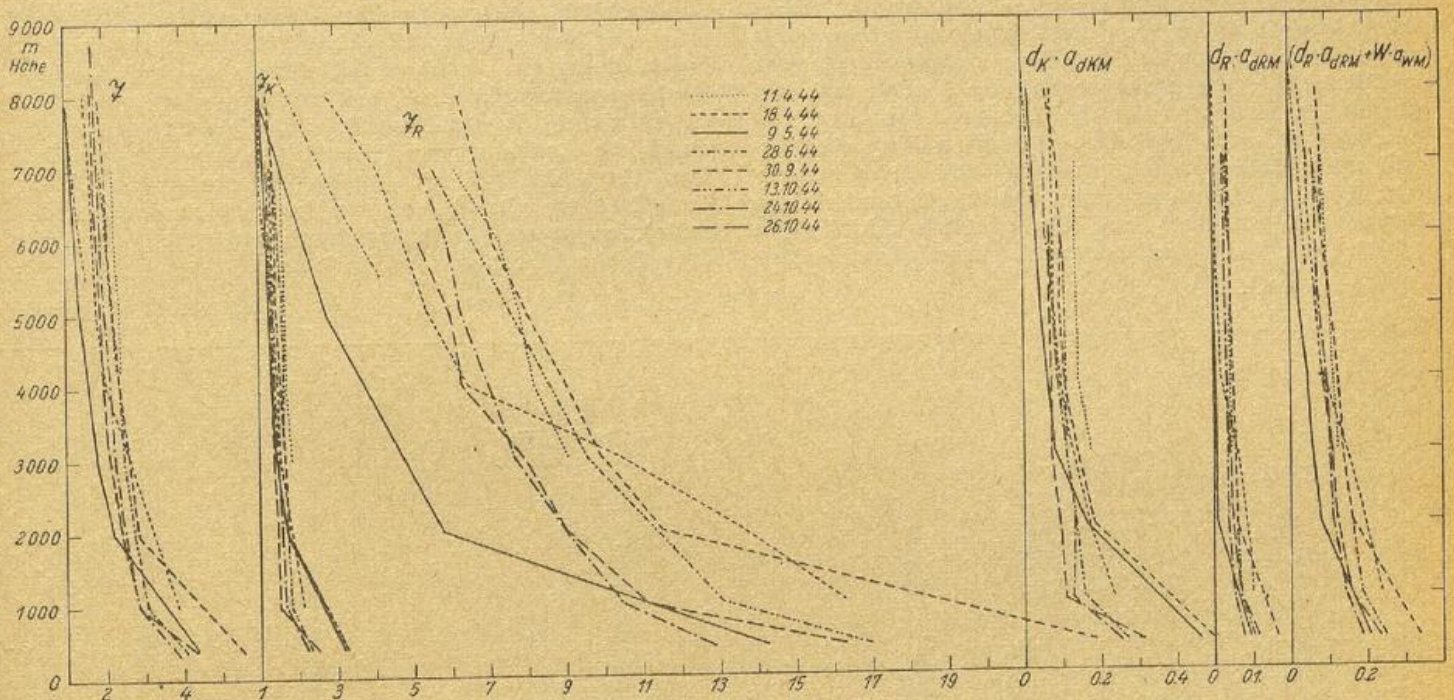


Abb. 8.

Projizierte Trübungsfaktoren, Dunstextinktion der Kurz- und der Rotstrahlung.

\mathcal{T}_K betragen in 8 000 m Höhe 1 bis 1.4; da ein Teil der Aufstiege nur 7 000 m erreichte, seien auch diese Werte angeführt: 1.1 bis 1.7. Sie nehmen nach unten nur langsam zu, erst in den Luftschichten unter 2 km Höhe, meist unterhalb 1 km erfolgt stärkere Zunahme; am Boden werden \mathcal{T}_K von 2.3 bis 3.3 beobachtet. Einen ähnlichen Verlauf zeigen die projizierten Trübungsfaktoren der Gesamtstrahlung \mathcal{T} , die in 8 000 m zwischen 1 und 1.9, in 7 000 m von 1.2 bis 2.3 liegen, sie nehmen auch erst langsam zu; unterhalb von 4 000 m (18. 4. 1944) oder 3 000 m (9. 5. 1944), meist jedoch auch erst in den bodennahen Schichten unter 2 bzw. 1 km tritt eine stärkere Zunahme auf. Hier betragen die \mathcal{T} 3.8 bis 5.6.

Die Werte der Dunstextinktion der Kurzstrahlung $d_K \cdot a_{dKM}$ in Abb. 8 stimmen in ihrem Verlauf und in ihren Größenverhältnissen untereinander vollkommen mit denen der projizierten Trübungsfaktoren \mathcal{T}_K überein, was wohl ein weiterer Beweis dafür ist, daß der projizierte Trübungsfaktor die Schwächung der Kurzstrahlung in einem von Sonnenstand und Meßhöhe unabhängigen Maß wiedergibt. Beide Größen, \mathcal{T}_K und $d_K \cdot a_{dKM}$ zeigen, daß in 8 000 m die Kurzstrahlung an zwei Tagen nur in dem Maße reiner trockener Luft

geschwächt ist (9. 5. 1944 und 28. 6. 1944), daß meist jedoch über 7 000 bzw. 8 000 m schon erhebliche strahlungsmindernde Einflüsse vorhanden sind. In den Höhen zwischen 8 000 und rund 2 000 m ändert sich nicht viel; dabei ist sowohl die Zahl der Meßtage zu beachten wie besonders ihre wettermäßige Auswahl als „Strahlungstage“ im Sommer und Herbst, die meist bei sehr ähnlichen Wetterverhältnissen auftreten. In den bodennahen Schichten ist an allen Meßtagen soviel Dunst enthalten, daß dessen Extinktion allein die am Boden ermittelten Werte der Trübungsfaktoren \mathcal{T}_K bzw. die $d_K \cdot a_{dKM}$ bestimmt, unabhängig von den Vorgängen in größeren Höhen. So werden fast die größten \mathcal{T}_K am 9. 5. 1944, an dem Tag mit der geringsten Schwächung in Gipfelhöhe, die geringsten \mathcal{T}_K am 24. 10. 1944 bei gleichzeitig verhältnismäßig großer Schwächung in 7 000 m beobachtet.

Die Dunstextinktion der Rotstrahlung $d_R \cdot a_{dRM}$ in Abb. 8 ist, wie auch schon in dem Abschnitt über die Strahlungsintensität erwähnt wurde, in Höhen über 2 000 m zum Teil sehr gering oder nicht mehr feststellbar, zum Teil erreicht sie auch in Gipfelhöhe noch merkbare Beträge. Bei ihr sind die Änderungen zwischen 8 000 und 2 000 m, ausgenommen am 18. 4. 1944

unterhalb 4 000 m, noch geringer als bei den $d_K \cdot a_{dKM}$ und erst in den bodennahen Schichten tritt eine stärkere Schwächung ein.

Um irgend ein Maß für die Gesamtschwächung der Rotstrahlung zu haben, wurde die Summe der Schwächungsexponenten für Dunst und Wasserdampf ($d_R \cdot a_{dRM} + W \cdot a_{WM}$) berechnet zu

$$d_R \cdot a_{dRM} + W \cdot a_{WM} = \frac{1}{\text{Mod} \cdot \sec z} \log \frac{R_0}{R_{MT}} - \frac{b}{b_0} a_{RM}$$

obwohl das nach dem auf S. 10 Ausgeführten nicht einwandfrei ist. Diese Werte zeigen in Abb. 8 einen meist sehr ähnlichen Verlauf wie die der Dunsttrübung $d_R \cdot a_{dRM}$ allein, erreichen aber erheblich höhere Beträge. Auf den Zusammenhang zwischen Wasserdampfgehalt der Luft, Absorption und Dunstextinktion bei der Rotstrahlung wurde schon hingewiesen. Ein einfacher Zusammenhang zwischen der Dunstschwächung der Rotstrahlung $d_R \cdot a_{dRM}$ und der Luftfeuchtigkeit oder ein solcher zwischen $d_K \cdot a_{dKM}$ und der Luftfeuchtigkeit konnte bei unseren nicht sehr zahlreichen Meßwerten nicht festgestellt werden; ebensowenig ergab das Verhältnis der Dunstexponenten kurzer und langer Wellen eine einfache Abhängigkeit von der vorhandenen Feuchte. Die Schwächungsvorgänge sind, sobald man nicht monochromatisch mißt, sehr verwickelt; Teilchengröße und -zahl und Beschaffenheit des Dunstes, die relative und die absolute Luftfeuchte spielen eine Rolle, außerdem die jeweils vorhandene

Strahlung nach ihrer Intensität und deren spektraler Verteilung, also die schon vorher stattgefundene Schwächung, so daß eine einfache Gesetzmäßigkeit kaum zu erwarten ist.

Außerdem wurde versucht, aus den Differenzen der Trübungsfaktoren von Gesamt- und Kurzstrahlung, also $T - T_K$, Rückschlüsse auf den vorhandenen Wasserdampfgehalt zu ziehen, da die größeren Beträge der Trübungsfaktoren der Gesamtstrahlung gegenüber denen der Kurzstrahlung auf die Schwächung der langen Wellen und damit vor allem auf den Wasserdampfgehalt zurückgehen. Bei unseren Messungen führte das zu keinem Erfolg, was bei zahlreicheren Beobachtungen und besonders bei Mittelwerten wohl möglich wäre.

C. Schwächungsvorgänge in den einzelnen Schichten.

Erheblich eindrucksvoller und aufschlußreicher wird der Verlauf der Strahlung in der Troposphäre durch die in den einzelnen Schichten sich abspielenden strahlungsschwächenden Vorgänge dargestellt, und das sowohl durch die speziellen Trübungsfaktoren wie auch durch die Änderung der Exponenten der Dunstextinktion, denn die bisher angeführten projizierten Trübungsfaktoren ebenso wie die Exponenten der Dunstextinktion geben die Schwächung der gesamten über dem Beobachter liegenden Luft an.

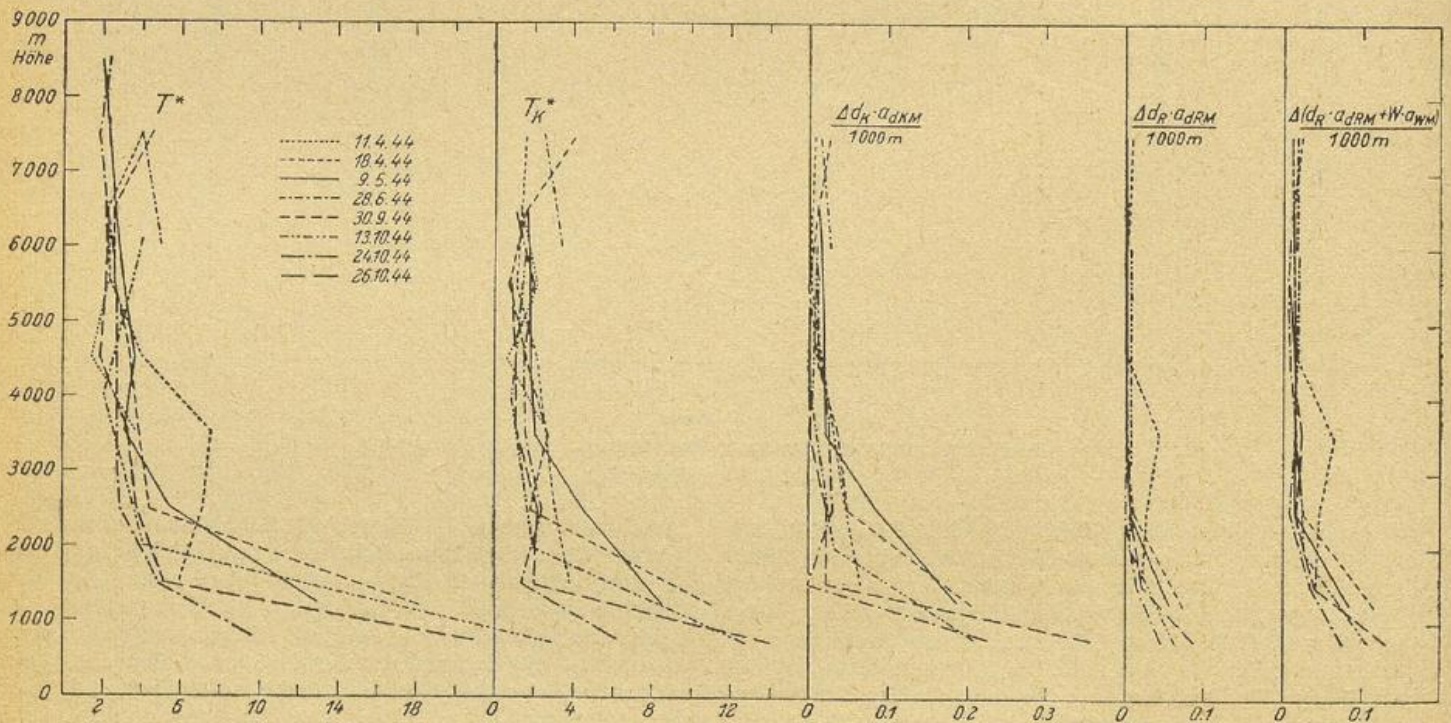


Abb. 9.
Spezielle Trübungsfaktoren, Dunstextinktion in den einzelnen Schichten.

Die in Abb. 9 eingetragenen speziellen Trübungsfaktoren T^* und T_K^* und die Änderung der Dunstexponenten $\Delta d_K \cdot a_{dKM}/1000 \text{ m}$, $\Delta d_R \cdot a_{dRM}/1000 \text{ m}$ und $\Delta (d_R \cdot a_{dRM} + W \cdot a_{WM})/1000 \text{ m}$ zeigen noch deutlicher, daß an den meisten Meßtagen die Luft zwischen 9 000 und 2 000 m bzw. 4 000 m nicht sehr viel schwächende Bestandteile enthält und daß diese erst in den bodennahen Schichten erheblich zunehmen. Das gilt vor allem für die Schwächung der kurzen Wellen und damit für den Dunst nach beiden hier angegebenen Trübungsmaßen T_K^* und $\Delta d_K \cdot a_{dKM}/1000 \text{ m}$. Im einzelnen aber treten zwischen diesen beiden Größen Ab-

weichungen auf, die dadurch verursacht sind, daß die T_K^* auf die Extinktionskoeffizienten reiner trockener Luft der durchstrahlten Luftmasse M bezogen sind, die $\Delta d_K \cdot a_{dKM}/1000 \text{ m}$ auf diejenigen reiner trockener Luft, die bei der tatsächlich gemessenen Intensität auftreten würden, (S. 10) und die nach schon erfolgter starker Extinktion erheblich kleiner (bis zu 20%) sein können. Diese Unterschiede machen sich bei sehr großer Schwächung, also besonders in den unteren Schichten bemerkbar.

An einigen Tagen, so am 13. 10. 1944 zwischen 3 000 und 5 000 m, am 11. 4. 1944 zwischen 4 000 und 5 000 m,

am 30. 9. 1944 zwischen 5 000 und 6 000 m und am 26. 10. 1944 zwischen 5 000 und 6 000 m werden $T_K < 1$ berechnet, was bedeuten würde, daß die stattgefunden Strahlungsschwächung kleiner als die reine Molekülzerstreuung ist, jedoch nur besagt, daß die nach der Größe der durchstrahlten Luftmasse M eingesetzten Rayleigh-Koeffizienten zu hoch sind. Die Differenz der Dunstexponenten $\Delta d_K \cdot a_{dKM}/1000$ m wird in mittleren und größeren Höhen manchmal < 0 berechnet; das kann jedoch tatsächlich der Fall sein, nämlich dann, wenn über beiden Meßhöhen die Menge der trübenden Teilchen gleich groß ist, $d_{K1} = d_{K2}$ (der Index 1 bezeichnet das obere, 2 das untere Meßniveau), also zwischen 1 und 2 kein Dunst liegt. Trotzdem nimmt die Gesamtschwächung der Strahlung zwischen 1 und 2 zu durch die Molekülzerstreuung, so daß die Koeffizienten der Dunstextinktion von 1 zu 2 abnehmen, $a_{dKM2} < a_{dKM1}$, damit wird aber auch $d_K \cdot a_{dKM2} - d_K \cdot a_{dKM1} < 0$. Es handelt sich jedoch nur um sehr kleine Beträge, die innerhalb unserer Meßgenauigkeit liegen.

Die Abweichungen zwischen den speziellen Trübungs-faktoren und den Änderungen der Dunstexponenten wie auch die speziellen Trübungs-faktoren, die < 1 berechnet werden, legen dar, wie problematisch dieser Bezug der gemessenen Strahlungsintensitäten in getrübert feuchter Luft auf diejenigen in reiner trockener Luft ist, da nicht auf die tatsächlich stattfindende Molekülzerstreuung bezogen wird, sondern üblicherweise auf diejenige, die ohne gleichzeitige andere Schwächungsvorgänge eintreten würde. Bei unseren heutigen Kenntnissen der Strahlungsschwächung ist dies wohl die einzige Möglichkeit, die gemessenen Strahlungsintensitäten größerer Spektralbereiche miteinander zu vergleichen, sie erfüllt auch bei den meisten Messungen, vor allem bei Bodenbeobachtungen und Mittelwerten, gut ihren Zweck. Aber bei derartigen Einzelwerten aus so verschiedenen Höhen wie bei den vorliegenden wird offenkundig, daß dies keine einwandfreie Lösung darstellt, und wie notwendig die weitere grundlegende Klärung der strahlungsschwächenden Vorgänge durch monochromatische Messungen ist.

Beim Betrachten der einzelnen Flüge in Abb. 9 fällt auf, daß in den Höhen von 7 000 bis 8 000 m die Kurzstrahlung am 30. 9. 1944 besonders geschwächt wird, die Rotstrahlung dagegen sehr wenig. In dieser Höhe muß demnach eine stärker trübende Schicht liegen, als Dunst hier vom Beobachter allerdings nicht vermerkt, jedoch ist mehrfach geschichteter Dunst in tieferen Lagen angegeben. Über 2 000 m wird an diesem Tag eine sehr geringe Feuchte gemessen, Abb. 10, so daß die trübenden Teilchen so klein bleiben, daß sie nur die kurzen Wellen merklich schwächen.

Am 28. 6. 1944, Abb. 9, ist zwischen 5 500 und 6 500 m und weiter bis 8 300 m die Schwächung der kurzen und auch der langen Wellen sehr erheblich. Die Messungen wurden in frisch eingeströmter, sehr feuchter Kaltluft durchgeführt, in der während des Fluges schon kräftige Cu cong vorhanden waren, (daher nur Messungen darüber), die sich später zu Cb entwickelten. In dieser der Augenbeobachtung nach sehr klaren Luft findet doch eine starke Schwächung der Kurzstrahlung statt. Die Rotstrahlung erfährt entsprechend der großen Feuchte, Abb. 10, ebenfalls eine größere Abnahme, der Rechnung nach jedoch nur durch Absorption und nicht durch Dunst. Daß dieser errechnete Absorptionsverlust zahlenmäßig nicht allzu genau ist, wurde schon ausgeführt; hier ist er offensichtlich zu groß, denn die Schwächung der kurzen Wellen beweist das Vorhandensein trübender Teilchen und bei der großen Feuchte dieser Luft müßten so große Teilchen darunter sein, daß sie auch auf die langen Wellen wirken.

Am 9. 5. 1944, Abb. 9, wird die Rotstrahlung zwischen 3 000—7 000 m nach den ermittelten Beträgen

ebenfalls nur durch Absorption und nicht durch Dunst geschwächt, was bei den gleichzeitig gemessenen sehr geringen relativen und absoluten Feuchten, Abb. 10, erklärlich ist. Denn der Dunst, der in diesen Höhen

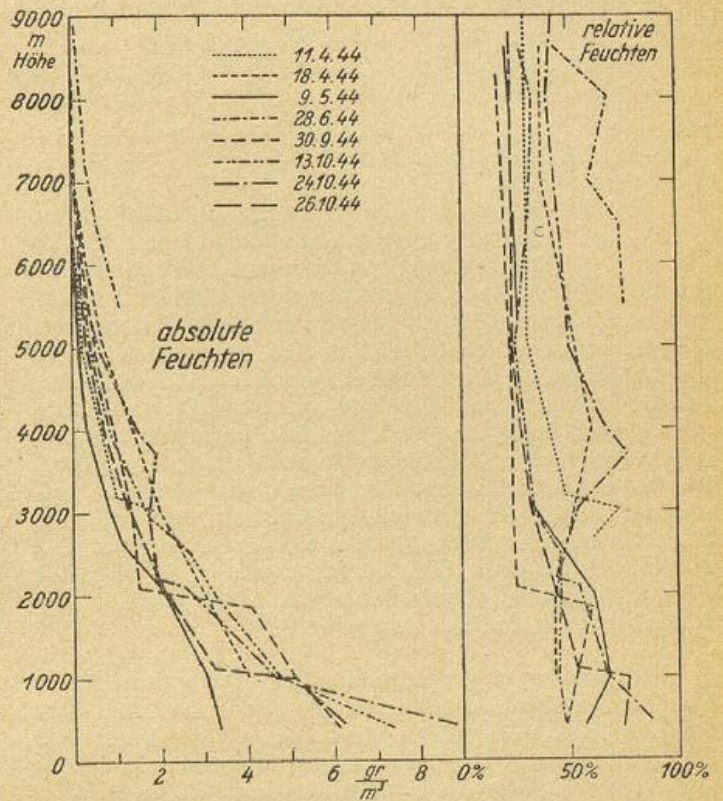


Abb. 10.

Verlauf der absoluten und relativen Feuchten.

die Kurzstrahlung gleichmäßig, aber nicht stark schwächt, enthält dadurch nur kleine Teilchen.

Am 18. 4. 1944, Abb. 9, wird zwischen 7 000 und 8 000 m eine größere Schwächung der Rotstrahlung als an den übrigen Meßtagen beobachtet, gleichzeitig auch eine starke Schwächung der Gesamtstrahlung, während die Extinktion durch Dunst nur gering ist bei den kurzen sowohl wie bei den langen Wellen. Eine noch erheblich stärkere Schwächung erfährt die Rotstrahlung an diesem Tag im Vergleich zu den anderen Flügen zwischen 4 000 und 2 000 m, hier durch Absorption wie durch Dunst, der auch die Kurzstrahlung stärker vermindert. Die gleichzeitig gemessenen relativen Feuchten, Abb. 10, zeigen einen ganz ähnlichen Verlauf wie die Schwächung der Rot- und der Gesamtstrahlung zwischen 1 000 und 7 000 m. Über 7 000 bleibt die relative Feuchte gleich, was durch die große Trägheit und Ungenauigkeit der Haarhygrographen bei den niedrigen Temperaturen dieser Höhen vorgetäuscht sein kann; die Schwächung der langen Wellen läßt jedenfalls eine Zunahme der Feuchte vermuten.

Dieser Flug erfolgte vor einer Okklusion mit Kaltluft, die am Morgen durch $\frac{2}{10}$ Cs und Ac angezeigt wurde; gegen Mittag bildeten sich zahlreiche Cu cong, später dann Cb mit Niederschlag und Blitzentladungen. Die Wolkenbildung ist ähnlich wie am 28. 6. 1944, wo jedoch nur Messungen über 5 500 m möglich waren, so daß für die Vorgänge in den mittleren Schichten keine Vergleichsmöglichkeiten zwischen diesen beiden Tagen bestehen. Das Wettergeschehen ist aber ein verschiedenes, denn der Flug am 28. 6. 1944 erfolgte nach Durchzug einer Kaltfront in der damit eingeströmten Kaltluft, in der es dann zwar noch zu lebhafter Wolkenbildung mit Schauerniederschlägen kam, worauf aber

Wetterberuhigung und Übergang zu Hochdruckwetter folgte. Am 18. 4. 1944 dagegen hatte die Okklusion Ainring noch nicht erreicht, das kommende Wettergeschehen, das Ainring am Nachttag $^{10}/_{10}$ Ns und Regen brachte, was sonst auf keinen Meßtag folgte, wird schon angekündigt durch die besonders starke Schwächung der langen Wellen über 7 000 m. Am 28. 6. 1944 ist zwar die Schwächung der langen Wellen in dieser Höhe fast ebenso groß, aber geringer als in der darunterliegenden Luft, wogegen sie am 18. 4. 1944 über 7 000 erheblich zunimmt.

Noch auffälliger ist die Schwächung der langen Wellen am 18. 4. 1944 in den Höhen zwischen 2 000 bis 4 000 m; durch sie wird die in diesen Höhen bevorstehende Wolkenbildung deutlicher und zuverlässiger angezeigt als durch die relative Feuchte. Denn deren Verlauf ist z. B. am 24. 10. 1944, der Abb. 10, sehr viel markanter, hier außerdem noch der der absoluten Feuchte. In der Schwächung der Rot- und Gesamtstrahlung, Abb. 9, sind diese starken Feuchteänderungen dagegen kaum ausgeprägt. An diesem Tag entstehen keine Wolken in der über Ainring liegenden, am Vortag eingeströmten Kaltluft, erst am späten Nachmittag wird hohe Bewölkung beobachtet, auf die anscheinend die stärkere Schwächung der Gesamtstrahlung in 8 000 bis 8 800 m hinweist, (für die Rotstrahlung liegt aus dieser Höhe keine Beobachtung vor).

In den Schichten unterhalb 2 000 m bis zum Boden beträgt die Strahlungsschwächung an allen Meßtagen für alle Wellenlängen ein Vielfaches derjenigen in der Luft über 2 000 m, Abb. 9, — ausgenommen die Dunstschwächung der Rotstrahlung am 18. 4. 1944 — verursacht durch den über dem Boden lagernden starken Dunst und die großen Feuchten. Die Schwächungsvorgänge in den bodennahen Schichten bestimmen, wie schon erwähnt, an allen Meßtagen die am Boden beobachteten Trübungsfaktoren für die gesamte durchstrahlte Luft, ebenso natürlich die Dunstexponenten der Kurz- und Rotstrahlung. Am 18. 4. 1944, dem Tag mit größter Schwächung in mittleren Höhen, konnte am Boden wegen der vorhandenen Wolken nicht gemessen werden; die sehr großen Schwächungswerte in 1 000 m lassen aber vermuten, daß auch die Bodenwerte sehr hoch und in diesem Fall nicht nur durch die Vorgänge in den bodennahen, sondern auch durch die in den mittleren Schichten bedingt sind.

Die in Abb. 9 eingetragenen Schwächungswerte für die untersten Schichten sind jedoch nicht ohne weiteres vergleichbar, da sie sich an einigen Tagen auf die Schicht vom Boden bis 1 000 m (13. 10. 1944, 24. 10. 1944 und 26. 10. 1944), an einigen jedoch auf die vom Boden bis 2 000 m (9. 5. 1944 und 30. 9. 1944) beziehen. (An diesen beiden Tagen konnte in 1 000 m das Aktinometer wegen der dort herrschenden Böigkeit nicht einwandfrei einvisiert werden.)

Daher sind in der Tabelle 7 die entsprechenden Werte dieser Tage für die Schicht zwischen Boden und 2 000 m angegeben (am 13. 10. 1944 fiel die Messung in 2 000 m aus). Leider fehlen so einige Meßwerte gerade in den Schichten, wo die stärksten Änderungen in der Dunst- und Feuchteverteilung auftreten. Und da wir nur in Höhenabständen von 1 000 m (nur die erste Messung nach dem Start in 1 000 m NN. erfolgte 570 m über dem Erdboden) gemessen haben, die Unstetigkeiten im Verlauf der Dunst- und Feuchteverteilung meist dazwischen liegen, wie Abb. 10 zeigt, können wir die an diesen Schichtgrenzen auftretenden Änderungen der Strahlungsschwächung in ihrem tatsächlichen Verlauf sowieso nicht erfassen, wir können nur sagen, daß die

Extinktion in der bodennahen Luft bis etwa 2 000 m Höhe sehr groß und darüber wesentlich geringer ist. Daß die Angabe von Schwächungswerten für Schich-

Tabelle 7.

Schwächungswerte der Luftschicht Boden bis 2 000 m.

	T*	T _K *		Δ _{d_R, a_{dRM}}		Δ _(d_R, a_{dRM}+W, a_{WM})	
		1000 m	1000 m	1000 m	1000 m		
9. 5. 44	13.0	8.5	0.187	0.054	0.083		
30. 9. 44	18.0	10.9	0.199	0.068	0.112		
24. 10. 44	7.6	4.1	0.078	0.026	0.049		
26. 10. 44	12.1	7.2	0.139	0.041	0.070		

ten, innerhalb deren sich größere Änderungen vollziehen, nicht einwandfrei ist, wurde schon erwähnt, erfolgt aber mangels einer besseren Möglichkeit.

Am stärksten wird die Strahlung zwischen Boden und 2 000 m am 30. 9. 1944, und zwar im gesamten Spektralbereich geschwächt, wie Tab. 7 zeigt; aber auch am 9. 5. 1944 ist die Schwächung groß. An diesen Tagen liegt alte Kaltluft über Ainring, die über dem Boden erhebliche Dunstmengen enthält. Die projizierten Trübungsfaktoren der Kurzstrahlung, Abb. 8, sind die größten ermittelten und an beiden Tagen fast gleich, derjenige der Gesamtstrahlung liegt am 30. 9. 1944 noch merklich über dem am 9. 5. 1944, verursacht durch den höheren Wasserdampfgehalt am 30. 9. 1944.

Die weitaus geringste Schwächung zwischen Boden und 2 000 m wird am 24. 10. 1944 festgestellt, Tab. 7, damit auch die niedrigsten projizierten Trübungsfaktoren am Boden, obwohl an diesem Tag die Schwächung in fast allen höheren Schichten nicht die geringste der gemessenen ist, und obwohl vor allem die relative sowohl wie die absolute Feuchte, Abb. 10, die höchsten der am Boden beobachteten Werte erreichen. Das zeigt, daß an allen Meßtagen die ausschlaggebende Größe für die Schwächungsvorgänge in den bodennahen Schichten der Dunst ist und daß der Wasserdampf seinen Einfluß nur variiert, nicht aber grundlegend ändert.

Der starke Unterschied der Schwächungswerte, Abb. 9, einmal in der Schicht 1000 bis 2000 m und in der zwischen Boden und 1000 m am 24. 10. und 26. 10. 1944 zeigt, daß die Obergrenze des Dunstes in etwa 1000 m liegt, bestätigt durch den Verlauf der Feuchte und durch die Augenbeobachtungen. Ähnlich sind die Verhältnisse am 13. 10. 1944, wogegen die Dunstobergrenze am 30. 9. 1944 dicht unter 2000 m liegt. Nur am 9. 5. 1944 reicht stärkerer Dunst noch höher hinauf. An den übrigen Meßtagen fehlen die Bodenbeobachtungen und damit die Möglichkeit, etwas über die Schwächungsvorgänge auszusagen.

Ein Vergleich mit anderen Veröffentlichungen zeigt, daß unter Berücksichtigung der verschiedenen Bezugsgrößen reiner trockener Luft die von uns gemessenen speziellen Trübungsfaktoren von der gleichen Größe wie die bei früheren Freiballonfahrten und Flugzeugaufstiegen [10, 12] ermittelten Werte sind, und daß sie auch mit den aus Boden- und Bergbeobachtungen in den Ostalpen gewonnenen Einzel- und Mittelwerten [13—19] gut übereinstimmen.

Zusammenfassung

Ein normales Linke-Feussner'sches Panzeraktinometer wurde so umgebaut, daß es auch bei Flugzeughöhenaufstiegen und den dabei auftretenden großen Temperaturdifferenzen einwandfrei arbeitet. Seine Eichung erfolgte mit einem Angström-Kompensations-Pyrheliometer in Ainring und auf zwei Berggipfeln durch Vergleichsmessungen, deren Gültigkeit trotz der unterschiedlichen Öffnungsverhältnisse beider Instrumente gezeigt wird.

Mit Hilfe der gemessenen Feuchten wird der Strahlungsverlust durch Wasserdampfabsorption ermittelt. Projizierte und spezielle Trübungsfaktoren werden mit den von Linke 1939 angegebenen Strahlungsintensitäten in reiner trockener Luft berechnet, außerdem werden Werte für die Dunstextinktion in den getrennten Spektralbereichen abgeleitet.

Es liegen Messungen der Sonnenstrahlung für den gesamten Spektralbereich, den der Rotsahlung ($> 625 \text{ m}\mu$) und damit den der Kurzstrahlung ($< 625 \text{ m}\mu$) bei acht Flügen vor. Sie zeigen, daß bis in Höhen über 9 km oft merkliche strahlungsschwächende Einflüsse vorhanden sind; bei 2 Flügen werden in Höhen zwischen 8 und 9 km Strahlungsintensitäten gemessen, die denen in reiner trockener Luft entsprechen.

Die Rotstrahlung wird nicht überwiegend durch Wasserdampfabsorption, sondern oft in gleichem oder sogar höherem Maße durch Dunstextinktion geschwächt, wobei große Luftfeuchte eine Zunahme beider Schwächungsvorgänge hervorruft.

Die aus den gemessenen Strahlungsintensitäten abgeleiteten Trübungsfaktoren und Exponenten der Dunstextinktion der gesamten über der Meßhöhe liegenden Luft wie diejenigen der einzelnen Luftschichten lassen erkennen, daß an fast allen Meßtagen die Schwächungsvorgänge in der mittleren und oberen Troposphäre klein sind gegenüber denen, die sich zwischen Boden und etwa 2 km Höhe abspielen; hierbei ist die wettermäßige Auswahl der Strahlungstage zu beachten. Die Extinktionsverhältnisse in den unteren Schichten bestimmen allein die am Boden ankommenden Strahlungsintensitäten ungeachtet der Vorgänge in der darüberliegenden Luft. Der ausschlaggebende Schwächungsfaktor ist dabei der Dunst, dessen Einfluß durch den vorhandenen Wasserdampf mehr oder weniger verstärkt, aber nicht grundlegend geändert wird. Im einzelnen lassen sich Zusammenhänge zwischen den verschiedenen Trübungsgrößen und dem Wettergeschehen nachweisen.

Zum Schluß möchte ich allen, die die Durchführung dieser Arbeit möglich machten, meinen Dank aussprechen, vor allem Herrn Prof. Dr. Dr. W. Georgii für die Anregung zu dieser Arbeit und ihre Förderung als Flugaufgabe der Deutschen Forschungsanstalt für Segelflug, Herrn Dr.-Ing. aufm Kampe, Frau Dipl.-Met. aufm Kampe und Herrn Dr. Weickmann für ihre Hilfe bei der Durchführung der umfangreichen Eich- und Meßarbeiten, sowie den Herren Dr. Moeller und Prof. Dr. Mügge für Anregungen und Kritik bei der Ausarbeitung.

Literaturverzeichnis

1. **F. Linke.** Ergebnisse von Messungen von Himmelsstrahlung in Sonnennähe. Gerlands Beitr. z. Geophysik 55, 249, 1939.
2. **F. Linke und E. Ulmütz.** Messung der zirkumsolaren Himmelsstrahlung. Meteorol. Z. 57, 372, 1940.
3. **H. Weickmann.** Erfahrungen bei Strahlungsmessungen mit hochempfindlichen Meßgeräten. Gerlands Beitr. z. Geophysik 55, 411, 1939.
4. **Meteorologisches Taschenbuch.** Bd. IV, herausgegeben von F. Linke, Akademische Verlagsgesellschaft m.b.H., Leipzig 1939.
5. **F. Linke.** Die Sonnenstrahlung und ihre Schwächung in der Atmosphäre, im Handbuch der Geophysik Bd. VIII, Verlag Gebr. Bornträger, Leipzig 1943.
6. **Feußner-Dubois.** Trübungsfaktor, precipitable water, Staub. Gerlands Beitr. z. Geophysik 27, 154, 1930.
7. **F. Moeller.** Langwellige Wasserdampfstrahlung und Stratosphärentemperatur. Meteorol. Z. 58, 283 und 357, 1941.
8. **O. Hoelper.** Atmosphärische Trübungs- und Wasserdampfbestimmungen nach Filtermessungen der Sonnenstrahlung. Abhandlung des R. f. W., V. Nr. 10, 1939.
9. **A. Schneider.** Trübungsfaktor und Trübungsdiagramm. Gerlands Beitr. z. Geophysik 51, 69, 1937.
10. **F. Linke.** Strahlungsmessungen bei 4 Freiballonfahrten. Beitr. z. Phys. fr., Atm. 1929, Hergesell-Festband.
11. **F. Lauscher.** Über den Trübungsfaktor. Meteorol. Z. 47, 1, 1930.
12. **K. Büttner.** Messungen der Sonnen- und Himmelsstrahlung im Flugzeug. Meteorol. Z. 46, 525, 1929.
13. **F. Lauscher.** Ein Beitrag zur Anwendung des projizierten Trübungsfaktors. Gerlands Beitr. z. Geoph. 30, 136, 1931.
14. **F. Lauscher, F. Steinhauser, O. Toperczer.** Ein Profil der Sonnenstrahlungsintensität durch die steirisch-niederösterreichischen Kalkalpen. Meteorol. Z. 49, 300, 1932.
15. **F. Lauscher.** Weitere Studien über die Sonnenstrahlungsintensität in den steirisch-niederösterreichischen Kalkalpen. Meteorol. Z. 51, 336, 1934.
16. **F. Lauscher.** Die Zunahme der Intensität der Sonnenstrahlung mit der Höhe. Gerlands Beitr. z. Geophysik 50, 202, 1937.
17. **O. Toperczer.** Strahlungsmessungen in Innsbruck. Meteorol. Z. 50, 284, 1933.
18. **F. Steinhauser.** Die mittlere Trübung der Luft an verschiedenen Orten, beurteilt nach den Linke'schen Trübungsfaktoren. Gerlands Beitr. z. Geophysik 42, 110, 1934.
19. **F. Steinhauser.** Die Zunahme der Intensität der direkten Sonnenstrahlung mit der Höhe im Alpengebiet und die Verteilung der Trübung in den unteren Luftschichten. Meteorol. Z. 56, 172, 1939.
20. **O. Hoelper.** Über die Durchlässigkeit der dunstgetriebenen Atmosphäre. Gerlands Beitr. z. Geophysik 33, 370, 1931.
21. **Büttner und Sutter.** Der Einfluß des Großstadtdunstes auf die Sonnen- und Himmelsstrahlung. Meteorol. Z. 46, 521, 1929.
22. **V. Guth und F. Link.** Über die atmosph. Absorption. Ergebnisse der Messungen auf terrestrischer Basis. Meteorol. Z. 59, 395, 1942.
23. **F. Schmolinsky.** Die Wellenlängenabhängigkeit der Sehweite und des Koeffizienten der Dunstextinktion. Meteorol. Z. 61, 199, 1944.
24. **F. Schnaidt.** Über die Absorption von Wasserdampf und Kohlensäure mit besonderer Berücksichtigung der Druck- und Temperaturabhängigkeit. Gerlands Beitr. z. Geophysik 54, 1939, 203.
25. **Linke und von dem Borne.** Die Wellenlängenabhängigkeit der Strahlungsextinktion trübender Teilchen. Gerlands Beitr. z. Geophysik 37, 49, 1932.

Daten der einzelnen Höhenflüge.

Dabei sind aufgeführt:

In Spalte	1: wahre Ortszeit.	12: \mathfrak{I}
	2: Höhe in m,	13: \mathfrak{I}_K
	3: Luftdruck in mb,	14: $d_K \cdot a_{dKM}$
	4: Luftmasse M,	15: $d_R \cdot a_{dRM}$
	5: W in cm Niederschlagswasser,	16: $(d_R \cdot a_{dRM} + W \cdot a_{WM})$
	6: J_{MT} in $\text{cal.cm}^{-2} \cdot \text{min}^{-1}$	17: T'
	7: R_{MT} " " " "	18: T'_K
	8: K_{MT} " " " "	19: $\Delta d_K \cdot a_{dKM} / 1000 \text{ m}$,
	9: ΔR_W " " " "	20: $\Delta d_R \cdot a_{dRM} / 1000 \text{ m}$,
	10: ΔR_D " " " "	21: $\Delta (d_R \cdot a_{dRM} + W \cdot a_{WM}) / 1000 \text{ m}$
	11: R_{MT} in $\% J_{MT}$	

Datum: 11. 4. 1944.

1.	10.31	10.36	10.41	10.46	10.51
2.	3 000	4 000	5 000	6 000	7 000
3.	676	582	507	441	390
4.	0,927	0,793	0,686	0,592	0,52
5.	0,1931	0,1130	0,0629	0,0402	0,0291
6.	1,477	1,537	1,557	1,587	1,607
7.	0,965	0,986	0,999	1,011	1,022
8.	0,512	0,551	0,558	0,576	0,585
9.	0,115	0,098	0,082	0,072	0,065
10.	0,065	0,064	0,069	0,069	0,066
11.	65,4	64,2	64,2	63,7	63,6
12.	2,68	2,41	2,42	2,3	2,27
13.	1,85	1,67	1,7	1,65	1,66
14.	0,175	0,139	0,145	0,135	0,137
15.	0,044	0,042	0,046	0,045	0,045
16.	0,125	0,112	0,104	0,097	0,091
17.		3,76	1,47	2,33	2,1
18.		2,67	0,65	2,16	1,29
19.		0,036	-0,006	0,010	-0,002
20.		0,002	-0,004	0,001	0,000
21.		0,013	0,008	0,007	0,006

Datum: 18. 4. 1944.

1.	8.33	8.41	8.46	8.53	9.00	9.08	9.18	9.30
2.	1 000	2 000	3 000	4 000	5 000	6 000	7 000	8 000
3.	876	772	672	580	516	444	380	333
4.	1,582	1,356	1,154	0,973	0,850	0,71	0,589	0,497
5.	1,0052	0,6492	0,3942	0,2209	0,1132	0,0580	0,0353	0,0246
6.	1,129	1,261	1,392	1,543	1,604	1,644	1,684	1,735
7.	0,741	0,810	0,887	0,993	1,026	1,049	1,071	1,105
8.	0,388	0,451	0,505	0,550	0,578	0,595	0,613	0,630
9.	0,207	0,180	0,154	0,128	0,104	0,084	0,072	0,064
10.	0,187	0,148	0,101	0,023	0,017	0,017	0,009	-0,016
11.	65,6	64,2	63,6	64,3	64,0	63,8	63,6	63,7
12.	3,86	3,24	2,68	2,06	1,85	1,78	1,68	1,55
13.	2,11	1,81	1,59	1,46	1,38	1,39	1,38	1,35
14.	0,232	0,169	0,124	0,093	0,077	0,078	0,076	0,072
15.	0,100	0,080	0,055	0,014	0,010	0,010	0,006	0,000
16.	0,235	0,194	0,147	0,085	0,068	0,058	0,048	0,029
17.		5,96	7,2	7,61	4,08	2,34	2,2	3,93
18.		3,82	3,12	2,55	2,14	1,06	1,26	1,46
19.		0,063	0,045	0,031	0,016	-0,001	0,002	0,004
20.		0,020	0,025	0,041	0,004	0,000	0,004	0,006
21.		0,041	0,047	0,062	0,017	0,010	0,010	0,019

Datum: 9. 5. 1944

1.	7.40	7.55	8.02	8.08	8.15	8.39	8.52
2.	Boden	2 000	3 000	4 000	5 000	8 000	8 850
3.	971	805	712	627	551	364	320
4.	1,945	1,50	1,29	1,10	0,936	0,568	0,480
5.	0,7122	0,2692	0,1278	0,0689	0,430	0,220	0,209
6.	0,979	1,427	1,549	1,621	1,692	1,825	1,855
7.	0,749	0,991	1,026	1,060	1,095	1,152	—
8.	0,230	0,436	0,523	0,561	0,597	0,673	0,692
9.	0,193	0,140	0,111	0,092	0,079	0,062	0,061
10.	0,181	0,006	0,002	-0,010	-0,030	-0,062	—
11.	76,5	69,4	66,2	65,4	64,7	63,1	—
12.	4,4	2,25	1,8	1,61	1,4	1,08	1,001
13.	3,21	1,79	1,40	1,31	1,22	—	1,09
14.	0,459	0,165	0,082	0,063	0,046	0,016	—
15.	0,091	0,004	0,002	0	0	—	0
16.	0,204	0,073	0,058	0,044	0,027	—	0
17.		13,0	5,45	3,19	3,64	2,59	2,01
18.		8,47	4,47	2,05	1,97	1,7	—
19.		0,187	0,083	0,019	0,017	0,010	—
20.		0,054	0,002	0	0	0	0
21.		0,083	0,015	0,014	0,017	0,009	—

Datum: 28. 6. 1944.

1.	14,21	14,16	14,05
2.	5 500	6 500	8 300
3.	475	424	325
4.	0,586	0,519	0,391
5.	0,1815	0,0962	0,0351
6.	1,736	1,788	1,870
7.	1,085	1,108	1,143
8.	0,651	0,680	0,727
9.	0,109	0,091	0,068
10.	-0,042!	-0,047!	-0,056!
11.	62,6	62,1	61,2
12.	1,53	1,3	1,007
13.	1,22	1,1	1,0
14.	0,046	0,021	0,0
15.	0	0	0
16.	0,049	0,033	0,009
17.		4,95	3,98
18.		3,36	2,48
19.		0,025	0,012
20.		0	0
21.		0,016	0,013

Datum: 30. 9. 1944.

1.	11,42	11,55	12,01	12,06	12,12	12,19	12,27	12,38
2.	Boden	2 000	3 000	4 000	5 000	6 000	7 000	8 000
3.	985	810	719	630	560	495	430	380
4.	1,487	1,215	1,079	1,945	0,846	0,853	0,654	0,585
5.	1,1874	0,4356	0,2799	0,1659	0,0940	0,0549	0,0346	0,0248
6.	0,973	1,384	1,444	1,504	1,544	1,574	1,604	1,644
7.	0,680	0,894	0,929	0,952	0,975	0,997	1,008	1,018
8.	0,293	0,490	0,515	0,552	0,569	0,577	0,596	0,626
9.	0,206	0,152	0,133	0,113	0,096	0,082	0,071	0,064
10.	0,251	0,094	0,080	0,081	0,076	0,070	0,071	0,070
11.	69,9	64,6	64,4	63,3	63,2	63,3	62,9	62,0
12.	5,52	2,87	2,62	2,38	2,23	2,13	2,05	1,89
13.	3,28	1,75	1,66	1,50	1,47	1,48	1,43	1,31
14.	0,493	0,181	0,137	0,105	0,096	0,098	0,089	0,063
15.	0,165	0,059	0,050	0,049	0,046	0,042	0,043	0,041
16.	0,338	0,162	0,138	0,122	0,107	0,093	0,086	0,078
17.		18,0	4,4	3,81	3,45	2,65	2,46	4,51
18.		10,9	1,81	2,74	1,64	0,77	1,67	4,19
19.		0,199	0,044	0,032	0,009	-0,002	0,009	0,026
20.		0,068	0,009	0,001	0,003	0,004	-0,001	0,002
21.		0,112	0,024	0,016	0,015	0,014	0,007	0,008

Datum: 13. 10. 1944.

1.	12,46	13,08	13,18	13,31	13,48
2.	Boden	1 000	3 000	5 000	7 000
3.	963	888	680	510	388
4.	1,72	1,622	1,262	0,971	0,774
5.	1,3012	0,9598	0,2988	0,1078	0,0435
6.	1,085	1,254	1,393	1,473	1,562
7.	0,730	0,810	0,888	0,944	1,00
8.	0,355	0,444	0,505	0,529	0,562
9.	0,222	0,204	0,145	0,107	0,083
10.	0,181	0,121	0,107	0,094	0,065
11.	67,3	64,8	63,8	64,1	64,0
12.	4,09	3,10	2,52	2,26	1,94
13.	2,33	1,71	1,56	1,51	1,43
14.	0,276	0,158	0,105	0,104	0,088
15.	0,098	0,063	0,054	0,045	0,030
16.	0,245	0,184	0,135	0,101	0,070
17.		24,6	4,03	2,6	3,92
18.		12,6	1,98	0,87	1,58
19.		0,207	0,027	0,001	0,008
20.		0,060	0,005	0,005	0,008
21.		0,107	0,025	0,017	0,016

Datum: 24. 10. 1944.

1.	9,02	9,13	9,19	9,26	9,31	9,37	9,44	9,52	10,02	10,13
2.	Boden	1 000	2 000	3 000	4 000	5 000	6 000	7 000	8 000	8 800
3.	960	878	778	670	585	502	435	382	336	304
4.	2,95	2,53	2,165	1,81	1,54	1,288	1,081	0,915	0,782	0,682
5.	1,3272	0,9442	0,5762	0,3782	0,1961	0,0927	0,0515	0,0338	0,0258	0,0219
6.	0,851	1,088	1,207	1,296	1,365	1,434	1,493	1,543	1,572	1,602
7.	0,625	0,738	0,817	0,860	0,894	0,930	0,950	0,983	—	—
8.	0,226	0,350	0,390	0,436	0,471	0,504	0,543	0,560	—	—
9.	0,265	0,233	0,199	0,174	0,142	0,112	0,093	0,081	0,077	0,070
10.	0,222	0,147	0,099	0,098	0,099	0,097	0,099	0,081	—	—
11.	73,4	67,8	67,7	66,3	65,5	64,9	63,6	63,7	—	—
12.	3,76	2,88	2,51	2,3	2,14	2,00	1,91	1,82	1,83	1,75
13.	2,25	1,62	1,60	1,43	1,40	1,37	1,3	1,31	—	—
14.	0,256	0,128	0,134	0,107	0,083	0,075	0,060	0,062	—	—
15.	0,074	0,050	0,034	0,034	0,035	0,035	0,037	0,031	—	—
16.	0,187	0,144	0,110	0,102	0,091	0,079	0,074	0,063	—	—
17.		9,9	4,87	2,95	2,84	2,76	2,63	2,8	1,76	2,29
18.		6,44	1,42	2,36	1,55	1,53	1,91	1,03	—	—
19.		0,224	—0,006	0,027	0,024	0,008	0,015	—0,002	—	—
20.		0,042	0,016	0,000	—0,001	0,000	—0,002	0,006	—	—
21.		0,075	0,034	0,008	0,011	0,012	0,005	0,011	—	—

Datum: 26. 10. 1944.

1.	9,40	9,48	9,54	10,00	10,07	10,13	10,23	10,44
2.	Boden	1 000	2 000	3 000	4 000	5 000	6 000	8 000
3.	952	887	788	692	610	537	465	360
4.	2,46	2,22	1,93	1,66	1,433	1,234	1,037	0,765
5.	1,0069	0,6877	0,3986	0,2218	0,1212	0,0678	0,0417	0,0242
6.	0,850	1,156	1,274	1,363	1,442	1,482	1,531	1,600
7.	0,614	0,759	0,839	0,882	0,938	0,960	0,992	—
8.	0,236	0,397	0,435	0,481	0,504	0,522	0,539	—
9.	0,230	0,204	0,172	0,143	0,118	0,098	0,085	0,071
10.	0,276	0,161	0,119	0,108	0,081	0,082	0,066	—
11.	72,3	65,6	65,8	64,7	65,0	64,8	64,7	—
12.	4,36	2,84	2,46	2,2	1,99	1,93	1,86	1,76
13.	2,53	1,54	1,47	1,36	1,35	1,35	1,37	—
14.	0,316	0,115	0,096	0,074	0,070	0,071	0,074	—
15.	0,110	0,063	0,046	0,043	0,032	0,033	0,028	—
16.	0,231	0,157	0,121	0,105	0,082	0,075	0,064	—
17.		20,8	5,18	3,78	3,45	1,98	2,2	2,08
18.		13,7	1,92	2,12	1,12	1,0	0,86	—
19.		0,353	0,019	0,022	0,004	—0,001	—0,003	—
20.		0,083	0,017	0,003	0,011	—0,001	0,005	—
21.		0,130	0,036	0,016	0,023	0,007	0,011	—

