



Messungen an festen technischen Isolierstoffen bei $3 \cdot 10^6 - 7,5 \cdot 10^7$ Hertz

Inaugural-Dissertation

zur
Erlangung der Doktorwürde
einer
Hohen Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Friedrich-Alexanders-Universität zu Erlangen



Vorgelegt von

Hermann Keßler

aus Fürth in Bayern

*mitr.
B
h-a
g*

Tag der mündlichen Prüfung: 7. Dezember 1934

1935

AKADEMISCHE VERLAGSGESELLSCHAFT M. B. H. / LEIPZIG

Referent: Universitätsprofessor Dr. B. Gudden
Dekan: Universitätsprofessor Dr. I. Schwemmler

Messungen an festen technischen Isolierstoffen bei $3 \cdot 10^6 - 7,5 \cdot 10^7$ Hertz.

Von Hermann Keffler.

Mit 14 Abbildungen.

Dämpfung und Dielektrizitätskonstante im Bereich von 4 m bis 100 m Wellenlänge wird an etwa 50 scheibenförmigen Proben von 40 technisch verwendeten festen Isolierstoffen gemessen. Benutzt wird das Resonanzverfahren, und zwar bei 4 und 8 m Länge unter Veränderung der Senderwellenlänge. Die Dielektrizitätskonstante bei 4 m wird durch Vergleich mit derjenigen von Flüssigkeiten bestimmt. Bei dieser Gelegenheit wird auch die des Nitrobenzols für $\lambda = 4$ m zu $\epsilon = 32,7$ bei 20° C ermittelt. Einige Beobachtungen betreffen den Einfluß von Temperatur und Feuchtigkeit auf den Verlustwinkel und die Dielektrizitätskonstante fester Mischkörper.

Inhaltsübersicht.

- I. Einführung, bisherige Meßergebnisse.
- II. Versuchsaufbau.
- III. Meßergebnisse.
- IV. Meßschwierigkeiten und Genauigkeit.
- V. Zusammenfassung.

I. Einführung, bisherige Meßergebnisse.

Über feste Isolierstoffe bei Hochfrequenz liegt schon eine Fülle von Arbeiten vor. Die Ergebnisse enthalten jedoch vielfach Widersprüche. L. Rhode bringt in einem zusammenfassenden Bericht [8] „Hochfrequenzisolerstoffe“ eine Auswahl „gebildeter Mittel und wahrscheinlichster Werte“.

Eine Veröffentlichung von E. Möller [2]. „Über die Abhängigkeit des dielektrischen Verlustwinkels und der Dielektrizitätskonstanten von der Frequenz“ enthält Angaben der D.K., jedoch sind diese Werte im Gegensatz zum Verlustwinkel wegen Meßschwierigkeiten nur bei Niederfrequenz bestimmt.

Messung der D.K. fester Isolierstoffe unterhalb $\lambda = 100$ m scheint noch nirgends mit Erfolg durchgeführt worden zu sein.

Wesentlich mehr ist über die Bestimmung des Verlustwinkels bei Hochfrequenz bekannt; doch bringen auch die Dämpfungsmessungen im Wellenbereich unter 30 m Schwierigkeiten. Messungen mit Verstimmung eines Resonanzkreises unter $\lambda = 20$ m liefern wegen der Größe der Kapazität durch eingeschobene Dielektrika meist sehr unsymmetrische Resonanzkurven. Messungen, bei denen das Dielektrikum durch einen Parallelwiderstand ersetzt wird [12], erschienen uns wegen der undurchsichtigen Fehlerquellen (Skinneffekt; induktionsfreie Widerstände) nicht ratsam. Wir zogen daher Resonanzkurvenaufnahme durch Senderwellenveränderung vor. Der Erfolg gab uns Recht, die Resonanzkurven waren völlig symmetrisch und gut auswertbar. Selbstverständlich brachte auch diese Lösung eine Reihe meßtechnischer Schwierigkeiten.

Die so gewonnenen Werte werden in Tab. 2 mit den erwähnten Angaben von Rhode verglichen.

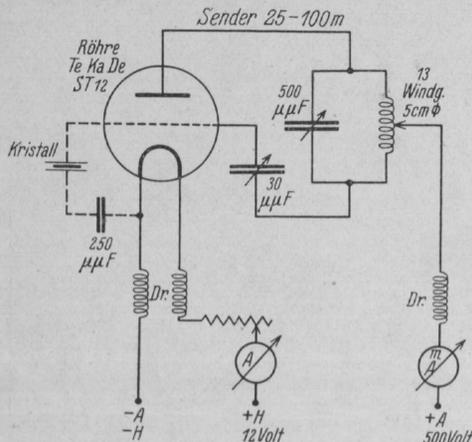


Abb. 1.

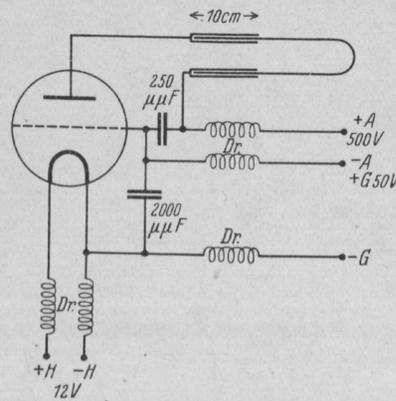


Abb. 2a.

Sender 3,70-4,60 m

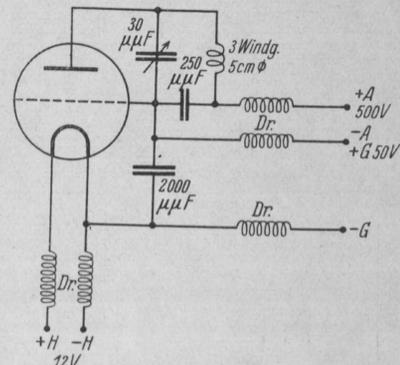


Abb. 2b.

Sender 6-13 m

Im Hinblick auf die erwähnten Unstimmigkeiten erschien uns ein weiterer Beitrag gerechtfertigt.

In erster Linie war ein Vergleich der Frequenzabhängigkeit des Verlustwinkels und der D.K. für möglichst viele Proben, die unter ganz gleichen Bedingungen gemessen wurden, Aufgabe unserer Arbeit.

Die Messung der D.K. fester Körper stößt bei Hochfrequenzuntersuchungen auf Schwierigkeiten. Keine der uns bekannten Arbeiten gibt eine Meßmethode zu ihrer Bestimmung an. Messungen von H. Kühlewein (Z. techn. Physik 1929) enthalten zwar D.K.-Werte, die bei Hochfrequenz aus Resonanzkurvenverschiebung errechnet wurden, der Verlauf dieser Werte in Abhängigkeit von der Wellenlänge ist jedoch so sprunghaft, daß an ihrer Richtigkeit gezweifelt werden muß.

II. Versuchsaufbau.

1. Sender.

Für die Durchführung der Versuche im Bereich der Wellenlängen 4 m bis 100 m waren 2 Sender erforderlich.

a) Mit dem Sender I (Abb. 1) in Dreipunktschaltung wurden die Wellenlängen von 25 m an aufwärts erhalten. Durch den Einbau eines Kopplungskondensators zwischen Gitter und Schwingkreis erhält man eine Rückkopplungswirkung, die einen leichten Wellenwechsel ermöglicht. Die Eichung geschah mittels 2 vorhandener Piezoquarze von $\lambda = 33$ m und $\lambda = 51,5$ m, sowie mit einem Resonanzkreis mit Kreisplattendrehkondensator. Die

Einfügung des Schwingkristalles entspricht den üblichen Anordnungen.

b) Mit dem Sender II (Abb. 2a) wurden die kürzesten Wellen um $\lambda = 4,20$ m gewonnen. Um die Wellenlänge zu ändern, wurde der Schwingkreisbügel an der Anode der Röhre posaunenartig ausziehbar gemacht. Dadurch ließ sich die Wellenlänge zwischen 3,7 m und 4,8 m bei gleichbleibender Energie verändern. Die Wellenlängen wurden mit Millimeter-Genauigkeit auf einem Lechersystem bestimmt.

Um eine passende Wellenlänge zwischen 4 m und 25 m zu erhalten, wurde der Sender etwas abgeändert (Abb. 2b). Zu diesem Zweck wurde der Röhren-Gitteranodenkapazität ein kleiner Kondensator von maximal 30 cm parallel geschaltet und der feste Anodenschwingbügel durch eine Spule von 3 Windungen ersetzt. Durch Kapazitätsänderung des kleinen Parallelkondensators wurde die Wellenlänge zwischen 6 m und 13 m geändert. Auch

diese Eichung erfolgte wieder mit dem Lechersystem. Ein Bereich um $\lambda = 8$ m, in dem die Sendeenergie konstant blieb, wurde zur Aufnahme ungedämpfter und gedämpfter Resonanzkurven verwendet. (Die im Sender II verwendete alte Röhre stammte von der „Studiengesellschaft für Leuchtröhren“.)

Alle Sender wurden aus einer Hochspannungsbatterie gespeist (500 V), um Energieänderungen durch Netzschwankungen zu vermeiden.

2. Resonanzkreise.

Die benutzten Resonanzkreise waren selbstverständlich bei den verschiedenen Resonanzkreisen verschieden.

a) Resonanzkreis für Wellenlängen 25-100 m.

Der Resonanzkreis (Abb. 3) bestand aus 3 Kondensatoren und einem Röhrenvoltmeter zur Messung der hochfrequenten Wechselspannungen.

Kondensator I war ein gewöhnlicher Drehkondensator (500 μ F), der nur zur Rohabstimmung auf Resonanz diente. Bei $\lambda = 25$ m kam er in Fortfall, da sonst die Resonanzkapazität zu groß geworden wäre. Kondensator I war geeicht mit technischem Wechselstrom und Normalkondensator in Wheatstonscher Brückenschaltung.

Kondensator II war ein variabler Kreisplattenkondensator ($r = 5$ cm) mit Umdrehungszähler und Gradteilung des Drehkopfes. Der Plattenabstand ließ sich auf 0,005 mm genau einstellen.

Kondensator III war ein Kreisplattenkondensator mit roher Verstellvorrichtung zur Einklemmung der Dielektrikaplatten. Die Kapazität der Kondensatoren II und III wurde berechnet nach der erweiterten Kirchhoffschen Formel (Kohlrausch XV, 1927, S. 641).

Durchführung der Versuche mit Sender I (25–100 m Wellenlänge).

Bei fester Senderwelle wurde die Resonanzkurve ohne und mit Substanz durch Veränderung des Kondensators

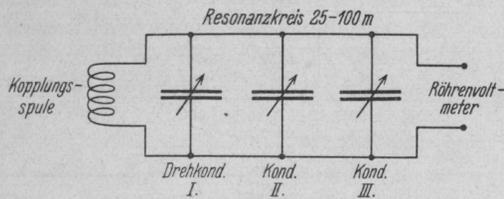


Abb. 3.

II aufgenommen. Für jede Substanz und jede Wellenlänge erhielt man so 2 Spannungsresonanz-Kurven, die nach der Formel (Rein-Wirtz III, 1922, S. 203):

$$\vartheta = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{C' - C''}{C_R} \cdot \sqrt{\frac{1}{(V_R/V)^2 - 1}}$$

Die Dämpfung ϑ als Subtraktion des Leerdämpfungswertes des Kreises vom Dämpfungswert mit Substanz

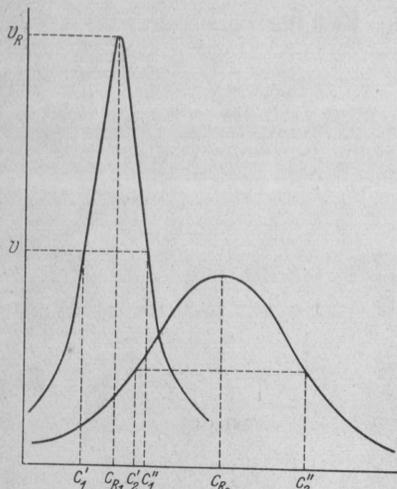


Abb. 4.

ergaben Abb. 4. C_R bedeutet die Gesamtresonanzkapazität $C_I + C_{II} + C_{III} + C$ -Röhrenvoltmeter des Resonanzkreises.

$$\begin{aligned} \vartheta &= \vartheta_2 - \vartheta_1 \\ \vartheta &= \frac{\pi}{2} \cdot \frac{C'_2 - C''_2}{C_R} \cdot \sqrt{\frac{1}{(V_R/V)^2 - 1}} \\ &\quad - \frac{\pi}{2} \cdot \frac{C'_1 - C''_1}{C_R} \cdot \sqrt{\frac{1}{(V_R/V)^2 - 1}} \end{aligned}$$

Aus dem Dämpfungsbetrag ϑ kann der Verlustwinkel δ nach der Beziehung $\text{tg } \delta = \vartheta/\pi$ bestimmt werden (vgl. Rein-Wirtz, III, 1922).

Seite 90: $\text{tg } \delta = \frac{1}{W_n \cdot \omega \cdot C_n}$
 Seite 190: $\vartheta_n = \frac{\lambda \text{ cm}}{6 \cdot 10^{10} \cdot C_n \cdot W_n}$

Gleichzeitig ließ sich aus der durch die D.K. der einzelnen Substanzen bedingten Verschiebung der Resonanzmaxima die D.K. selbst berechnen.

Wurde der Kondensator C_{III} gefüllt, so wurde seine Kapazität um den Betrag $(\epsilon \cdot C_{III}) - C_{III}$ vergrößert. Um den Kreis wieder auf Resonanz zu bringen, mußte C_{II} um diesen Betrag verkleinert werden. Der aus der Eichkurve des Kondensators C_{II} ablesbare Betrag (Abb. 4) $C_{R_1} - C_{R_2} = (\epsilon \cdot C_{III}) - C_{III}$ kann nun zur Berechnung der D.K. herangezogen werden.

$$\epsilon = \frac{(C_{R_1} - C_{R_2}) + C_{III}}{C_{III}}$$

(Verbesserungen und Fehler s. Abschnitt IV).

Das Röhrenvoltmeter: Die Schaltung des verwendeten Röhrenvoltmeters zeigt Abb. 5. Es arbeitet mit verschobenem Ruhepunkt, d. h. die auftreffende Gitterwechselspannung wird durch eine zusätzliche Gittergleichspannung G' auf Null kompensiert. Der Meßbereich des verwendeten Röhrenvoltmeters lag zwischen 0,2 und 30 V.

Die zusätzliche Gittergleichspannung und der ihm jeweils entsprechende Wert C_{II} bildeten die Ordinaten für die Dämpfungskurven.

b) Resonanzkreis für $\lambda = 4 \text{ m}$ und 8 m .

Der Resonanzkreis bei $\lambda = 4 \text{ m}$ und $\lambda = 8 \text{ m}$ ist etwas verschieden. Er besteht aus 2 Kondensatoren und einem Drahtkreis (Abb. 6). Bei $\lambda = 8 \text{ m}$ kommt zu dem für 4 m berechneten Resonanzkreis eine Spule von 3 Windungen hinzu.

Einige rohe Vorversuche ergaben wichtige Anhaltspunkte für den Aufbau. Außerdem wurden Induktivität

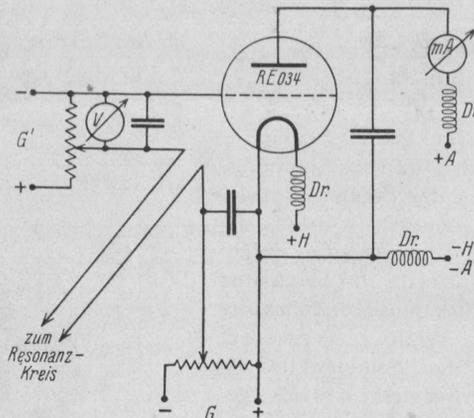


Abb. 5. Röhrenvoltmeter.

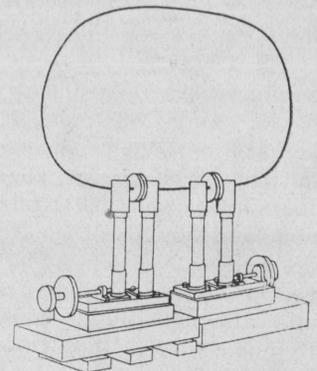


Abb. 6.

und Kapazität des Resonanzkreises für $\lambda = 4,20 \text{ m}$ formelmäßig berechnet. Aus dem Umfang ($2\pi r = 130 \text{ cm}$) und der Drahtstärke ($d = 0,25 \text{ cm}$) wurde die Resonanzkapazität errechnet. Die Gesamtinduktivität des Kreises war

$$L = 4\pi r \cdot [\ln(2r/d) + 0,33] \text{ cm} = 1,415 \cdot 10^{-6} \text{ Henry.}$$

Aus der Gesamtinduktivität ergibt sich nach der Thomsonschen Formel

$$\lambda = 2\pi \cdot \sqrt{L \cdot C}$$

Die Resonanzkapazität zu $C = 3,49 \mu\mu\text{F}$.

Die Resonanzkapazität wurde auf 2 Kondensatoren verteilt, um trotz Senderwellenänderung den Kreis mit und ohne Dielektrikum bequem auf Resonanz abstimmen zu können. Die andere Möglichkeit, dies durch Längenänderung des Drahtkreises zu erreichen, erschien wesentlich unvorteilhafter. Wegen der Kleinheit der Resonanzkapazität bei $\lambda = 4,20 \text{ m}$ kam nur eine Reihenschaltung der Kondensatoren in Frage. Der Idealfall schien zu-

nächst die vollkommen symmetrische Anordnung der Kondensatoren zwischen je 2 Halbkreisen zu sein. Trotz vollkommener Symmetrie, sowohl der Drahtkreise als auch der Kondensatoren, machte sich ein Fehler bemerkbar. Aus der Größe des Drahtkreises wird eine Selbstinduktion von $1,4 \cdot 10^{-6}$ Henry berechnet, daraus ergibt sich für die Resonanzkapazität $3,49 \mu\mu F$. Errechnet man dagegen die Gesamtkapazität aus Versuchsergebnissen für verschiedene Kondensatorresonanzstellungen als Reihenschaltung der beiden Teilkapazitäten nach der Formel $1/C = 1/C_1 + 1/C_2$ wie im statischen Fall, so erhält man für die Resonanzkapazität eine Kurve (Abb. 7).

Wegen des auftretenden Fehlers wurden die beiden Kondensatoren unmittelbar in Reihe geschaltet und der Drahtbügel somit nur einmal unterbrochen (Abb. 6). Mit dieser Anordnung wurden die Dämpfungskurven gemessen. Durch einen aperiodischen einpolig an den Resonanzkreis angekoppelten Detektor wurden einem

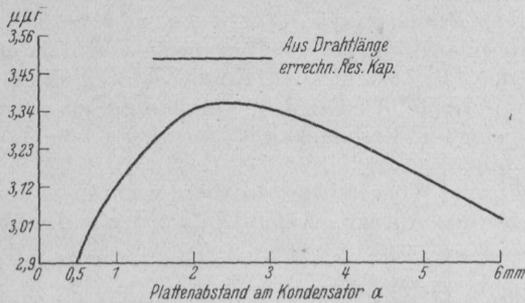


Abb. 7.

empfindlichen Instrument (Ruhstrat 350Ω 1 Skt. = $3 \cdot 10^{-7}$ Amp.) Spannungen zugeführt und in Abhängigkeit von der Wellenlängenänderung des Senders um die mittlere Wellenlänge abgelesen. Zuerst wurden die Resonanzkurven des Kreises mit Dielektrikum aufgenommen, dann das Dielektrikum entfernt, die Kapazität des den Isolierstoff vorher enthaltenden Kondensators wieder bis zur Resonanz mit der Welle λ_0 vergrößert und abermals durch Verändern der Senderwelle die Resonanzkurven des Dielektrikum-freien Kreises gewonnen.

Dieses Verfahren hat den Vorzug, daß in dem empfindlichen Kreis während der Meßreihe eines Kurvenpaares nur einmal ein Kondensator verändert werden muß.

Die Dämpfung aus den unter Veränderung der Wellenlänge aufgenommenen Kurven bestimmt sich nach der Formel: Rein-Wirtz III, 1922, S. 203):

$$\vartheta = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{\lambda_2^2 - \lambda_1^2}{\lambda_R^2} \cdot \sqrt{\frac{1}{(V_R/V)^2 - 1}}$$

Die D.K. der festen Isolierstoffe bei $\lambda = 4,20$ m wird nicht aus der Verschiebung der Resonanzmaxima bestimmt, da das Einbringen der Substanzen in den Kondensator und das Wiederaufsuchen der Resonanzstelle durch Veränderung des anderen Kondensators den oben erwähnten Fehler gebracht hätte. Auch durch Veränderung der Senderwelle ließ sich ein weiterer Resonanzpunkt nicht erzielen, da die Kapazitätserhöhung aus dem Schwingungsbereich herausgeführt hätte. Statt dessen wurde der Kondensatorkreis mit Flüssigkeiten bekannter D.K. geeicht.

c) Bestimmung der D.K. von Flüssigkeiten.

Die zur Eichung des Kreises benötigten D.K.-Werte von Flüssigkeiten wurden nicht dem Schrifttum entnommen, sondern selbst im Lechersystem bei $\lambda = 4,20$ m bestimmt. In ein 4 m langes Glasrohr (Radius 2,5 cm) wurde ein Lecherdrahtsystem eingeschmolzen, an welchem die Resonanzplatte mit einem Glasstab entlanggeführt wurde.

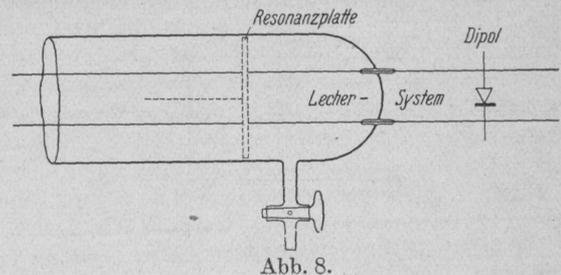


Abb. 8.

$\lambda/4$ des Drahtsystems befand sich zur Ankopplung an den Sender in freier Luft (Abb. 8). Resonanzindikator war ein einfacher über das in die Luft ragende System gelegter Detektor.

Die bekannte Beziehung

$$\varepsilon = \left(\frac{\lambda_{\text{Luft}}}{\lambda_{\text{Medium}}} \right)^2$$

ergab die D.K. der zur Eichung verwendeten Flüssigkeiten.

d) Bestimmung der D.K. fester Isolierstoffe bei $\lambda = 4,20$ m.

Für die Versuche fand ein Resonanzkreis Verwendung mit je nach halber Bügellänge eingebautem Kondensator (Abb. 9).

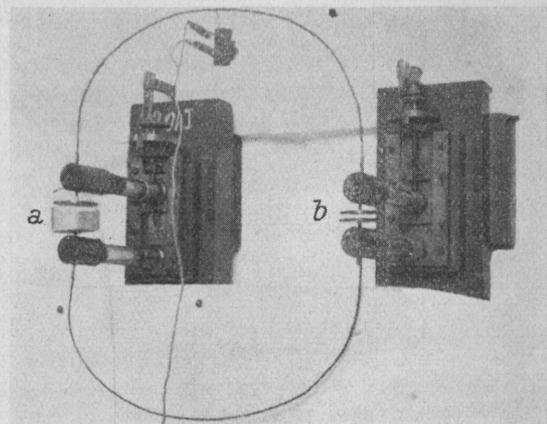


Abb. 9.

Die beiden Kondensatoren waren mit Mikrometer- teilung versehen, die eine genau reproduzierbare Verstellung gewährleistete. Der Plattendurchmesser des einen Kreisplattenkondensators stimmte genau mit dem Durchmesser der zu messenden Substanzen überein. Die untere Platte des horizontal liegenden Kondensators a wurde mit einem genau passenden Glasring umgeben und abgedichtet, die obere Platte war in diesem Glasring beweglich. Diese Anordnung wurde mit einer Reihe Flüssigkeiten bekannter D.K. geeicht, und zwar so, daß die Schichtdicke der Flüssigkeit mit der Dicke des zu messenden festen Körpers genau übereinstimmte. Da Flüssigkeit und feste Substanz den Kondensator in

gleichem Maße erfüllt, entfallen gemeinsame Fehler (Randwert), d. h. die nach dieser Methode gefundenen Werte der D.K. können als Absolutwerte gelten (Kurve 10). Auch hier wurde die Resonanzstelle durch einen aperiodisch gekoppelten Dipol angezeigt.

e) Die Messung der D.K. von Substanzen hoher D.K. Kerafar und Isolierstoff bei Niederfrequenz (500 und 50 Perioden) erfolgte in Wheatstonscher Brückenschaltung. Das Tonminimum wurde im Telefon abgehört und bei 2 gleichen Widerständen mit geeichtem Drehkondensator erreicht.

Die statische Messung der D.K. von Kerafar erfolgte mit dem 2-Fadenelektrometer und parallelgeschaltetem Kondensator nach bekannten Verfahren durch Löffelaufladung (Kohlrausch XV, 1927, S. 643/44).

III. Meßergebnisse.

Großenteils stellten die einzelnen Firmen nur je ein Prüfstück der zu untersuchenden Substanzen zur Verfügung. Es konnten deshalb Erfahrungen und Ergebnisse nur an diesem einen Stück gesammelt werden. Das ist bei der Wertung der Ergebnisse zu beachten (s. Abschnitt IVa, 5).

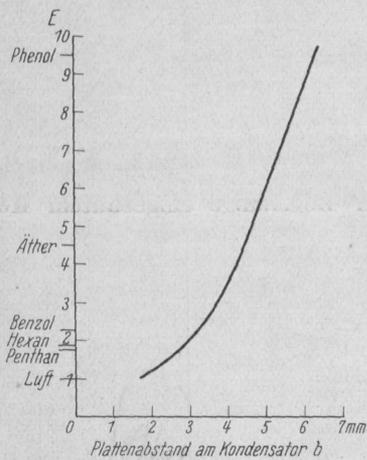


Abb. 10. Platten \varnothing 5,1 cm, Platten-Dicke 0,68 cm.

Rosenthal mm	ϵ	ϵ
G 50	4,4	4,4
Ge	4,45	4,5
We	4,4	4,4

Soweit einzelne Firmen (Ellinger u. Geißler in Dornhain sowie R. Bosch in Feuerbach b. Stuttgart) lediglich geprägte Reklameplatten mit erhabenem Firmenaufdruck übersandten, mußten die polierten u. u. E. besonders isolierenden Oberschichten entfernt werden. Das durch Abreiben bedingte Aufrauen der Oberflächen hat vermutlich größeren Einfluß der Luftfeuchtigkeit zur Folge und könnte auch sonst Verlust der einen oder anderen Eigenart bedingen (s. auch Oberflächeneinfluß, Abschnitt III f).

Die für die Untersuchung zur Verfügung gestellten festen Isolierstoffe ergaben folgende Werte:

a) Dämpfungsmessungen, Verlustwinkel.

Die Werte der Dämpfungsmessungen bei $\lambda = 4$ m; 8 m; 25 m; 50 m; 100 m sind aus Abb. 11 zu ersähen.

Die Dämpfung der festen Isolierstoffe wurde ohne aufgebrauchte Elektroden bestimmt, um Widerstandseinflüsse durch dünne aufgedampfte Schichten zu vermeiden.

Abb. 11 zeigt im logarithmischen Maßstab den Gang der Dämpfung mit der Wellenlänge (s. Abschnitt IV, Meßgenauigkeit). Bei den meisten organischen Substanzen tritt bei $\lambda \sim 10$ m ein geringes Dämpfungsmaximum auf, das aber durchweg unter $\vartheta = 0,07$ bleibt. Es fehlt also in allen Fällen ein genaues Absorptionsgebiet (da $\vartheta < 0,1$).

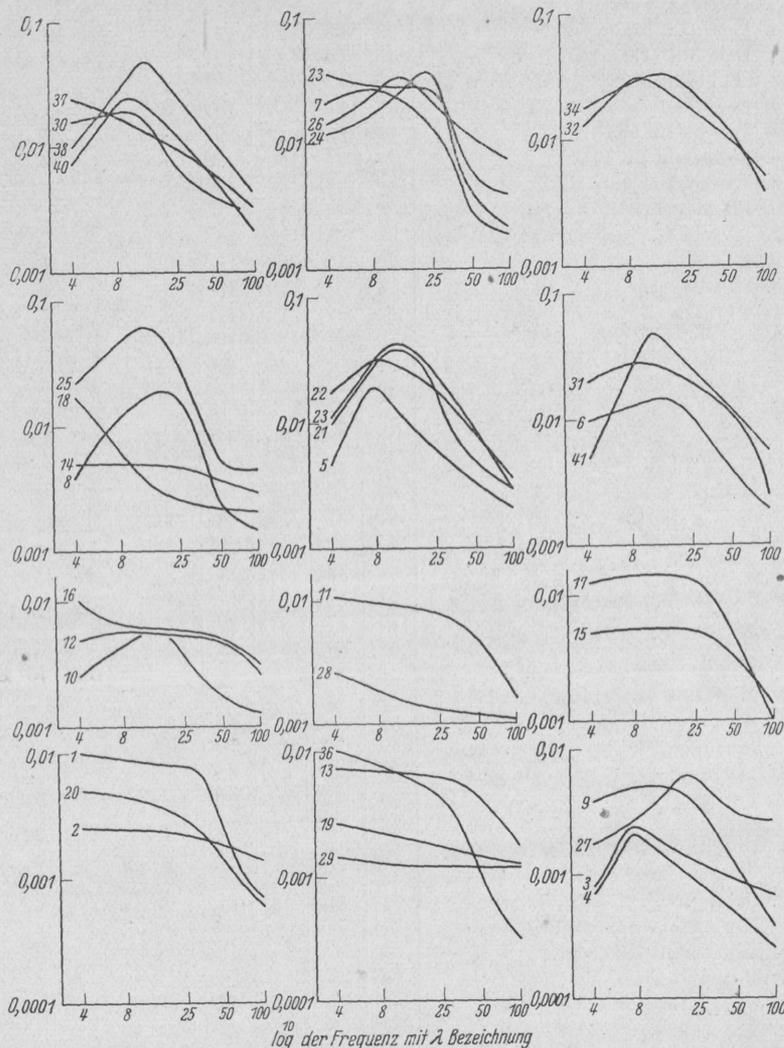


Abb. 11. Dämpfung abhängig von der Frequenz. Log 10 — Maßstab.

H. Beck findet bei seinen Messungen an Isolierölen ein ähnliches Dämpfungsgebiet bei $\lambda = 10$ m [vgl. H. Beck, Physik. Z. 34 (1933) 721].

Ob ein Zusammenhang besteht, mag vorerst offenbleiben. Tab. 1 bringt die Verlustwinkel für die Wellenlängen 4, 8, 25, 50, 100 m.

Bei den Substanzen mit kleinem Verlustwinkel ($1 \cdot 10^{-4}$ bis $5 \cdot 10^{-5}$ sind die Angaben unsicher, da die Dämpfung größenordnungsmäßig mit den Grenzen der hier erzielten Meßgenauigkeit zusammenfällt).

Die in vorliegender Arbeit angegebenen Verlustwinkelwerte stehen in teilweise Widerspruch zu den Ergebnissen einer Arbeit von L. Rhode und H. Schwarz [12].

Um einen besseren Vergleich dieser beiden Arbeiten zu ermöglichen, werden in Tab. 2 die Ergebnisse der Rhodischen Arbeit angeführt, soweit sie mit vorliegender Arbeit vergleichbar sein könnten. Man muß die Möglich-

Tabelle 1.

Verlustwinkel in 10^{-4} Einheiten
(aufgenommen bei Zimmertemperatur und nicht besonders
getrocknet).

	Wellenlänge				
	4m	8m	25m	50m	100m
1. Preßbernstein (Ostpr.)	31	27	23	7	3
2. Trolitul	8	7,7	7	6	4
3. Pertinax schwarz	24	74	37	28	21
4. Pertinax braun	23	63	26	14	7
5. Bakelite (Ges. Berlin)	15	63	19	10	7
(Bakelite-Harz C Qualität W.)					
6. Deutsche Lu Qu	31	39	34	13	6
7. Ton-u. Lu 5287	68	85	42	9	6
8. Steinzeug-Lu I	13	34	50	8	5
9. Werke Pyroton H I	116	156	100	13	11
10. Ph. Rosenthal Nr. 18.	8	14	12	5	4
11. A.G. „ 33.	33	25	25	15	5
12. Selb in „ 66.	16	18	15	15	10
13. Bayern „ 81.	24	19	13	5	5
14. „ 82.	16	15	11	9	
15. „ 83.	16	16	10	4	
16. „ 84.	32	21	18	15	9
17. „ 86.	39	39	16	3	
18. „ We	49	8	7	6	
19. „ Ge	8	5	5	4	
20. „ G 50	16	13	9	4	2
21. A.E.G. Schichtstoff Tf.	31	90	58	15	9
22. Berlin Kl. II	54	97	54	15	11
23. Kl. III	70	59	52	19	12
24. Preßstoff Y	24	32	69	14	7
25. „ S	68	137	87	17	14
26. „ A	47	77	64	39	11
27. „ I	65	86	167	93	83
28. Steatit Frequentia	8	6	4	4	4
29. Magnesia Isolierstoff 034 III.	5	4	4	4	4
30. A.G. Kerafar.	51	58	12	9	
Berlin					
31. Dorfhain Elgesit gelb I	62	84	61	37	8
32. Fabrik „ „ II	40	86	56	34	15
33. Ellinger u. „ grün	33	97	74	29	10
34. Geißler „ rot	56	84	80	39	11
35. „ schwarz	48	77	38	18	
36. Calan „ „	31	23	13	3	1
Hermesdorf Schomburg Isolatoren Gesellschaft					
37. Bosh Resitex Tx 22	79	58	31	19	11
38. „ Resiform VS 2/622	32	84	87	35	14
39. „ „ VS 2/629	46	73	44	23	
40. „ „ VM 6268/3a.	24	66	40	19	7
41. „ „ VS 7/51	15	79	79	37	17
Robt. Bosch A.G. Feuerbach b. Stuttgart					

keit offenlassen, daß die Proben verschiedener Herkunft waren, daß die einzelnen Lieferungen sehr verschieden ausfallen können und daß auch Lagerungsverhältnisse von Einfluß sind. Da L. Rhode angibt eigens getrocknet zu haben, erscheint eine Feuchtigkeitsbeeinflussung unwahrscheinlich.

Der Verlustwinkel wird bei L. Rhode und H. Schwarz aus der Widerstandserhöhung eines Schwingkreises bestimmt, wenn in den Kondensator ein Dielektrikum gebracht wird.

b) Dielektrizitätskonstanten bei $\lambda = 4 m$ und $\lambda = 100 m$.

Die D.K. der festen Substanzen wird in Tab. 3 angegeben.

Tabelle 2.
Verlustwinkel $\times 10^{-4}$

	nach Rhode u. Schwarz		nach vorliegender Arbeit	
	3 m	6 m	4 m	8 m
Trolitul	1,5	1,5	8	7,5
Preßbernstein	330	300	30,5	27,5
Bakelite	500	450	14,6	63
Pertinax	1000	900	24	70

Tabelle 3.
Dielektrizitätskonstante
aufgenommen bei Zimmertemperatur.

Wellenlänge Hertz	4 m	100m	sta- tisch
	$7,5 \cdot 10^8$	$3 \cdot 10^9$	
Preßbernstein	2,45	2,46	
Trolitul	2,3	2,3	
Pertinax schwarz	4,2	4,2	
Pertinax braun	4,0	4,0	
Bakelite Berlin	3,9	3,9	
Ton Lu Qu	5,5	5,4	
„ Lu 5287	4,5	4,4	
„ Lu I	5,2	5,2	
„ Pyroton H I	4,5	4,4	
Rosenthal 18	4,4	4,4	
„ 33	4,9	4,8	
„ 66	4,4	4,4	
„ 81	4,5	4,4	
„ 82	3,9	3,9	
„ 83	4,6	4,5	
„ 84	4,6	4,6	
„ 86	4,5	4,4	
„ We	4,4	4,4	
„ Ge	4,5	4,5	
„ G 50	4,4	4,4	
AEG Schichtstoff Tf.	3,7	3,7	
„ „ Kl. II	4,1	4,1	
„ „ Kl. III	3,3	3,4	
„ Preßstoff Y	6,4	6,4	
„ „ S	4,1	4,1	
„ „ A	5,3	5,3	
„ „ I	4,5	4,5	
Steatit Frequentia	5,5	5,4	
„ Isolierstoff	71	71	
„ Kerafar	68	68	~64
Elgesit gelb I	4,1	4,2	
„ gelb II	3,9	3,9	
„ grün	4,8	4,8	
„ rot	4,2	4,2	
„ schwarz	4,4	4,4	
Calan mit Orginalbel.	6,4		
Calan (verschied. Meßmethoden)	4,3		
Bosh Resitex Tx 22	3,2	3,2	
„ Resiform VS 2/622	3,3	3,3	
„ „ VS 2/629	3,3	3,4	
„ „ VM 6268/3a	3,0	3,1	
„ „ VS 7/51	4,4	4,4	
Quarz amorph	3,9		
Quarz \perp opt. Achse	4,4		

Die Ergebnisse zeigen, daß die D.K. im untersuchten Gebiet konstant ist. Die gefundenen Abweichungen halten sich durchweg im Rahmen der Meßgenauigkeit.

Eine ungeklärte Erscheinung trat an der Substanz Calan der Hescho-A.G. Hermsdorf-Thüringen auf. Die von dieser Firma übersandten Versuchsplatten mit Silberelektroden ergaben eine D.K. $\epsilon = 6,4$. Nach vorsichtiger Entfernung der Elektroden durch Abschleifen und Abätzen mit Salpetersäure ergab sich die D.K. zu $\epsilon = 4,2$. Um diese Verkleinerung aufzuklären, wurde eine Reihe Versuche angestellt.

Um eine durch Luftspalte auftretende Verkleinerung der D.K. auszuschließen (Abschn. IV b) wurden die Calanplatten parallel geschliffen. Auch jetzt bestimmte sich die D.K. zu $\epsilon = 4,3$.

Die D.K. erwies sich abhängig von unmittelbar auf die Calanplatten aufgebrachten Elektroden.

Um die D.K. von Calan unabhängig von den aufgebrachten Elektroden zu bestimmen, wurde das Mischungsverfahren angewandt. Es wurde eine Flüssigkeitsmischung gesucht, deren D.K. von der Menge eingebrachter Calanteilchen (im Mörser zerleinert) unabhängig war. Die D.K. dieser Flüssigkeit ließ sich leicht bestimmen und ergab den Wert $\epsilon = 4,3$ u. 4,1.

Demnach hatte die Calanmasse die D.K. $\epsilon = 4,3$.

Die eigentliche Ursache wurde nicht gefunden. Eine zur Klärung eigens nachbestellte Platte zeigte die gleichen Erscheinungen.

Die von uns gefundene Konstanz der D.K.-Werte im untersuchten Gebiet steht wieder mit Messungen von H. Kühlewein (Z. techn. Physik 1929, 280) in Widerspruch. Die von ihm seinerzeit angegebenen Sprünge der D.K. (vgl. Physikalisch-Chemische Tabellen von Landolt-Börnstein II, Ergänzungsband) sind u. E. nicht vorhanden.

Auch aus theoretischen Gründen erscheinen sie durchaus unglaubwürdig.

c) Dielektrizitätskonstanten von Flüssigkeiten bei $\lambda = 4,20$ m.

Tab. 4 zeigt die D.K.-Werte der Eichflüssigkeiten.

Die Ergebnisse zeigen gute Übereinstimmung mit bereits bekannten Literaturwerten. Die von W. Ziegler [10] geäußerten Bedenken wegen des Einflusses der Lecherdrähte umschließenden Behältergröße scheinen in unserem Fall offenbar nicht zutreffend.

Tabelle 4.
Dielektrizitätskonstante
der Eichflüssigkeiten bei $\lambda = 4,20$ m u. $t = 20^\circ$.

	ϵ
Penthan	1,76
Hexan	1,86
Benzol	2,26
Äthyläther	4,53
Phenol	9,52
Nitrobenzol	32,7

Besonderer Wert wurde der Bestimmung der D.K. von Nitrobenzol zugemessen. Von der Firma TeKaDe Nürnberg, wurde besonders gereinigtes, sauerstoff- und wasserfreies, destilliertes Nitrobenzol zur Verfügung gestellt, wie es in Kerr-Zellen bei Fernsehapparaten Verwendung findet. Unter Beobachtung besonderer Vorsichtsmaßnahmen wurde Nitrobenzol unter Stickstoffatmosphäre in das besonders getrocknete Rohr eingeführt.

Nitrobenzol $\epsilon = 32,7$ ($t = 20^\circ$).

Dieser Wert steht in guter Übereinstimmung mit früheren Veröffentlichungen (E. G. L. Meyer, Temperaturabhängigkeit von Nitrobenzol, Landolt-Börnstein, Ergänzungsband I, S. 561).

Meyer gibt für $\lambda = 500$ m und $t = 20^\circ$ $\epsilon = 32,9$ an. Die gute Übereinstimmung der Werte bei 500 m und 4 m zeigt, daß zwischen $\lambda = 4$ m und längeren Wellen kein Absorptions- und Dispersionsgebiet auftritt, die Relaxationszeit des Nitrobenzols also sicher unter

10^{-8} sek. liegt [vgl. W. Ziegler, Physik. Z. 35 (1934) 476].

Über Verlustwinkel von Nitrobenzol abhängig von Reinheitsgrad und Temperatur s. bei H. Beck, Physik. Z. 34 (1933) 721.

d) Temperatureinfluß auf die Dämpfung.

Nur beiläufig wurde die Temperaturabhängigkeit der Dämpfung gemessen und zwar wurde der Verlustwinkel für $\lambda = 100$ m (in einzelnen Fällen auch für $\lambda = 50$ m) bei rd. 60° C bestimmt. Auf ein genaues Einhalten dieser Temperatur wurde kein besonderer Wert gelegt, da es nur auf Größenordnung und Sinn des Temperatureinflusses ankam (Tab. 5).

Tabelle 5.
Temperaturabhängigkeit des Verlustwinkels
 $\lambda = 100$ m.

	in 10^{-4} Einheiten $t = +60^\circ$ Zimmer- temp.
Preßberstein (Ostpr.)	13 2
Trolitul	10 4
Pertinax schwarz	32 21
„ braun	8 7
Bakelite Berlin	11 7
Ton Lu Qu	2 6
„ Lu 5287	2 6
„ Lu I	4 5
„ Pyroton H I	2 11
Rosenthal 18	2 4
„ 33	2 5
„ 81	3 6
„ 86	2 3
„ Ge	3 4
AEG Schichtstoff Tf	10 9
„ „ Kl. III	7 12
„ Preßstoff Y	2 7
„ „ S	17 14
„ „ A	70 11
„ „ I	∞ 84
Steatit Kerافر	2 9
Elgesit gelb II	34 16
„ rot	17 11
Bosch-Resitex Tx 22	11 11
„ -Resiform VS 2/629	33 23
„ „ VS 7/51	10 17
Temperaturabhängigkeit des Verlustwinkels bei $\lambda = 50$ m.	
	$+60^\circ$ Zimmertemp.
Preßberstein Ostpr.	11 6,7
Pertinax braun	15,4 14,4
Pyroton H I	7 13,1
Rosenthal 18	1,6 5,4
„ 86	2,25 15,4
AEG Preßstoff A	33 38,5

Das starke Ansteigen der Dämpfung bei den organischen Substanzen stimmt mit anderen Ergebnissen überein (z. B. E. Müller und O. Zinke [11]).

Die Abnahme der Dämpfung an keramischen Substanzen könnte durch einen bei Temperatursteigerung abnehmenden Wassergehalt (Luftfeuchtigkeit) erklärt werden.

Eine Messung der Temperaturabhängigkeit unter 0° unterblieb, wegen des erforderlichen unverhältnismäßig großen Aufwandes.

e) *Mischdielektrika hoher Dielektrizitätskonstante.*

Angeregt durch die Substanzen hoher D.K. Kerafar und Isolierstoff, wurde versucht, ähnliche Bedingungen durch Einbettung von Metallpulvern in eine isolierende Grundsubstanz zu erreichen. Benutzt wurden Aluminiumbronze und Kanadabalsam. Tab. 6 zeigt die hinsichtlich D.K. und Dämpfung erzielten Ergebnisse. Das bei $\lambda = 25$ m auftretende Maximum kann vielleicht durch Übergangswiderstände an Partikelpaketen gedeutet werden. An sich sollte noch keine Dämpfung bei diesen Frequenzen erwartet werden.

Tabelle 6.
Dämpfung.

	ϵ	4 m	8 m	25 m	35 m	50 m	100 m
Kanadabalsam	2,14	0,0025		0,0020		0,0010	0,0010
Kanadabalsam mit Aluminium	16	0,0023	0,0057	0,0170	0,0023	0,0014	0,0010
Kanadabalsam mit Aluminium	23			0,0060	0,0016	0,0015	0,0010

Vgl. F. Banneitz, Leipzig. Diss. 1919. Messung der D.K. von Mischkörpern.

Einige weitere in der Technik sicher sehr wichtige Fragestellungen, nämlich der Einfluß der Feuchtigkeit und die Beschädigung der Oberfläche der Substanzen wurden nur gestreift.

f) *Der Einfluß der Oberflächenveränderung*

wurde an Pertinax schwarz von Meirowsky, Köln, erprobt.

Tab. 7 bringt eine solche Beobachtung.

Tabelle 7.

$l = 100$ m. Pertinax schwarz.

Ursprünglich	Dämpfung	0,0064
Mit Glaspapier angeraut	„	0,0078
Oberfläche abgedreht	„	0,0084

Diese Veränderung ist unbedeutend.

g) *Zur Prüfung des Feuchtigkeitseinflusses*

wurden keramische Massen untersucht.

Tab. 8 zeigt die Dämpfung der Rosenthal-Porzellansubstanz Ge in lufttrockenem, feuchtem und nassem Zustand.

Tabelle 8.

$l = 100$ m. Rosenthal Ge

Lufttrocken	Dämpfung	0,0014
Feucht	„	0,0039
Naß	„	0,0041

Größer ist die Abhängigkeit bei der porösen Substanz Pyroton H I der deutschen Ton- und Steinzeugwerke.

Tab. 9 zeigt die Dämpfungswerte der Substanz im absolut trockenen, lufttrockenen und feuchten Zustand.

Der „feuchte“ Zustand wurde durch langsames Tränken mit Wasser und oberflächliches Abwischen der Substanz erreicht.

Tabelle 9.

Pyroton H I	Dämpfung bei $\lambda =$		
	100 m	25 m	8 m
getrocknet	0,0006	0,025	0,018
lufttrocken	0,0035	0,031	0,049
feucht		0,064	0,072

IV. Meßschwierigkeiten und Genauigkeit.

a) *Fehler bei der Bestimmung der Dämpfung.*

1. Wie im Abschnitt III „Versuchsergebnisse“ gezeigt wurde, hat schwankende Luftfeuchtigkeit einen gewissen Einfluß auf die Dämpfung, der je nach Substanz und Oberfläche verschieden ist. Im Hinblick auf die technische Verwendung haben wir die Substanzen nicht im absolut trockenen Zustand gemessen, sondern unter normalen Bedingungen, wie sie sich bei Lagerung an Luft einstellen. Da aber unsere Messungen nicht alle bei gleicher Luftfeuchtigkeit ausgeführt wurden, müssen kleine dadurch bedingte Fehler in Kauf genommen werden.

2. Größer schätzen wir die Schwankungen, die in der Meßgenauigkeit selbst liegen.

Für die Beurteilung der Meßgenauigkeit kommen verschiedene Ursachen in Frage. Voraussetzung ist, daß die Meßmethode richtige Werte ergibt.

In erster Linie ist hier die Ankopplung des Resonanzkreises an den Oszillatorkreis von Bedeutung. Zu starke

Ankopplung brachte Rückwirkungen auf den Sender und diese wiederum ließen die Dämpfung der Resonanzkurven (Abb. 12) nach kleineren Resonanzspannungen hin ansteigen [4]. Abb. 13 zeigt die Symmetrie der Resonanzkurven bei verschiedenen Wellenlängen.

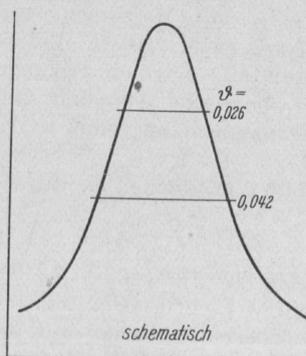


Abb. 12.

Den entgegengesetzten Effekt bringen sehr spitze Resonanzkurven, die aus Ungenauigkeitsgründen nicht ganz ausgemessen wurden,

d. h. die eigentliche Resonanzspitze liegt höher als die gemessene. Solche zu niedrigen Kurven rufen einen Dämpfungsanstieg nach großen Resonanzspannungen hin hervor (Abb. 14), da wegen der zu niedrigen Spitze auch die Halbwertsbreite zu tief liegt.

Alle in dieser Arbeit angegebenen Werte sind von diesen Fehlern frei.

3. Schwieriger liegt jedoch der Fall bei Wellenlängenänderung.

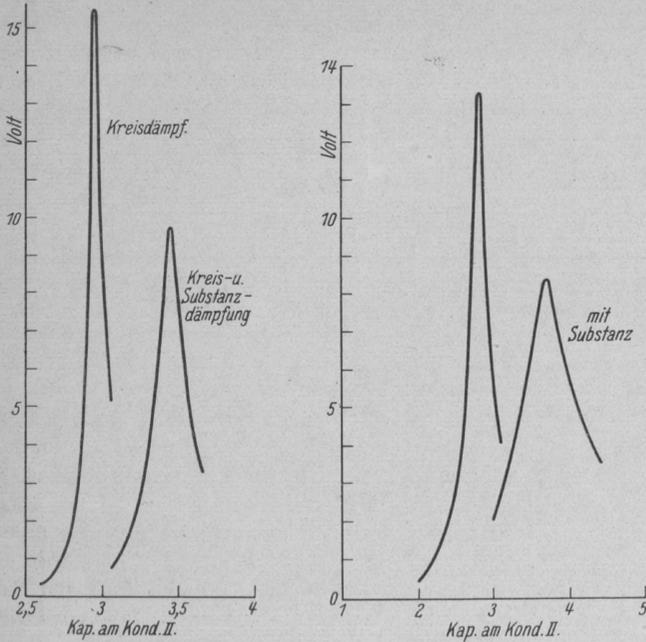
Wegen der aperiodischen Ankopplung des Detektors geht der Ausschlag des Meßinstrumentes nie ganz auf Null zurück. In diesem Fall ist eine einwandfreie Ermittlung der Halbwertsbreite aus der Scheitelhöhe nicht möglich, da die Null-Linie mehr oder weniger von den auf aperiodische Ankopplung zurückgeführten Resteffekt abzuweichen scheint. Diese Ungenauigkeit kann bei den $\lambda = 4$ m und $\lambda = 8$ m zugehörigen Dämpfungsreihen gewisse Fehlangaben bedingen, jedoch ist auch dieser Fehler nicht größer als 5 Einheiten der 4. Dezimale.

4. Eine andere Ungenauigkeit wird dadurch bedingt, daß in die für Frequenzänderung gültige Dämpfungsformel das Quadrat der Resonanz- und Halbwertswellenlängen eingeht. Geringe Einstellungs-genauigkeit am Sender kann deshalb beachtlichere Fehler hervorrufen. Wiederholung von Messungen an derselben Substanz ergaben Fehlergrößen von 10%. Diesen Fehler durch Häufung der Meßreihen herabzudrücken, schien aus nachfolgenden Gründen nicht lohnend:

5. Wie aus der Literatur bekannt ist [8] und wie wir uns selbst überzeugen konnten, sind die Verluste der

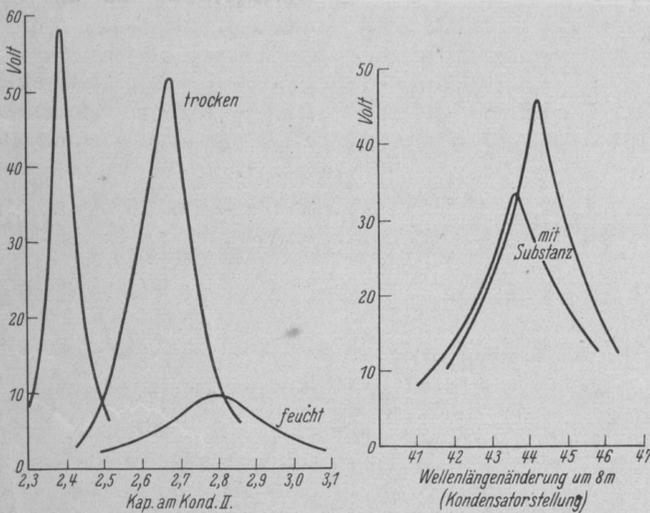
technischen Isolationsmaterialien von Herstellung zu Herstellung verschieden. Die Schwankungen der den Stoffen eigenen Größen sind meistens beträchtlicher als die Fehlergrenzen des angewandten Meßverfahrens! (Vgl. Messungen an Elgesit gelb.)

6. Angabe der durch Messung und Rechnung bedingten Fehlergrenze für $\lambda = 25-100$ m.



$\lambda = 100$ m. AEG-Isolierschichtstoff Kl. III.

$\lambda = 50$ m. Elgesit gelb II.



$\lambda = 25$ m. Pyroton H.I.

$\lambda = 8$ m. Ton Lu 5287.

Abb. 13 a-d.

Die Dämpfung und somit der Verlustwinkel bestimmen sich aus der Dämpfungsformel. Fast in allen Fällen wurde die Dämpfung für 3 verschiedene Breiten (Halbwerts-, Zweidrittel-, Dreiviertelwertsbreite) errechnet und das daraus gebildete Mittel als Dämpfung einer Kurve weiter verwendet. Dadurch wurde der Fehler weitgehend verkleinert. Eine allgemein gültige Fehlergrenze läßt sich nicht angeben, da für jede untersuchte Wellenlänge die Resonanzkreiseigendämpfung verschieden war. Aus etwa 800 ausgewerteten Resonanzkurven wurde der bei der Dämpfungsberechnung einer Kurve gemachte

Fehler auf $\pm 0,0002$ geschätzt. Der für die Substanzdämpfung mögliche Fehler beträgt demnach etwa $\pm 0,0005$.

7. Bei der Besprechung der möglichen Fehler muß auf die Arbeit „Grundsätzliches über die Messung von Verlustwinkeln...“ von E. Müller und O. Zinke [11] hingewiesen werden.

b) Fehler bei Bestimmung der Dielektrizitätskonstanten.

Bestimmt man die D.K. eines festen Körpers durch Einführung einer Platte in einen Kondensator, so ist darauf zu achten, daß kein Luftspalt zwischen Substanz und Elektrode vorhanden ist. Um dieser Möglichkeit zu begegnen, wurden die Messungen der D.K. grundsätzlich mit aufgedampften Elektroden ausgeführt. Besonders die Werte von Substanzen hoher D.K. können beträchtlich beeinflusst werden.

Beispiel: Füllt ein Dielektrikum den Raum zwischen den Kondensatorplatten nicht vollkommen aus, d. h. bildet sich ein kleiner Luftspalt, so können die Werte der D.K. wesentlich verfälscht werden (vgl. Reinwirtz III, 1922, S. 116).

Für einen Plattenkondensator mit Plattenabstand d und Dicke d' des Dielektrikum $d' < d$ gilt

$$C = \frac{F}{4\pi(d-d' + d'/\epsilon)}$$

Ist beispielsweise $d = 3,2$ mm und $d' = 3,0$ mm und $\epsilon = 60$, so liefert die Berechnung aus der einfachen Formel

$$C = \epsilon^*(F/4\pi d')$$

also unter Vernachlässigung des Luftspaltes einen verfälschten Wert der D.K.

$$\epsilon^* = \frac{d'}{(d-d')\epsilon + d}; \quad \epsilon^* = \frac{1}{5}\epsilon = 12.$$

Selbstverständlich wurden bei diesen Versuchen die Größe der Kondensatorelektroden C_{III} kleiner gewählt als der Durchmesser der zu untersuchenden Substanzen um den Einfluß des Kondensatorrandfeldes zu verringern.

V. Zusammenfassung.

In vorliegender Arbeit wird Dielektrizitätskonstante (D.K.) und Verlustwinkel an Stichproben von 40 keramischen und organischen Substanzen im Bereich kurzer elektrischer Wellen zwischen $\lambda = 4$ m und $\lambda = 100$ m nach dem Resonanzverfahren gemessen.

Die Bestimmung des Verlustwinkels bei $\lambda = 4$ m und $\lambda = 8$ m geschieht unter Veränderung der Senderwelle.

Die Bestimmung der D.K. bei $\lambda = 4$ m erfolgt durch Vergleich mit Flüssigkeiten. Im untersuchten Bereich ist die D.K. konstant, d. h. es besteht kein Absorptionsgebiet.

Für einige organische Flüssigkeiten wird für 4 m Wellenlänge, zum Teil erstmalig, die D.K. bestimmt

Im Hinblick auf die Fernstehteknik wird für diese Wellenlänge auch die D.K. von gereinigtem Nitrobenzol (für Kerr-Zellen) gemessen.

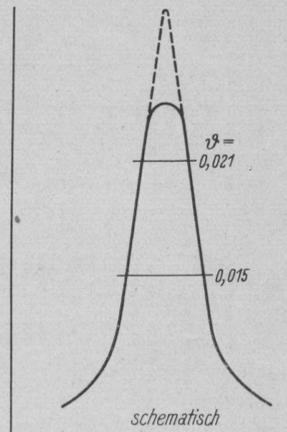


Abb. 14.

Die Dämpfung steigt bei den festen Isolierstoffen nach kurzen Wellen hin an, bei den keramischen Substanzen meist monoton, bei den organischen Substanzen dagegen (Kurve III) tritt bei $\lambda = 10$ m ein Dämpfungsmaximum auf, in dem jedoch in allen Fällen die Dämpfung 0,07 nicht überschreitet. (Dieses Dämpfungsgelände gleicht der von H. Beck, Physik. Z. 1933, Nr. 19 beschriebenen Erscheinung an Isolierölen bei derselben Wellenlänge.)

Eine Erklärung dieses Dämpfungsgeländes wird nicht versucht.

Über den Einfluß der Luftfeuchtigkeit auf die Dämpfung, sowie die Zerstörung der präparierten Oberflächen bei Schichtsubstanzen und die dadurch bedingte Dämpfungsänderung wurden vorläufige Messungen ausgeführt.

Für eine Reihe fester Isolierstoffe ist die Dämpfung auch für erhöhte Temperaturen ermittelt.

Mischkörper hoher D K. werden hergestellt und die Dämpfung abhängig vom Mischungsverhältnis bestimmt. Im Hinblick darauf, daß von der Mehrzahl der angeführten Stoffe nur eine einzige Probe untersucht werden konnte, ist es nicht angängig, die Meßergebnisse ohne weiteres zu verallgemeinern und etwa Werturteile über die verschiedenen Fabrikate abzuleiten. Es kann lediglich gesagt werden, daß die angeführten Werte an den betreffenden Proben völlig reproduzierbar waren, wie mehrfache Wiederholungen der Messungen im Abstand von Wochen gezeigt haben.

Ich danke dem Vorstand des Physikalischen Institutes der Universität Erlangen, Herrn Universitätsprofessor Dr. B. Gudden, für die ständige Hilfe und Förderung.

Besonderer Dank gilt der Firma Süddeutsche Telefon-Kabel und Drahtwerke TeKaDe in Nürnberg für die Bereitstellung von Mitteln und manch wertvollen Rat.

Weiterhin schulde ich Dank all den Firmen, die Untersuchungsmaterial bereitwillig zur Verfügung gestellt haben.

Literaturverzeichnis.

1. Banneitz, Fr., Messung der Dielektrizitätskonstanten von Mischkörpern. Diss. Leipzig 1919. — 2. Möller, E., Über die Abhängigkeit des dielektr. Verlustwinkels u. der Dielektrizitäts-Konstanten von der Frequenz. Arch. Elektrot. 1925, Nr. 15. — 3. Böning, P., Die scheinbare Änderung der Dielektrizitäts-Konstanten techn. Isolierstoffe. Z. techn. Physik 1928, Nr. 6. — 4. Kühlewein, H., Der „ZnSCu“-Phosphor als unvollkommenes Dielektrikum. Diss. Erlangen 1928. — 5. Esau, A. u. Busse, E., Über die Erwärmung von festen und flüssigen Isolatoren in Wechselfeldern sehr hoher Frequenz. Jahrb. d. drahtl. Telegr. 1930, Nr. 35. — 6. Gemant, Dr. A., Elektrophysik der Isolierstoffe. Verlag Springer, Berlin 1930. — 7. Anderson, W., „The Dielectric Constant and Power-Factor of some solid Dielectrics at Radio Frequencies“. Philos. Mag. 1932, Nr. 87. — 8. Rhode, L., Hochfrequenz-Isolierstoffe. Arch. techn. Messen 1933, Z940-1. — 9. Pfestorf, G., Faserstoffe, geschichtete Isolierstoffe. Arch. techn. Messen 1933, Z943-1. — 10. Ziegler, W., Die Dispersion und Absorption elektrischer Wellen. Physik. Z. 1934, Nr. 12. — 11. Müller, E. u. Zinke, O., Grundsätzliches über die Messung von Verlustwinkeln und die Bedeutung der Temperaturabhängigkeit des $\tan \delta$ in der Hochfrequenztechnik. H.F. Techn. u. El. Ak. 1934, Nr. 5. — 12. Rhode, L. u. Schwarz, H., Verlustwinkelmessung bei 10^8 Hz. H.F. Techn. u. El. Ak. 1934, Nr. 5.

Lebenslauf.

Ich, Hermann Keßler, deutscher Reichsangehöriger evangelischer Konfession, wurde am 2. August 1911 zu Fürth in Bayern als Sohn des derzeitigen Studienprofessors Friedrich Keßler und seiner Ehefrau Marie geb. Braun geboren. Nach dem Besuch der Volksschule zu Fürth, Zweibrücken (Pfalz) und Nürnberg trat ich an Ostern 1921 in die Alte Oberrealschule zu Nürnberg ein. Dort legte ich an Ostern 1930 die Reifeprüfung ab und bezog im Sommersemester 1930 die Universität Erlangen, um Physik zu studieren. Das SS. 1932 verbrachte ich an der Universität Göttingen. Nach meiner Rückkehr nach Erlangen begann ich im Wintersemester 1932/33 mit einer Arbeit über „Ultraschwellen“ bei Herr Privatdozent Dr. K. Kohl, Erlangen. Nach dessen Ausscheiden aus dem Erlanger Physikalischen Institut erhielt ich von dessen Vorstand, Herrn Universitätsprofessor Dr. B. Gudden, dankenswerterweise die neue in meiner vorliegenden Dissertation bearbeitete Aufgabe.

52411