

I.	II.	III.	IV.	V.
Ström.- Vol. in l/min.	Verweilzeit in sec	Temperaturgradient zur vollständigen Abscheidung in °C/cm*	horizontale Geschwindigkeitskomponente in mm/sec	Geschwindigkeit der Teilchen, nach Gl. (1) berechnet in mm/sec
1,0	7,5	315	0,9	1,3
2,9	2,6	423	2,5	1,8
5,9	1,3	500	5,0	2,1

Tab. 3. Vergleich der aus dem Abscheidungserfolg berechneten Teilchengeschwindigkeit mit der aus dem Temperaturgradienten nach Gl. (1) berechneten Teilchengeschwindigkeit.

wurde mit Hilfe von Gl. (1) die Geschwindigkeit der Teilchen bei diesen Gradienten berechnet. In

* Es wurde angenommen, daß der gesamte Temperaturabfall zwischen Heizdraht und Glasrohrwand erfolgt.

Spalte III sind für die verschiedenen Strömungsvolumina die Werte der in Frage kommenden Temperaturgradienten angegeben. In Spalte V finden sich schließlich die bei diesen Gradienten mit Hilfe von Gl. (1) errechneten Geschwindigkeitswerte der Teilchen verzeichnet.

Vergleicht man die in Spalte IV und V einander entsprechenden Geschwindigkeitswerte, so zeigen diese bei den Strömungsvolumina von 1 und 2,9 l/min verhältnismäßig gute Übereinstimmung, während für die höhere Strömungsgeschwindigkeit von 5,9 l/min etwas auseinanderliegende Werte erhalten werden. Da Gl. (1) eigentlich nur für ruhende Systeme gilt, sich bei immer länger werdender Verweilzeit der Teilchen im Trennrohr die Verhältnisse diesem Zustand aber immer mehr nähern, so verdienen insbesondere die für lange Verweilzeiten erhaltenen Werte Beachtung.

Widerstandsnormale bei hohen Frequenzen

Von HANS HEINRICH MEINKE

(Z. Naturforschg. 2a, 55–59 [1947]; aus Hamburg eingegangen am 3. Juli 1946)

Als Widerstandsnormal wird der Wellenwiderstand einer Leitung benutzt, der in einigen Fällen sehr genau berechnet und mit Genauigkeiten bis zu etwa 2% praktisch dargestellt werden kann. Ein Meßverfahren zum Abgleich nicht berechenbarer Wellenwiderstände wird angegeben.

Die Einheit des Widerstandes ist bei Gleichstrom definiert. Ihre Übertragung auf Wechselströme stößt mit wachsender Frequenz auf immer größere Schwierigkeiten. Bei hohen Frequenzen ($f > 10^7$ Hz) mißt man einen Widerstand in bekannter Weise dadurch, daß man ihn als Abschlußwiderstand hinter eine homogene Leitung setzt (Abb. 1) und den Verlauf des Absolutwertes des Stromes oder der Spannung längs dieser Leitung mißt. Der gemessenen Kurve, z. B. der Spannungskurve, entnimmt man den Maximalwert U_{\max} und den Minimalwert U_{\min} sowie den Abstand l des Spannungsminimums vom Meßobjekt (Abb. 1). Bei Vernachlässigung der Leitungsdämpfung ist der gesuchte Widerstand in komplexer Darstellung

$$\Re = \Im \frac{\frac{U_{\min}}{U_{\max}} - j \operatorname{tg} 2 \pi \frac{l}{\lambda}}{1 - j \frac{U_{\min}}{U_{\max}} \operatorname{tg} 2 \pi \frac{l}{\lambda}}, \quad (1)$$

wobei \Im der komplexe Wellenwiderstand der Leitung ist. Das Meßverfahren selbst ergibt also mit Hilfe der Größen U_{\min}/U_{\max} und l/λ lediglich den

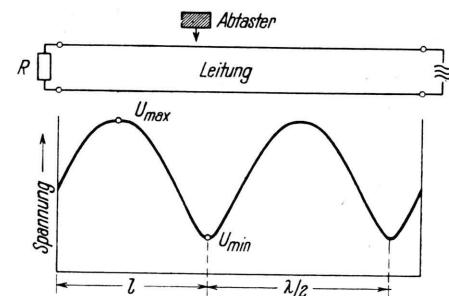


Abb. 1. Meßverfahren und Spannungskurve.

Quotienten \Re/\Im . Man erkennt an der Formel, daß der Wellenwiderstand \Im bei diesem Meßverfahren die Rolle des Normalwiderstandes übernimmt, mit dem der unbekannte Widerstand \Re verglichen wird. Im folgenden wird nun gezeigt, wie man



solche Normalwiderstände mit möglichst großer Genauigkeit herstellt. Es ergeben sich folgende Forderungen:

1. Da das Feld einer nicht abgeschirmten Leitung durch die Umgebung beeinflußt wird, erzielt man definierte Wellenwiderstände grundsätzlich nur mit vollständig abgeschirmten Leitungen.
2. Zu fordern ist auch die Längsgleichmäßigkeit des Wellenwiderstandes, also die möglichst genaue Einhaltung der beabsichtigten Leiterquerschnitte längs der Leitung. Höchste Präzision

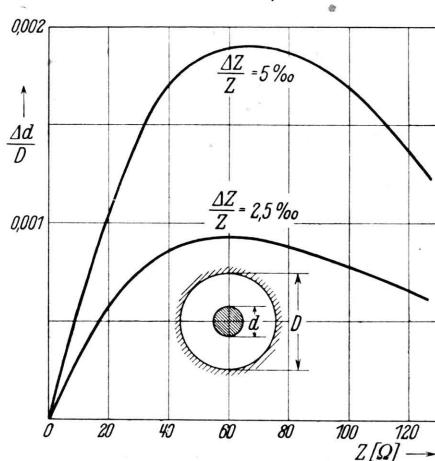


Abb. 2. Zusammenhang zwischen Durchmesserfehlern Δd des Innenleiters und Wellenwiderstandsfehlern ΔZ .

bei erträglichem Aufwand erreicht man praktisch nur dann, wenn man *Leiter mit kreisförmigem Querschnitt* verwendet.

3. Längsgleichmäßigkeit erfordert außerdem Konstanz der Leiterabstände. Auch isolierende Abstandshalter müssen aus diesem Grunde möglichst vermieden werden. Es wird daher unvermeidlich sein, daß sich die freitragenden Leiter etwas durchbiegen. Dies führt zwangsläufig zur Verwendung von Leitungsquerschnitten, deren Wellenwiderstand *gegen kleine Abstandsänderungen unempfindlich* ist.
4. Die absolute Größe des Normalwiderstandes Z muß bei gegebenem Leiterquerschnitt *exakt* durch Berechnung bestimmt werden können. Dies führt zur Beschränkung auf wenige, besonders *einfache Querschnitte*.

¹ H. Lintzel, Telegr. Fernspr. Techn. **26**, 243 [1937].

² J. R. Whinnery, Electronics **15**, 44 [1942].

5. Grundsätzlich wird man sich um sehr kleine Leitungsdämpfung bemühen (versilberte Oberflächen und nicht zu kleine Leiterdurchmesser), weil dies eine Voraussetzung für die Anwendung der Gl. 1 ist. Eine *Längsdämpfung kleiner als 10^{-3}* muß erreicht werden. Dann ist Z praktisch phasenfrei, also ein reelles Z . Infolge des ausgeprägten Skineffekts ist dann auch die innere Induktivität der Leiter^{1,2} so klein, daß ihr Einfluß auf den Wellenwiderstand unterhalb der praktisch interessierenden Grenze bleibt. Dann besteht ein einfacher Zusammen-

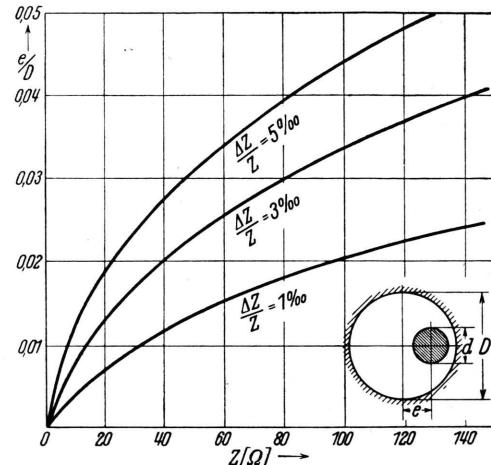


Abb. 3. Zusammenhang zwischen Exzentrizitäten e des Innenleiters und Wellenwiderstandsfehlern ΔZ .

hang zwischen Z und der Querkapazität C pro cm Leitungslänge^{3,4}:

$$Z = \frac{1}{3 \cdot 10^{10} C} \Omega \quad (C \text{ in } \text{F/cm}). \quad (2)$$

Die Berechnung des Z ist also auf die Berechnung des C zurückgeführt. Alle Querschnittsformen, deren elektrisches Feld mit der erforderlichen Genauigkeit berechnet werden kann, ergeben also Leitungen, die sich für Normalwiderstände eignen.

Unter den Leitungsquerschnitten, die alle genannten Forderungen erfüllen, bleiben im wesentlichen zwei Formen: Der Wellenwiderstand der *konzentrischen Leitung* (Abb. 2) lautet exakt:

$$Z = 60 \ln \frac{D}{d} \Omega. \quad (3)$$

³ H. Kaden, Arch. Elektrotechn. **28**, 818 [1934].

⁴ J. W. Magnus u. F. Oberhettinger, Arch. Elektrotechn. **37**, 381 [1943].

Bewegt man den inneren Leiter innerhalb des äußeren Leiters, so gibt die exakt konzentrische Lage ein flaches Wellenwiderstandsmaximum, so daß also geringe Exzentrizitäten keine meßbaren Wellenwiderstandsfehler ΔZ ergeben. Ist e ein sehr kleiner Abstand zwischen den Achsen der beiden Leiter, so ist näherungsweise für diese exzentrische Leitung⁵

$$Z = 60 \left[\ln \frac{D}{d} - 4 \left(\frac{e}{D} \right)^2 \right] \Omega; \quad \frac{d}{D} < 0,3; \quad \frac{e}{D} < 0,15. \quad (4)$$

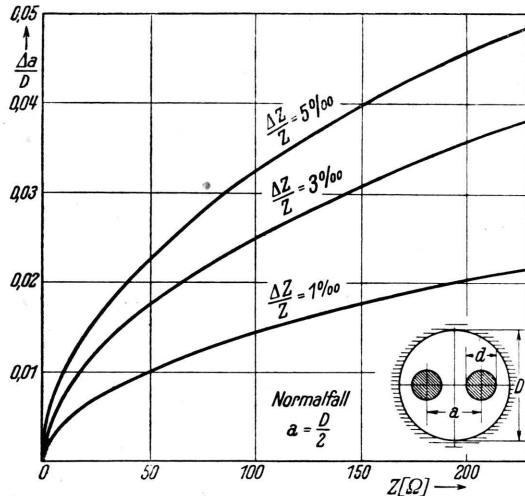


Abb. 4. Zusammenhang zwischen Abstandsfehlern Δd der Innenleiter und Wellenwiderstandsfehlern ΔZ .

Aus Abb. 3 kann man die zulässigen Exzentrizitäten e für verschiedene Wellenwiderstandsgenauigkeit entnehmen. Diese Abstandstoleranzen können in der Praxis durchaus eingehalten werden. Die Genauigkeit des Z wird also lediglich bestimmt durch die Toleranzen der Durchmesser, insbesondere des d . Abb. 2 zeigt die zulässigen Durchmesserfehler Δd des Innenleiters. Am unempfindlichsten gegen Durchmesserschwankungen sind Leitungen in der Umgebung von $Z = 60 \Omega$, was einem sehr gebräuchlichen Wert entspricht. Eine in der Praxis durchaus noch interessierende Genauigkeit von 2,5% erfordert bei $D = 50$ mm bereits Toleranzen von $\Delta d < 0,05$ mm. Wesentlich kleinere Fehler wird man kaum erreichen.

Auch die *symmetrische Leitung* (Abb. 4) besitzt bei gegebenen Leiterdurchmessern ein Wellen-

⁵ H. Meinke, Elektr. Nachr. Techn. 17, 86 [1940].

⁶ F. Sommer, Elektr. Nachr. Techn. 17, 281 [1940].

widerstandsmaximum für $a = D/2$ ⁶. Diese Dimensionierung wird man benutzen, um auch hier den Einfluß kleiner Abstandsschwankungen unschädlich zu machen. Abb. 4 zeigt den Einfluß von Abstandsänderungen auf den Wellenwiderstand in dieser Lage, die durchaus erträgliche Toleranzen gestatten. Für den Fall $a = D/2$ gibt es eine sehr genaue Näherungsformel von Sommer^{6,7}

$$Z = 120 \left[\ln 0,6 \frac{D}{d} - 0,8 \left(\frac{d}{D} \right)^4 \right] \Omega; \quad \frac{d}{D} < 0,3. \quad (5)$$

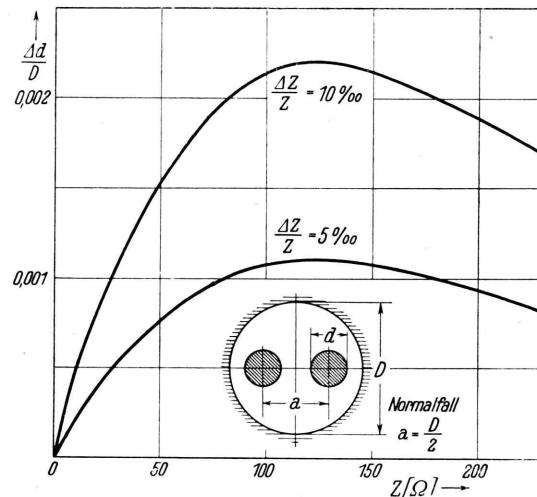


Abb. 5. Zusammenhang zwischen Durchmesserfehlern Δd der beiden Innenleiter und Wellenwiderstandsfehlern ΔZ .

Die Genauigkeit des Wellenwiderstandes wird also bedingt durch die Genauigkeit des Leiterdurchmessers, insbesondere des d . Abb. 5 zeigt die erheblichen Anforderungen an die Genauigkeit dieses Durchmessers.

Die Einführung der Sonde zur Spannungsmessung (Abb. 1) macht einen Längsschlitz im Außenleiter erforderlich, der nicht berechenbare Abweichungen des Wellenwiderstandes vom theoretischen Wert zur Folge hat. Diese Abweichungen werden nach folgendem Verfahren sehr genau gemessen. Die geschlitzte Leitung wird durch eine ungeschlitzte Leitung gleicher Dimensionen verlängert (Abb. 6). Der Wellenwiderstand Z_0 der Verlängerung kann also genau berechnet werden. In dieser Verlängerungsleitung verschiebt man eine Kurzschlußebene, die den jeweiligen Abstand l_1 vom Beginn des Schlitzes hat. Die An-

⁷ H. Meinke, Elektr. Nachr. Techn. 18, 118 [1941].

forderungen des Meßverfahrens an diesen Kurzschluß sind so, daß sie einwandfrei erfüllt werden können: Geringe Verluste in den Kontakten interessieren nicht. Die absolute Lage der Kurzschlußebene braucht nicht bekannt zu sein, weil in der Endformel nur Längen-Differenzen vorkommen. Man benutzt einen leitenden Schieber, der den Querschnitt gut ausfüllt und die Leiter mit einwandfreien Federkontakte an möglichst vielen Stellen eindeutig berührt. Es muß lediglich erreicht werden, daß die an einer Längenskala abgelesene geometrische Verschiebung des Kurzschlußgebildes und die tatsächliche Verschiebung der erzeugten scheinbaren „Kurzschlußebene“ sehr genau übereinstimmen. Auf dem ge-

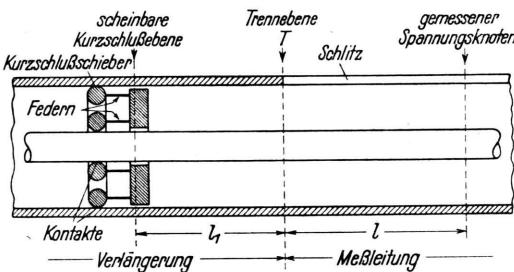


Abb. 6. Geschlitzte Leitung mit Verlängerung.

schlitzten Teil der Leitung (Abb. 6) stellt man dann mit Hilfe der Sonde den genauen Ort des ersten Spannungsknotens im Abstand l vom Beginn des Schlitzes fest. Wenn der Wellenwiderstand Z der geschlitzten Leitung und das Z_0 der Vergleichsleitung gleich wären, wäre $l_1 + l = \lambda/2$. Wenn $Z \neq Z_0$ ist, wird

$$l_1 + l = \frac{\lambda}{2} + \Delta, \quad (6)$$

d. h. der Knoten ist um die „Knotenverschiebung“ Δ in Richtung zum Leitungseingang verschoben. Diese Größe Δ wird in Abhängigkeit von l_1 gemessen und gibt Kurven wie in Abb. 7. Die Kurven entstehen folgendermaßen. Die am Ende kurzgeschlossene Leitung der Länge l_1 vom Wellenwiderstand Z_0 erscheint in der Trennebene T als Blindwiderstand $jX = jZ_0 \cdot \operatorname{tg} 2\pi l_1/\lambda$. Mißt man diesen Blindwiderstand dagegen nach Abb. 1, so erhält man $U_{\min} = 0$ und l , also nach Gl. (1) den gleichen Blindwiderstand als $jX = jZ \cdot \operatorname{tg} 2\pi l/\lambda$. Nach Gl. (6) ist $l = \lambda/2 - (l_1 - \Delta)$ und $\operatorname{tg} 2\pi l/\lambda = -\operatorname{tg} 2\pi \frac{l_1 - \Delta}{\lambda}$; es besteht daher für Δ die Gleichung

$$Z_0 \operatorname{tg} 2\pi l_1/\lambda = Z \operatorname{tg} 2\pi \frac{l_1 - \Delta}{\lambda}. \quad (7)$$

Es wird vorausgesetzt, daß Z_0 und Z nur wenig verschieden sind:

$$Z = Z_0 + \Delta Z. \quad (8)$$

Dann ist auch Δ sehr klein, und man erhält aus Gl. (7) durch eine Reihenentwicklung der tg -Funktion die einfache Näherungsformel

$$\Delta = \frac{\lambda}{4\pi} \frac{\Delta Z}{Z_0} \sin \frac{4\pi l_1}{\lambda} \quad \left| \frac{\Delta}{\lambda} \right| < 0,02. \quad (9)$$

Man vergleiche Abb. 7. Für $l_1 = n\lambda/4$ ist $\Delta = 0$. Maximale Knotenverschiebung erhält man für $l_1 = \lambda/8 + n\lambda/4$. Aus dem Verlauf der Kurve erkennt man sofort, ob ΔZ positiv oder negativ ist (Abb. 7). Die Auswertung erfolgt mit Hilfe der

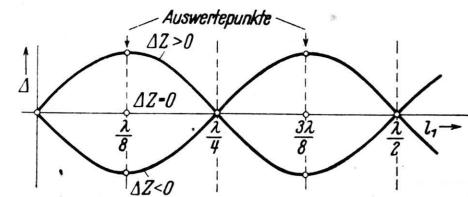


Abb. 7. Knotenverschiebung durch Wellenwiderstands sprung.

Werte für $l_1 = \lambda/8 : \Delta_{1/8} = \frac{\Delta Z}{Z_0} \frac{\lambda}{4\pi}$ und für $l_1 = \frac{3\lambda}{8} : \Delta_{3/8} = -\frac{\Delta Z}{Z_0} \frac{\lambda}{4\pi}$.

Man erhält für kleine ΔZ

$$\Delta Z = 2\pi Z_0 \frac{\Delta_{1/8} - \Delta_{3/8}}{\lambda}. \quad (10)$$

Ungenaue Annahmen über die Lage der Kurzschlußebene können die Kurve als Ganzes verschieben, beeinflussen aber die Differenz ($\Delta_{1/8} - \Delta_{3/8}$) in Gl. (10) nicht. Das Meßverfahren ist sehr genau, weil nur Längenmessungen erforderlich und die Knotenorte gut einzustellen sind. Durch ein geeignetes Verfahren der Mittelwertbildung aus den zahlreichen Meßpunkten der Gesamtkurve kann man $\Delta_{1/8}$ und $\Delta_{3/8}$ noch genauer erhalten als aus einer Einzelmessung.

Gemessenes Beispiel einer konzentrischen Leitung: Geschlitzte Leitung (Querschnitt in Abb. 8): $D = 36,17 \pm 0,10$ mm; $d = 11,22 \pm 0,02$ mm; $D/d = 3,22 \pm 0,013$; berechnet ohne Berücksichtigung des Schlitzes $Z = 70,22 \pm 0,27 \Omega$. Verlängerungsleitung: $D_0 = 36,13 \pm 0,05$ mm; $d_0 = 11,26 \pm 0,02$ mm;

$D_0/d_0 = 3,209 \pm 0,009$; $Z_0 = 69,96 \pm 0,18 \Omega$; gemessen wurde $\Delta Z = 1,22 \pm 0,15 \Omega$. Demnach ist unter Berücksichtigung des Schlitzes $Z = 71,18 \pm 0,33 \Omega$. Durch den Schlitz (Abb. 8) wird also der Wellenwiderstand um $1,0 \pm 0,6 \Omega$ vergrößert. Eine geringe Vergrößerung des Innenleiterdurchmessers auf $d = 11,30 \pm 0,02$ mm war bereits durch Messung nachzuweisen.

Man kann so mit Hilfe einer genau bekannten konzentrischen Verlängerungsleitung auch den Wellenwiderstand von Leitungen mit andersartigem Querschnitt eichen und ein sehr genaues Meßverfahren für nicht berechenbare Leitungsquerschnitte erhalten, solange ΔZ klein ist. In der Trennebene T (Abb. 7) entsteht dann allerdings eine Inhomogenität, die ebenfalls Knotenverschiebungen erzeugt, die sich denen nach Gl. (9) überlagern. Es wurde bereits an anderer Stelle⁸ gezeigt, daß solche Inhomogenitäten Δ -Kurven nach der Funktion $\cos 4\pi l_1/\lambda$ ergeben, also von denen nach Gl. 9 leicht zu trennen sind. In den

Auswertepunkten $l_1 = \lambda/8$ und $l_1 = 3\lambda/8$ ist sogar $\cos 4\pi l_1/\lambda = 0$, so daß diese Punkte durch Übergangsstörungen überhaupt nicht beeinflußt werden, solange die Störungen eine gewisse Größe nicht überschreiten.

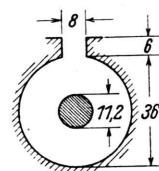


Abb. 8. Querschnitt der geschlitzten Leitung.

Die erwähnten Messungen wurden im Jahre 1943 in einem Laboratorium der Telefunken-Gesellschaft ausgeführt. Das allgemeine Prinzip der Knotenverschiebungsmessung geht auf O. Schmidt⁹ und A. Weißfloch¹⁰ zurück.

⁸ Meinke, Z. Hochfrequenztechn. 61, 145 [1943].

⁹ Z. Hochfrequenztechn. 41, 2 [1933].

¹⁰ Z. Hochfrequenztechn. 60, 67 [1942].

BUCHBESPRECHUNG

Apuntes de termodinamica de la atmosfera (Anmerkungen zur Thermodynamik der Atmosphäre) von Francisco Moran Samaniego, Ministerio del Aire, Servicio Meteorológico Nacional, Publicaciones Serie B (Textos) Nr. 4, Madrid 1945, 345 Seiten.

Mit obenstehendem Werk ist ein spanischer Meteorologe hervorgetreten und hat so die internationale meteorologische Literatur der letzten 15 bis 20 Jahre um ein Exemplar bereichert, das wohl das erste dieser Art in spanischer Sprache ist und das sich wohl auch in erster Linie an die Meteorologen der spanisch sprechenden Welt wendet, wie der bereits mehreren deutschen Kollegen bekannte Verfasser, der seine meteorologischen Studien in den zwanziger Jahren an den Instituten in Berlin und Leipzig abgeschlossen hat, ausdrücklich in dem Vorwort hervorhebt. Er will damit eine in Spanien und überhaupt in der lateinamerikanischen Welt fühlbare Lücke auf diesem Gebiet schließen, die sich vor allem in den letzten Jahren auch dort wegen des stark zunehmenden Luftverkehrs und damit eng verbundenen Aufschwungs der Flugmeteorologie sehr nachteilig bemerkbar gemacht hatte. Wenn auch dieses Buch in der zweiten Kriegshälfte, d. h. unter allen nur denkbaren Schwierigkeiten des fast völlig lahm gelegten internationalen wissenschaftlichen Verkehrs entstanden ist, so liegt gerade in seinem Erscheinen unmittelbar nach Kriegsende ein großer Vorteil des Werkes, da es die gesamten neueren Arbeiten der kriegsführenden Länder bis z. Tl.

in den Krieg hinein berücksichtigt und durch die Zusammenfassung gewissermaßen einen Schlußstein, aber auch gleichzeitig den Anfang zu der sicher zahlreichen meteorologischen Nachkriegsliteratur bildet. Ein anderer Vorteil des vorliegenden Werkes ist neben der überhaupt sehr ausführlichen und bis ins einzelne gehenden Behandlung der Thermodynamik der Atmosphäre die erstmalig geschlossene und weitgehende Darstellung der Kolloidmeteorologie, die ein Viertel des Gesamtwerkes einnimmt.

Nach einer kritischen Erwähnung der benutzten Literatur bringt das 1. Kap. die unbedingt erforderlichen Sätze der allgemeinen Thermodynamik, denen sich im nächsten Kapitel die Behandlung der Entwicklungsformen der trockenen Luft anschließt. Im 3. Kap. werden die Zustandsänderungen der feuchten, nicht gesättigten Luft besprochen, während im 5. Allgemeines über die Kondensation in der Atmosphäre unter besonderer Berücksichtigung der Kondensationswärme als Energiequelle der Atmosphäre behandelt wird. Darauf folgen im nächsten Kapitel die verschiedenen Möglichkeiten des Auftretens der Kondensation und im 6. die Kondensationserscheinungen als Folge der adiabatischen Ausdehnung der Luft. In diesem Kapitel nimmt der Abschnitt über die Kondensationswärme als Ursprung der Labilität in der Atmosphäre einen besonders großen Raum ein. Es fällt hierin bedauerlicherweise wieder einmal die verschiedene Bezeichnungsweise der einzelnen Autoren auf. Während nämlich Stüve unter „latenter Labilität“ die bei der Hebung einer gesamten Luftsäule freiwerdende Ener-