

Dielektrische Eigenschaften von verschiedenen Isolierstoffen.

Von

Karl Willy Wagner.

(Mitteilung aus dem Kaiserlichen Telegraphen-Versuchsamt.)

Übersicht. Die nachstehende Arbeit befaßt sich mit der experimentellen Erforschung der dielektrischen Eigenschaften von mehreren vielgebrauchten Isolierstoffen; insbesondere mit ihren dielektrischen Verlusten. Die Messungen haben sich erstreckt auf eine Reihe von Guttapercha- und Balatasorten, künstliche Guttapercha nach Gentzsch, Balataharz, verschiedene Weich- und Hartgummisorten, Paraffin, Ceresin und ein Gemisch aus beiden, gewöhnliches und paraffiniertes Papier, neun verschiedene Arten von Drahtisolationen und Porzellanglocken.

In dem ersten Teile der Arbeit wird das Messungsverfahren beschrieben und außerdem in großen Zügen geschildert, welche Vorstellungen man sich heute von dem Verhalten eines mit Verlusten behafteten Dielektrikums macht. Daß diese Vorstellungen zu einer brauchbaren Beschreibung der dielektrischen Vorgänge führen, zeigt sich an den ausführlichen Messungsergebnissen an verschiedenen Guttaperchasorten und an einer Reihe von anderen Stoffen, die in dem zweiten bis vierten Teile der Arbeit angegeben sind.

Die feuchtigkeitshaltigen Faserstoffe weisen ein in mancher Hinsicht etwas abweichendes Verhalten auf; dies rührt davon her, daß der Leitungsstrom bei diesen Stoffen nicht das Ohmsche Gesetz befolgt, sondern rascher als die Spannung wächst, und daß außerdem die Leitfähigkeit in der Zeit nach dem Anlegen einer konstanten Spannung noch zunimmt und nur allmählich einem Beharrungswerte zustrebt. Zur Erklärung dieser Erscheinung wird eine Hypothese von Evershed herangezogen; es zeigt sich, daß die hieraus gezogenen Folgerungen auch mit dem Ergebnis der Wechselstrommessungen im Einklang stehen.

Das praktische Ergebnis dieser Untersuchung ist in der Hauptsache ein dreifaches: Es liegt:

1. in der zahlenmäßigen Feststellung einer Reihe von Materialeigenschaften;
2. in der Erweiterung unserer Einsicht in das dielektrische Verhalten der untersuchten Stoffe unter verschiedenen Versuchsbedingungen;
3. in der Auffindung einer Anzahl von Guttaperchamischungen und -ersatzmitteln, die zur Herstellung von Fernsprechkabeln mit großer Reichweite besonders geeignet sind.

I. Grundlagen.

1. Ziel der Arbeit. Die Kenntnis der dielektrischen Eigenschaften der Isolierstoffe hat neben dem wissenschaftlichen Interesse eine große praktische Bedeutung, besonders für die Fernsprechtechnik. Das gilt vor allem von denjenigen Stoffen, die zur Isolierung von Leitungen und Kabeln dienen. Die elektrischen Ströme erfahren bekanntlich bei der Übertragung durch Leitungen jeder Art eine Dämpfung, die mit zunehmender Länge der Leitung rasch wächst. Sie rührt zum Teil von dem Energieverlust durch Joulesche Wärme im Leiter und zum Teil von dem Energieverlust im Isolationsmaterial her. Soweit die Dämpfung der zuerst genannten Quelle entstammt, kann sie durch Verstärkung des Leiters und besonders wirksam durch Erhöhen der Induktivität herabgesetzt werden. Durch diese letztere Maßnahme wird aber leider zugleich die von den Energieverlusten

im Dielektrikum herrührende Dämpfung erhöht¹⁾, so daß bei fortgesetzter Steigerung der Induktivität die Gesamtdämpfung schließlich wieder anwächst. Es gilt daher, die Energieverluste im Dielektrikum so niedrig wie möglich zu halten.

Zur Erforschung der Größe und des Verhaltens dieser Energieverluste ist vor längerer Zeit eine Untersuchung begonnen worden, über deren bisherige Ergebnisse hier berichtet werden soll, soweit sie von allgemeinem Interesse sind²⁾. Angesichts des überaus verwickelten Verhaltens der meisten dielektrischen Körper stand von vornherein fest, daß sich die Untersuchung in mancher Hinsicht beschränken müßte, sollte sie sich nicht ins Endlose verlieren. Den praktischen Bedürfnissen wurde hierbei dadurch Rechnung getragen, daß zunächst fast ausschließlich Stoffe untersucht worden sind, die in der Technik häufig verwendet werden. Im übrigen ist die Untersuchung, soweit das innerhalb dieses Rahmens möglich erschien, von wissenschaftlichen Zielen geleitet gewesen.

Die dielektrischen Eigenschaften eines Stoffes hängen bekanntlich von einer ganzen Reihe von Umständen ab. Sie ändern sich im allgemeinen stark mit der Temperatur und mit der Frequenz; bei vielen Stoffen werden sie vom Feuchtigkeitsgehalt stark beeinflusst, bei einigen hängen sie außerdem noch von der elektrischen Beanspruchung ab; zuweilen ändern sie sich auch im Laufe der Zeit. Um aber in absehbarer Zeit zu praktischen Ergebnissen zu gelangen, erschien es geboten, vorläufig die genauere Untersuchung der genannten Einflüsse bald in der einen, bald mehr in der anderen Richtung zu beschränken. Deshalb sind Messungen bis jetzt nur im Bereich der Verwendungstemperaturen gemacht worden. Soweit sie mit Wechselstrom auszuführen waren, haben

¹⁾ Dies ergibt sich aus dem bekannten Ausdrucke für den Dämpfungsexponenten:

$$\beta = \frac{R}{2} \sqrt{\frac{C}{L}} + \frac{G}{2} \sqrt{\frac{L}{C}},$$

R = Widerstand des Leiters,

G = Ableitung des Dielektrikums,

C = Kapazität,

L = Induktivität.

²⁾ Über die dielektrischen Eigenschaften von Isolierstoffen ist in neuerer Zeit eine Reihe von wichtigen experimentellen Arbeiten ausgeführt worden, von denen die folgenden besonders hervorzuheben sind:

- G. L. Addenbrooke, *Electrician* Bd. 68 (1912), S. 829; Bd. 70 (1913) S. 673. (Guttapercha und einige andere Stoffe bei sehr niedrigen Frequenzen.) *Proc. of the Phys. Soc. of London* Bd. 24 (1912), S. 286. (Oberflächenisolation bei Wechselstrom.)
- H. L. Curtis, *Bull. of the Bur. of Stand. (Washington)* Bd. 6 (1910), S. 431. (Eingehende Untersuchung von Glimmerkondensatoren.)
- J. A. Fleming u. B. Dyke, *Journ. Inst. of Electr. Eng. London* Bd. 49 (1912), S. 323. (Verschiedene Stoffe, Einfluß der Temperatur und der Frequenz im Bereich von 900 bis 4500 Perioden in der Sekunde.)
- F. W. Grover, *Bull. of the Bur. of Stand. (Washington)* Bd. 7 (1911), S. 495. (Paraffin-Papierkondensatoren; Einfluß der Temperatur, der Frequenz und der Zeit; Temperaturbereich $\theta = 10^{\circ}$ bis 35° ; $f = 33$ bis 1000 Perioden in der Sekunde.)
- H. F. Haworth, *Proc. of the Roy. Soc. London (A)* Bd. 81 (1908), S. 221. (Untersuchung von Porzellanplatten mit Gleichstrom und mit hochgespanntem Wechselstrom bei Frequenzen bis 200 Perioden in der Sekunde.)
- M. Höchstädter, *ETZ.* 1910, S. 467. (Papierkabel für hohe Spannung; Messungen bis zur Durchschlagsgrenze bei Frequenzen zwischen 30 und 60 Perioden in der Sekunde.)
- H. Jordan, *ETZ.* 1911, S. 127, 160; vgl. auch die Diskussion hierzu, S. 172. (Faserstoffe, Einfluß der Feuchtigkeit.) *Verh. d. Deutsch. Phys. Ges.* Bd. 14 (1912), S. 451. (Untersuchung von Paraffin-Papierkondensatoren in einem weiten Frequenzbereich $f = 0$ bis 540 000 Perioden in der Sekunde.)
- B. Monasch, *Ann. d. Phys. (4)* Bd. 22 (1907), S. 905. (Meßverfahren; Einfluß der Feldstärke bei verschiedenen Stoffen.)
- L. Pungs, *Archiv für Elektrot.* Bd. 1 (1912), S. 329. (Untersuchung von Ölen bei hohen Spannungen und Frequenzen zwischen 15 und 75 Perioden in der Sekunde.)
- E. H. Rayner, *Journ. of the Inst. of El. Eng.* Bd. 49 (1912), S. 3. (Verschiedene Stoffe, dielektrische Verluste bei hoher Spannung; Literaturübersicht.)
- E. v. Schweidler, *Ann. d. Phys. (4)* Bd. 24 (1907), S. 711. (Theorie der dielektrischen Anomalien; Messung des Rückstandes bei Gleichstrom; Literaturübersicht.)

sie den Frequenzbereich von etwa 350 bis 6400 Perioden in der Sekunde ($\omega = 2200$ bis 40000) umfaßt. Die Ausdehnung auf niedrigere und höhere Frequenzen sowie auf sehr tiefe Temperaturen ist zwar auch ins Auge gefaßt, aber zunächst noch zurückgestellt worden.

2. Physikalische Vorstellungen und Begriffe. Die Eigenschaften der Dielektrika, auf die es hier besonders ankommt, sind die Leitung und die dielektrische Nachwirkung.

Man denke sich einen Kondensator, dessen Dielektrikum aus dem zu untersuchenden Stoffe besteht, in einem gewissen Zeitpunkte $t = 0$ mit einer Stromquelle verbunden, die die konstante Spannung e und einen sehr geringen Widerstand hat. Der Kondensator nimmt dann sogleich nach dem Einschalten eine Elektrizitätsmenge q_0 auf, die der Spannung proportional ist:

$$q_0 = C_0 e \tag{1}$$

Den Proportionalitätsfaktor C_0 nennen wir die „geometrische Kapazität“, da sie bei einem gegebenen Stoffe nur von der Gestalt und den Abmessungen des Kondensators abhängt¹⁾. Mit der Aufnahme der Elektrizitätsmenge q_0 ist aber der Vorgang nicht beendet; der Kondensator lädt sich vielmehr langsam weiter. Die von ihm aufgenommene Menge nimmt also beständig zu, um sich schließlich nach langer Zeit einem Endwerte q_∞ zu nähern, der den Anfangswert q_0 um einen gewissen Bruchteil k übersteigt:

$$q_\infty = (1 + k) q_0 = (1 + k) C_0 e \tag{2}$$

Der Ladungsvorgang wird durch das obere Bild der Figur 1 veranschaulicht.

Die Erscheinung, daß sich der Kondensator auch nach dem Zeitpunkte $t = 0$ noch langsam weiterlädt, bezeichnen wir als „dielektrische Nachwirkung“. Eine ähnliche Erscheinung ist aus dem Gebiete der Elastizitätslehre bekannt. Man beobachtet hier bei festen Körpern, die elastischen Spannungen ausgesetzt werden, neben den Deformationen, die sofort eintreten, auch solche, die erst allmählich entstehen, und spricht demgemäß von elastischer Nachwirkung.

Das untere Bild der Fig. 1 zeigt die Stromaufnahme des Kondensators nach dem Zeitpunkt $t = 0$ ²⁾. Der Strom setzt sich aus dem Leitungsstrom i_L und dem Ladestrom i_N infolge der Nachwirkung i_N zusammen:

$$i = i_L + i_N \tag{3}$$

Darin ist

$$i_N = \frac{dq_N}{dt}, \tag{4}$$

wenn wir mit q_N die Ladung infolge der Nachwirkung bezeichnen. Der „Nachladungsstrom“ i_N beginnt mit einem Höchstwerte $i_N(0)$, nimmt im Laufe der Zeit beständig ab und nähert sich allmählich dem Werte Null.

Nach beendeter Ladung werde der Kondensator plötzlich kurz geschlossen (Fig. 2, Zeitpunkt $t = T$). Im Entladungskreise gleicht sich dann eine Elektrizitätsmenge vom Betrage q_0 sofort aus, während der Rest der Ladung $q_\infty - q_0$ dies nur allmählich tut (Fig. 2, oberes Bild). Die Stromverhältnisse vor und nach dem Zeitpunkt $t = T$ sind aus dem unteren Bilde der Fig. 2 ersichtlich. Da der Leitungsstrom natürlich gleichzeitig

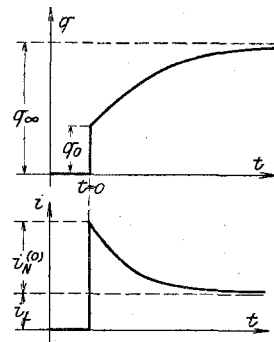


Fig. 1. Zeitlicher Verlauf der aufgenommenen Elektrizitätsmenge und des Stromes bei der Ladung.

¹⁾ Im Gegensatz z. B. zur Wechselstromkapazität, die auch noch von der Frequenz abhängt (siehe Gl. 9).

²⁾ Der starke Stromstoß im Zeitpunkt $t = 0$, der der plötzlichen Ladung q_0 entspricht, bleibt hierbei außer Betracht.

mit der elektromotorischen Kraft verschwindet, fließt nach dem Zeitpunkt $t = T$ nur noch der Nachwirkungsstrom, und zwar jetzt in umgekehrter Richtung als Entladestrom.

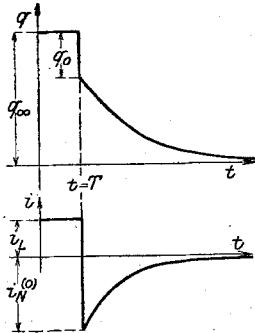


Fig. 2. Zeitlicher Verlauf der abgegebenen Elektrizitätsmenge und des Stromes bei der Entladung.

Bei den meisten festen Isolierstoffen wird die dielektrische Nachwirkung von dem Gesetz der Superposition¹⁾ beherrscht. Es besagt, daß die Nachwirkungen, die von mehreren gleichzeitig oder nacheinander auftretenden Spannungsänderungen herrühren, sich gegenseitig nicht stören, sondern daß jede so verläuft, als ob die übrigen nicht vorhanden seien.

Daraus folgt u. a.

1. daß die Nachwirkung der Spannung proportional ist, was übrigens auch schon in der Gl. 2) zum Ausdruck gekommen ist;
2. daß die auf eine vollständige Ladung folgende Entladung aufgefaßt werden kann wie eine Wiederholung des Ladevorganges mit umgekehrtem Vorzeichen (vgl. Fig. 1 und 2).

Es werde nun das Verhalten des Kondensators bei Wechselstrom betrachtet. Zwischen seinen Belegungen möge eine Wechselspannung

$$e = E \sin \omega t$$

herrschen, die wir im Diagramm Fig. 3 durch den Vektor $\mathbf{E}^2)$ darstellen. Wäre keine Nachwirkung vorhanden, so würde diese Spannung nach Gl. 1) mit einer wechselnden Ladung

$$q_0 = C_0 E \sin \omega t$$

einhergehen. Ihr entspreche der Vektor \mathbf{Q}_0 . Die Nachwirkung äußert sich darin, daß der Kondensator außer der Ladung q_0 noch eine Nachladung q_N aufnimmt, die aber gegen q_0 verspätet erscheint. Aus dem Superpositionsgesetz und der Proportionalität der Nachladung mit der Spannung läßt sich folgern, daß im vorliegenden Falle q_N ebenfalls sinusförmig verläuft³⁾ und in der Phase um einen gewissen Winkel α hinter der Spannung zurückbleibt. Wir können demnach

$$q_N = Q_N \sin(\omega t - \alpha)$$

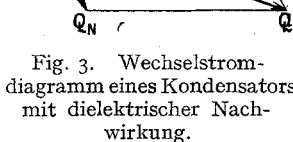


Fig. 3. Wechselstromdiagramm eines Kondensators mit dielektrischer Nachwirkung.

schreiben. q_N wird im Diagramm Fig. 3 durch den Vektor \mathbf{Q}_N dargestellt. Die Amplitude Q_N der Nachladung und ihr Phasenwinkel α hängen natürlich von der Kreisfrequenz ω des Wechselstromes ab.

Die Gesamtladung des Kondensators ist

$$q = q_0 + q_N. \quad 5)$$

Ihr entspricht somit im Diagramm der Vektor \mathbf{Q} , der um den Winkel δ hinter dem Spannungsvektor \mathbf{E} zurückliegt:

$$q = Q \sin(\omega t - \delta). \quad 6)$$

¹⁾ L. Boltzmann, Sitzungsber. d. k. Akad. d. Wiss. zu Wien, 2. Abt., Bd. 70 (1874), S. 275. J. Hopkinson, Phil. Trans. Bd. 166 (1877), S. 489; Bd. 167 (1878), S. 599.

²⁾ Wir bezeichnen die Vektoren des Wechselstromdiagramms mit fetter Blockschrift zum Unterschied von den physikalischen Vektoren, für die sich die deutschen (gotischen) Buchstaben eingebürgert haben.

³⁾ Dies zeigt man in der folgenden Weise. Setzt man

$$q_N = q_\infty - q_0 + q', \quad a)$$

so bedeutet $-q'$ die Elektrizitätsmenge, die der Kondensator noch aufnehmen müßte, um in dem gegebenen Augenblick bei der gerade herrschenden Spannung vollständig aufgeladen zu sein. q_0 und q_∞ sind die zu dieser Spannung gehörigen Anfangs- und Endwerte der Ladung. Diese beiden Größen

Die Teilladung q_0 würde für sich einen Ladestrom

$$i_0 = \frac{dq_0}{dt} = \omega C_0 E \sin(\omega t + 90^\circ)$$

erfordern (Vektor \mathbf{I}_0). Dazu tritt der Nachwirkungsstrom

$$i_N = \frac{dq_N}{dt} = \omega Q_N \sin(\omega t - \alpha + 90^\circ).$$

sind durch die Spannung eindeutig bestimmt und verlaufen daher im vorliegenden Falle gleichfalls sinusförmig.

Der Teilbetrag q' hängt jedoch auch von der Vorgeschichte ab. Eine im Zeitpunkt τ an den Kondensator angelegte Spannung de ruft ein Nachwirkungsglied dq' hervor, das nach Fig. 1 und Gl. 1) u. 2) mit dem Werte

$$(dq')_\tau = -k C_0 de$$

beginnt und hierauf proportional einer Funktion ψ der verfloßenen Zwischenzeit beständig abnimmt. Wir können also für jeden späteren Zeitpunkt t die Beziehung ansetzen:

$$(dq')_t = -k C_0 de \psi(t - \tau). \quad b)$$

Die Funktion ψ ist so gewählt, daß sie mit dem Wert 1 beginnt:

$$\psi(0) = 1.$$

Ihren speziellen Verlauf brauchen wir bei dieser Betrachtung gar nicht zu kennen; wir benutzen nur ihre Eigenschaft, daß sie beständig bis auf den Wert 0 abnimmt:

$$\psi(\infty) = 0.$$

Wenn die Spannung e sinusförmig verläuft, also z. B.

$$e = E \sin \omega \tau$$

ist, so wird

$$de = \omega E \cos \omega \tau d\tau.$$

Dies hat man in Gl. b) einzuführen und alsdann auf Grund des Superpositionsgesetzes über die ganze Zeit zu summieren, während deren der Kondensator eingeschaltet war. Man erhält:

$$q'_t = -k \omega C_0 E \int_{-\infty}^t \psi(t - \tau) \cos \omega \tau d\tau \quad c)$$

Die untere Grenze des Integrals ist der Augenblick, in welchem der Kondensator an die Wechselspannung angeschaltet worden ist. Da wir uns hier mit dem Einschaltvorgange nicht befassen wollen, müssen wir uns diesen Zeitpunkt sehr weit zurückliegend denken. Das heißt, es ist, wie in Gl. c) gesehen, als untere Grenze $\tau = -\infty$ einzusetzen.

Wir wollen nun zeigen, daß der Ausdruck c) eine reine Sinusfunktion der Zeit mit der Kreisfrequenz ω darstellt, also von der Form

$$q'_t = A \sin(\omega t \pm \varphi) \quad d)$$

ist. Hierzu differenzieren wir den Ausdruck c) nach bekannten Regeln zweimal nach t und verwandeln die dabei entstehenden Differentialquotienten von ψ durch partielle Integrationen jedesmal wieder in die Funktion ψ selbst zurück. Man erhält nach einer kleinen Rechnung den Ausdruck

$$\frac{d^2 q'}{dt^2} = +k \omega^3 C_0 E \int_{-\infty}^t \psi(t - \tau) \cos \omega \tau d\tau. \quad e)$$

Aus c) und e) folgt die Beziehung:

$$\frac{d^2 q'}{dt^2} = -\omega^2 q'.$$

Dies ist nun eine Differentialgleichung für die Größe q' , deren allgemeines Integral genau der zu beweisende Ausdruck d) ist.

Man kann diesen Beweis auch noch anders führen. Man setze in Gl. (c) als neue Integrationsvariable die Größe

$$u = t - \tau$$

ein. Man erhält so

$$q'_t = -k \omega C_0 E \int_0^\infty \psi(u) \cos \omega(t - u) du.$$

Da man

$$Q_N = C_N E \quad 7)$$

setzen kann (worin freilich die Konstante C_N eine Funktion der Frequenz ist), läßt sich der Ausdruck für den Nachwirkungsstrom auch folgendermaßen schreiben:

$$i_N = \omega C_N E \sin(\omega t - \alpha + 90^\circ).$$

Der zugehörige Vektor sei \mathbf{I}_N . \mathbf{I}_0 und \mathbf{I}_N setzen sich zum Vektor \mathbf{I} des wirklichen Ladestromes zusammen, der natürlich auf dem Vektor \mathbf{Q} der Gesamtladung senkrecht steht.

Das Diagramm ist nunmehr noch durch den Vektor \mathbf{I}_L des Leitungsstromes zu ergänzen, der in der Phase des Spannungsvektors \mathbf{E} liegt. Aus \mathbf{I} und \mathbf{I}_L ergibt sich der Vektor des Gesamtstromes \mathbf{I}_1 ; er geht dem Spannungsvektor um den Winkel $90^\circ - \delta_1$ in der Phase voraus. Bei allen guten Isolierstoffen ist freilich die Stromkomponente \mathbf{I}_L neben den anderen so klein, daß man \mathbf{I}_1 von \mathbf{I} und δ_1 von δ praktisch nicht unterscheiden kann.

Wir zerlegen \mathbf{I}_N in eine zu \mathbf{E} parallele Komponente \mathbf{I}_V und eine dazu senkrechte Komponente \mathbf{I}_C ; es gilt:

$$\left. \begin{aligned} J_C &= J_N \cos \alpha = \omega C_N E \cos \alpha \\ J_V &= J_N \sin \alpha = \omega C_N E \sin \alpha \end{aligned} \right\} \quad 8)$$

Man erkennt jetzt, daß die Nachwirkung zweierlei zur Folge hat. Sie bewirkt erstens eine Vergrößerung der Ladestromkomponente $J_0 = \omega C_0 E$ um den Betrag

$$J_C = \omega E C_N \cos \alpha.$$

Die Kapazität erscheint daher gleichfalls vergrößert, und zwar um den Betrag $C_N \cos \alpha$. Der Kondensator besitzt also bei Wechselstrom die Kapazität

$$C = C_0 + C_N \cos \alpha. \quad 9)$$

Außerdem ist die Erscheinung der Nachwirkung mit einem Energieverlust verbunden. Die Stromkomponente I_V spielt dieselbe Rolle wie der wahre Leitungsstrom I_L . Ihr entspricht ein mittlerer Leistungsverbrauch des Kondensators

$$N = I_{V\text{eff}} E_{\text{eff}} = (I_0 + I_C)_{\text{eff}} E_{\text{eff}} \operatorname{tg} \delta$$

oder

$$N = \omega E_{\text{eff}}^2 C \operatorname{tg} \delta. \quad 10)$$

Der Winkel δ , der hiernach den dielektrischen Energieverlust bestimmt, wird deshalb als „dielektrischer Verlustwinkel“ bezeichnet. Die Größe $\operatorname{tg} \delta$ bedeutet, solange δ genügend klein ist, genau das, was man in der Elektrotechnik gewöhnlich den Leistungsfaktor nennt; nach Fig. 3 ist $\cos \varphi = \sin \delta \approx \operatorname{tg} \delta$ (dielektrischer Leistungsfaktor).

Der Verlustkomponente I_V des Stromes kann man eine „fiktive Ableitung“ G des Kondensators zuordnen, indem man

$$I_V = G E$$

setzt. An Hand der Fig. 3 und mit Rücksicht auf die Beziehungen 8) und 9) erhält man für G den Ausdruck

$$G = \omega C \operatorname{tg} \delta. \quad 11)$$

Löst man nun den Cosinus nach der bekannten Formel

$$\cos \omega(t - u) = \cos \omega t \cos \omega u + \sin \omega t \sin \omega u$$

auf, und setzt der Kürze wegen

$$\int_0^\infty \psi(u) \cos \omega u \, du = A_1, \quad \int_0^\infty \psi(u) \sin \omega u \, du = A_2,$$

wo also A_1 und A_2 für jede Frequenz gegebene, von t unabhängige Konstanten bedeuten, so erhält man den Ausdruck

$$q'_t = -k \omega C_0 E (A_1 \cos \omega t + A_2 \sin \omega t),$$

der nur eine andere Form des Ausdrucks (d) darstellt.

Wie sich aus dieser Darstellung ergibt, werden die Kapazität, der Verlustwinkel und auch die fiktive Ableitung eines Kondensators im allgemeinen Funktionen der Frequenz sein. Die Art dieser Abhängigkeit richtet sich danach, wie sich die Amplitude und die Phase der Nachladung (Vektor Q_N) mit der Frequenz ändern.

Die vorstehenden Auseinandersetzungen enthalten lediglich eine Beschreibung, aber keine Erklärung der dielektrischen Nachwirkungserscheinungen. Eine solche zu geben, ist auf verschiedene Weise versucht worden.

Maxwell hat z. B. an dem Bilde eines quer zur Feldrichtung geschichteten Isolators gezeigt¹⁾, daß man die Nachwirkung erklären kann aus Inhomogenitäten in der Struktur des Dielektrikums. Die Schichten müssen so beschaffen sein, daß das Verhältnis der Leitfähigkeit zur Dielektrizitätskonstante nicht in allen Schichten denselben Wert hat. Desgleichen weist ein homogenes nichtleitendes und rückstandsfreies Dielektrikum, in dem kleine schlechtleitende Kügelchen regellos ausgestreut liegen, die typischen Nachwirkungserscheinungen auf. Die Gesetze, von denen das Verhalten einer derartigen Substanz im elektrischen Felde beherrscht wird, habe ich vor einer Weile abgeleitet²⁾. Unabhängig hiervon haben die Herren H. Schering und R. Schmidt vor einiger Zeit ein solches künstliches Dielektrikum hergestellt, um seine Eigenschaften experimentell zu untersuchen.

Andere Autoren wollen im Gegensatz zu Maxwell die dielektrische Nachwirkung besonderen physikalischen Vorgängen zuschreiben, die aus dem Rahmen der klassischen Theorie der Elektrizität herausfallen. So gibt z. B. E. v. Schweidler eine Erklärung der dielektrischen Nachwirkung mittels gewisser molekular-physikalischer Betrachtungen³⁾.

Es soll hier nicht Stellung für die eine oder die andere Erklärungsweise genommen werden; immerhin ist hervorzuheben, daß einige der im folgenden mitgeteilten Beobachtungen mehr für die Maxwellsche Auffassung sprechen, was am gegebenen Orte noch näher ausgeführt wird. Für die praktischen Zwecke kann man übrigens von derartigen Hypothesen überhaupt absehen und sich mit einer Darstellung der Gesetzmäßigkeiten begnügen, die in den beobachtbaren Tatsachen zum Ausdruck kommen. Eine eingehende mathematische Behandlung des Gegenstandes nach dieser Richtung hin ist in früheren Mitteilungen erfolgt⁴⁾; für die Zwecke der vorliegenden Untersuchung genügen jedoch die vorstehenden elementaren Betrachtungen.

3. Meßverfahren. Die Messungen betrafen:

- 1 a. Feststellung des zeitlichen Verlaufs des Ladestromes nach dem Anlegen einer konstanten Spannung (Fig. 1, untere Kurve);
- 1 b. Feststellung des zeitlichen Verlaufs des Entladestromes nach dem Kurzschluß des vorher während langer Zeit geladenen Kondensators (Fig. 2, untere Kurve);
2. Bestimmung der Kapazität und des dielektrischen Verlustwinkels bei sinusförmigem Wechselstrom.

Bei den Messungen zu 1 a. und 1 b. diente als Stromquelle eine in der Elektrotechnischen Zeitschrift beschriebene hochisolierte Meßbatterie für Spannungen bis 500 V⁵⁾. Der Strom wurde mit einem Drehspulgalvanometer von kleiner Schwingungsdauer gemessen, das bei rund 5 m Skalenabstand eine Empfindlichkeit von $2,4 \cdot 10^{-10}$ A für 1 Skalenteil besitzt. Durch einen Nebenschluß nach Ayrton konnte die Empfindlichkeit erforderlichenfalls bis auf $\frac{1}{10\,000}$ dieses Betrags herabgesetzt werden. Andererseits hat sich häufig das Bedürfnis nach einer Steigerung der Empfindlichkeit eingestellt.

¹⁾ J. C. Maxwell, Lehrbuch d. Elektrizität u. d. Magnetismus, Bd. 1, Art. 328 bis 330. Berlin 1883.

²⁾ K. W. Wagner, Archiv f. Elektrotechnik, Bd. 2, 1914, S. 371.

³⁾ E. v. Schweidler, Ann. d. Phys. (4), Bd. 24 (1907), S. 711.

⁴⁾ K. W. Wagner, Ann. d. Phys. (4), Bd. 40 (1913), S. 817; ETZ. 1913, S. 1279.

⁵⁾ A. Wertheimer, ETZ. 1913, S. 555.

Diese ist nach einem bekannten Verfahren¹⁾ dadurch erzielt worden, daß man den zu messenden schwachen Strom während einer bestimmten Zeit in einen gut isolierten und möglichst rückstandsfreien Glimmerkondensator von rund 1 Mikروفarad leitete und alsdann die in den Kondensator geflossene Elektrizitätsmenge ballistisch bestimmte. Die ballistische Empfindlichkeit des Galvanometers beträgt rund $5,6 \cdot 10^{-10} \frac{\text{Coulomb}}{\text{Skalenteil}}$. Bei einer Ladedauer von 1 Minute bringt danach eine Stromstärke von

$$\frac{5,6}{60} 10^{-10} = 0,093 \cdot 10^{-10} \text{ A}$$

bereits einen Ausschlag von 1 Skalenteil hervor, und bei einer Ladedauer von 10 Minuten genügt hierzu die Stromstärke von $0,0093 \cdot 10^{-10} \text{ A}$. Man erreicht also bei 10 Minuten Ladedauer eine Steigerung der Stromempfindlichkeit auf das 250fache.

Auf eine gute Isolation der Meßanordnung ist natürlich bei diesen Messungen besonders zu achten.

Das bei den Wechselstrommessungen benutzte Verfahren beruht auf der Brückenschaltung nach Fig. 4.

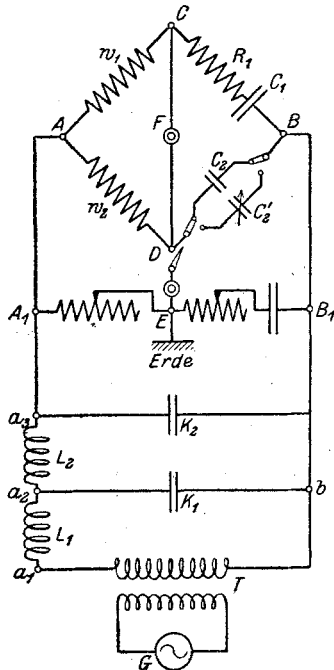


Fig. 4. Schaltung bei den Wechselstrommessungen.

Als Stromquelle G diente bei der Mehrzahl der Messungen ein von Hartmann & Braun gebauter Hochfrequenzmaschinensatz, bestehend aus einem Generator für 2,5 kW, Spannungen bis 600 V und Frequenzen bis 1800 Perioden/Sekunde und einem zweiten Generator für 1 kW, Spannungen bis 350 V und Frequenzen bis 7200 Perioden/Sekunde. Beide Maschinen sind mit einem Antriebsmotor unmittelbar gekuppelt, der eine Geschwindigkeitsregelung in weiten Grenzen (im Verhältnis 1 : 5) ermöglicht. Der Maschinensatz ist in Fig. 5 abgebildet.

Die Frequenz kann mit Stimmgabeln sehr genau eingestellt werden, indem man die Schwebungen beobachtet zwischen dem Ton der Stimmgabel und dem Ton, den der Maschinenstrom in einem Fernhörer hervorbringt.

Da die Wicklungen der Hochfrequenzmaschinen eine beträchtliche Kapazität gegen Erde besitzen, die zu einigen Unzuträglichkeiten führt, ist ein kleiner Transformator T mit dem Übersetzungsverhältnis 1 : 1 zwischen der Maschine und dem Meßkreise eingeschaltet worden.

Zwischen der Stromquelle und dem eigentlichen Meßkreise befindet sich eine aus den Spulen L_1 und L_2 und den Kondensatoren K_1 und K_2 bestehende Schaltung. Sie dient zur Erzeugung einer sinusförmigen Spannungskurve am Meßkreise, die für eine gute Abgleichung der Brücke erforderlich ist.

Von mehreren Schaltungen, die für diesen Zweck ausprobiert worden sind, hat sich die gezeichnete als besonders praktisch erwiesen. Ihre Wirkungsweise übersieht man wohl am einfachsten, wenn man sie als doppelten Spannungsteiler auffaßt, bei dem aber das Spannungsverhältnis von der Frequenz abhängt. Wenn also die Generatorspannung $a_1 b$ Oberschwingungen in gewisser Stärke enthält, so erscheinen diese in der Teilspannung $a_2 b$ am Kondensator K_1 verhältnismäßig viel schwächer, da der Scheinwiderstand der Spule L_1 mit der Frequenz proportional anwächst, der des Kondensators K_1 aber in

¹⁾ Vgl. z. B. E. v. Schweidler, Ann. d. Phys. (4), Bd. 24 (1907), S. 711.

umgekehrtem Verhältnis abnimmt. Die Spannungskurve am Kondensator wird sich also der Sinuskurve mehr annähern als die Spannungskurve der Stromquelle.

Indem man diese Spannungsteilung mehrfach wiederholt, kann man offenbar die Annäherung an die Sinuskurve beliebig weit treiben. Man würde so zu der Schaltung einer künstlichen Leitung gelangen, von der man aus den Untersuchungen von G. A. Campbell¹⁾ weiß, daß sie alle Wechselströme mit Frequenzen oberhalb der Eigenfrequenz eines Elementes praktisch vollkommen abdrosselt. Man müßte in diesem Falle die Kondensatoren, bzw. Spulen, so bemessen, daß bereits die Frequenz der ersten (tiefsten) Oberschwingung oberhalb der Eigenfrequenz eines Leitungselementes läge.

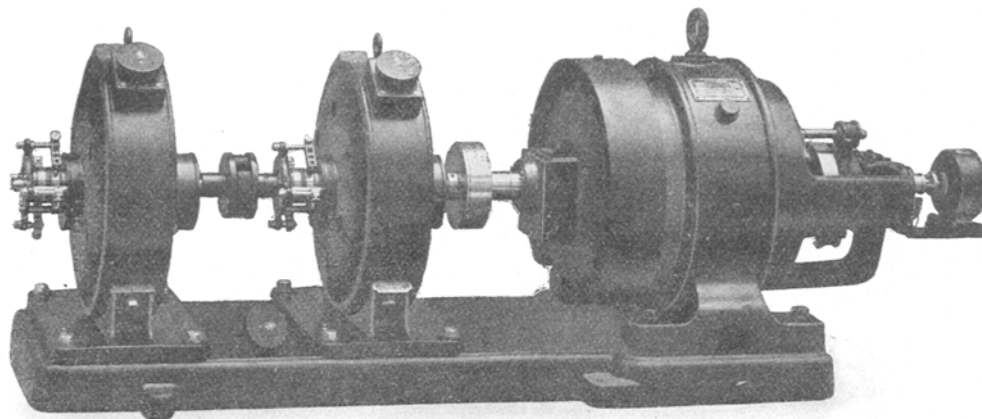


Fig. 5. Hochfrequenzmaschinensatz von Hartmann & Braun A.-G. für Frequenzen zwischen 350 und 7200 Perioden in der Sekunde.

In den meisten praktischen Fällen genügt wohl die in Fig. 4 gezeichnete zweimalige Spannungsteilung. Es wurde $L_1 = L_2 \approx 0,018$ H gewählt; die Kapazitäten K_1 und K_2 sind für jede Frequenz passend eingestellt worden. So hat es sich erreichen lassen, daß die Spannung am Meßkreise frei von störenden Oberschwingungen war, obwohl die Spannungskurve der Maschinen sehr beträchtlich von der Sinuskurve abweicht.

Der zu der Brücke parallel geschaltete Hilfszweig $A_1 E B_1$ (Fig. 4) dient dazu, den Brückenweig $C D$ spannungslos gegen Erde zu machen. Es werden dadurch die Fehler vermieden, die sich sonst in der Brückeneinstellung durch den Einfluß der Erdkapazitäten ergeben würden²⁾.

In der eigentlichen Meßbrücke $A B C D$ bedeuten:

w_1, w_2, R_1 Ohmsche Widerstände;

C_1 einen Präzisions-Luftkondensator nach Giebe³⁾, der als Kapazitätsnormal dient;

C_2' einen Präzisions-Luftkondensator eigener Konstruktion mit stetig veränderbarer Kapazität⁴⁾;

¹⁾ G. A. Campbell, Phil. Mag. (6), Bd. 5 (1903), S. 313; siehe auch F. Breisig, ETZ. 1909, S. 464.

²⁾ ETZ. 1911, S. 1001.

³⁾ Zeitschr. f. Instrumentenkunde, Bd. 29 (1909), S. 269, 301.

⁴⁾ Nähere Angaben finden sich in der Beschreibung zum D.-R.-Gebrauchsmuster Nr. 497 886 v. 2. 11. 1911; eine ähnliche Konstruktion ist von H. Schering u. R. Schmidt in d. Zeitschr. f. Instrumentenkunde 1912, S. 253 beschrieben worden (s. a. ETZ 1912, S. 1343). — Der bekannte Wellenmessertyp des Drehkondensators ist für diese Messungen nicht brauchbar, da er keine definierte Kapazität und außerdem eine beträchtliche Ableitung besitzt. Es hat auch wenig Zweck, diese Ableitung durch eine besondere Messung festlegen und dann als Korrektionsglied berücksichtigen zu wollen; denn bei der genaueren Untersuchung von mehreren derartigen Apparaten hat sich ergeben, daß ihre Ableitung zeitlichen Schwankungen unterliegt.

C_2 den Kondensator mit dem zu untersuchenden Dielektrikum;

F den Fernhörer zur Abgleichung der Brücke.

Die Widerstände w_1 , w_2 und R_1 sind von O. Wolff in der früher beschriebenen¹⁾ möglichst kapazitäts- und induktionsfreien Bauart ausgeführt worden. Beim Zusammenbau dieser Widerstände zu Sätzen wird ihr Phasenfehler durch die Kapazität der Anschlußklemmen der einzelnen Rollen zwar wieder erhöht; immerhin bleibt er auch dann noch in den Grenzen einer bescheidenen Korrektur. Auf das Messungsergebnis hat nur der Phasenfehler der Widerstände w_1 und w_2 (nicht der Phasenfehler von R_1) einen merklichen Einfluß, und zwar lediglich auf die Bestimmung des dielektrischen Verlustwinkels. Man findet die zugehörige Korrektur durch eine zweite Messung mit unveränderten Widerständen w_1 und w_2 , bei der man den Kondensator C_2 durch den verlustfreien Kondensator C_2' von gleicher Kapazität ersetzt hat. Es wird dann

$$\operatorname{tg} \delta = \omega C_1 (R_1' - R_1''), \quad (1)$$

worin R_1' , bzw. R_1'' die Einstellung von R_1 bei Einschaltung von C_2 bzw. C_2' bedeutet. ω ist die Kreisfrequenz.

Die gesuchte Kapazität erhält man aus der Formel:

$$C_2 = C_1 \frac{w_1}{w_2} \cos^2 \delta. \quad (2)$$

Die beim Aufbau der Meßanordnung zu beachtenden Vorsichtsmaßregeln sowie die meßtechnischen Einzelheiten sind in einer früheren Arbeit ausführlich besprochen worden²⁾.

II. Untersuchungen an Guttapercha, Balata und Gutta-Gentzsch.

4. **Allgemeines.** Die großen unterseeischen Telegraphenkabel sind bisher ausschließlich mit Guttapercha isoliert worden. Dieser Stoff eignet sich hierfür besonders gut, weil er einen hohen Isolationswiderstand besitzt, dem gewaltigen Wasserdruck am Boden der Ozeane widersteht und diese guten Eigenschaften unter Wasser dauernd beibehält.

Guttapercha³⁾ wird aus dem Milchsaft gewisser Bäume aus der Familie der Sapotaceen gewonnen. Es kommen hauptsächlich mehrere Arten von *Dichopsis* (auch *Palaquium* oder *Isonandra* genannt) in Frage, die auf einem verhältnismäßig eng begrenzten Gebiet der Malayischen Halbinsel und auf Sumatra und Borneo vorkommen. Sie gedeihen nur in der feuchten Wärme der Niederungen, wo die Durchschnittstemperatur nie unter 25° sinkt. Man hat die Guttapercha bisher in der primitivsten Weise durch Fällen der Bäume, also durch Raubbau schlimmster Art gewonnen. Eine rationelle Kultur der Bäume ist zwar mehrmals versucht worden, aber ohne rechten Erfolg. Da andererseits der Bedarf an Guttapercha fortgesetzt gewachsen ist, ist der Preis dieses wertvollen Stoffes immer mehr gestiegen.

Es ist daher begreiflich, daß wiederholt Versuche zur rationelleren Gewinnung der Guttapercha gemacht worden sind. Einen gewissen Erfolg in dieser Richtung hat, wie F. Clouth angibt, zuerst E. Jungfleisch gehabt. Er erkannte, daß die Guttapercha nicht nur im Stamm, sondern auch in den übrigen Teilen der Pflanze, besonders in den Blättern, in beträchtlicher Menge vorhanden ist, und es gelang ihm, die Guttapercha aus den Blättern durch ein geeignetes Lösungsmittel [Toluen⁴⁾] auszuziehen. Hierbei geht auch ein kleiner Teil des Blattgrüns in Lösung, der der Blattguttapercha eine grünliche Färbung gibt („grüne

¹⁾ ETZ. 1913; S. 613, 649.

²⁾ K. W. Wagner u. A. Wertheimer, Phys. Zeitschr., Bd. 13 (1912), S. 368.

³⁾ Vgl. hierzu besonders: F. Clouth, „Gummi, Guttapercha u. Balata“, Leipzig 1899, E. F. A. Obach, „Cantor lectures on Guttapercha“, London 1898; „Die Guttapercha“, Dresden-Blasewitz 1899.

⁴⁾ Andere Erfinder verwenden Schwefelkohlenstoff, Harzöl oder Petroläther als Lösungsmittel; Näheres hierüber bei Obach, a. a. O., S. 46 der englischen Ausgabe.

Guttapercha⁴⁾), während die aus dem Stamm gewonnene Guttapercha durch einen Farbstoff des Rindensaftes rötlich bis dunkelbraun gefärbt wird.

In der Kabelfabrikation ist die grüne oder Blattguttapercha bisher nicht verwendet worden. Sie ist so hart und zähe, daß sie nicht unvermischt zu Adern verarbeitet werden kann. Eine Mischung aus grüner und gewöhnlicher Guttapercha besitzt aber besonders in der ersten Zeit nach der Herstellung einen stark schwankenden Isolationswiderstand. Sie genügt daher nicht den hohen Anforderungen, die die Seekabeltechniker an eine gute Guttaperchasorte zu stellen pflegen. Seit den Anfängen der Seekabeltechnik ist man gewöhnt, als Maßstab für die Güte einer Guttaperchasorte neben der Kleinheit ihrer Dielektrizitätskonstante vor allem die Höhe und die Unveränderlichkeit ihres Isolationswiderstandes anzusehen. Die Kabelfabriken sind demgemäß beständig und mit Erfolg bemüht gewesen, die Guttapercha durch geeignete Mischung und Bearbeitung in dieser Richtung zu verbessern.

Die geringe Verbreitung der Guttaperchapflanzen und der damit zusammenhängende hohe Preis der Guttapercha haben auch zu Bestrebungen geführt, die Guttapercha durch andere natürliche oder künstliche Erzeugnisse zu ersetzen. Ein natürlicher Stoff, der viel Ähnlichkeit mit der Guttapercha besitzt, ist die Balata. Sie wird aus dem Milchsaft von gewissen Mimosops-Arten gewonnen, die gleichfalls der Familie der Sapotaceen angehören und hauptsächlich im tropischen Südamerika (in Guyana, Venezuela, Nord-Brasilien), daneben im äquatorialen Afrika in sumpfigen Gegenden vorkommen. Die Balata ist weiß mit einem Stich ins Rötliche oder Gelbbraune, fühlt sich seifig an und ist im natürlichen Zustande harzreicher und weniger fest als Guttapercha von erster Qualität. Da sie hinsichtlich des Isolationswiderstandes hinter dieser zurücksteht, wurde sie von den Seekabeltechnikern verworfen und ist bisher vorwiegend für andere Zwecke, z. B. zur Herstellung von Treibriemen, verwendet worden.

Der Wiener Chemiker Adolf Gentzsch hat vor einer Reihe von Jahren ein künstliches Ersatzmittel für Guttapercha, die sogenannte Gutta-Gentzsch, angegeben, das nach der deutschen Patentschrift 116 092 (Kl. 39b) vom 24. Juni 1899 in der Hauptsache aus Gummi und Wachsen von hohem Schmelzpunkt hergestellt wird. Eine brauchbare Mischung ist z. B. die folgende:

- 40 % Paragummi,
- 8 % Teer,
- 16 % Harz,
- 16 % Carnaubawachs,
- 20 % Kalkmilch.

Der Zusatz von Kalkmilch soll die im Teer und Harz enthaltenen freien Säuren neutralisieren. Die Mischung sieht der Guttapercha äußerlich ähnlich und befriedigt auch hinsichtlich des Isolationswiderstandes und der mechanischen Eigenschaften. Seekabel aus Gutta-Gentzsch sind aber bisher nicht hergestellt worden.

Alle die vorher erwähnten Ersatzmittel haben sich neben der Guttapercha nicht behaupten können, solange man das Hauptgewicht auf die Höhe und die dauernde Zuverlässigkeit des Isolationsvermögens für Gleichstrom legte. Man erhält aber, wie hier gezeigt werden soll, ein ganz anderes Bild, wenn man diese Stoffe bezüglich ihrer Brauchbarkeit zur Isolation von Fernsprechkabeln miteinander vergleicht. Hierbei fällt die Höhe der Gleichstromableitung gänzlich außer Betracht neben der Höhe der mit Wechselstrom (von der Frequenz der Sprechströme) gemessenen Ableitung, die mit den dielektrischen Verlusten zusammenhängt (§ 2).

Die Mehrzahl der in Frage kommenden Stoffe konnte dank dem Entgegenkommen der beteiligten Industrie in der Form von Kabeladern untersucht werden. Die Abmessungen und die Zusammensetzung dieser Adern sind aus der Tabelle I ersichtlich. Es sind noch weitere Adern untersucht worden; da aber ihre Zusammensetzung nicht

genau bekannt war, und da außerdem die Ergebnisse dieser Messungen sich ganz im Rahmen der hier mitgeteilten bewegen, mögen sie übergangen werden.

Zur Untersuchung sind die Adern in Form von Ringen von etwa 30 cm mittlerem Durchmesser benutzt worden, die in ein isoliert aufgestelltes Gefäß mit Wasser von etwa $3\frac{1}{2}$ % Salzgehalt eingetaucht waren¹⁾. Der eine Pol der Spannung wurde an die Kupferseele der Ader, der andere an eine Kupferplatte gelegt, die am Boden des Gefäßes lag. Bezüglich der Messungen mit Gleichstrom (von 500 V) kann gegen diese Anordnung kaum etwas eingewendet werden. Dagegen wird man die Bestimmung des dielektrischen Verlustwinkels bei hoher Frequenz nur unter der Voraussetzung für richtig halten dürfen, daß

1. der Widerstand des Salzwassers neben dem Verlustwiderstand des Dielektrikums verschwindet, und daß

2. sich das Aderstück noch mit genügender Annäherung wie ein reiner Kondensator verhält, d. h. nicht etwa wie ein Kabel wirkt.

Daß die Fehlerquelle 1 keine Rolle gespielt hat, ist durch besondere Versuche nachgewiesen worden. Bezüglich des zweiten Punktes ist zu bemerken, daß bei den hier benutzten Aderlängen und Frequenzen das Kabel so wirkt wie ein Kondensator, dem ein Drittel des Leiterwiderstandes vorgeschaltet ist²⁾. Dieser Widerstand hat im ungünstigsten Falle (Kabel Nr. 2) etwa $0,2 \Omega$ betragen. Hiervon ist aber nur die Hälfte in Rechnung zu setzen, da bei den Messungen Anfang und Ende der Ader parallel geschaltet waren. Die Kapazität einer Aderlänge von $\frac{1}{2} \cdot 50 = 25$ m ist rund $0,006 \mu\text{F}$. Der Verlustwinkel erscheint also im ungünstigsten Falle, nämlich bei der höchsten Frequenz $\omega = 30000$, nur um den Betrag von

$$\frac{1}{3} \omega C R = 6 \cdot 10^{-6} = \text{rd. } 1 \text{ Bogensekunde}$$

zu hoch, der natürlich praktisch zu vernachlässigen ist.

Die geringe Selbstinduktivität des Ringes ist, wie eine kleine Rechnung zeigt, erst recht ohne Belang.

5. Gleichstrommessungen. Es ist der zeitliche Verlauf des Lade- und des Entladestromes, und zwar im allgemeinen bei einer Ladenspannung von 500 V, bestimmt worden. Für einige der Adern wurde durch besondere Versuche der Nachweis erbracht, daß diese Ströme bei Ladenspannungen zwischen 100 und 500 V der Spannung proportional sind. Die Dauer der Ladung betrug bei jedem Temperaturpunkt 100 bis 150 min; dann wurde das Kabel über das Galvanometer kurz geschlossen und der Verlauf des Entladestromes während einer ebenso langen Zeit beobachtet. Einige Vorversuche, die mit einer Lade- und Entladedauer von je einem halben Monat ausgeführt worden sind, haben zwar gezeigt, daß der Nachwirkungsvorgang auch nach Ablauf dieser langen Zeit noch nicht völlig beendet ist. Er verläuft jedoch bei höherem Alter stets äußerst langsam und hat dann nur eine geringe praktische Bedeutung im Vergleich zu den Erscheinungen, die sich in der ersten Zeit nach dem Einschalten der Spannung, bzw. nach dem Kurzschluß des Kondensators abspielen.

Die Hauptergebnisse der Gleichstrommessungen sind in den Fig. 6 bis 24 niedergelegt. Als Ordinate ist überall die auf 1 km Kabellänge umgerechnete Ableitung G_0 aufgetragen; diese Größe bedeutet zugleich den Lade- bzw. Entladestrom bei der Spannung von 1 V. Die ausgezogenen Kurven in den Fig. 6 bis 11 stellen den zeitlichen Verlauf des Ladestromes für verschiedene Temperaturpunkte dar. Da er zuerst sehr schnell, später aber äußerst langsam abnimmt, empfiehlt sich die Verwendung einer logarithmischen Teilung auf der Zeitachse.

¹⁾ Die Ringe sind dauernd unter Wasser aufbewahrt worden, da sich die Guttapercha sonst allmählich zersetzt.

²⁾ Siehe z. B. bei Diesselhorst und Emde, ETZ. 1909, S. 1187, den Schlußsatz von § 18.

Tabelle 1.

Nr. der Ader	Isolierstoff	Zeitpunkt der Herstellung der Ader	Harzgehalt ¹⁾ %	Untersuchte Aderlänge in m	Durchmesser		$C_1 = \frac{1}{18 \ln \frac{D_a}{D_i}}$ in $\mu\text{F}/\text{km}$	G_1 ²⁾ in S/km	Dielektrizitätskonstante ϵ	Leistungs-faktor $\text{tg } \delta$	$\frac{G}{C}$
					der Isolierschicht D_a mm	des Leiters D_i mm					
1	Guttapercha I	1911	47	48,45	7,0	2,7	0,0583	$6,6 \cdot 10^5$	3,16	0,0234	117
2	„ II	1910	46	53,10	6,65	2,5	0,0568	$6,42 \cdot 10^5$	2,99	0,0244	122
3	„ III	Anfang 1913	47	47,75	8,2	3,9	0,0748	$8,46 \cdot 10^5$	3,07	0,0240	120
4	60 % Guttapercha III, 40 % grüne Guttapercha	Anfang 1913	41,4	47,80	8,2	3,9	0,0748	$8,46 \cdot 10^5$	3,18	0,0160	80
5	Balata I, roh	Sommer 1913	47,7	42,80	8,2	3,9	0,0748	$8,46 \cdot 10^5$	3,39	0,0048	24
6	Balata I, starkentharzt	Herbst 1912	22	48,40	8,2	3,9	0,0748	$8,46 \cdot 10^5$	3,14	0,0026	13
7	Balata I, teilweiseentharzt	Sommer 1913	28	42,85	8,2	3,9	0,0748	$8,46 \cdot 10^5$	2,99	0,0038	19
8	Balata II	1911	33	46,60	7,0	2,7	0,0583	$6,6 \cdot 10^5$	2,93	0,0042	21
9	50 % Guttapercha III 50% Balata I	Frühjahr 1913	34,1	33,00	8,2	3,9	0,0748	$8,46 \cdot 10^5$	3,13	0,0104	52
10	67% teilweise entharzte Balata I (Nr. 7), 33 % grüne Guttapercha	Sommer 1913	23	42,70	8,2	3,9	0,0748	$8,46 \cdot 10^5$	3,24	0,0034	17

Für die Adern Nr. 4, 5 und 10 (Tabelle I) konnten die entsprechenden Kurven bisher³⁾ nicht bestimmt werden, da ihr Ladestrom bei unveränderten Versuchsbedingungen starke, unregelmäßige Schwankungen erleidet. Auch bei den meisten anderen Adern trat diese Erscheinung anfangs auf, verschwand aber im Laufe der Zeit mehr und mehr. Sie hängt offenbar damit zusammen, daß das Isolationsmaterial, das bei der Herstellung der Adern mechanisch und thermisch stark beansprucht wird, sich zunächst noch in einem ziemlich labilen Zustand befindet und erst allmählich einem physikalisch-chemischen Gleichgewicht zustrebt. In den ersten Wochen nach der Herstellung einer Kabelader ändern sich ihre Eigenschaften besonders stark, aber selbst nach langer Zeit sind die Änderungen manchmal noch bemerkbar. Ein Beispiel dafür geben die Kurven in den Fig. 12 und 13. Das Telegraphen-Versuchsamt hat die betreffenden Adern im Sommer 1911 erhalten. Sie lieferten anfangs stark schwankende Ergebnisse. Nach Ablauf eines Jahres hatte sich das Material scheinbar beruhigt, und es wurden alsdann die in den Fig. 12 und 13 ausgezogenen Kurven erhalten. Aber auch in der Folgezeit ist die Stabilisierung des Materials noch weiter fortgeschritten, wie die punktiert gezeichneten Kurven in den Fig. 12 und 13 lehren, die nach Ablauf von abermals 15 Monaten aufgenommen worden sind. Ähnliches gilt, wie wir sehen werden, von den Eigenschaften des Materials bei Wechselstrom (Fig. 25 und 31). Entsprechende Veränderungen lassen sich auch in der chemischen Zusammensetzung der Adern feststellen. Ihr Harzgehalt nimmt im Laufe der Zeit zu, wie sich aus den folgenden Zahlen ergibt:

¹⁾ Im chemischen Laboratorium des Telegraphen-Versuchsamts ermittelt.

²⁾ Ableitung von 1 km Ader, wenn die Isolation die Einheit der Leitfähigkeit (= 1 S/cm) besitzt.

³⁾ D. h. bis Ende 1913.

Harzgehalt der Balata II im November 1912	33	%
„ „ „ „ im Dezember 1913	48	%
„ „ Guttapercha II im November 1912	40,8	%
„ „ „ „ im November 1913	45,8	%

Der Harzgehalt der Guttaperchasorte I hat sich im Laufe dieser Zeit nur noch unwesentlich verändert; auch die Änderungen der dielektrischen Eigenschaften sind nicht sehr beträchtlich (Fig. 12 und 25).

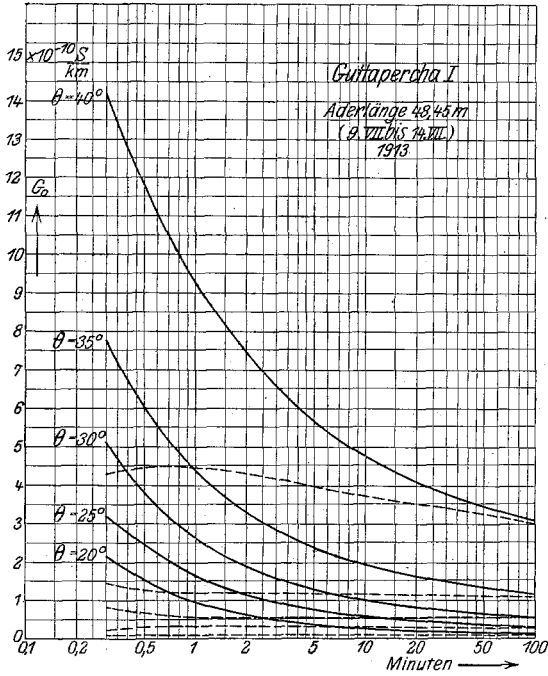


Fig. 6.

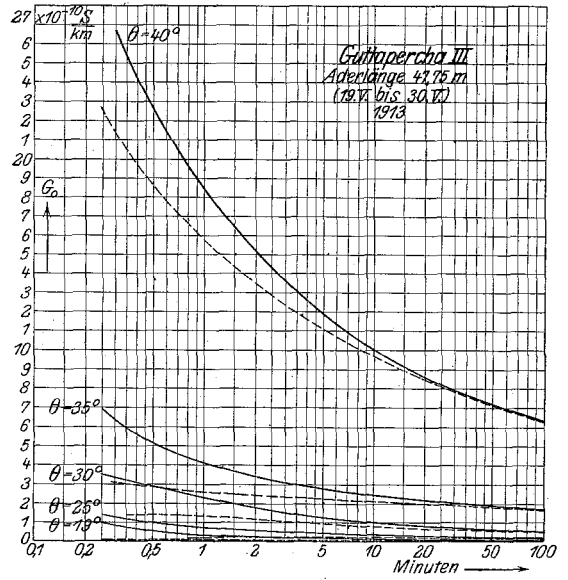


Fig. 7.

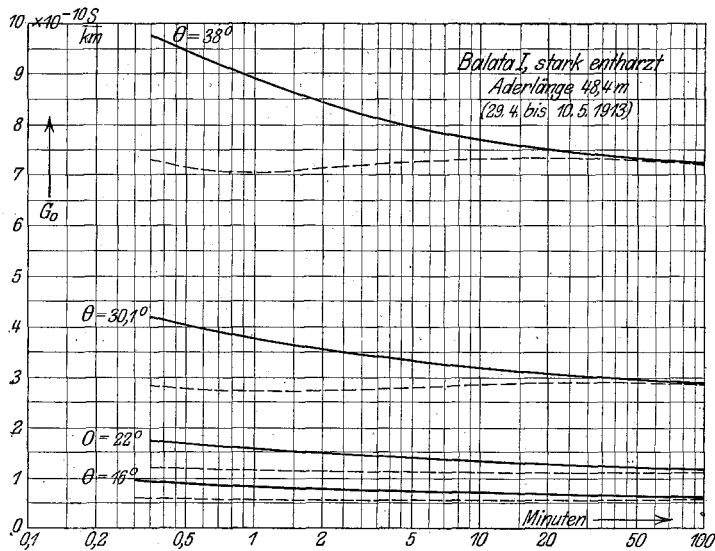


Fig. 8.

Es ist übrigens bemerkenswert, daß die Änderungen, die das Material im Laufe der Zeit erfährt, den Rückstand in geringerem Maße betreffen als die eigentliche Leitfähigkeit. Dies geht z. B. daraus hervor, daß die Aufnahme des reinen Nachwirkungsstromes bei

der Entladung selbst in den Fällen keine Schwierigkeiten bot, in denen während des Ladevorganges der Strom beständig in weiten Grenzen schwankte. Auch das Verhalten dieser Stoffe bei Wechselstrom, das fast nur von der dielektrischen Nachwirkung abhängt, stimmt mit dieser Beobachtung überein.

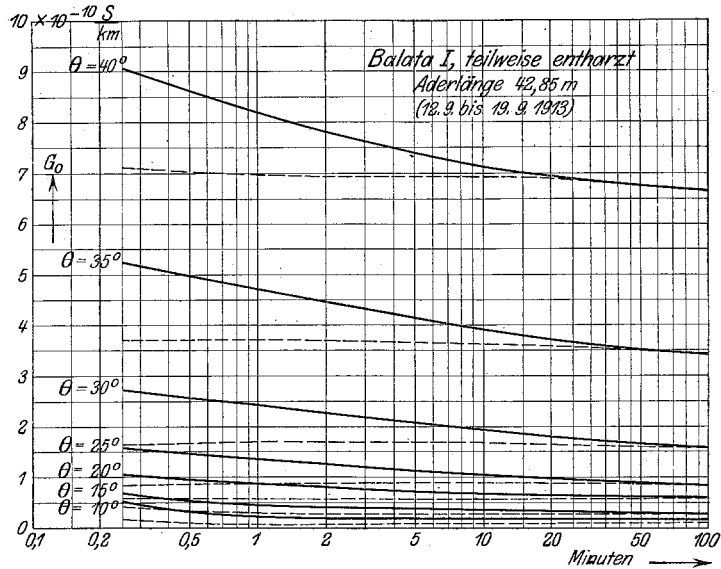


Fig. 9.

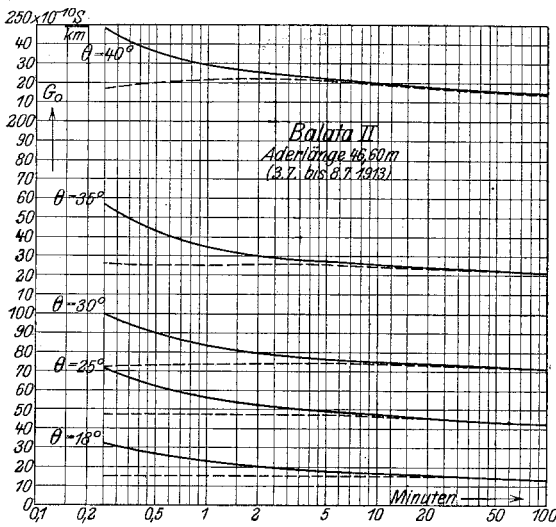


Fig. 10.

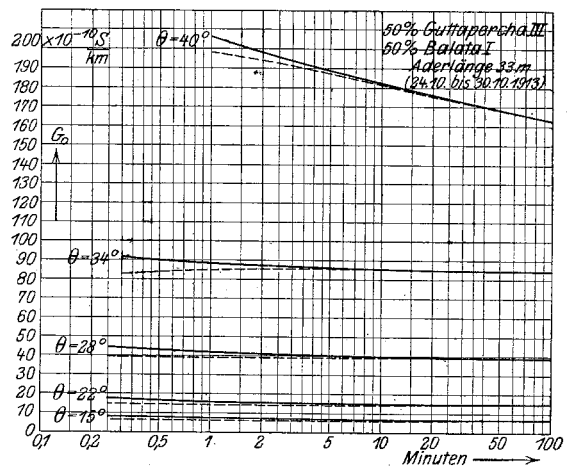


Fig. 11.

Es scheint, daß die Veränderung der elektrischen Eigenschaften mit der allmählichen Harzbildung bzw. Harzumbildung¹⁾ eng zusammen hängt. Das Harz besitzt als pflanzliche Säure eine in der Hauptsache wahrscheinlich elektrolytische Leitfähigkeit; es steht daher zu erwarten, daß die Ableitung G_0 mit steigendem Harzgehalt zunimmt.

Die Kurven in den Fig. 14 und 15 zeigen bei zwei Adern die Abhängigkeit der Ableitung von der Temperatur θ für verschiedene Zeitpunkte nach dem Einschalten. Ganz

¹⁾ Es ändert sich im allgemeinen auch die Zusammensetzung des Harzes im Laufe der Zeit.

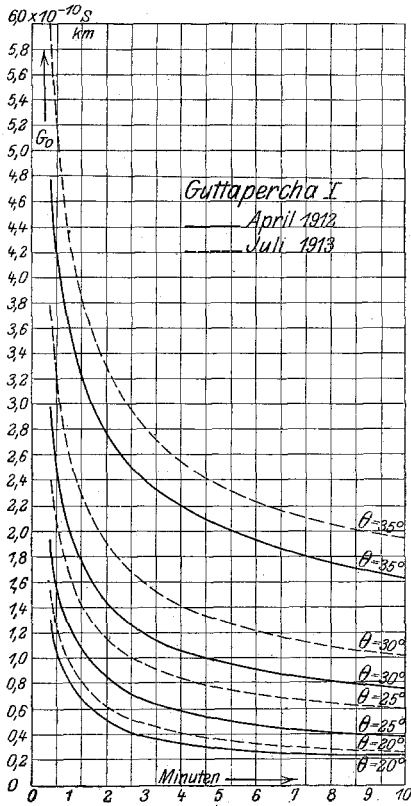


Fig. 12.

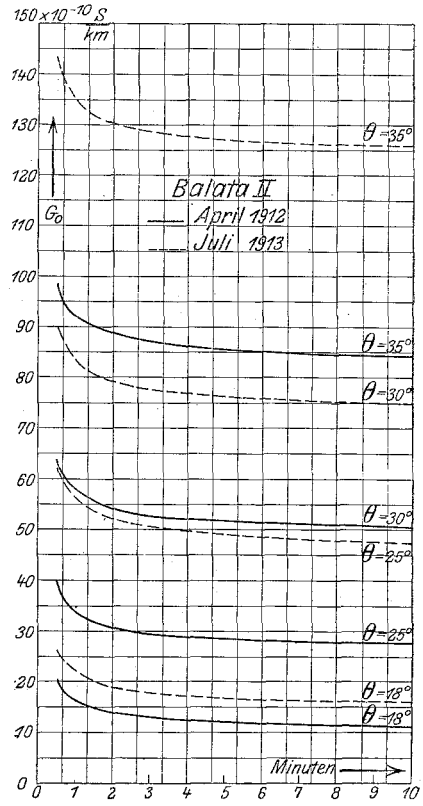


Fig. 13.

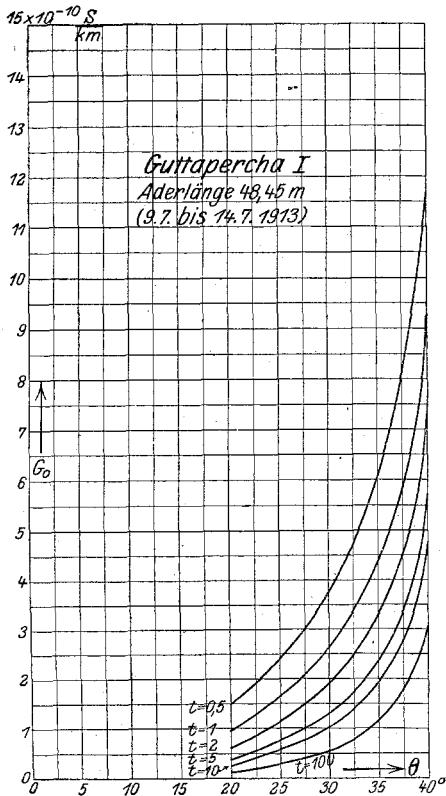


Fig. 14.

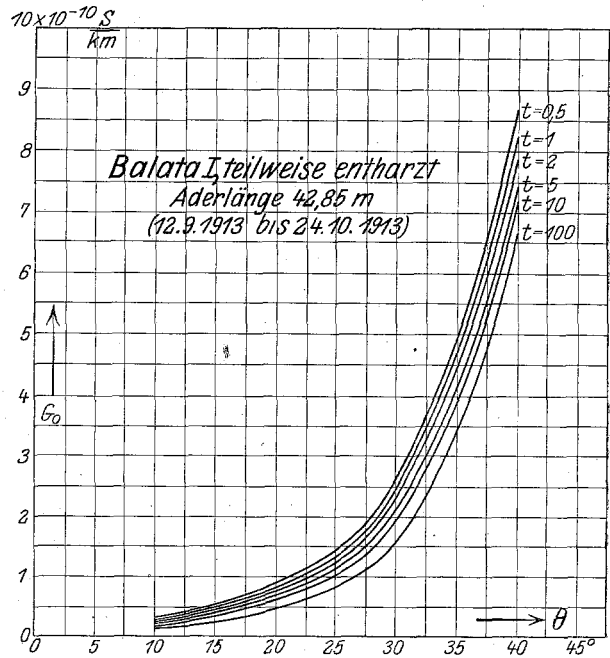


Fig. 15.

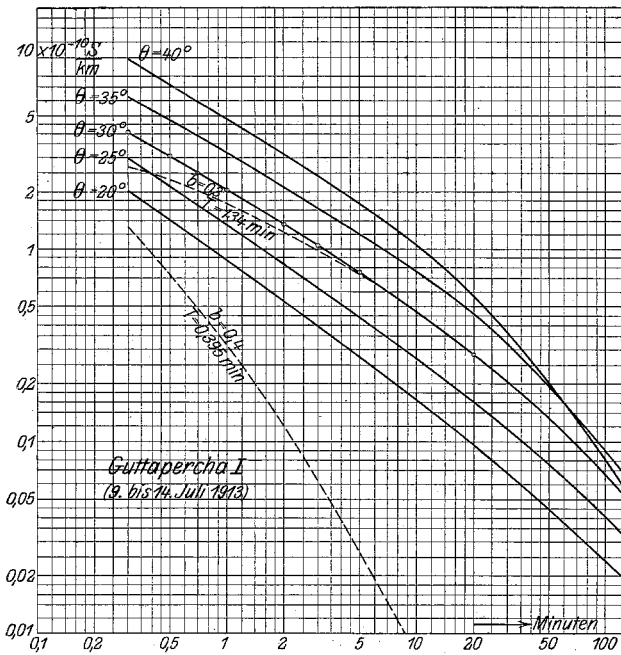


Fig. 16.

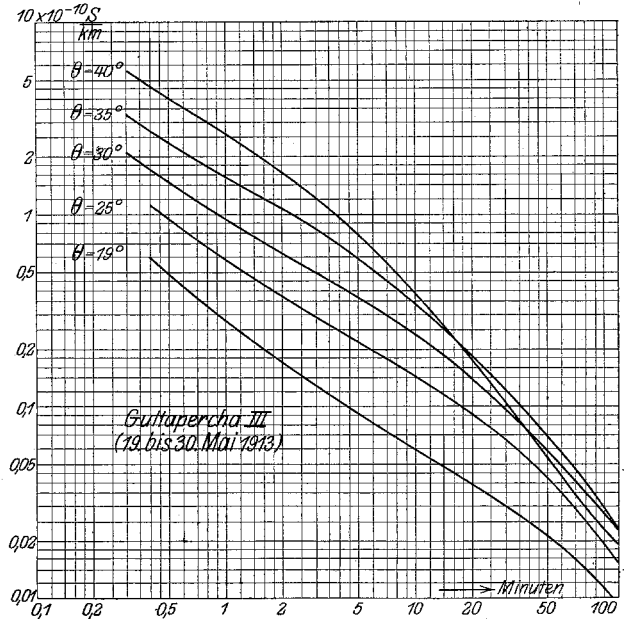


Fig. 17.

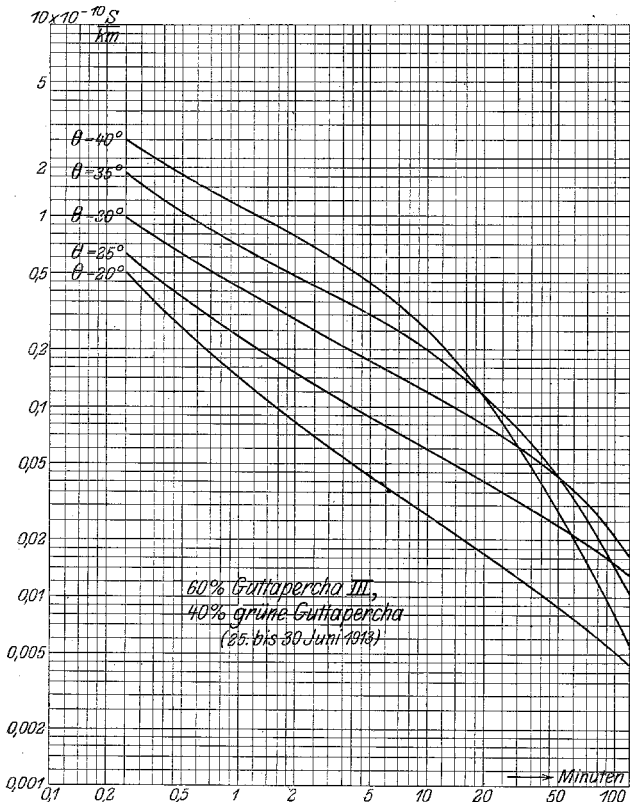


Fig. 18.

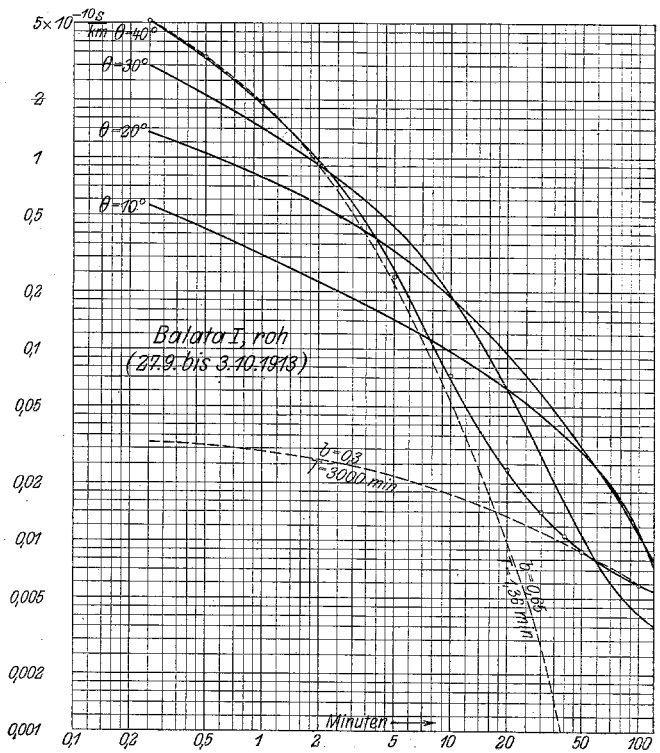


Fig. 19.

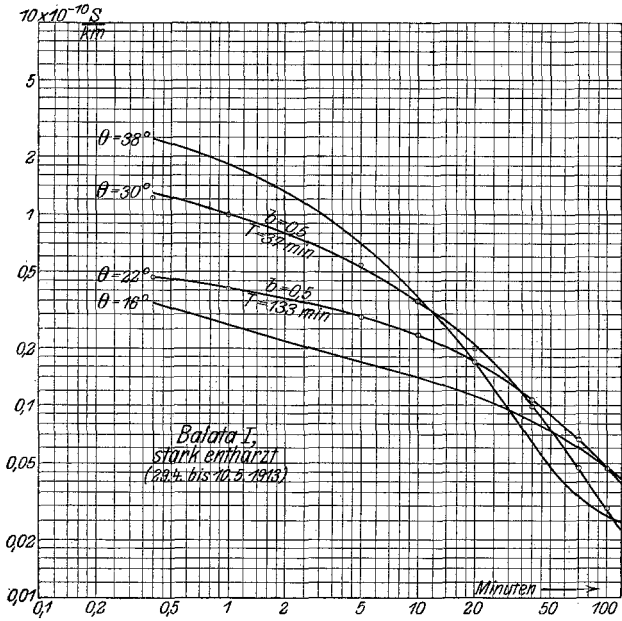


Fig. 20.

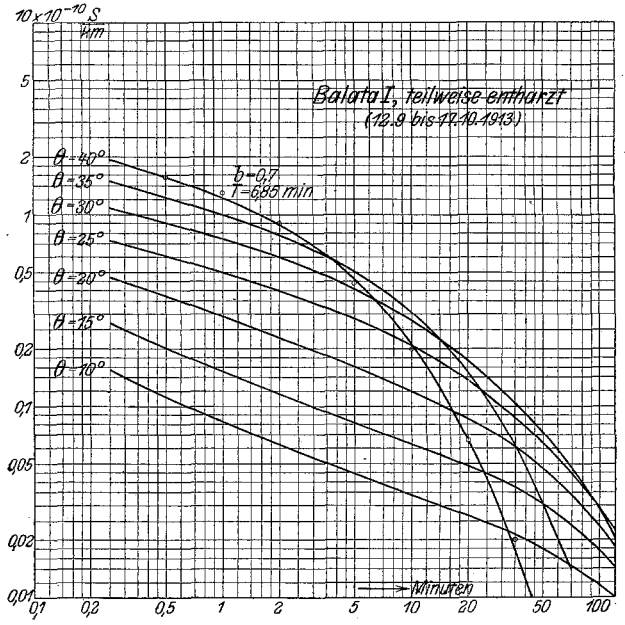


Fig. 21.

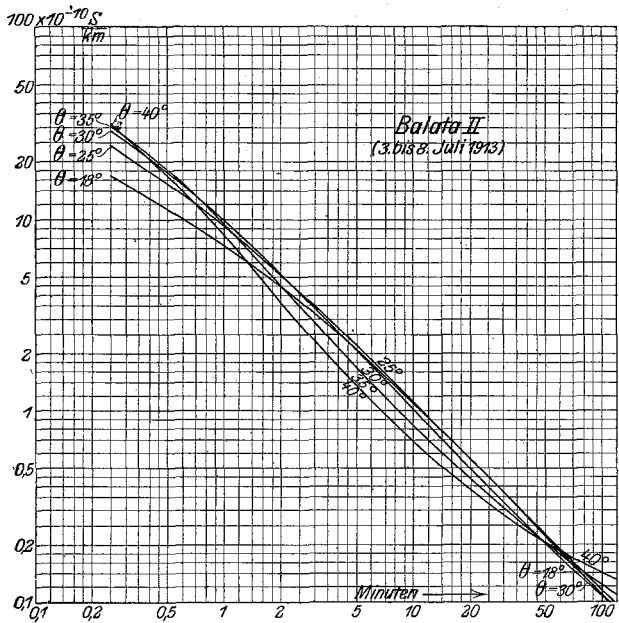


Fig. 22.

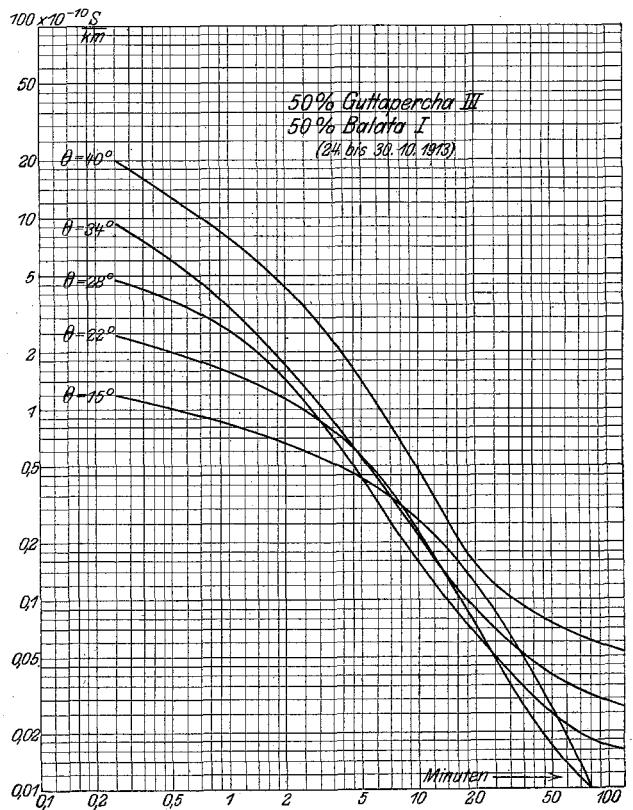


Fig. 23.

ähnliche Kurven werden bei den verschiedensten Isoliermaterialien beobachtet. Es ist mehrfach vorgeschlagen worden, diese Abhängigkeit durch ein Exponentialgesetz von der Form

$$G_0 = \text{Const. } e^{\alpha \theta}$$

darzustellen, wo α eine Konstante bedeutet. Dieses Gesetz gilt aber nur in roher Annäherung; denn trägt man $\log G_0$ über θ auf, so erhält man im allgemeinen keine Gerade, wie es doch nach der vorstehenden Formel sein müßte.

Die Kurven in den Fig. 16 bis 24 geben den zeitlichen Verlauf der aus dem Entladestrom berechneten Ableitung wieder. Da die Entladung in der Hauptsache ein reines Nachwirkungsphänomen ist, das von der Leitfähigkeit nicht merklich getrübt wird, hat es ein besonderes Interesse, diese Kurven vom Standpunkt der Theorie der Nachwirkung genauer zu betrachten.

Zur besseren Durchführung des Vergleiches sind die beobachteten Werte von G_0 in ein beiderseits logarithmisch eingeteiltes Koordinatennetz eingetragen worden, welches auch bei den theoretischen Betrachtungen seinerzeit zugrunde gelegt worden war¹⁾.

6. Vergleich mit der Theorie. Nach der Theorie soll sich der Nachwirkungsstrom bei der Spannung U , d. h. die Ableitung, aus einer beschränkten Anzahl n von Gliedern zusammensetzen lassen:

$$G_0 = g_1 + g_2 + \dots + g_n = \sum_{\nu=1}^n g_\nu,$$

von denen jedes die folgende Grundform besitzt:

$$g_\nu = \frac{k_\nu C_0}{\sqrt{\pi}} \frac{b_\nu}{T_\nu} i_\nu.$$

Darin ist:

C_0 die bereits erwähnte geometrische Kapazität²⁾ des betreffenden Kondensators (Kabelstückes);

k_ν ein konstanter Proportionalitätsfaktor;

b_ν und T_ν sind zwei Konstanten;

i_ν ist eine Funktion von b_ν und der Zeit t , die aber in dieser Funktion nur in der Verbindung $\frac{t}{T_\nu}$ auftritt:

$$i_\nu = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-b_\nu z^2 - z} - \frac{t}{T_\nu} e^{-z} dz.$$

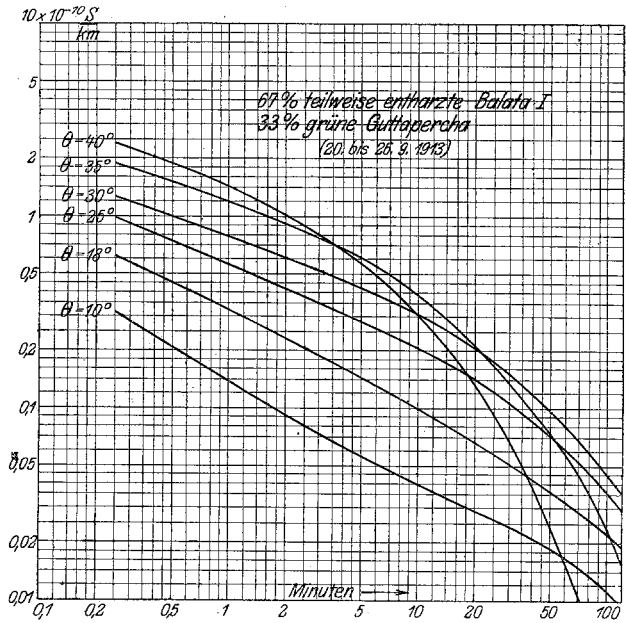


Fig. 24.

¹⁾ Ann. d. Phys. (4), Bd. 40, 1913, S. 817.

²⁾ Sie ist gleich der Wechselstromkapazität bei sehr hoher Frequenz.

Eine Zahlentafel dieser Funktion und eine graphische Darstellung ist in der Elektrotechnischen Zeitschrift 1913, S. 1280/81 mitgeteilt worden.

Zu dem vorstehenden Ausdruck für g_ν hat die folgende Überlegung geführt. Die Erfahrung lehrt, daß einige Teile der Nachwirkung sehr schnell, andere Teile mit geringerer und andere sogar mit äußerst kleiner Geschwindigkeit abnehmen. Es ist daher nicht möglich, den zeitlichen Verlauf der Nachwirkung (wie er z. B. in den Kurven in Fig. 1 und 2 zum Ausdruck kommt) durch eine einzige Exponentialfunktion von der Form

$$a \cdot e^{-\frac{t}{T}}$$

darzustellen. Man muß dazu vielmehr eine Reihe solcher Funktionen annehmen:

$$\sum_{\mu} a_{\mu} \cdot e^{-\frac{t}{T_{\mu}}}$$

Gewisse Überlegungen, auf die hier nicht näher eingegangen werden kann, machen es nun wahrscheinlich, daß die in diesem Ansatz vorkommenden Zeitkonstanten T_{μ} keineswegs regellos verteilt sind, sondern daß sie sich in ganz bestimmter Weise um einen ausgezeichneten Wert T_v gruppieren. Das Gesetz dieser Verteilung enthält eine Zahlenkonstante b_v , und zwar derart, daß die einzelnen Zeitkonstanten T_{μ} um so dichter um den Wert T_v herumliegen, je größer b_v ist. Ist die Zahl b_v klein (etwa unter 0,2), so sind die Zeitkonstanten über einen weiten Zeitbereich zerstreut. Unter Annahme des erwähnten Verteilungsgesetzes erhält man nun den vorher angegebenen Ausdruck für g_v . Er stellt das Grundgesetz dar, nach dem die Gleichstromableitung von der Zeit abhängt. Die Form dieser Abhängigkeit ist durch die einzige Konstante b_v bestimmt; denn die Größe T_v kommt nur in der Verbindung t/T_v vor und bestimmt daher lediglich den Zeitmaßstab. Es ist darum sehr bemerkenswert, daß sogar bei den kompliziert zusammengesetzten Guttaperchasorten manchmal ein einziges Glied g ausreicht, um den Verlauf der Entladung in dem ganzen Beobachtungsbereiche ($t = 0,25$ bis 100 min) darzustellen. In den meisten übrigen Fällen genügt die Hinzunahme eines zweiten Gliedes.

Einige willkürlich herausgegriffene Beispiele mögen dies erläutern.

1. Die Ableitung der stark entharzten Balatasorte I bei 22° (Fig. 20) kann durch ein einziges Nachwirkungsglied dargestellt werden. Die zugehörigen Konstanten sind aus der Tabelle 2 ersichtlich. Die danach berechneten Ableitungswerte sind in der Fig. 20 durch kleine Kreise bezeichnet. Das gleiche gilt

2. von der Ableitungskurve bei 30° derselben Balatasorte und auch

3. von der Ableitung der teilweise entharzten Balata I bei 40° (Fig. 21).

4. Eine typische Kurve, die sich aus zwei Gliedern zusammensetzt, ist die Ableitungskurve der rohen Balata bei 40° (Fig. 19). Die beiden Glieder sind in dieser Figur punktiert eingezeichnet. Ihre Summe ist für eine Reihe von Zeitpunkten durch kleine Kreise bezeichnet; die ausgezogene Kurve bedeutet, wie stets, die beobachteten Werte.

Tabelle 2.

Lfd. Nr.	Stoff	Figur	Temperatur θ	T min	b	$\frac{k C_0}{\sqrt{\pi}}$ S. min/km
1	Stark entharzte Balata I	20	22°	133	0,5	$12,3 \times 10^{-10}$
2	desgl.	20	30°	37	0,5	$10,4 \times 10^{-10}$
3	teilweise entharzte Balata I	21	40°	6,85	0,7	$4,68 \times 10^{-10}$
4	Rohe Balata I	19	40°			
	1. Glied			1,36	0,65	$4,25 \times 10^{-10}$
	2. Glied			3000	0,3	$4,06 \times 10^{-10}$
5	Guttapercha I	16	30°			
	1. Glied			134	0,3	$2,56 \times 10^{-10}$
	2. Glied			0,395	0,4	$1,21 \times 10^{-10}$

5. Dieselbe Konstruktion ist für die Ableitungskurve der Guttaperchasorte 1 bei 30° durchgeführt worden (Fig. 16). Läßt man die kleinen Zeitwerte außer Betracht, so genügt in diesem Falle das eine Glied mit der Zeitkonstante $T = 134$ min zur Wiedergabe der Beobachtungsergebnisse. Hätte man also nur in dem Zeitbereich von etwa 3 bis 100 min beobachtet, so würde das zweite Glied mit $T = 0,395$ min unbemerkt geblieben sein. Dieses Beispiel lehrt, daß man aus den Beobachtungswerten in einem gewissen Zeitbereiche im allgemeinen nicht auf das dielektrische Verhalten bei wesentlich kleineren oder größeren Zeiten schließen kann. In der Tat gelangt man zu viel zu niedrigen Werten des dielektrischen Verlustwinkels bei den Fernsprechfrequenzen, wenn man diese Winkel aus den Konstanten der Kurven für die Gleichstromableitung berechnet. Die Nachwirkung bei den schnell veränderlichen Sprechwechselströmen wird offenbar durch Glieder mit sehr kleiner Zeitkonstante bestimmt, die bei den Gleichstromversuchen der Beobachtung entgehen, weil sie längst abgeklungen sind, bevor ein Ausschlag am Galvanometer abgelesen werden kann.

Schon ein oberflächlicher Vergleich lehrt, daß die meisten der beobachteten Ableitungskurven (Fig. 16 bis 24) einen ähnlichen Charakter haben wie die seinerzeit mitgeteilten theoretischen Grundformen (ETZ. 1913, S. 1280). Die obigen Beispiele zeigen aber weiter, daß man die Beobachtungen mit Hilfe dieser Formen auch zahlenmäßig in befriedigender Weise wiedergeben kann¹⁾. Man darf daher hoffen, daß sich die benutzten theoretischen Vorstellungen als brauchbarer Führer durch das schier unübersichtliche Gebiet der dielektrischen Nachwirkungsvorgänge erweisen werden.

In dieser Hinsicht ist noch hervorzuheben, daß der seinerzeit angegebene Einfluß der Temperatur auf den Verlauf und die gegenseitige Lage der Kurven $G_0 = f(t)$ sich auch bei der Guttapercha als zutreffend herausstellt. Es soll nämlich die Kurve für eine höhere Temperatur — zum mindesten in ihren Hauptzügen — aus der Kurve für eine niedrigere Temperatur durch eine einfache Parallelverschiebung hervorgehen; diese soll in der Richtung von rechts unten nach links oben parallel einer Geraden vorgenommen werden, die die Koordinatenachsen im Winkel von 45° schneidet²⁾ (vgl. die Fig. 16 bis 24).

Wenn man die Ladung so lange fortgesetzt hat, daß der Nachwirkungsvorgang merklich abgeklungen ist, so soll die nachfolgende Entladung nach dem Superpositionsgesetz von Boltzmann-Hopkinson in ihrem zeitlichen Verlaufe eine einfache Wiederholung des Ladevorganges mit entgegengesetztem Vorzeichen sein. Bildet man also die Differenz zwischen dem Ladestrom und dem Entladestrom für einander entsprechende Zeitpunkte, so erhält man den reinen Leitungsstrom. Dieser ist nach Reduktion auf 1 V Spannung und 1 km Kabellänge in den Figuren 6 bis 11 gleichfalls eingetragen worden (punktierte Kurven). Er erweist sich im allgemeinen als zeitlich nahezu konstant; nur in wenigen Fällen nimmt er im Laufe der Ladezeit ab. Es kann hier nicht mit Bestimmtheit ent-

¹⁾ Für eine experimentell gefundene Kurve kann man die Konstanten in der folgenden Weise bequem bestimmen. Man zeichnet auf durchsichtiges Logarithmenpapier die Kurvenschar $i = f(t)$ (ETZ. 1913, S. 1280) auf und versucht, die gegebene Kurve mit einer Kurve aus dieser Schar zur Deckung zu bringen. Gelingt dies völlig, so braucht man an dieser Kurve nur den Wert von b und an der Abszissenabteilung der gegebenen Kurve die Größe von T abzulesen. Aus der beobachteten Ordinate für $t = T$ kann alsdann auch die Konstante kC_0 berechnet werden.

Im anderen Falle bringt man die Kurven so gut als möglich zur Deckung und gewinnt dadurch zunächst die Konstanten b_1 , T_1 und $k_1 C_0$ eines Nachwirkungsgliedes. Die noch verbleibende Differenz wird alsdann wiederum in ein beiderseits logarithmisch eingeteiltes Netz eingetragen. Für die so entstandene Kurve sind die Konstanten b_2 , T_2 und $k_2 C_0$ nach dem gleichen Verfahren zu bestimmen; gegebenen Falles muß das Verfahren weiter fortgesetzt werden. Nach einigem Probieren hat man bald die beste Art der Zerlegung, h. h. die mit der Mindestzahl von Gliedern gefunden.

Besitzt man kein durchsichtiges Logarithmenpapier, so kann man sich zunächst aus gewöhnlichem Logarithmenpapier die erforderlichen Kurven der Schar $i = f(t)$ ausschneiden und dann in der vorher angegebenen Weise verfahren.

²⁾ Ann. d. Phys., Bd. 40, 1913, S. 843, Fig. 9 und 10.

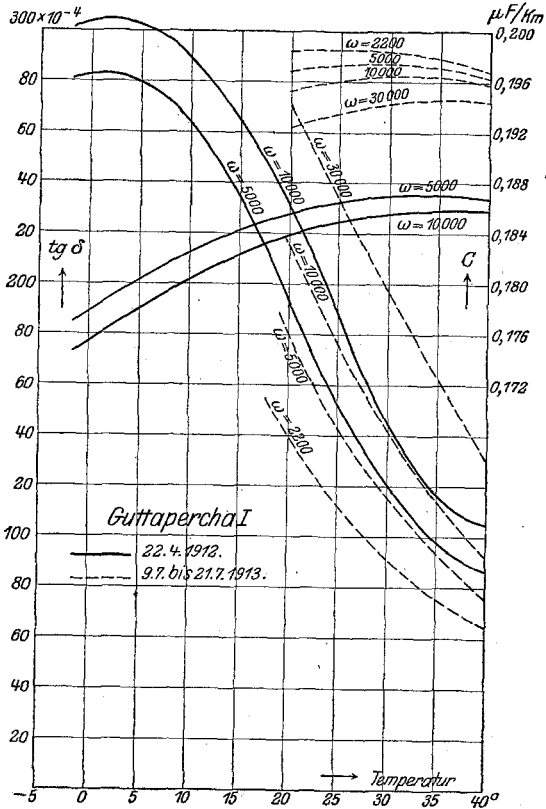


Fig. 25.

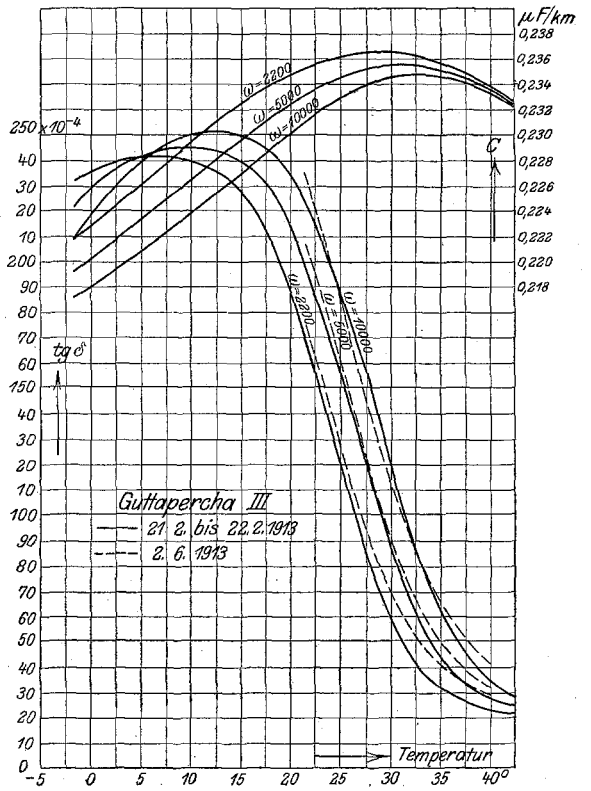


Fig. 26.

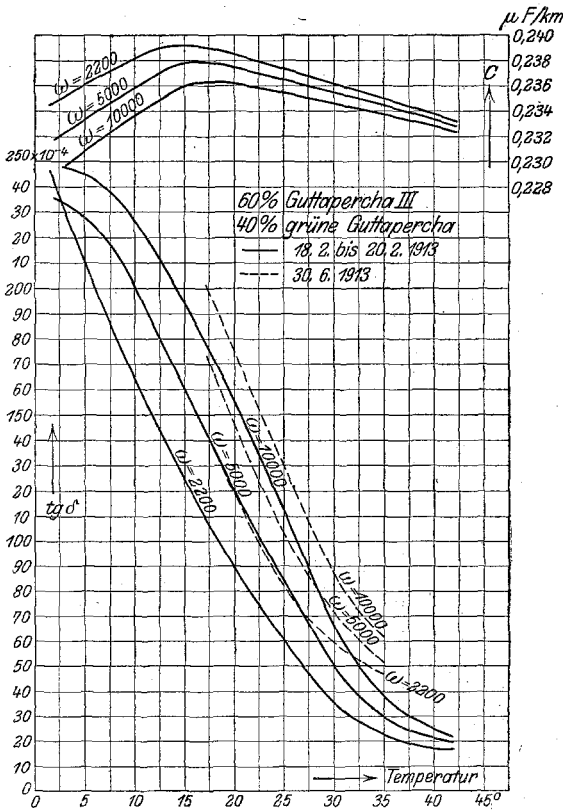


Fig. 27.

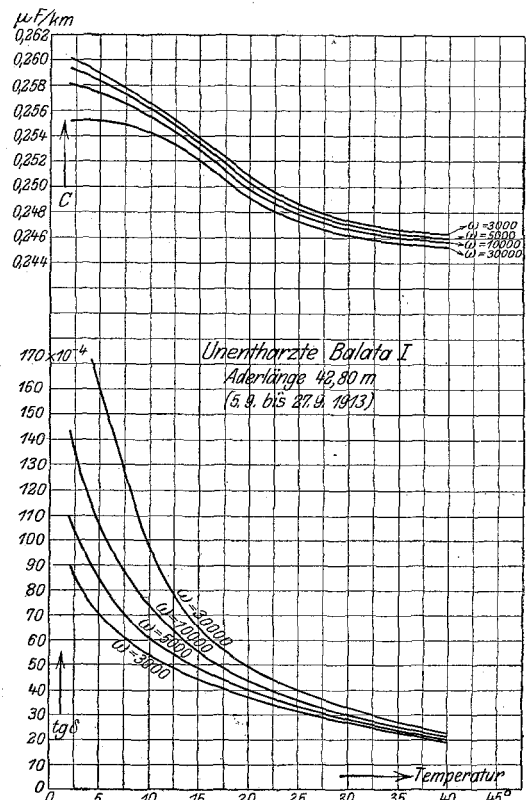


Fig. 28.

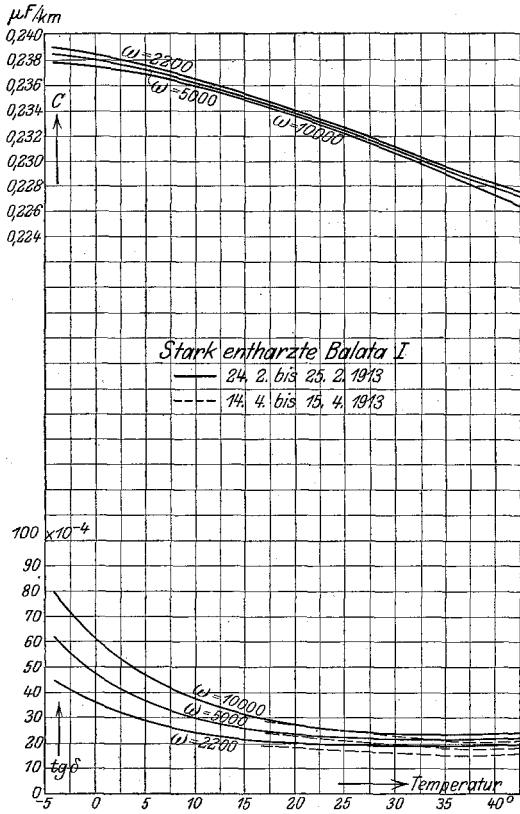


Fig. 29.

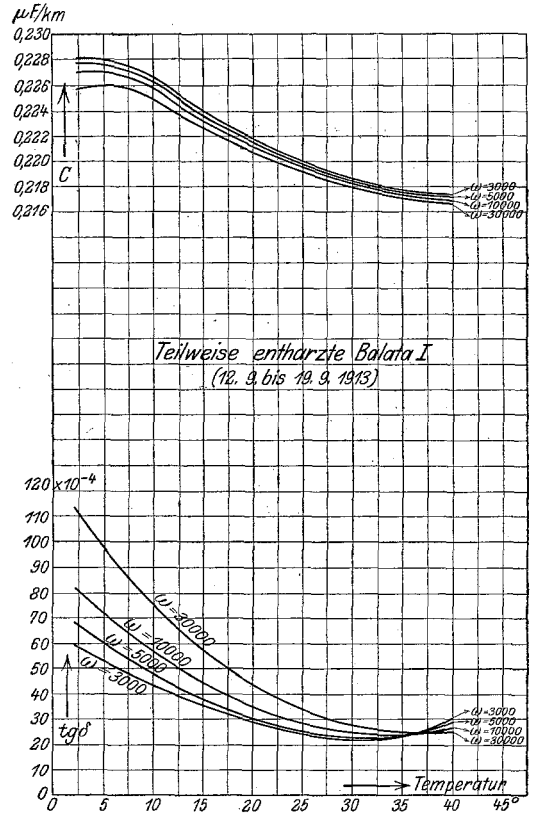


Fig. 30.

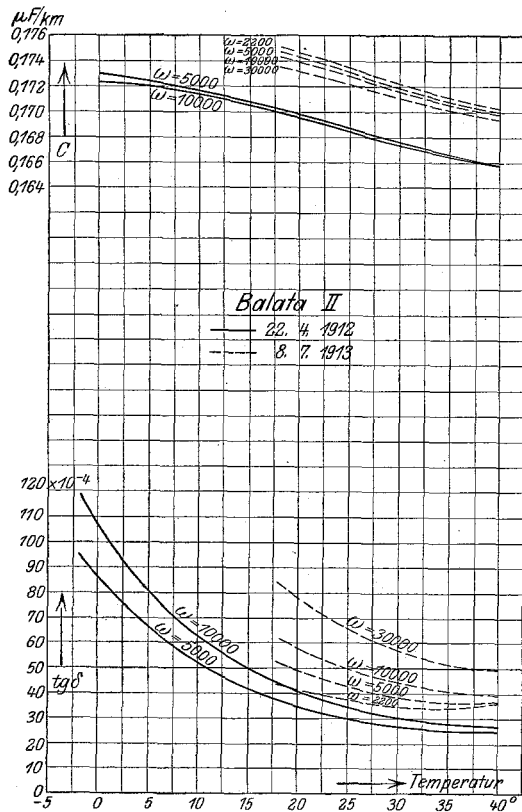


Fig. 31.

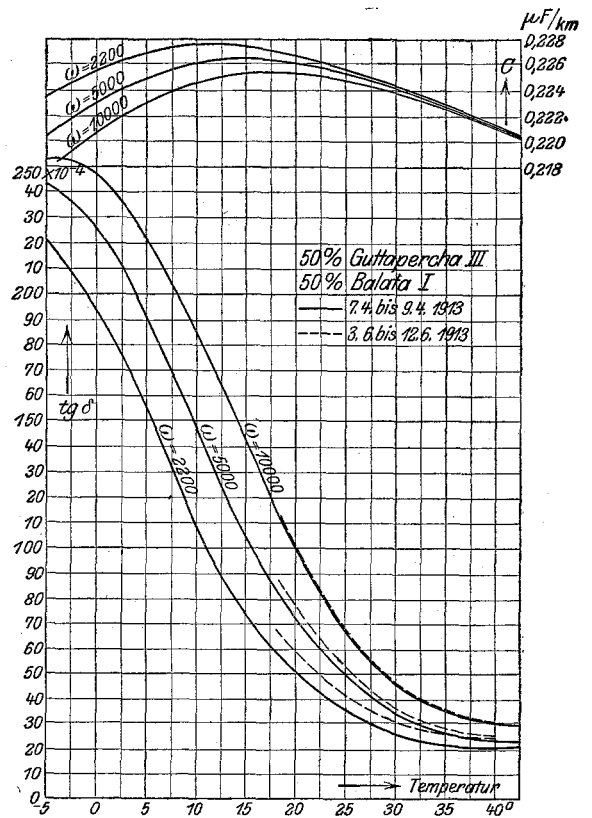


Fig. 32.

schieden werden, ob dies auf Ungültigkeit des Superpositionsgesetzes zurückzuführen ist, oder ob der Leitungsstrom tatsächlich im Laufe der Zeit abnimmt. Doch ist das letztere wahrscheinlicher¹⁾. Man kann in diesem Falle die Erscheinung durch die Annahme erklären, daß die Leitfähigkeit ganz oder zum Teil von Ionen herrührt, deren Verteilung beim Stromdurchgang so verändert wird, daß das Dielektrikum in der Umgebung der einen Elektrode allmählich an ihnen verarmt. Etwas mehr Licht in diese Verhältnisse werden voraussichtlich Ladeversuche bei verschiedener Spannung bringen; doch war es bisher aus Mangel an Zeit nicht möglich, solche Versuche in dem erforderlichen Umfange auszuführen.

Die Tabelle 1 enthält in einer besonderen Spalte die aus den Abmessungen der Adern berechnete Ableitung G_1 unter Annahme einer Leitfähigkeit des Dielektrikums von 1 S/cm . Das Verhältnis G_0/G_1 gibt also in jedem Falle unmittelbar die Leitfähigkeit des Isolationsstoffes der zugehörigen Ader bei den betreffenden Versuchsbedingungen an, und zwar in S/cm ausgedrückt.

7. Wechselstrommessungen. Das Ergebnis dieser Messungen, das für die Bewertung der verschiedenen Stoffe in der Fernsprechkabeltechnik den Ausschlag geben muß, ist aus den Figuren 25 bis 34 ersichtlich.

Der Vergleich der Kurven lehrt folgendes:

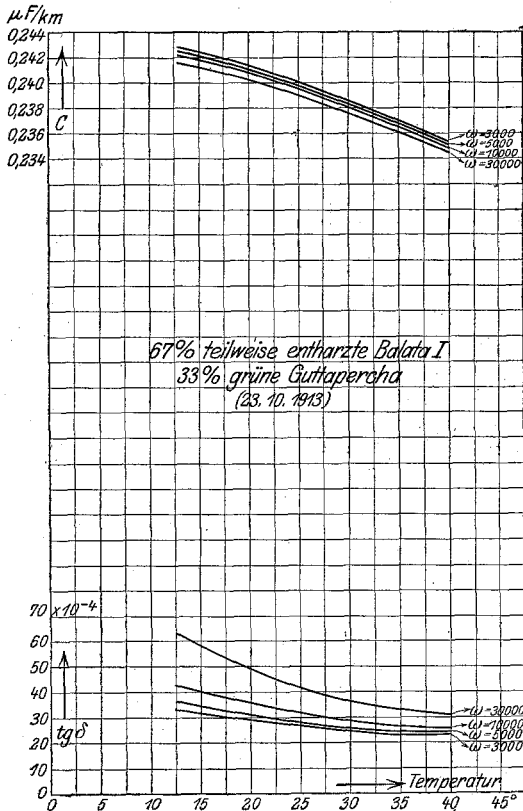


Fig. 33.

Die reinen Guttaperchasorten, aus denen bisher die Seekabel hergestellt worden sind, besitzen bei den Gebrauchstemperaturen, d. h. zwischen 0° und 15° , einen sehr beträchtlichen dielektrischen Verlust. Die Temperaturkurve des Verlustwinkels weist für die Frequenzen der Sprechströme ($\omega = 2200$ bis $10\,000$) gerade in der Gegend von 0° bis 10° ein Maximum auf. Bei steigender Temperatur fällt der dielektrische Verlust zuerst rasch, dann langsamer ab und strebt einem Mindestwert zu, der bei einer Temperatur oberhalb 40° zu liegen scheint. Dieser Punkt ist aber nicht erreicht worden; eine Erwärmung der Adern erheblich über 40° hinaus verbietet sich, weil das Isolationsmaterial alsdann erweicht.

Ein Zusatz von 40 % grüner Guttapercha hat, wie Fig. 27 zeigt, die bemerkenswerte Wirkung, das ganze System der Kapazitäts- und Verlustwinkelkurven im Sinne abnehmender Temperaturen zu verschieben. Dies bedeutet aber wegen des besonderen Verlaufs der Verlustwinkelkurven eine beträchtliche Verbesserung der Guttapercha bei den Gebrauchstemperaturen. Es fragt sich nun, wodurch dieses

Ergebnis hervorgebracht wird. Man weiß, daß sich die grüne Guttapercha durch einen ungewöhnlich niedrigen Harzgehalt auszeichnet (nur etwa 8 %). Es scheint somit, als ob durch den Zusatz von grüner Guttapercha ein gewisser Harzbestandteil der gewöhn-

¹⁾ Es wird besonders auf die dahin gehenden Beobachtungen von E. Warburg, Ann. d. Phys. (3), Bd. 54, 1895, S. 396 bis 433 verwiesen.

lichen Guttapercha zurückgedrängt würde, der die dielektrischen Verluste zum erheblichen Teile verschuldet.

Daß aber die Größe dieser Verluste nicht allein von dem Harzgehalt überhaupt abhängt, sondern daß es auch auf die Art des Harzes ankommt, zeigen die Meßergebnisse an reiner, unentharzter Balata mit 48 % Harzgehalt (Fig. 28). Bei diesem Stoff erscheinen die Kurven im Vergleich zu den vorhergehenden noch weiter nach links verschoben. Immerhin lassen sich auch bei der Balata die dielektrischen Eigenschaften durch Harzentziehung noch beträchtlich verbessern, wie aus den folgenden Figuren 29, 30, 31 hervorgeht, die sich auf Balatasorten mit 22, 28 und 33 % Harzgehalt beziehen. Man bemerkt, daß die dielektrischen Verluste zugleich mit dem Harzgehalt abnehmen.

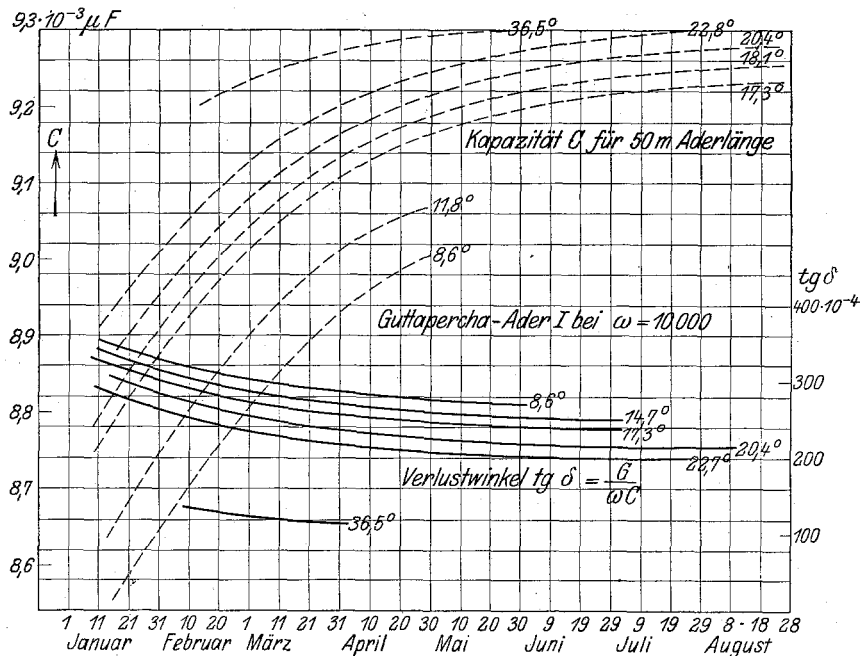


Fig. 34.

Die dielektrischen Eigenschaften einer Mischung aus 50 % Guttapercha und 50 % entharzter Balata liegen zwischen denen der Bestandteile, wenn man diesen Ausdruck auf die Verschiebung des Kurvensystems längs der Temperaturskala beziehen will (Fig. 32). Nach dem, was vorher ausgeführt worden ist, kann dieses Ergebnis nicht mehr überraschen. In diesem Sinne können auch die an einer harzarmen Mischung aus 67 % Balata und 33 % grüner Guttapercha ausgeführten Beobachtungen (Fig. 33) als eine Bestätigung dieser Ausführungen gelten: die Mischung enthält nur wenig mehr Harz als die Balataader Nr. 6 (Fig. 29) und steht ihr dementsprechend auch in den dielektrischen Eigenschaften nur wenig nach. Man kann schließen, daß sich die Guttapercha und Balata durch noch weiter gehende Entharzung bzw. durch noch größeren Zusatz von grüner Guttapercha noch weiter verbessern lassen werden; doch scheint die Herstellung von Adern aus derartigen Mischungen ihrer Zähigkeit wegen Schwierigkeiten zu bereiten, wenigstens mit den gebräuchlichen Aderpressen.

8. Messungen an Balataharz. Das Ergebnis der Versuche an den Balatasorten mit verschiedenem Harzgehalt (Ader Nr. 5 bis 8) ließ auch die dielektrische Untersuchung des Harzes als wünschenswert erscheinen. Dieses hat bei Zimmertemperatur eine zähflüssige Beschaffenheit. Zur Ausführung der Messungen wurde es in einen kleinen Luftkondensator eingegossen, der eigens für die Untersuchung von flüssigen und schmelz-

baren Isolierstoffen hergestellt worden ist. Sein Aufbau ähnelt dem der Giebeschen Normalkondensatoren. Ohne Füllung beträgt seine Kapazität $0,00367 \mu\text{F}$. Die Fig. 35 zeigt die für Balataharz gefundenen Kurven. Bei $\omega = 5000$ ist der dielektrische Verlust-

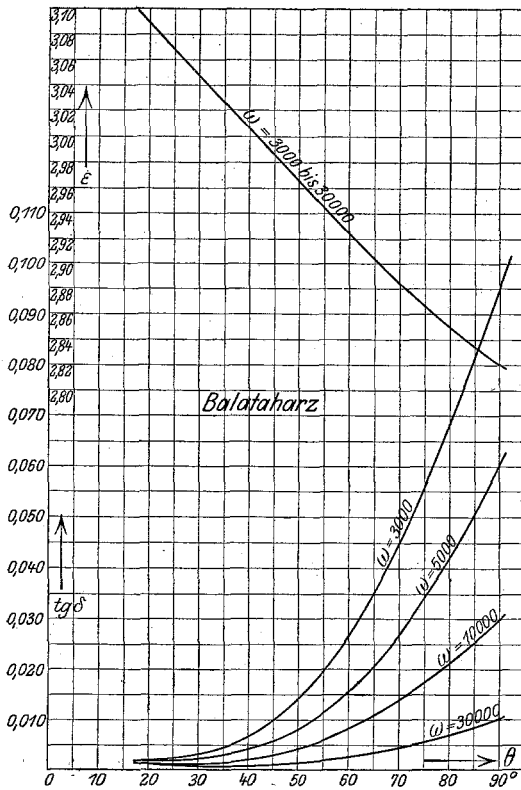


Fig. 35.

winkel des Harzes für Temperaturen bis 30° noch geringer als der der besten (stark entharzten) Balata (Fig. 29). Auch ändert er sich in anderer Weise mit der Temperatur und Frequenz. Man ersieht hieraus, daß die dielektrische Nachwirkung eines Gemisches nicht in einfacher Weise mit den Nachwirkungen der einzelnen Komponenten zusammenzuhängen braucht, jedenfalls nicht durch einfache Mittelwertbildung erhalten wird. Dieser Umstand spricht zu Gunsten der Maxwell'schen Auffassung, nach der die Nachwirkung von Inhomogenitäten in der Struktur herrühren soll. Solche wird man naturgemäß um so eher zu erwarten haben, je größer die Zahl der Bestandteile eines Gemisches ist, und je verschiedenartiger sie sind.

9. Einfluß der Zeit. Auch bei den Wechselstrommessungen an den Guttapercha- und Balataadern haben sich die zeitlichen Änderungen ihrer dielektrischen Eigenschaften gezeigt. Die Kapazität pflegt langsam zuzunehmen, während sich der dielektrische Verlust, abgesehen von der ersten Zeit

nach der Herstellung der Adern, im allgemeinen nur noch wenig ändert (vgl. die ausgezogenen mit den punktierten Kurven in den Figuren 25 bis 32). An einigen Adern sind diese zeitlichen Änderungen genauer verfolgt worden. Als Beispiel mag hier die Wiedergabe der Messungen an der Ader Nr. 1 genügen (Fig. 34).

10. Praktische Bedeutung des Isolationswiderstandes. Vergleicht man das Ergebnis der Untersuchung mit Wechselstrom mit dem Ergebnis der Gleichstrommessungen, so erkennt man, daß die übliche Feststellung des Isolationswiderstandes — 1 Minute nach dem Einschalten — kein Urteil über die Höhe des dielektrischen Verlustes einer Ader, d. h. über ihre Eignung für den Fernsprechtbetrieb gestattet. Eher ließe sich schon ein Urteil aus der Beobachtung gewinnen, wie rasch der Isolationsstrom einem Endwerte zustrebt. Denn diese Erscheinung hängt ebenso wie der dielektrische Verlust mit dem Rückstand zusammen, während die Höhe des Isolationsstromes mit den dielektrischen Verlusten in keiner direkten Beziehung steht. Es kommt vor, daß von zwei Adern diejenige mit geringerer Isolation trotzdem erheblich kleinere dielektrische Verluste besitzt als die andere (vgl. z. B. Ader Nr. 1 mit Nr. 8, Fig. 6 und 10 bzw. 25 und 31.)

In diesem Zusammenhange ist es lehrreich, die Frage zu beantworten, wie weit man den reinen Isolationswiderstand verschlechtern dürfte, bevor sich dies in den Eigenschaften der Adern für Wechselströme von der Kreisfrequenz $\omega = 5000$ bemerkbar machen würde. Vergrößert man die Ableitung um den Betrag ΔG_0 , so erhält man einen Zuwachs des dielektrischen Verlustwinkels, der aus der Formel

$$\Delta \operatorname{tg} \delta = \frac{\Delta G_0}{\omega C}$$

zu berechnen ist. Soll also der Zuwachs $\Delta \operatorname{tg} \delta$ nicht mehr als $3 \cdot 10^{-4}$ betragen (dies entspricht einer Minute im Winkel oder $1/7$ des geringsten überhaupt gemessenen Wertes, Fig. 29), so darf ΔG_0 höchstens gleich

$$\omega C \Delta \operatorname{tg} \delta = 5000 \cdot 0,2 \cdot 10^{-6} \cdot 3 \cdot 10^{-4} = 3000 \cdot 10^{-10} \text{ S/km}$$

sein. Wenn man dies mit den tatsächlich in Frage kommenden Werten (Fig. 6 bis 11) vergleicht, so erkennt man, wie wenig es bei einem Fernsprechkabel auf einen hohen Wert des Isolationswiderstandes ankommt.

11. Messungen an Gutta-Gentzsch. Die künstliche Guttapercha nach dem Verfahren von Gentzsch konnte zur Zeit nur in Form von Platten untersucht werden. Es lag eine hellbraune Platte von 1,17 mm Stärke und 610 cm² nutzbarer Fläche und eine schwarze Platte von 1,86 mm Dicke und 552 cm² Nutzfläche vor. Worin sich die beiden Sorten unterscheiden, war nicht festzustellen. Es ist ihr dielektrischer Verlustwinkel und ihre Dielektrizitätskonstante bei Temperaturen zwischen 18° und 50° (hier beginnt der Stoff zu erweichen) und bei Kreisfrequenzen zwischen 3000 und 30 000 bestimmt worden. Die an der dunklen Platte gefundenen Werte sind aus der Fig. 36 ersichtlich. Die helle Platte verhält sich ähnlich, so daß sich die Wiedergabe der Kurven für diese Sorte erübrigt. Bei der Temperatur von 18° (und wahrscheinlich auch darunter) besitzt die Gutta-Gentzsch einen wesentlich geringeren dielektrischen Verlust als Guttapercha. Sie erscheint daher in dieser Hinsicht für Fernsprech-Unterwasserkabel besser geeignet als diese. Außerdem spricht hierbei ihre niedrigere Dielektrizitätskonstante zu ihren Gunsten. Jedenfalls verdient die Frage der Verwendbarkeit der Gutta-Gentzsch für Fernsprech-Unterwasserkabel eine eingehende Untersuchung um so mehr, als es durchaus im Bereich der Möglichkeit liegt, daß sich die dielektrischen Verluste dieses Stoffes durch eine Abänderung der Zusammensetzung oder des Herstellungsverfahrens noch verringern lassen.

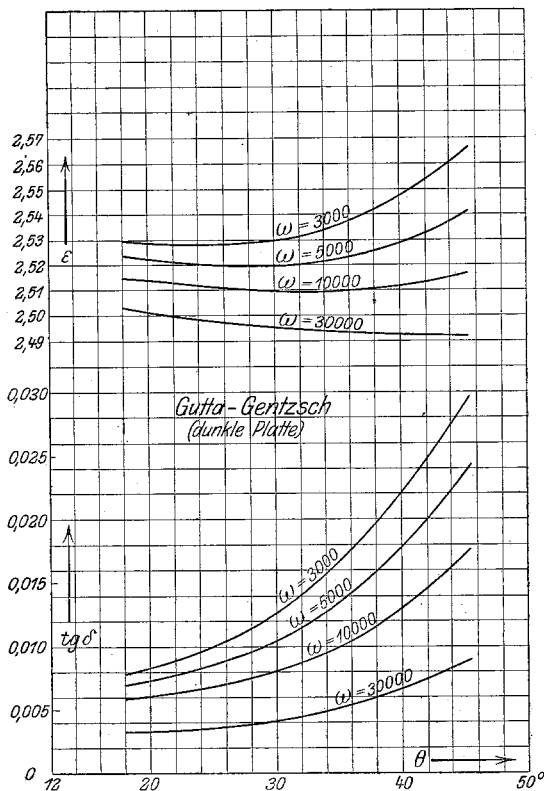


Fig. 36.

12. Praktische Folgerungen für den Bau von Fernsprechkabeln. Beim Vergleich von Kabeladern hinsichtlich ihrer Dämpfung hat man für ein Spulenkabel von dem Ausdrücke

$$\beta_{\min} = \sqrt{RC} \sqrt{\frac{G}{C} + \frac{I}{\tau}}$$

auszugehen, der die bei günstigster Spulenordnung erreichbare Mindestdämpfung angibt¹⁾. Darin bedeutet

¹⁾ F. Breisig, ETZ. 1901, S. 1047.

R den Widerstand der Ader,
C ihre Kapazität,
G ihre Ableitung,
 τ die Zeitkonstante der Spulen.

Die natürliche Induktivität von Fernsprechkabeln ist so klein, daß man sie vernachlässigen darf.

Bezeichnet ϵ die Dielektrizitätskonstante der Aderisolation und ω die Kreisfrequenz der Sprechströme (im Mittel $\omega = 5000$), so kann die vorstehende Formel auch in der Form

$$\beta_{\min} = \sqrt{\omega R C_1} \sqrt{\epsilon} \sqrt{\frac{G}{\omega C} + \frac{1}{\omega \tau}}$$

oder

$$\beta_{\min} = \beta_1 \sqrt{\epsilon} \sqrt{\operatorname{tg} \delta + \frac{1}{\omega \tau}}$$

geschrieben werden.

$$\frac{\beta_1}{\sqrt{2}} = \sqrt{\frac{\omega R C_1}{2}}$$

bedeutet die spezifische Dämpfung einer spulenlosen Ader aus einem Stoff mit der Dielektrizitätskonstante ϵ , wenn man mit C_1 die Kapazität einer solchen Ader bezeichnet¹⁾. Beim Vergleich verschiedener Stoffe kommt es also nur auf den Faktor

$$f_s = \sqrt{\epsilon} \sqrt{\operatorname{tg} \delta + \frac{1}{\omega \tau}}$$

an. Für Spulen, die in Unterwasserkabel eingebaut werden sollen, dürfte der heute praktisch erreichbare Höchstwert der Zeitkonstante etwa $\tau = 0,02$ s betragen. Hiermit wird bei der Kreisfrequenz $\omega = 5000$

$$f_s = \sqrt{\epsilon} \sqrt{\operatorname{tg} \delta + 0,01}.$$

In der Tabelle 3 sind die für eine Temperatur von 15^0 und die Kreisfrequenz $\omega = 5000$ gültigen Werte von ϵ , $\operatorname{tg} \delta$ und f_s für einige Stoffe zusammengestellt. Je kleiner f_s ist, um so geringer wird die Dämpfung eines aus dem betreffenden Stoffe hergestellten Fernsprech-Spulenkabels.

Bei Fernsprechkabeln mit stetig verteilter Induktivität (Leiter mit Eisendrahtbespinnung) gelangt man durch entsprechende Überlegungen zu dem Ergebnis, daß die erreichbare Mindestdämpfung unter sonst gleichen Umständen dem Faktor

$$f_k = \sqrt{\epsilon \operatorname{tg} \delta}$$

proportional ist. Die Werte dieser Größe können für die verschiedenen Stoffe ebenfalls aus der Tabelle 3 entnommen werden. Die Zahlen f_k sind allerdings praktisch von etwas problematischem Werte, da es nicht möglich ist, die Induktivität von Kabeln mit Eisendrahtbespinnung so weit zu erhöhen, daß das Dämpfungsminimum erreicht wird.

Aus der Tabelle ersieht man, daß die mehr oder minder stark entharzten Balatasorten²⁾, ein Gemisch aus Balata und grüner Guttapercha und die Gutta-Gentzsch sich hinsichtlich der Dämpfung etwa gleich gut für Fernsprechkabel eignen.

Die Formel für f_s lehrt übrigens, daß wegen der jetzt schon erreichten niedrigen Werte von $\operatorname{tg} \delta$ eine weitere Verringerung dieser Größe bei Spulenkabeln nicht viel nützt, solange man die Zeitkonstante der Spulen nicht wesentlich über den Wert $\tau = 0,02$ s hinaus

¹⁾ Die Werte von C_1 sind für die untersuchten Adern in der Tabelle 1 angegeben.

²⁾ Während diese Untersuchung im Gange war, ist bekannt geworden, daß die Firma Siemens & Halske auf die Verwendung von reiner oder nahezu reiner Balata für Kabel mit künstlich erhöhter Induktivität ein D.R. Patent (Nr. 274256) erhalten hat.

Tabelle 3.

Stoff	Dielektrizitätskonstante ϵ bei 15° und $\omega = 5000$	Leistungsfaktor $\text{tg } \delta$	f_s für $\tau = 0,02 \text{ s}$	f_s für $\tau = 0,04 \text{ s}$	f_k (zugleich f_s für $\tau = \infty$)
Guttapercha I	3,16	0,0234	0,325	0,300	0,272
Guttapercha II	2,99	0,0244	0,322	0,297	0,271
Guttapercha III	3,07	0,0240	0,323	0,299	0,272
60 % Guttapercha III, 40 % grüne Guttapercha	3,18	0,0160	0,288	0,254	0,226
uneptharzte Balata I	3,39	0,0048	0,224	0,183	0,128
Balata II	2,93	0,0042	0,204	0,164	0,111
teilweise entharzte Balata I .	2,99	0,0038	0,203	0,162	0,107
stark entharzte Balata I . . .	3,14	0,0026	0,199	0,154	0,090
50 % Guttapercha III, 50 % Balata I	3,13	0,0104	0,253	0,220	0,181
67 % teilweise entharzte Ba- lata I, 33 % grüne Gutta- percha	3,24	0,0035	0,209	0,165	0,107
Gutta-Gentsch, dunkel	2,53	0,0065	0,205	0,171	0,128

erhöht. Gelingt es, Spulen mit der Zeitkonstante $\tau = 0,04 \text{ s}$ in Fernsprech-Unterwasserkabeln unterzubringen, so wird

$$f_s = \sqrt{\epsilon} \sqrt{\text{tg } \delta + 0,005}.$$

Die hiernach berechneten Werte sind ebenfalls in der Tabelle 3 enthalten. Der Grenzwert von f_s für $\tau = \infty$ ist mit f_k identisch (letzte Spalte der Tabelle 3). Man sieht, daß die Stoffe mit besonders niedrigem dielektrischen Verlust besser zur Geltung kommen, wenn man Spulen mit hoher Zeitkonstante einbaut. Die Verbesserung der Spulen erscheint also neben der Verbesserung der dielektrischen Eigenschaften der Kabelisolation als eine der Hauptaufgaben, vor die sich die Fernsprech-Kabeltechnik gegenwärtig gestellt sieht.

III. Untersuchungen an Gummi und Hartgummi.

13. Allgemeines. Der Gummi oder Kautschuk ist bekanntlich ebenso wie die Guttapercha ein Pflanzenprodukt. Als beste Sorte gilt der aus dem brasilianischen Staate Para ausgeführte Paragummi, doch wird diese Bezeichnung heute vielfach auf jede gute Gummisorte angewandt. Mit dem reinen Gummi läßt sich technisch nicht viel anfangen; er ist weich, klebrig und verdirbt unter dem Einfluß von Luft und Licht bald infolge von Oxydation. Durch Behandlung mit Schwefel verwandelt sich der Rohgummi in den festeren, sehr elastischen und beständigeren vulkanisierten Gummi. Auch dieser wird selten rein verwendet; man setzt ihm vielmehr (und zwar vor dem Vulkanisieren) gewisse Füllstoffe (Talkum, Kreide, Schwerspat, Bleiglätte, Zinkweiß, Asbest, Ceresin und anderes) zu, was teils zur Verbilligung und teils zur Erzielung von bestimmten mechanischen und elektrischen Eigenschaften geschieht. Der Verband Deutscher Elektrotechniker verlangt von den Gummisorten, die zur Isolierung von Leitungsdrähten dienen, einen Mindestgehalt von 33,3 % Paragummi, der höchstens 6 % Harz enthalten darf. Die verbleibenden 66,7 % verteilen sich auf die Füllstoffe einschließlich des Schwefels. Von organischen Füllstoffen ist nur der Zusatz von Ceresin bis zum Höchstgehalt von 3% gestattet. Das spezifische Gewicht des Adergummis soll mindestens 1,5 betragen¹⁾.

Durch die Behandlung des Gummis mit einem großen Überschuß von Schwefel bei höherer Temperatur erhält man einen harten und polierfähigen schwarzen Körper, den Hartgummi oder Ebonit. Auch dieser Stoff wird in verschiedenen Sorten, besseren und geringeren, hergestellt, je nach Art und Menge der fremden Zusätze.

¹⁾ ETZ. 1914, S. 367 u. 486.

14. Messungen des dielektrischen Verlustes. Die dielektrischen Eigenschaften von Gummi- und Hartgummiarten sind wiederholt untersucht worden; bei der Frequenz der Sprechströme im besonderen von Fleming und Dyke¹⁾. Die hier mitgeteilten Messungen beziehen sich auf ein deutsches Fabrikat. Aus ihren Ergebnissen können indes — ebensowenig wie aus denen der Herren Fleming und Dyke — Schlüsse von allgemeiner Gültigkeit gezogen werden, da nur eine kleine Anzahl von Sorten untersucht worden ist. Es waren dies:

1. reiner roher Paragummi;
2. reiner vulkanisierter Paragummi;
3. Weichgummi zur Isolierung von Leitungsdrähten; Normalmischung mit 33,3 % Paragummi nach den Verbandsvorschriften;
4. Hartgummi I, gute Sorte;
5. Hartgummi II, mittlere Sorte;
6. Hartgummi III, geringe Sorte.

Diese Stoffe sind in Form von 0,9 bis 1 mm dicken Platten von 610 cm² nutzbarer Oberfläche untersucht worden.

Bei den Messungen hat sich, ebenso wie bei der Guttapercha und Balata, wieder die Schwierigkeit gezeigt, daß das Material, welches frisch hergestellt war, seine elektrischen Eigenschaften mit der Zeit änderte. Besonders starke Änderungen wurden bei den Weichgummiarten beobachtet; beim Hartgummi sind sie dagegen nicht sehr erheblich. Die in den Figuren 37 bis 42 mitgeteilten Meßwerte sind etwa einen halben Monat nach der Herstellung der Platten erhalten worden. 3 Monate später war aber z. B. der dielektrische Verlustwinkel des vulkanisierten Paragummi auf den dritten Teil hinabgesunken; die Dielektrizitätskonstante hatte sich dagegen wenig geändert. Wegen der unvermuteten Größe der zeitlichen Veränderung des dielektrischen Verlustwinkels erschien es geboten, die Messungen an einem später hergestellten zweiten Satz Gummiplatten zu wiederholen. Dies ist geschehen, und dabei hat sich im wesentlichen wieder dasselbe Verhalten des vulkanisierten Gummi ergeben. Man wird daher bei systematischen Untersuchungen an Gummiarten diese zeitlichen Änderungen mit in den Kreis der Betrachtung ziehen müssen, wenn man eindeutige Ergebnisse erhalten will.

15. Durchschlagsversuche. Es erschien von Bedeutung, auch die Durchschlagsfestigkeit der untersuchten Platten zu bestimmen. Sie wurden unter Transformatoröl zwischen zwei kreisförmigen Elektroden von je 25 cm² Fläche mit abgerundeten Kanten einer Wechselspannung von 50 Perioden/Sekunde ausgesetzt; die Spannung wurde in kurzer Zeit bis zum Durchschlag der Platten gesteigert. Die gefundenen effektiven Durchschlagsspannungen (Mittelwerte aus mehreren Einzelbeobachtungen) sind in Tabelle 4 enthalten.

Tabelle 4.

Stoff	Plattenstärke in mm	Effektive Durchschlagsspannung in V
Paragummi, roh	0,9	15 300
Paragummi, vulkanisiert	1,0	26 000
Weichgummi, Normalmischung	1,0	27 400
Hartgummi I	1,0	40 000
Hartgummi II	1,0	38 600
Hartgummi III	0,9	32 500

IV. Untersuchungen an Paraffin und Ceresin.

16. Allgemeines. Paraffin und Ceresin werden in der Technik als Isolier- und Tränkungs-mittel vielfach benutzt.

Das Paraffin (auch Hartparaffin genannt) wird aus Braunkohlenteer und ähnlichen Stoffen gewonnen. Es besteht aus schweren Kohlenwasserstoffen der Reihe $C_n H_{2n+2}$,

¹⁾ S. die Literaturübersicht im Abschnitt 1.

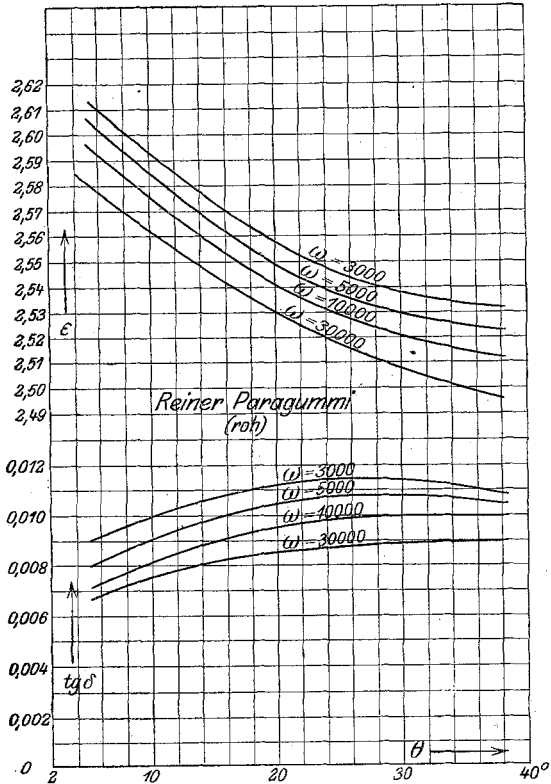


Fig. 37.

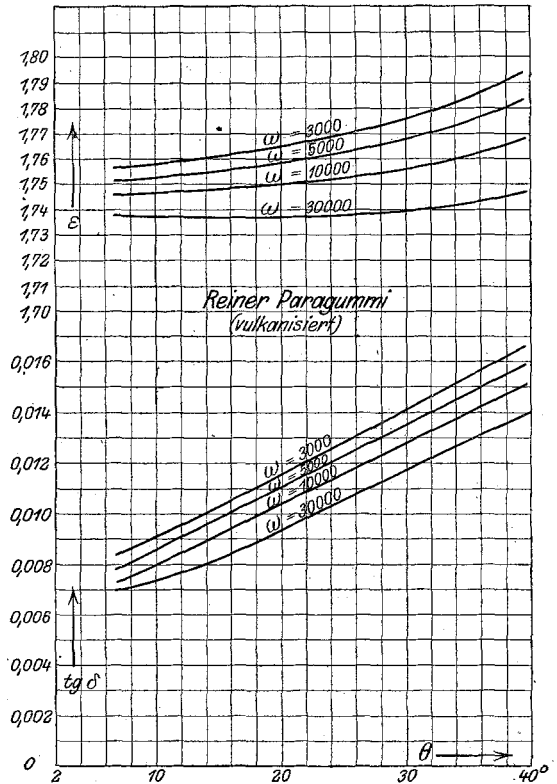


Fig. 38.

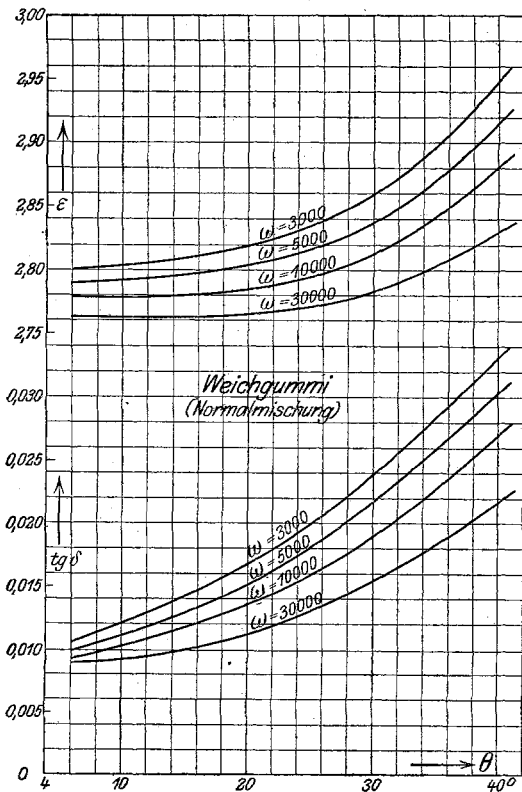


Fig. 39.

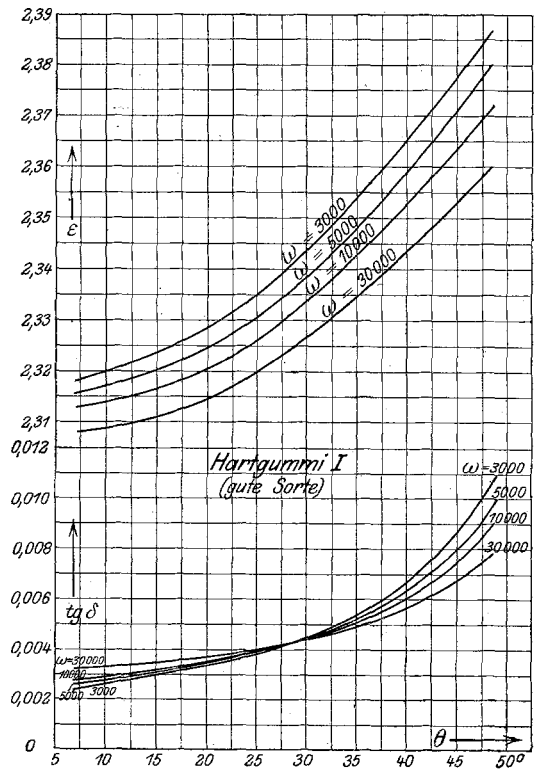


Fig. 40.

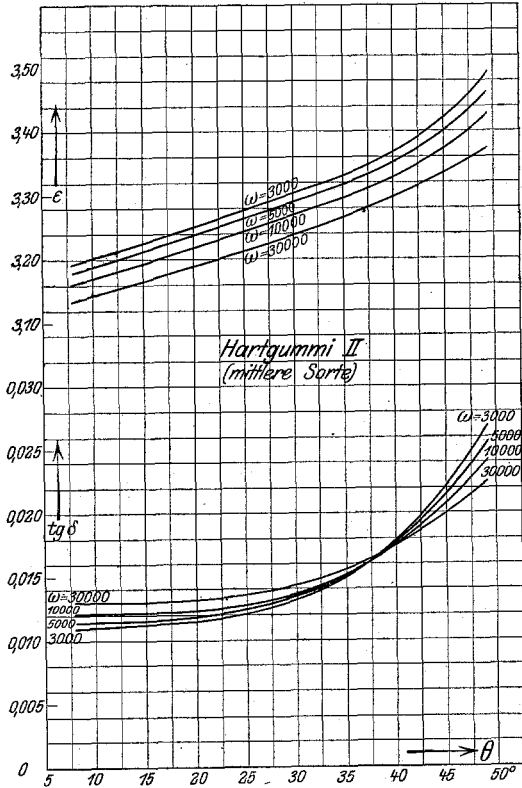


Fig. 41.

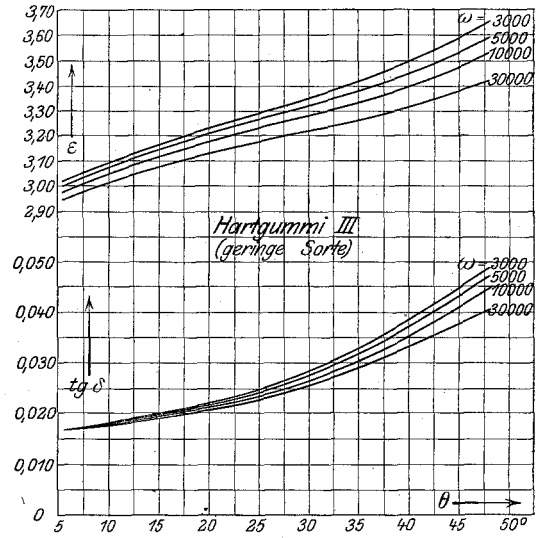


Fig. 42.

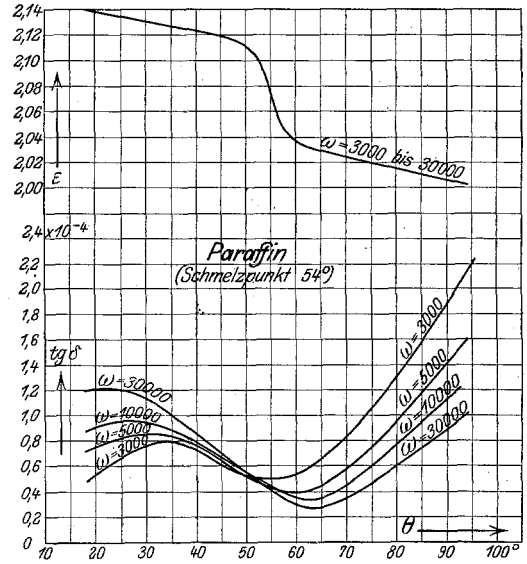


Fig. 43.

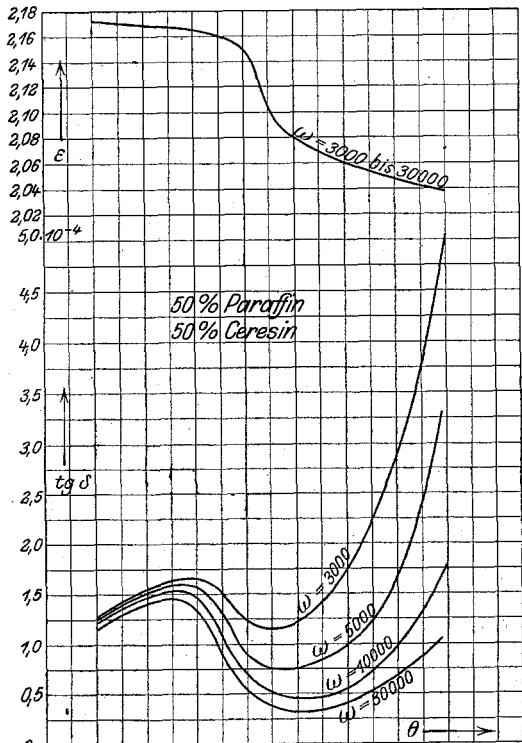


Fig. 45.

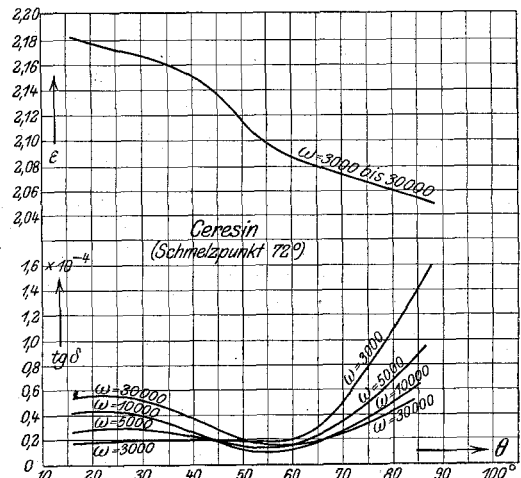


Fig. 44.

und zwar kommen die Glieder $C_{20}H_{42}$ bis $C_{27}H_{56}$ in Frage. Der Schmelzpunkt liegt zwischen 52° und 60° ; das spezifische Gewicht beträgt etwa 0,9.

Das Ceresin (Paraffinum solidum) wird aus Erdwachs (Ozokerit) hergestellt. Es hat das spezifische Gewicht 0,92 und schmilzt je nach der Zusammensetzung zwischen 72° und 80° .

17. Dielektrische Eigenschaften. Beide Stoffe sind im reinen Zustande vorzügliche Dielektrika. Vor längerer Zeit hat bereits L. Arons gefunden¹⁾, daß der Rückstand des reinen Paraffins verschwindend gering ist; aus seinen Versuchen geht deutlich hervor, daß die starke Nachwirkung, die an Kondensatoren aus Paraffinplatten häufig bemerkt wird, lediglich auf Nebenerscheinungen zurückzuführen ist. Es kommen besonders Verunreinigungen des Paraffins oder Oberflächenleitung oder Luftschichten zwischen dem Paraffin und den Elektrodenplatten in Frage. Die Versuche Arons' bedeuten somit eine starke Stütze für die Maxwellsche Theorie der Nachwirkung. Es erschien daher von Bedeutung, die Untersuchung Arons', die mit Gleichstrom ausgeführt worden ist, durch Wechselstrommessungen zu ergänzen. Zu dem Zwecke wurde reines Paraffin bzw. reines Ceresin, wie es zur Tränkung von Papierkondensatoren benutzt wird, im geschmolzenen Zustande in den im Abschnitt 8 erwähnten Topfkondensator eingegossen; die dielektrischen Eigenschaften des so entstandenen Paraffin- bzw. Ceresinkondensators sind bei verschiedenen Temperaturen und Frequenzen bestimmt worden. Von beiden Stoffen wurden je zwei Sorten von verschiedener Herkunft untersucht; sie zeigten aber in ihrem dielektrischen Verhalten keine nennenswerten Unterschiede. Aus Fig. 43 sind die für das Paraffin, aus Fig. 44 die für das Ceresin gefundenen Werte ersichtlich. Besonders das Ceresin hat einen außerordentlich niedrigen dielektrischen Verlust; für Temperaturen zwischen 15° und 35° und für die Kreisfrequenz $\omega = 5000$ beträgt der Leistungsfaktor nur etwa $3 \cdot 10^{-5}$; dies entspricht einem Verlustwinkel von rund 6 Bogensekunden! Das Paraffin hat unter denselben Umständen etwa den zwei- bis dreifachen dielektrischen Verlust. Für ein Gemisch aus 50% Paraffin und 50% Ceresin ergab sich ein noch erheblich größerer Verlustwinkel, der also die Verlustwinkel beider Bestandteile übersteigt (Fig. 45); dies ist nach den Maxwellschen Anschauungen durchaus verständlich.

Im geschmolzenen Zustande nähert sich mit steigender Temperatur das Verhalten all dieser Stoffe (wie auch dasjenige des Balataharzes, Fig. 35) mehr und mehr dem eines Kondensators mit parallel geschaltetem Ohmschen Widerstande, dessen Leistungsfaktor bekanntlich der Frequenz umgekehrt proportional ist. Auch diese Beobachtung läßt sich vom Maxwellschen Standpunkte aus in ungezwungener Weise erklären, wenn man bedenkt, daß sich in einer Flüssigkeit Inhomogenitäten von selbst ausgleichen müssen, und zwar um so schneller und gründlicher, je dünnflüssiger sie ist. Mit den Inhomogenitäten verschwindet aber auch die Nachwirkung, und es bleibt alsdann nur noch der Verlust durch Leitung bestehen²⁾. Dieser wächst mit steigender Temperatur entsprechend der raschen Zunahme der Leitfähigkeit sehr schnell an.

V. Untersuchungen an Faserstoffen.

18. Papier. Paraffin und Ceresin dienen besonders zur Tränkung von Papierkondensatoren. Man erreicht bei geeigneter Herstellung hierbei sehr niedrige Verlustwinkel. Z. B. teilt Grover³⁾ Messungen an einem solchen Kondensator mit, dessen Verlustwinkel nur etwa 7 min betrug, entsprechend einem Leistungsfaktor 0,002. Das andere Extrem ist ein ebenfalls von Grover untersuchter Kondensator mit einem Verlustwinkel in der Größenordnung von 10^0 (Leistungsfaktor = 0,176). Um gute Kondensatoren herzustellen, muß man das Papier vor der Tränkung sorgfältig austrocknen. Daß die Feuchtig-

¹⁾ L. Arons, Ann. d. Phys. (3), Bd. 35, 1888, S. 291 bis 311.

²⁾ Vgl. die entsprechenden Beobachtungen von L. Pungs an verschiedenen flüssigen Dielektriken; Literaturübersicht in Abschnitt I.

³⁾ Literaturübersicht in Abschnitt I.

keit einen großen Einfluß auf die dielektrischen Eigenschaften ausübt, ist wohlbekannt¹⁾ und wird auch durch die folgenden Messungen wieder bestätigt. Diese sind an einer 0,095 mm starken guten Papiersorte ausgeführt worden, die zur Herstellung von paraffinierten Papierkondensatoren dient. Es sind bei den folgenden Messungen zwei aufeinander gelegte Blätter von 610 cm² Nutzfläche benutzt worden.

1. Im ungetrockneten Zustande besitzt das Papier bei 68 % Luftfeuchtigkeit (bei der Zimmertemperatur 17° gemessen) die aus den Kurven der Fig. 46 ersichtlichen dielektrischen Konstanten.

2. Nach sorgfältiger Trocknung bei 100° zeigte das Papier die für alle Frequenzen zwischen $\omega = 3000$ und $\omega = 40000$ und alle Temperaturen zwischen 15° und 30° angenähert konstanten Werte der Dielektrizitätskonstante $\epsilon = 1,14$ und des Leistungsfaktors $\text{tg } \delta = 0,004$. Der letzte Wert ist des Vergleichs wegen ebenfalls in Fig. 46 eingetragen worden. Beim Trocknen verlor das Papier 8,6% seines Gewichtes an Feuchtigkeit. Dabei ist nicht nur der dielektrische Verlustwinkel auf einen geringen Bruchteil seines früheren Wertes hinabgegangen, sondern auch die Dielektrizitätskonstante wird durch den Verlust des Wassers (mit seinem großen $\epsilon = 80$) stark vermindert. Das getrocknete Papier saugt aus der Luft außerordentlich begierig Wasser auf, so daß Messungen an wirklich trockenem Papier nur unter Beachtung besonderer Vorsichtsmaßregeln einwandfrei ausgeführt werden können.

3. Nachdem das Papier beim Liegen an der Luft wieder 4% Feuchtigkeit aufgenommen hatte, sind bei der Temperatur von 15,3° folgende Zahlen gefunden worden:

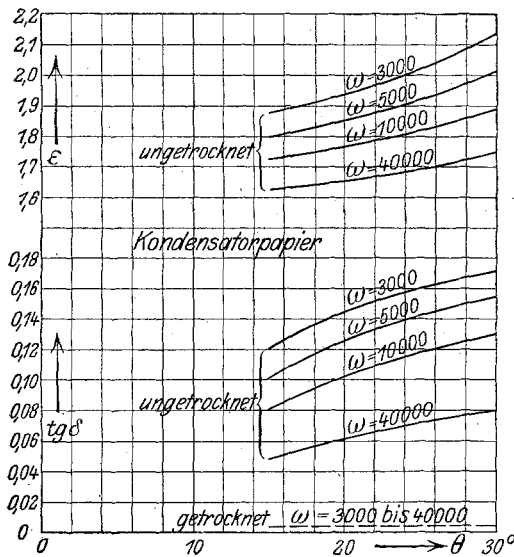


Fig. 46.

ω	ϵ	$\text{tg } \delta$
3 000	1,262	0,0097
5 000	1,258	0,0088
10 000	1,254	0,0081
40 000	1,246	0,0075

4. Das Papier wurde in ungetrocknetem Zustande in geschmolzenes Paraffin von der Temperatur 53° eingelegt. Nachdem es sich vollgesogen hatte, wurde es aus dem Bad herausgenommen und nach dem Erkalten gemessen. Die hierbei festgestellten Werte sind in der Tabelle 5 enthalten.

5. Ein zweiter Tränkungsversuch wurde in einem auf 145° erhitzten Paraffinbade, im übrigen aber genau in derselben Weise wie vorher ausgeführt. Bei dieser hohen Temperatur verdampft ein beträchtlicher Teil des in dem Papier enthaltenen Wassers, außerdem entweicht eine größere Menge Luft aus den Poren. Der erste Umstand setzt den Leistungsfaktor beträchtlich (auf weniger als die Hälfte) herunter, während dem zweiten wohl in der Hauptsache die trotz der Wasserabgabe beobachtete Zunahme der Dielektrizitätskonstante zugeschrieben werden muß (Tabelle 5).

Der bei dem zweiten Tränkungsversuch erzielte Leistungsfaktor liegt noch erheblich höher als die an guten Paraffin-Papierkondensatoren gemessenen Werte. Man erkennt daraus, daß die Tränkung durch einfaches Einlegen des Papiers in das Paraffinbad nicht ausreicht. Man muß vielmehr das Papier vorher scharf trocknen; die besten Ergebnisse erhält man, wenn das Trocknen und Tränken im Vakuum vorgenommen wird; Leistungs-

1) Vgl. besonders die Untersuchungen von H. Jordan, ETZ. 1911, S. 127, 160.

Tabelle 5.

θ	ω	Getränk bei 53°		Getränk bei 145°	
		ϵ	$\text{tg } \delta$	ϵ	$\text{tg } \delta$
16°	3 000	1,970	0,0417	2,128	0,0179
	5 000	1,944	0,0359	2,117	0,0151
	10 000	1,916	0,0291	2,106	0,0121
	40 000	—	—	2,089	0,0086
25°	3 000	1,957	0,0505	2,107	0,0249
	5 000	1,924	0,0451	2,092	0,0207
	10 000	1,887	0,0377	2,076	0,0165
	40 000	—	—	2,054	0,0109

faktoren von etwa 0,005 werden hierbei unschwer erreicht, wie die Messungen an den von verschiedenen Firmen hergestellten Paraffin-Papierkondensatoren lehren.

6. Zum Vergleich seien an dieser Stelle noch die Leistungsfaktoren angegeben, die an Fernsprechkabeln mit Papier-Luftraumisolation bei der Kreisfrequenz $\omega = 5000$ und bei Zimmertemperatur gemessen worden sind.

- Anschlußkabel, Doppelader mit 0,8 mm Leiterstärke $\text{tg } \delta = 0,0037$
- Fernkabel, Doppelader mit 2 mm Leiterstärke $\text{tg } \delta = 0,0028$
- „ „ „ 3 mm „ $\text{tg } \delta = 0,0026$
- „ Adervierer aus 2 mm starken Leitern $\text{tg } \delta = 0,0028$
- „ „ „ 3 mm „ „ $\text{tg } \delta = 0,0026$

Der Leistungsfaktor des Fernkabels entspricht einer Phasenverschiebung von nur 9 Bogenminuten.

7. Die Gleichstromableitung des mit Paraffin getränkten Papiers ist aus der Fig. 47 ersichtlich. Die ausgezogenen Kurven wurden bei der Ladung des aus zwei übereinandergelegten Blättern von 610 cm²

Fläche gebildeten Kondensators mit 210 V erhalten. Nach halbstündiger Ladung wurde die Stromquelle abgeschaltet, der Kondensator kurzgeschlossen und der Entladestrom (Nachwirkungsstrom) beobachtet. Subtrahiert man die in entsprechenden Zeitpunkten auftretenden Lade- und Entladeströme voneinander, so erhält man den wahren Leitungsstrom; dieser wird durch die punktierten Linien in Fig. 47 dargestellt. Er erweist sich als praktisch konstant, woraus die Gültigkeit des Hopkinsonschen Superpositions-gesetzes für paraffiniertes Papier folgt.

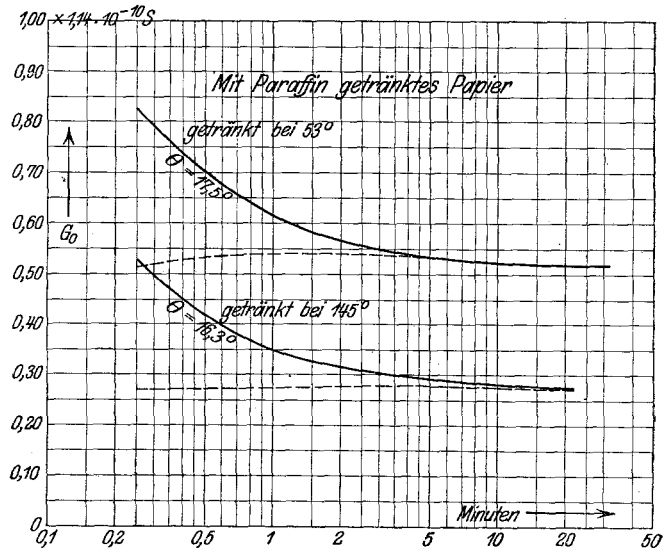


Fig. 47.

Die Dicke eines Blattes war bei dem bei 53° getränkten Papier 0,175 mm, bei dem bei 145° getränkten Papier 0,14 mm. Um die Leitfähigkeit in S/cm zu erhalten, muß man daher die in Fig. 47 eingetragenen Werte

$$\text{mit } \frac{2 \cdot 0,0175}{610} = 5,7 \cdot 10^{-5}$$

bzw.

$$\text{mit } \frac{2 \cdot 0,014}{610} = 4,6 \cdot 10^{-5}$$

multiplizieren.

Wenn man den Entladestrom als Funktion der Zeit in ein beiderseits logarithmisch eingeteiltes Koordinatennetz einträgt, so erhält man Kurven von demselben typischen Verlauf wie bei der Guttapercha (Fig. 16 bis 24); auf die Wiedergabe dieser Kurven kann deshalb hier verzichtet werden.

8. Bei dem ungetränkten Papier liefert der Lade- und Entladeversuch mit Gleichstrom ein ganz anderes Bild. In seinem natürlichen Zustande hat das Papier eine verhältnismäßig große Leitfähigkeit, die in der Hauptsache von dem aufgesogenen Wasser herrührt und die dementsprechend parallel dem Feuchtigkeitsgehalt — wenn auch keineswegs ihm proportional — zu- und abnimmt. Die Stromleitung hängt aber außerdem auch von der Anordnung des Wassers in den kapillaren Räumen in und zwischen den Papierfasern ab. Diese Anordnung ändert sich unter der Einwirkung eines elektrischen Feldes, und zwar in dem Sinne, daß sich die kapillaren Wasserhäute mit zunehmender Feldstärke verdicken. Das geschieht in der Weise, daß aus den Tröpfchen, zwischen denen sich die Häutchen ausspannen, Wasser in die letzteren einströmt, wenn das elektrische Feld wächst. Der Grund hiervon liegt wohl darin, daß die Oberflächenspannung des Wassers durch das Feld geändert wird. Die Leitfähigkeit muß daher mit zunehmender elektrischer Spannung ebenfalls zunehmen. Man hat bei feuchtigkeithaltigen Faserstoffen empirisch gefunden, daß die Leitfähigkeit G_0 etwa mit der Quadratwurzel aus der angelegten Spannung zunimmt. Es ist das Verdienst von S. Evershed¹⁾, diese Verhältnisse klargelegt zu haben, und es ist ihm gelungen, an einem künstlichen Modell die Richtigkeit der vorstehenden Anschauungen durch überraschend schöne Versuche zu bestätigen.

Wenn man einen feuchtigkeithaltigen Faserstoff einem elektrischen Felde aussetzt, so stellt sich die diesem Felde entsprechende Anordnung des Wassers in den Kapillaren natürlich nicht sogleich ein; es dauert dies vielmehr eine

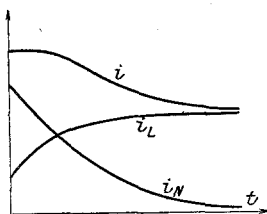


Fig. 48. Theoretisch zu erwartender Verlauf.

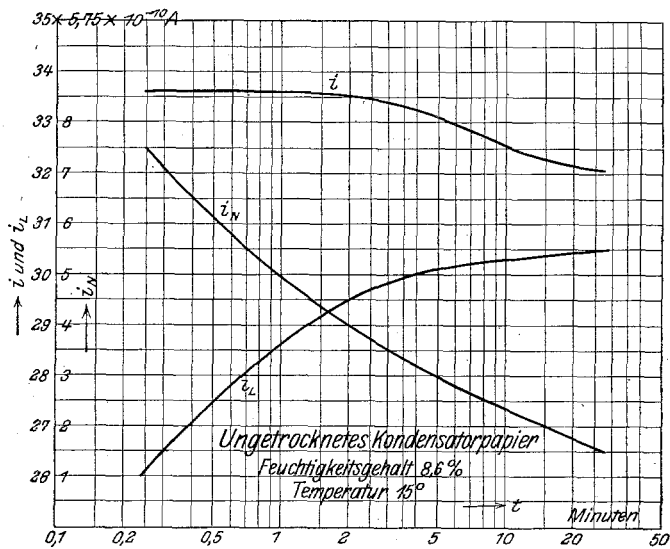


Fig. 49. An Papier beobachtete Kurven.

Fig. 48 und 49. Zeitlicher Verlauf des Ladevorgangs bei feuchtigkeithaltigen Faserstoffen.

geraume Zeit. Dasselbe gilt vom Verschwinden des Feldes, überhaupt von jeder Feldänderung. Aus diesem Grunde ist es so schwierig, einwandfreie, reproduzierbare Messungen des Isolationswiderstandes an derartigen Stoffen auszuführen.

Nach dem soeben Ausgeführten hat man bei der Ladung eines Kondensators aus ungetrocknetem Papier etwa die durch die Fig. 48 dargestellten Verhältnisse zu erwarten.

¹⁾ S. Evershed, Journ. Inst. of El. Eng., London, Bd. 52, S. 51 (1914). ETZ. 1914, S. 887.

Der wahre Leitungsstrom i_L nimmt nach dem Anlegen der Spannung fortgesetzt zu bis auf den Endwert, der dieser Spannung entspricht. Darüber lagert sich der Nachwirkungsstrom i_N , dessen regelmäßiger Verlauf durch die Veränderung der Wasserverteilung nur wenig gestört wird. Für den Gesamtstrom $i = i_L + i_N$ ist daher etwa der gezeichnete Verlauf zu erwarten. Eine derartige Kurve ist in der Tat bei dem Papier mit 8,6 % Feuchtigkeit erhalten worden (Fig. 49). Die Ordinaten sind die auf 1 Volt bezogenen Ströme; sie stellen also zugleich die in Siemens ausgedrückten Leitwerte der untersuchten Papierprobe dar. Die Dicke der Papierschicht war $2 \times 0,0095$ cm; die nutzbare Oberfläche 610 cm²; die Multiplikation der beobachteten Werte mit dem Faktor

$$\frac{2 \times 0,0095}{610} = 3,12 \times 10^{-5}$$

liefert daher die Leitfähigkeit in S/cm.

Es kann natürlich auch vorkommen, daß die Kurve für i_L bei größeren Werten von t schneller steigt, als i_N abnimmt; dann muß die Kurve des Gesamtstromes i nach anfänglicher Einsenkung später wieder ansteigen. Auch solche Kurven habe ich beobachtet.

Wegen des Einflusses, den das elektrische Feld auf die Verteilung der Feuchtigkeit in dem Faserstoffe hat, ist auch eine Abhängigkeit der dielektrischen Eigenschaften bei Wechselstrom, insbesondere des Verlustwinkels, von der Spannung vor auszusehen, und zwar muß dieser Winkel mit steigender Spannung anwachsen. Man kann sogar darüber hinaus noch sagen, daß diese Abhängigkeit um so stärker hervortreten muß, je niedriger die Frequenz ist, weil die Verteilung der Feuchtigkeit schnellen Spannungsänderungen in weniger hohem Maße zu folgen vermag als langsamen. Diese Voraussagen finden sich in den im folgenden mitgeteilten Messungsergebnissen an Drahtisolationen tatsächlich bestätigt (Fig. 53). An dem Kondensatorpapier sind systematische Messungen dieser Art leider versäumt worden. Dagegen ist bei Stoffen wie Guttapercha, Gummi, Hartgummi, Paraffin usw., die keine Faserstruktur besitzen, der Verlustwinkel und die Kapazität von der Spannung unabhängig.

19. Isolation von Leitungsdrähten. Die Untersuchung hat sich auf die folgenden Drahtsorten erstreckt, die zur Herstellung von Apparatspulen und Schaltungen häufig verwendet werden. Die Stärke des Kupferleiters war bei allen 0,6 mm.

1. Draht mit einer Isolation aus Emaillack, sogenannter Lackdraht.
2. Derselbe Lackdraht mit einer doppelten Umspinnung aus Seide.
3. Derselbe Lackdraht, mit Baumwolle umklöppelt und gewachst.
4. Derselbe Lackdraht, einfach mit Seide und darüber in entgegengesetzter Richtung mit Baumwolle umspinnen.
5. Derselbe Lackdraht, zweimal mit Baumwolle umklöppelt und dann mit Ozokeritlack getränkt.
6. Verzinnter Draht mit einer doppelten Seidebespinnung.
7. Verzinnter Draht mit einer doppelten Seidebespinnung und darüber mit einer einfachen Umspinnung aus Baumwolle.
8. Wie Nr. 7, jedoch außerdem gewachst.
9. Zimmerleitungsdraht (Gummiaderdraht mit einer gewachsenen Garnumklöppelung) nach den Vertragsbedingungen der Reichs-Telegraphenverwaltung¹⁾.

Die Messungen sind bei Zimmertemperatur (17,5°) und bei einer mittleren Luftfeuchtigkeit von 68 % ausgeführt worden.

Beim Zimmerleitungsdraht wurde eine aufgerollte Schnur von 28 m Länge untersucht, die aus drei miteinander versilten Adern bestand. Es konnten also unter Freilassung der dritten Ader drei verschiedene Aderpaare gebildet werden. Bei der Kreisfrequenz $\omega = 5000$ sind die folgenden dielektrischen Konstanten gemessen worden.

¹⁾ Vgl. C. Stille, „Telegraphen- und Fernsprechkabelanlagen“, Braunschweig 1911 S. 126.

Aderpaar	Kapazität C μF	Leistungsfaktor tg δ
1	0,00204	0,153
2	0,00201	0,146
3	0,00203	0,147

Zur Untersuchung der übrigen Drahtsorten sind Spulen von folgender Art gewickelt worden. Auf einem Metallrohr von 80 mm Durchmesser wurden 2 × 25 m Draht in einer Lage bifilar nebeneinander aufgewickelt. Darüber wurden noch drei gleiche Lagen aufgebracht. Ein Draht aus einer der beiden mittleren Lagen bildete den einen Pol des zu messenden Kondensators, alle übrigen Drähte den andern Pol. Dieser Kondensator besitzt also als Dielektrikum teils Luft, teils Drahtisolation, aber ungefähr in derselben Anordnung, wie wenn aus dem Draht eine Spule gewickelt wird. Durch die besondere Schaltung ist erreicht, daß die Anordnung bei allen in Frage kommenden Frequenzen praktisch wie ein reiner Kondensator wirkt (d. h. also, daß Komplikationen durch die Wirkung als Kabelleitung vermieden sind), und daß dennoch eine erhebliche Kapazität gemessen werden kann. Dabei ist natürlich wieder die Vorsicht gebraucht worden, bei allen Drähten Anfang und Ende miteinander zu verbinden.

Systematische Untersuchungen über den Einfluß der Luftfeuchtigkeit, der Temperatur und anderer Umstände habe ich an dieser Anordnung nicht mehr machen können. Immerhin dürfte schon die Mitteilung der bei Zimmertemperatur (17,5°) und bei einer mittleren

Luftfeuchtigkeit von 68 % gefundenen Ergebnisse von allgemeinem Interesse sein, da über die dielektrischen Verluste in Drahtisolationen bisher so gut wie nichts bekannt geworden ist.

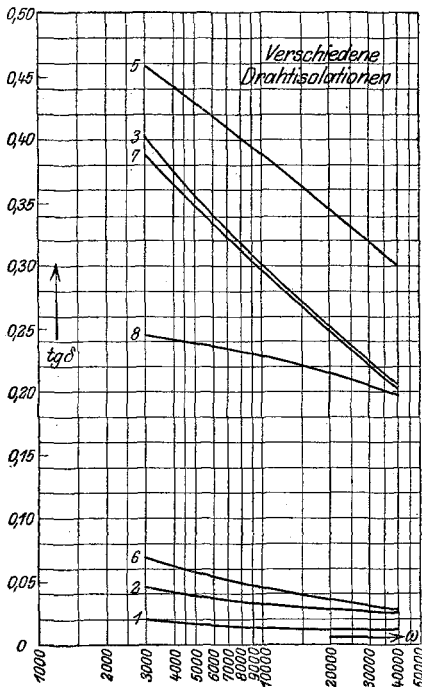


Fig. 50.

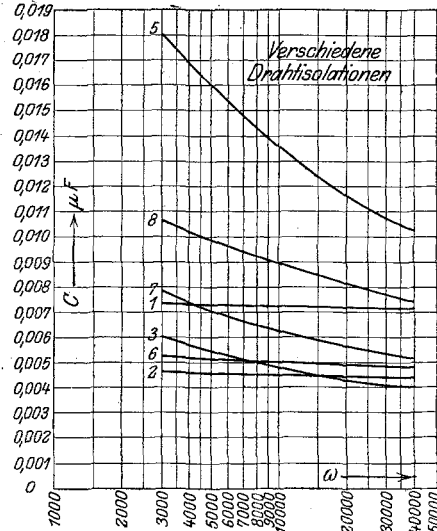


Fig. 51.

Die Hauptergebnisse sind in den Figuren 50 bis 53 enthalten. Die an die Kurven in Fig. 50 und 51 angeschriebenen Zahlen bezeichnen die Drahtsorte, entsprechend der vorstehenden Zusammenstellung. Die Werte der Kapazität und des dielektrischen Leistungsfaktors $tg \delta$ für die Drahtsorte Nr. 4 sind in Fig. 52 gesondert dargestellt, weil sich hier einmal der glückliche Umstand ergeben hat, daß die theoretischen Nachwirkungskurven¹⁾ in der Hauptsache bereits in einem relativ engen Frequenz-

¹⁾ Fig. 16 und 17 auf S. 1281 der ETZ. 1913.

bereiche ($\omega = 2000$ bis $50\,000$) beobachtet werden konnten. Im allgemeinen erhält man (wie auch bei den übrigen Drahtsorten, Fig. 50 und 51) immer nur kurze Stücke aus diesen Kurven.

Den geringsten dielektrischen Verlust hat der reine Lackdraht; der mit Seide besponnene Draht hat ungefähr den doppelten bis dreifachen Verlust. Sehr erhebliche Verluste besitzen alle Drähte, bei denen irgend ein Teil der Isolation aus Baumwolle besteht, da diese begierig Feuchtigkeit aus der Luft aufnimmt, und zwar auch dann, wenn sie getränkt oder gewachst ist¹⁾. Der höchste beobachtete Wert $\text{tg } \delta = 0,56$ entspricht einer Phasen-

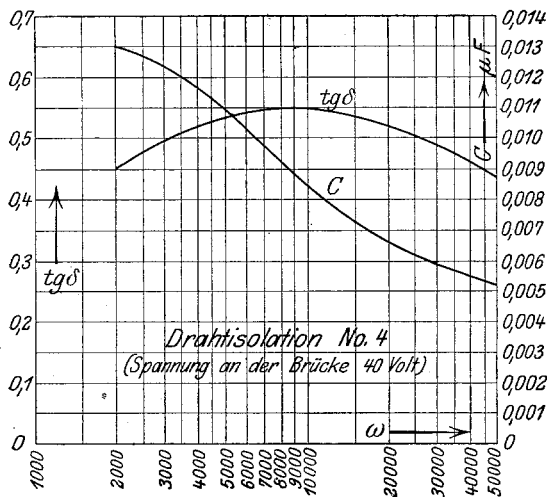


Fig. 52.

verschiebung von fast 30° . Natürlich ändert sich bei all diesen Stoffen mit großem Verlustwinkel auch die Kapazität sehr stark mit der Frequenz (Fig. 51).

Bei den feuchtigkeitshaltigen Faserstoffen hängen, wie bereits besprochen, die dielektrischen Eigenschaften von der Spannung ab. Die Kapazität wird wenig beeinflusst; in höherem Maße ist dies aber beim Leistungsfaktor der Fall, und zwar um so mehr, je niedriger die Frequenz ist. Dies war nach dem früher Ausgeführten auch zu erwarten. Fig. 53 zeigt dahin gehende Messungen an der Drahtsorte 4; als Abszisse ist die Spannung an der Meßbrücke aufgetragen, die mit der Spannung an dem untersuchten Kondensator nahezu übereinstimmt²⁾.

Die Versuche mit Gleichstrom haben bei diesen Stoffen Kurven von dem in Abb. 48 und 49 dargestellten Typus ergeben.

VI. Porzellanlocken.

20. Einige Wechselstrommessungen sind an den großen Doppelglocken-Isolatoren der Reichs-Telegraphenverwaltung ausgeführt worden. Die Glocken sind mit dem Kopf nach unten in eine Wanne mit salzhaltigem Wasser eingesetzt worden, das bis an den

¹⁾ Vgl. entsprechende Beobachtungen, die Evershed (an der vorher erwähnten Stelle) bezüglich des Isolationswiderstandes für Gleichstrom mitgeteilt hat.

²⁾ Sofern w_1 nur einen Bruchteil des Scheinwiderstandes $\frac{r}{\omega C_1}$ beträgt (Fig. 4), was im vorliegenden Falle zutrif.

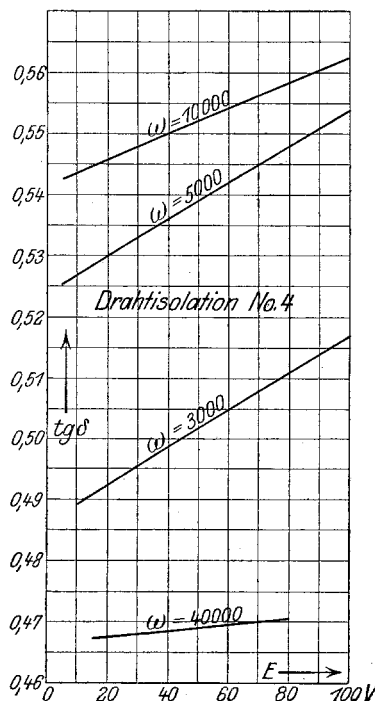


Fig. 53. Einfluß der elektrischen Feldstärke auf die dielektrischen Verluste in einer Baumwoll-Seide-Isolierung bei verschiedenen Frequenzen.

Bund des Isolators reichte. In den zur Aufnahme des Bolzens bestimmten Hohlraum wurde Salzwasser etwa bis zur gleichen Höhe eingegossen. Hier wurde der Strom mittels einer eingetauchten Kupferspirale von genügender Oberfläche zugeführt; den andern Pol bildete die Zinkwanne. Die Meßeinrichtung war zwar empfindlich genug, um die Messung eines einzigen Isolators zu ermöglichen; da aber hierbei die wegen der Kapazität der Zuleitung anzubringenden Korrekturen ungefähr ebenso groß sind wie die zu messenden Größen, sind im allgemeinen 16 Stück parallel geschalteter Isolatoren der gleichen Art gemessen worden. Es zeigte sich, daß die Verlustwinkel von Tag zu Tag stark schwankten.

Tabelle 6.

Datum	Temperatur	Kreisfrequenz ω	Kapazität einer Glocke in $10^{-6} \mu F$	Leistungsfaktor $\operatorname{tg} \delta$
16. 8. 13.	20 ⁰	5 000	32,3	0,0338
28. 8. 13.	19,5 ⁰	3 000	31,4	0,0809
		5 000	30,3	0,0758
		10 000	29,2	0,0660
		30 000	27,8	0,0494
5. 9. 13.	18,2 ⁰	3 000	31,7	0,0467
		5 000	31,2	0,0430
		10 000	30,6	0,0352
		30 000	30,0	0,0265
6. 9. 13.	18,6 ⁰	3 000	31,5	0,0543
		5 000	30,9	0,0397
		10 000	30,4	0,0322
		30 000	29,8	0,0241

Die Ursache hiervon liegt an der veränderlichen Oberflächenbeschaffenheit. Je nach der Luftfeuchtigkeit und je nach Art und Stärke der unvermeidlichen Temperaturschwankungen bedeckt sich der Isolator mit einer mehr oder minder starken Feuchtigkeitshaut, und dementsprechend schwankt auch die Stärke des über die Oberfläche hinwegfließenden Stromes. Die mit Wechselstrom gemessene Ableitung über die Oberfläche hinweg ist allerdings immer mehrfach höher als die Gleichstromableitung¹⁾. Man muß aber bedenken, daß der Gleichstrom nur in solchen Pfaden fließen kann, in denen die Feuchtigkeit eine zusammenhängende Haut bildet, die sich von dem einen Pol bis zum andern erstreckt. Anders der Wechselstrom; er kann außerdem auch noch in nicht leitend zusammenhängenden Bahnen verlaufen, indem er sich über die Unterbrechungsstelle hinweg als Kapazitäts-(Verschiebungs-)strom fortsetzt.

Die in der Tabelle 6 angegebenen Verlustwinkel sind infolge der Oberflächenleitung natürlich größer, als wenn nur die dielektrischen Verluste im Porzellan selbst in Frage kämen. Die letzteren hat H. F. Haworth²⁾ an Porzellanplatten im Frequenzbereiche $f = 25$ bis 200 Perioden/Sekunde gemessen und dafür Werte gefunden, die innerhalb des genannten Bereiches empirisch durch die Formel

$$\operatorname{tg} \delta = 0,0378 + \frac{0,544}{f}$$

dargestellt werden können.

¹⁾ Vgl. entsprechende Beobachtungen von G. L. Addenbrooke, Proc. of the Phys. Soc. of London, Bd. 24, 1912, S. 286 bis 291.

²⁾ Siehe die Literaturübersicht im Abschnitt 1.