Messungen bei höheren Temperaturen an dielektrischen Substanzen in cm-Wellenbereich

Autor(en): **Borgnis, F.**

Objekttyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **22 (1949)**

Heft II

PDF erstellt am: **04.06.2024**

Persistenter Link: https://doi.org/10.5169/seals-111999

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.
Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.
Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

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

Ein Dienst der *ETH-Bibliothek*
ETH Zürich, Rämistrasse 101, 8092 Zürich, Schweiz, www.library.ethz.ch

http://www.e-periodica.ch

Messungen bei höheren Temperaturen an dielektrischen Substanzen in cm-Wellenbereich

von **F. Borgnis** (Zürich).

(16. I. 1949.)

Dielektrizitätskonstante und dielektrische Verluste verschiedener Materialien (insbesondere Einschmelzgläser und keramische Stoffe) wurden bei cm-Wellen bis zu Temperaturen von 400° C mittels Hohlraumresonatoren gemessen. Im Gegensatz zu vielen Gläsern zeigen keramische Stoffe keine wesentlichen Veränderungen der dielektrischen Verluste innerhalb des untersuchten Temperaturbereichs; die Dielektrizitätskonstante ändert sich bei allen untersuchten Proben nur sehr wenig.

Zur Bestimmung der Dielektrizitätskonstanten (DK) ε und der dielektrischen Verluste (Leitfähigkeit σ oder Verlustfaktor tg δ) von Isolierstoffen bei Mikrowellen stehen im wesentlichen zwei Methoden zur Verfügung: die eine macht von der Veränderung des Resonanzzustandes durch das Einbringen einer Probe in einen Reso-

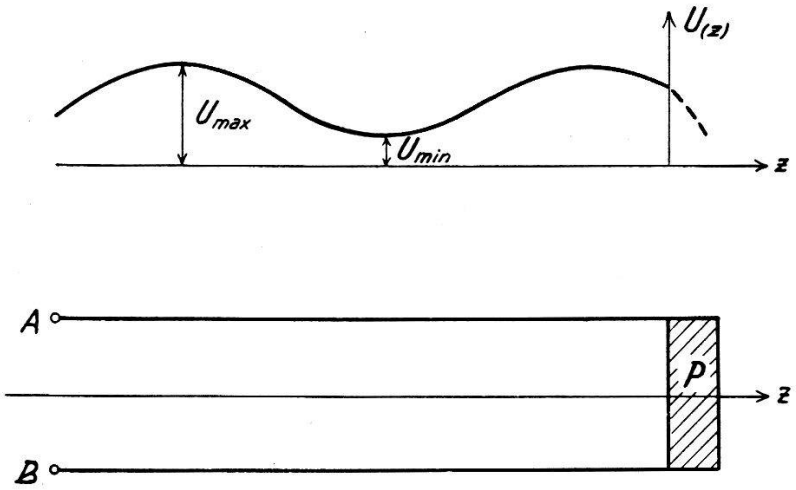

Fig. 1.
Zylindrischer Wellenleiter mit einer dielektrischen Probe P. Bei Erregung zwischen zwei Punkten A, B bildet sich längs der z-Achse eine periodische Verteilung der Spannungsamplitude $U(z)$.

nator Gebrauch, die andere von der Beeinflussung der räumlichen Spannungsverteilung längs eines Wellenleiters durch eine darin befindliche Probe. Ein Beispiel für das letztere Verfahren zeigt Fig. 1. Eine Erregung zwischen zwei geeigneten Punkten A, B mit einer Kreisfrequenz ω, die längs der z-Achse laufende Wellen erzeugt, gibt zu einer periodischen Verteilung der Spannungsamplitude $U(z)$

auf der Leitung Anlass, die man sich durch Superposition einer auf die Probe zulaufenden mit einer von derselben reflektierenden Welle entstanden denken kann. Die Spannungsverteilung lässt sich durch zwei Grössen charakterisieren, die ausser von den Eigenschaften der Probe noch davon abhängen, in welcher Weise die Leitung hinter der Probe abgeschlossen ist; gewöhnlich wählt man als Merkmale der Spannungsverteilung die Koordinate eines Spannungsknotens oder -bauchs sowie das «Wellenverhältnis» U_{max}/U_{min}. Das Abtasten der Spannung längs der Leitung – meist noch bei verschiedenen Abschlussverhältnissen am Leitungsende – gibt die notwendigen Daten zur Ermittlung der dielektrischen Konstanten der Probe. Als Messleitungen lassen sich bei Wellenlängen bis herab zu einigen Zentimetern konzentrische Leitungen unter Erregung des «Lechertyps» (TEM-Typ) oder bei noch kürzeren Wellenlängen Hohlleiter unter Erregung einer Welle des elektrischen (TM) oder magnetischen (TE) Typs verwenden.

Messungen mit einer solchen Anordnung über ein Temperaturintervall von einigen 100° C bereiten zufolge der Wärmeausdehnung in den verschiedenen Teilen der relativ komplizierten Apparatur grössere Schwierigkeiten. Das Abtasten der Spannung erfolgt im allgemeinen durch einen schmalen Längsspalt hindurch mit einer feinen Sonde, die auf einem Wagen bewegt werden kann, wobei sorgsam sowohl auf einwandfreie mechanische Führung wie auch den elektrischen Kontakt geachtet werden muss. Die Ablesegenauigkeit der Stellung der Sonde soll einige hundertstel Millimeter betragen. Auf hohe Konstanz des Rohrquerschnitts bei präziser Schlitzung muss gesehen werden, ferner auf einen genau definierten Leitungsabschluss hinter der Probe sowie bei Rohren mit Innenleiter auf mechanisch und elektrisch einwandfreie Abstützungen. Diese kurze Erwähnung der wichtigsten experimentellen Erfordernisse bei dieser Methode dürfte die Schwierigkeiten evident machen, die überwunden werden müssen, um mit einer solchen Apparatur eine genügende Messgenauigkeit über einen grösseren Temperaturbereich zu erzielen.

Aus diesem Grunde wurde die andere, eingangs erwähnte «Resonanzmethode» benutzt, wobei mit Rücksicht auf Temperaturversuche ein mechanisch möglichst einfacher Resonator Verwendung fand. Ein kreiszylindrischer Hohlraumresonator wird in der elektrischen Grundschwingung [1] erregt; die Eigenwelle λ hängt hier allein vom Radius R des Zylinders, nicht aber von seiner Länge l ab und ist durch $\lambda = 2{,}61 \cdot R$ gegeben. Das elektrische Feld E_z besitzt nur eine Komponente in Richtung der Zylinderachse, das Magnet-

feld verläuft in Kreisen um die z-Achse. (Fig. 2). Die Intensität von E_z fällt vom Maximum auf der Achse nach einer Besselfunktion (J_0) zum Wert Null am metallischen Zylinderrand ab. Die Probe wird als dünnes, gewöhnlich kreisrundes Stäbchen über die ganze Länge l zentrisch in den Hohlraum eingebracht. Die durch die Probe hervorgebrachte Dämpfungserhöhung und Veränderung der Resonanzfrequenz lassen sich einfach berechnen. Der Vorteil dieser Anordnung liegt in ihrer geometrischen Einfachheit, sowohl im Hinblick auf eine exakte theoretische Behandlung als auf die geometrischen Veränderungen bei Wärmeeinwirkung. Gemessen werden die Veränderung $\Delta\lambda$ der Resonanzwelle λ sowie die Halbwertsbreiten d'

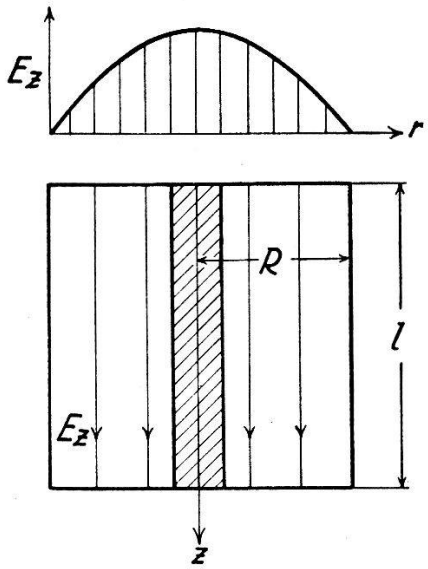

Fig. 2.
Elektrische Grundschwingung (TM_{001}) im kreiszylindrischen Hohlraum (Radius R, Länge l) mit zentrisch angebrachter dielektrischer Probe. Das elektrische Feld E ist längs der z-Achse konstant; den radialen Amplitudenverlauf $E_z(r)$ zeigt die obere Kurve.

bzw. d der Resonanzkurve des Hohlraums mit und ohne Probe. Die DK ε und der Verlustfaktor tg δ bestimmen sich bei dünnen kreiszylindrischen Proben vom Radius ϱ aus folgenden Beziehungen [2]:

$$\varepsilon - 1 = 0{,}538 \left(\frac{R}{\varrho}\right)^2 \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$$

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{0{,}269}{\varepsilon}\left(\frac{R}{\varrho}\right)^2 (d' - d)\,,$$

wobei Leitfähigkeit σ und Verlustfaktor zusammenhängen durch*)

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{\sigma}{\omega\,\varepsilon\,\varepsilon_0}\,.$$

Während bei Zimmertemperatur gewöhnlich metallische Hohl-

*) σ in $(\text{Ohm}\cdot\text{cm})^{-1}$; $\varepsilon_0 = 0{,}886\cdot 10^{-13}$.

räume verwendet werden, wurden für die Temperaturmessungen keramische Hohlzylinder aus Calit benutzt, deren Innenseite versilbert war. Zwei Typen kamen dabei zur Verwendung (Fig. 3): Der Typ *a* war oben offen und mit einem Flansch versehen; ein ebener Deckel, der genau auf dem Flansch auflag, wurde längs des Umfangs mechanisch aufgepresst. Der Hohlzylinder trug am Boden einen kurzen Rohrstutzen zur Einführung der Ankopplung, der Deckel ebenfalls einen Kopplungsstutzen sowie eine zentrische (leicht konische) Öffnung, in die eine entsprechende Vorrichtung zum Einbringen der Proben (Stäbchen von zirka 100 mm Länge und wenigen Millimetern Durchmesser) eingesetzt werden konnte. Der Typ *b* war

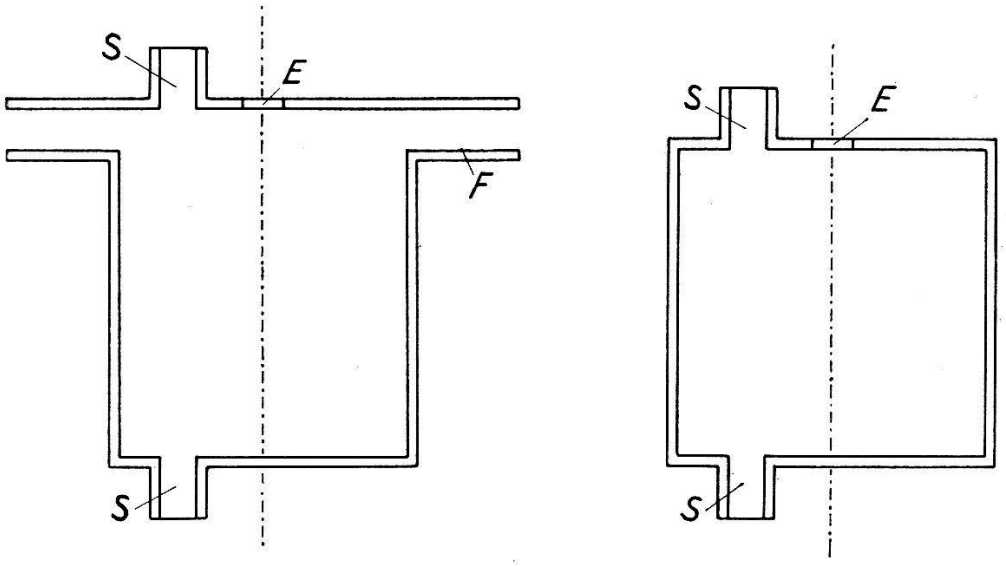

Fig. 3a. Fig. 3b.

Kreiszylindrische keramische Hohlräume (Calit). Die Innenflächen sind mit einem Überzug aus Silber versehen. Type *a* besitzt einen getrennten Deckel, der auf den Flansch *F* aufgesetzt wird; Type *b* ist oben geschlossen. Kreisrunde Öffnungen *E* dienen zur Einführung der Proben, die Rohrstutzen *S* zur Ein- und Auskopplung.

an beiden Enden abgeschlossen. Beide Typen waren geeignet. Die Kopplung wurde durch starre Stücke konzentrischer Rohrleitungen vermittelt, welche, am Ende durch Schlitze federnd, in die Rohrstutzen eingeführt wurden. Der Hohlraum befand sich in einem Thermostaten; die Durchführungen für die beiden Koppelleitungen waren mit einer Wasserkühlung versehen. Zum Einbringen der Probestäbchen erwies sich eine die Öffnung *E* genau schliessende Calitscheibe, die im Zentrum eine kreisrunde Einschmelzung aus einer speziellen Nickeleisenlegierung trägt, als geeignet; in das Metall kann die Vorrichtung zur Einführung und zum Justieren der Proben eingeschraubt werden.

Als Generator fand eine Bremsfeldröhre für 14 cm Wellenlänge [3], die sich durch die notwendige Frequenzkonstanz (10^{-6}) aus-

zeichnete, Verwendung; als Indikator dienten neben Dioden vorwiegend Spezialdetektoren (Germanium). Die günstigsten Kopplungsbedingungen wurden durch Transformationsvierpole vermittelt, die das Verhältnis von Ausgangs- zu Eingangsimpedanz in weiten Grenzen zu variieren erlaubten. Ein Schema der Gesamtanordnung zeigt Fig. 4.

Die Temperatur im Thermostaten liess sich zwischen Zimmertemperatur und etwa 500° C verändern; sie wurde mit einem Thermometer gemessen. Zunächst wurde im leeren Hohlraum der Temperaturgang der Resonanzwellenlänge und der Dämpfung durch Aufnahme der Resonanzkurven ermittelt, wobei eine befriedigende

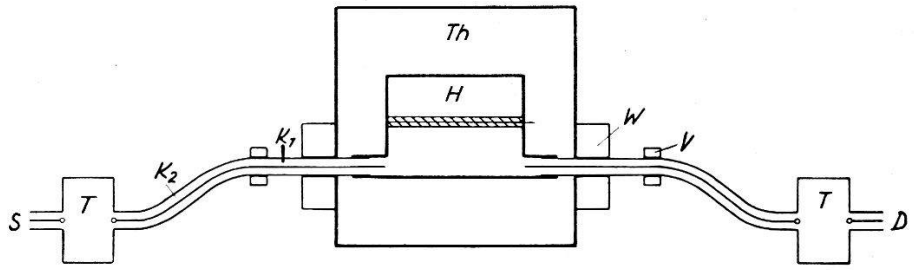

Fig. 4.

Schema der Anordnung zur Messung stabförmiger dielektrischer Proben bei höheren Temperaturen: S Sender, D Detektor, T Transformationsvierpole, K_2 flexible konzentrische Leitungen, V Verbindungsstücke, K_1 starre konzentrische Leitungen zur Einführung der Ein- und Auskopplung in den Messhohlraum H, W Wasserkühlung, Th Thermostat.

Reproduzierbarkeit erzielt wurde. Die gemessenen Dämpfungen lagen in der Grössenordnung der theoretischen Werte. Bei der Durchmessung der Proben wurde die Anordnung auf etwa 400° C aufgeheizt; die Messungen wurden im Verlauf der sich selbst überlassenen Abkühlung, die einige Stunden dauerte, durchgeführt. Die erreichte Genauigkeit lässt sich beim Verlustfaktor mit durchschnittlich 10% angeben, was bei Messungen dieser Art als genügend angesehen werden kann.

Die folgende Tabelle enthält eine Anzahl von Messresultaten, insbesondere an keramischen Hochfrequenzisolierstoffen und Einschmelzgläsern*). Die Änderung der DK ε in dem untersuchten Temperaturbereich lag innerhalb der Messgenauigkeit von einigen Prozenten.

*) Die Messungen wurden bereits vor längerer Zeit am Physikalischen Institut (Abt. für Technische Physik) der Universität Graz durchgeführt. Herrn Privatdozent Dr. E. Ledinegg bin ich für seine Mitarbeit zu besonderem Dank verpflichtet.

Tabelle.

Dielektrizitätskonstante ε und Verlustfaktor tg δ bei $\lambda = 14$ cm ($\nu = 2{,}1 \cdot 10^9$ Hz)

Nr.	Materialbezeichnung	ε	$10^4 \cdot \mathrm{tg}\,\delta$		
			20° C	250° C	350° C
1	Ergan	3,8	19	Verlustfaktor ändert sich nur innerhalb der Fehlergrenze	
2	Calit	5,4	10		
3	Frequenta.	5,4	12		
4	Tempa *S*	11,7	7		
5	Condensa *C*, *F*	80,	<20		
6	Quarz	3,5	3,5		
7	Beton	8,5	300		
8	Uviolglas	4,9	83		
9	Supremaxglas	5,2	33		
10	Magnesiaglas	6,4	70		200
11	Wolframglas 122*p* . .	6,3	36	90	120
12	Wolframglas 246*b* . .	6,9	80	190	250
13	Wolframglas 301*b* . .	7,7	20	45	50
14	Wolframglas 637*h* . .	5,0	42	60	80

Bei den keramischen Isolierstoffen (Nr. 1–5) ist der Temperatureinfluss auf den Verlustfaktor sehr gering. Die keramischen Stoffe sind daher bis zu sehr kurzen Wellen und auch bei relativ hohen Temperaturen vorzügliche Hochfrequenzisolierstoffe. Orientierende Messungen bei einer Wellenlänge von 7 cm zeigten, dass sich das Bild nicht verändert. Abweichungen von diesem Verhalten, d. h. Dispersionserscheinungen sind erst bei um 1 bis 2 Zehnerpotenzen kürzeren Wellenlängen zu erwarten. Einschmelzgläser wurden in grosser Zahl untersucht; die ausgewählten Beispiele der Tabelle zeigen, dass hierbei eine beträchtliche Variationsbreite im Temperaturverhalten des Verlustfaktors vorliegt; bei höheren Temperaturen können daher an Glaseinschmelzungen beachtliche Hochfrequenzverluste auftreten.

Literatur.

[1] F. Borgnis, Hochfr. Techn. u. Elektroak. **54**, 121, 1939 und **59**, 22, 1942.

[2] F. Borgnis, Physikalische Zeitschr. **43**, 284, 1942.

[3] A. Allerdings, W. Dällenbach, W. Kleinsteuber Hochfr. Techn. u. Elektroak. **51**, 96, 1938 u. W. Dällenbach, id. **61**, 161, 1943.