

Eine Messung von elektrischen Materialkonstanten und komplexen Widerständen, vor allem biologischer Substanzen (z.B. Blut)

Von HERMANN SCHWAN*

Aus dem Max-Planck-Institut für Biophysik, Frankfurt a. M.

(Z. Naturforsch. 8 b, 3—10 [1953]; eingegangen am 1. September 1952)

Es wird eine einfache und billig herzustellende Resonanzanordnung beschrieben, mit der genaue Bestimmungen elektrischer Impedanzwerte und Materialkonstanten im Dezimeterwellenbereich durchführbar sind. Prinzip der Methode, Meßbereich, Genauigkeit und Einzelheiten des Aufbaues werden angegeben und an einigen Beispielen erläutert.

Als Resultat einer Reihe von Untersuchungen über Meßverfahren im Ultrahochfrequenzbereich^{1,2,3,4,5} war ein spezielles Resonanzverfahren als besonders günstig erkannt worden. Das Verfahren findet Anwendung gleichermaßen in Hohlraumleitern geeigneter Dimension, koaxialen Meßleitungen und Lecher-Leitungen offener Bauform, d. h. im gesamten Bereich nichtquasistationärer Erregung. Das Prinzip sei an Hand von Abb. 1 nochmals erläutert.

Der zu bestimmende komplexe Widerstand \mathfrak{R} schließt das eine Ende der Meßleitung ab. Ein verschiebbarer Kurzschlußläufer gestattet Variation der Leitungslänge. Die Energie wird induktiv oder kapazitiv⁶ eingespeist. Gemessen wird der Kurzschlußstrom im Läufer mittels einer lose angekoppelten kleinen Schleife, die fest mit der Kurzschlußbrücke verbunden ist.

Es wurde nachgewiesen, daß die Stromstärke i , die so gemessen wird, folgendem Gesetz gehorcht:

$$\frac{1}{i^2} = a + b \sin^2 \left(2\pi \frac{\Delta l}{\lambda} \right), \quad (1)$$

wobei Δl die Position des Kurzschlußläufers beschreibt. Würde der komplexe Widerstand \mathfrak{R} in eine Meßleitung eingespannt, die nach dem üblichen Abtastverfahren arbeitet⁷, so würde die mit einer längs der Leitung verschiebbar angeordneten Diode aufgenommene Spannungsverteilung dem Gesetz

$$V^2 = a + b \sin^2 \left(2\pi \frac{\Delta l}{\lambda} \right) \quad (2)$$

* Nunmehr Faculty Medical School, University of Pennsylvania, Philadelphia PA.

¹ H. S c h w a n, Frankfurter Habilitationsschrift 1946, „Die Bestimmung dielektrischer und magnetischer Eigenschaften im Dezimeterwellenbereich“. Veröffentlicht als FIAT-Report No. 1099.

² H. S c h w a n, Naturforsch. Med. Dtschl., Bd. 22; Biophysik Teil II, S. 49. Dieterich'sche Verlagsbuchhdlg. 1949.

³ H. S c h w a n, Ann. Physik VI, 5, 253 [1950].

folgen, wobei Δl der Abstand der Meßdiode von einem Spannungsminimum ist. Die Größen a und b in den beiden Gln. (1) und (2) sind hierbei identisch. Mit dem oben angegebenen Verfahren wird also der reziproke Wert der mit dem meist angewandten Abtastverfahren bestimmten Spannungsgrößen gemessen. Aus diesem Reziprozitätsverhältnis folgt unmittelbar die Überlegenheit dieser Methode (S c h w a n):

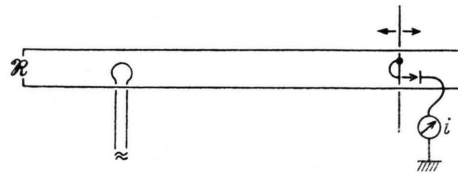


Abb. 1. Prinzipieller Aufbau der Resonanzanordnung.

Bei Widerständen \mathfrak{R} , die nicht zu sehr vom Wellenwiderstand der Leitung Z abweichen, sind beide Verfahren gleichwertig. Bei stark wellenwiderstandsungleichen Werten \mathfrak{R} dagegen ($a \ll b$) wird die beim Abtastverfahren übliche Bestimmung der Breite des Minimums⁸ durch eine Messung der Breite einer Resonanzkurve abgelöst. Während das Abtastverfahren bei stark wellenwiderstandsungleichen Abschlußwiderständen zunehmend hohe Empfindlichkeit des Empfängers erfordert und mehr und mehr dem stö-

⁴ H. S c h w a n, Ann. Physik VI, 5, 268 [1950].

⁵ H. S c h w a n, Ann. Physik VI, 5, 287 [1950].

⁶ In den vorerwähnten Arbeiten wurde lediglich der Fall induktiver Kopplung behandelt. Bisher unveröffentlichte Untersuchungen des Verfassers ergeben, daß bei kapazitiver Erregung dieselben Gesetzmäßigkeiten gelten wie im Falle induktiver Ankopplung, wenn die Kopplung genügend locker gehalten wird.

⁷ Ein Ende der Meßleitung ist mit \mathfrak{R} abgeschlossen, das andere Ende an den Generator angekoppelt.

⁸ Die Minimumbreite ist definiert als die Verschiebung Δx , die zur 1,4-fachen Spannung des Minimums führt.

renden Einfluß von Harmonischen ausgesetzt ist, ist bei dem geschilderten Resonanzverfahren das Umgekehrte der Fall. Die Grenzen des Resonanzverfahrens sind daher lediglich durch die Eigendämpfung der Leitung gegeben. Da sich mit guten Aufbau-elementen konzentrischer Form ohne große Schwierigkeiten Gütefaktoren von der Größenordnung 1000 erzielen lassen, ist der Gesamtmeßbereich für Wirkwiderstände einer solchen Leitung gleich 10^6 (Z/1000 bis 1000 Z). Ein solcher Meßbereich ist nicht erzielbar mit dem Abtastverfahren.

Im folgenden wird eine Anordnung beschrieben, mit der die rechnerisch abgeleiteten Gesetzmäßigkeiten nach-

Drähten 1, die im Abstand von 15 mm parallel zueinander ausgespannt sind. Dementsprechend ergibt sich in Übereinstimmung zwischen rechnerischer und experimenteller Bestimmung der Wellenwiderstand der Anordnung zu 325 Ohm. Die Straffung der Drähte erfolgt am einen Ende der Leitung mit Hilfe einer Flügelmutter 2. Letztere wird ebenso wie die Trolitul-Halterung 3 am anderen Ende der Leitung von einer soliden Konstruktion aus Isolierstoff 4 getragen. Diese solide Konstruktion 4 ihrerseits ist an das hölzerne Fundament 5 angeschraubt. Der Kurzschlußbügel besteht aus zwei massiven Messingbacken 6, von denen der eine an den beweglichen Schlitten 7 angeschraubt ist. Die zweite wird durch Federdruck von oben her an die Leiter angepreßt. Die beiden Messingbacken stellen eine Verbindung sehr geringer Induktivität dar. An die Backen angeschraubt ist ferner eine 40×40 cm

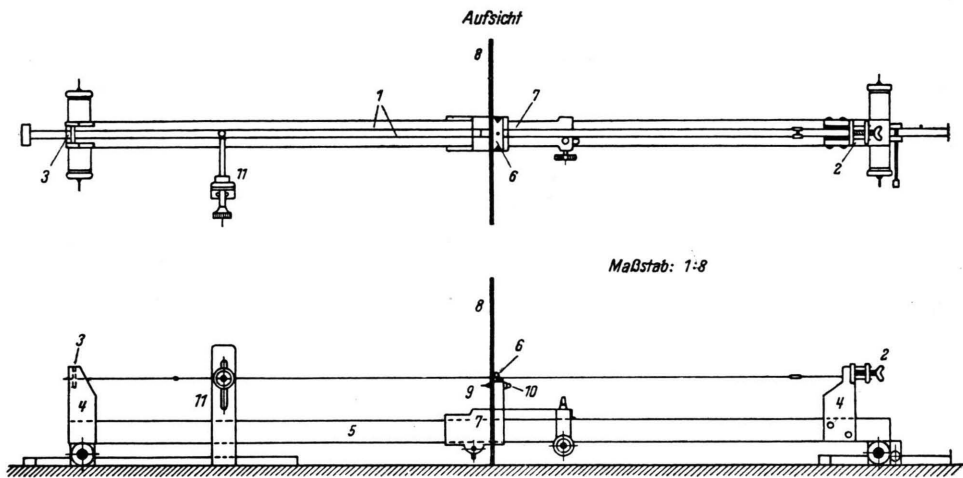


Abb. 2. Konstruktion der Resonanzanordnung.

geprüft wurden, die einfach und billig im Aufbau ist und die sich bei der Bestimmung der dielektrischen und magnetischen Eigenschaften hunderter von Materialproben bewährt hat.

Beschreibung der Resonanzanordnung

Die Gefahr der Erregung von Gleichtaktwellen⁹ ist selbst bei Meßleitungen offener Ausführungsform gering. Der Grund hierfür ist einmal in der starken Auszeichnung zu erblicken, die bei Resonanzabstimmungen dem abstimmbaren Gebilde im Resonanzfalle verliehen werden, und ferner in der Tatsache, daß eine nicht zu stark gedämpfte Leitung sich natürlich viel stärker erregen kann als die relativ gedämpften Schwingungen mit meist stärker verlustbehafteten dritten Leitern. Einer der Hauptgründe für die teure koaxiale Ausführungsform entfällt daher.

Der Aufbau der Meßleitung ist der Abb. 2 zu entnehmen. Die Meßleitung besteht aus zwei je 2 mm starken

große Metallscheibe 8 zwecks Verhinderung elektromagnetischer Kopplung auf den hinter dem Kurzschluß befindlichen Teil der Leitung.

Das andere Ende der Leitung wird durch eine Trolitul-Scheibe 3 festgehalten. Die Durchführung der Leiter durch diese Scheibe muß so beschaffen sein, daß keine Reflexion am Anfang derselben stattfindet. Dies ist der Fall, wenn der Wellenwiderstand in der Halterung mit dem der Leitung übereinstimmt. Bekanntlich läßt sich dies erreichen durch eine Verringerung der Leiterdurchmesser in der Halterung. Aus der Formel für den Wellenwiderstand einer Doppeldrahtleitung (a Abstand, r Radius der Leiter)

$$Z = \frac{120}{\sqrt{\epsilon}} \ln \frac{a}{r} \quad (3)$$

ergibt sich die folgende Bedingung für den Radius r_H in der Halterung

$$\frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \ln \frac{a}{r_H} = \ln \frac{a}{r} \quad (4)$$

⁹ Gemeint sind Schwingungen zwischen der Leitung als Ganzem und dritten Leitern, wie z. B. Erde.

Werden hierin die DK für Trolitul mit 2,5 und die Leitungsdaten eingesetzt, so folgt $r_H = 0,2$ mm. Dement-

sprechend wurde die Durchführung durch die Trolitul-Scheibe mit 0,4 mm starkem Stahldraht bewerkstelligt. Auf die Enden der beiden Drahtdurchführungen sind je zwei Schraubchen an beiden Seiten hart aufgelötet, die ihrerseits in die 2 mm starken Leitungsdrähte eingeschraubt werden.

Der Schlitten 7, der den Kurzschluß führt, rollt auf dem Träger der ganzen Anordnung 5, einem Holzbalken, und kann grob und fein mittels eines besonderen Antriebes verschoben werden. Ein in den Balken eingelegter und mit Sorgfalt hergestellter Maßstab sowie ein am Schlitten angebrachter Nonius gestatten, die Stellung auf 0,1 mm genau zu bestimmen. Diese Genauigkeit erlaubt in allen Fällen nicht außerordentlich kleiner Resonanzkurvenbreite eine so hohe Genauigkeit, daß Längenmessungsfehler vernachlässigbar sind im Vergleich mit den Fehlern, die durch die begrenzte Genauigkeit in der Bestimmung der Amplitude der Resonanzströme gegeben sind (Größenordnung 1%). Andererseits kann bei außerordentlich kleinen Resonanzkurvenbreiten das Durchlaufen der Resonanzkurven mittels Längenänderung durch Variation der Senderfrequenz abgelöst werden¹⁰. Letzteres Verfahren ist umgekehrt nicht angebracht bei Resonanzkurvenbreiten, die merklich größer sind als etwa $\frac{1}{100}$ (in relativem Maß), da dann Abhängigkeiten des Generatorstromes mit der Frequenz anfangen, sich störend bemerkbar zu machen.

Der Empfänger besteht aus einem kleinen Drahtbügel 9, der auf die Kurzschlußscheibe 2 cm unterhalb der Leitung aufgesteckt wird. Der eine Kontakt ist metallisch mit Masse verbunden, der andere isoliert und führt zu einer Patrone 10, die in den Schlitten eingeschraubt wird, bis federnder Kontakt mit dem spannungsführenden Ende des Drahtbügels hergestellt ist. Die zylindrische Patrone selbst enthält den Kristallgleichrichter und eine ihn zylindrisch umgebende Kapazität, die von der Galvanometerzuleitung Hochfrequenz fernhält. Letztere Kapazität ist also verbunden mit Erde und dem Ende des Gleichrichterelementes, das dem Drahtbügel abgewandt ist. Wesentlich ist, daß die Zuleitungen der Patronenkapazität nach Erde und Detektor so induktivitätsarm wie möglich sind. Dies wird durch unmittelbaren Kontakt der beiden Pole der zylindrisch den Detektor umgebenden Kapazität mit Masse und Detektor erreicht.

Der Drahtbügel 9, in dem die gleichzurichtende Hochfrequenzspannung induziert wird, kann gegen Bügel anderer Länge ausgewechselt werden. Auf diese Weise kann optimale Empfindlichkeit erreicht werden, was bei wellenwiderstandsnahen Abschlußwiderständen der Leitung erwünscht ist. Andererseits wird man bei wellenwiderstandsfernen Abschlußwiderständen, bei der eine ohnehin kräftige Erregung der Leitung vorliegt, eine schwache Empfängerankopplung bevorzugen, um den folgenden Effekt zu vermeiden: Man eliminiert die Eigendämpfung der Leitung, indem man sie sich durch einen Widerstand verursacht denkt, der dem zu untersuchenden Objekt bei-

geschaltet ist, und der in einem Leerlaufversuch ohne Objekt bestimmt wird. Dies Verfahren ist möglich, wenn der die Eigendämpfung der Leitung repräsentierende Widerstand nicht abhängig von den Betriebsdaten der Leitung ist. Bei zu starker Kopplung des Empfängers ist nun der Beitrag desselben zur gesamten Dämpfung der Leitung nicht mehr unerheblich. Da die Kennlinie des Gleichrichters aber nicht linear ist, folgt eine Abhängigkeit der Dämpfung vom Empfangsstrom. In diesem Falle wird die Durchführung eines Leerlaufversuches zur Ermittlung der Eigendämpfung wegen des dann vorliegenden veränderten Erregungszustandes der Leitung ein falsches Ergebnis bringen. Bei starker Dämpfung hingegen ist die Korrektur, die durch die Eigendämpfung der Leitung bedingt ist, so unerheblich, daß eine stärkere Ankopplung des Empfängers statthaft ist.

Entsprechendes gilt für den Sender 11: Wird die Kurzschlußbrücke zwecks Erfassung der Resonanzkurvenbreite

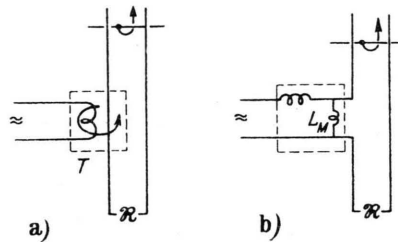


Abb. 3. Induktive Ankopplung der Resonanzleitung.

verschoben, so ändert sich damit auch die durch den Kurzschluß festgelegte Stromverteilung zwischen diesem und der Senderankopplung. Dies hat zur Folge, daß die Senderankopplung an verschiedenen Stellen dieser Stromverteilung stattfindet und somit verschieden stark ist. Mit der Stärke der Ankopplung wiederum ändert sich der durch den Sender in die Leitung eininduzierte Dämpfungsanteil. Aus den oben dargelegten Gründen ist dafür zu sorgen, daß dieser nicht konstante Anteil an der Gesamtdämpfung so klein ist, daß er jene nicht merklich beeinflusst. Man wird also die günstigste Kopplung erreichen, wenn man letztere so lange verringert, bis ihr Beitrag zur Gesamtdämpfung der Meßleitung unerheblich ist.

In engem Zusammenhang damit steht die folgende Betrachtung. Die oben dargelegte einfache Funktion der Resonanzkurve (1) gilt nur für den Fall rein induktiver Kopplung und konstanter, die Leitung erregender Spannung (jedoch s. Anm. 6). Bei gemischt induktiver-kapazitiver Kopplung wird sie durch eine unsymmetrische, wesentlich kompliziertere Funktion ersetzt. Es läßt sich nun bekanntlich der Transformator T (Abb. 3 a), der bei rein induktiver Kopplung die Hochfrequenzenergie vom Sender auf die Meßleitung überführt, bekanntlich immer durch ein T-Glied (in Abb. 3 b) dargestellt) ersetzen. Sorgt man

¹⁰ Es läßt sich leicht zeigen, daß dann $\Delta l/L = \Delta \lambda/\lambda$ ist, wobei L die Gesamtlänge der Leitung und Δl und $\Delta \lambda$ einander entsprechende Änderungen in L bzw. λ sind, die gleiche Änderung der Erregung der Leitung zur Folge haben.

nun dafür, daß die Kopplung so schwach ist, daß die gemeinsame Koppelinduktivität L_m klein ist im Vergleich zum Eingangswiderstand der Meßleitung, so wird in der Tat eine von der Abstimmung der Meßleitung unabhängige, konstante Eingangsspannung der Leitung angeliefert. Da bei schwach gedämpfter Leitung deren Eingangswiderstand im Resonanzfalle sehr klein sein kann, muß man bei wellenwiderstandsfernen Abschlußwiderständen der Leitung i. allg. mit geringerer Senderankopplung arbeiten. Dies ist jedoch kein Nachteil, der ins Gewicht fällt. Wegen der dann zur Verfügung stehenden großen Resonanzüberhöhung besteht ohnehin das Bedürfnis, die Erregung der Leitung durch verringerte Energieeinspeisung herabzusetzen, um eine Überlastung des Empfängers zu vermeiden.

Welche Möglichkeit besteht nun, festzustellen, ob eine gewisse Kopplung rein induktiv arbeitet? Wird der Ort der Ankopplung variiert bei unveränderter Gesamtleitungslänge, so wird sich bei rein induktiver Kopplung eine besonders starke Erregung der Leitung erzielen lassen, wenn die Ankopplung in einem Strombauch der Verteilung erfolgt, d. h. wenn der Ort der Ankopplung ein ganzzahliges Vielfaches von $\lambda/2$ vom Kurzschlußende der Leitung entfernt ist (s. Anm. 3). Bei rein kapazitiver Ankopplung dagegen würde eine optimale Kopplung im Abstand $(2n + 1) \lambda/4$ erzielt werden. Um den Ort optimaler Kopplung zu ermitteln, muß man also den Ort der Senderankopplung verschieben, ohne den Strom in der Koppelschleife zu ändern, und kann dann aus dem Abstand des Ortes optimaler Kopplung vom Kurzschlußschieber auf die Art der Ankopplung rückschließen. Im Interesse eines konstanten Stromes in der Koppelschleife wurde die letztere horizontal unverrückbar angeordnet und die Leitung selbst auf Rollen bewegbar montiert. Durch zweckmäßige Gestaltung der Koppelschleifen gelingt es mit dieser Anordnung sehr bald, Koppelschleifen herzustellen, die einwandfrei induktiv ankoppeln. Es erweist sich allerdings, daß verschiedene Wellenlängen Koppelschleifen verschiedener Größe erfordern¹¹. Bei der endgültigen Anordnung kann die Kopplung durch vertikale Verschiebung der Koppelschleife variiert werden. Die Koppelschleife selbst wird mit dem Hochfrequenzgenerator durch ein konzentrisches Kabel und eine

koaxiale Abstimmleitung, deren Länge durch einen Posaunenzug variiert wird, verbunden. Mit Hilfe der Abstimmleitung wird die Leitung vom Sender zur Koppelspule auf Resonanz gebracht und damit eine weitere wesentliche Erhöhung der Energiezufuhr zur Lecher-Leitung ermöglicht.

Jedoch ist darauf zu achten, daß die Ankopplung der Abstimmleitung an den Sender nicht so kräftig erfolgt, daß zweihöckrige Resonanzkurven auftreten und die Resonanzüberhöhung der Abstimmleitung infolgedessen leidet.

Infolge des geringen Abstandes beider Leiter ist die Abstrahlung trotz der offenen Bauweise gering. Die durch sie bedingten Verluste und die Ohmschen Verluste in den Leitern sind zusammen bei einer Wellenlänge von 1,5 m etwa gleich groß wie die Verluste in der Halterung am Leitungsende. Der Feldverlauf um die beiden Leiter ist so konzentriert, daß störender Einfluß des Bedienungspersonales gering genug ist, um zusätzliche Abschirmmaßnahmen zu erübrigen. Die Gefahr der Erregung von „Gleichtaktwellen“ ist aus dem gleichen Grunde gering. Parallele, metallische Leiter sind jedoch zu vermeiden, da sie sich bei wellenwiderstandsnahen Abschlußwiderständen störend bemerkbar machen können.

Erprobung der Leitung

Die Leitung hat sich gut bewährt im gesamten Wellenlängenbereich von 30 cm bis 200 cm. Die Leitung ist zu kurz, um Messungen höherer Wellenlänge zu gestatten. Ein Sender für $\lambda < 30$ cm andererseits stand nicht zur Verfügung. Die angegebenen Grenzen sind daher nicht prinzipieller Natur. Im folgenden soll an Beispielen die Brauchbarkeit der Meßleitung und des geschilderten Resonanzverfahrens erläutert werden.

Abb. 4 zeigt die Aufnahme der Resonanzkurve bei einem Abschluß der Leitung mit einem rein Ohmschen Widerstand $R = 3Z$. Die eingezeichneten Punkte sind Meßergebnisse, die ausgezogenen Kurven theoretisch berechnet mit Hilfe der oben angegebenen Beziehungen. Die gestrichelte Kurve zeigt, wie sich entsprechend der Theorie die Anzeige ändert bei verschiedener Placierung der Koppelschleife. Letztere Verteilung ist identisch mit dem Gesetz der Spannungsverteilung längs einer Leitung, die nach dem üblichen Abtastverfahren arbeitet (l. c.³). Die Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie ist überzeugend. Der Vorteil einer Resonanzkurvenbreitenbestimmung (A_1) im Vergleich zu einer Minimumbreitenbestimmung (A_2), wie er beim bekannten Ab-

¹¹ Dieser Nachteil besteht nicht bei kapazitiver Ankopplung, da bei rein kapazitiver Kopplung die Gefahr einer induktiven Einspeisung wesentlich leichter vermindert werden kann als die einer kapazitiven Kopplung bei Verwendung von Spulen.

tastverfahren erfolgt, ist ebenfalls trotz des wellenwiderstandsnahen Abschlusses noch gut erkennbar.

Die Resonanzkurvenbreite der ungedämpften Leitung beträgt bei 2 m Wellenlänge etwa 1 mm. Dem entspricht eine Belastung mit einem Widerstand von 100 kΩ und ein Verhältnis von Maximum zu Minimum von 320 (320² bei quadratischer Kennlinie des Gleichrichters)¹². Experimentell gefunden wurde in der Tat ein Maximum-Minimum-Verhältnis von 90 000

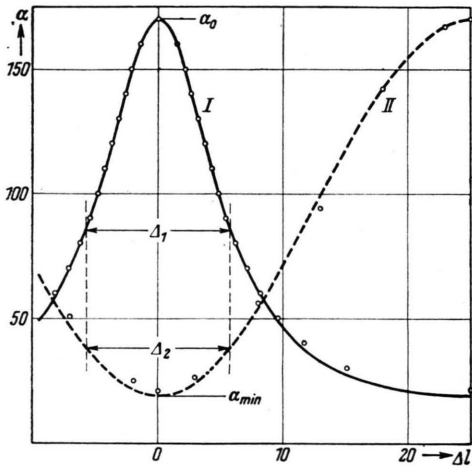


Abb. 4. Resonanzkurve der mit einem Ohmschen Widerstand $R = 3Z$ belasteten Leitung (λ Wellenlänge 1 m).

Kurve I:
$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + \left(\frac{1}{w^2} - 1\right) \sin^2 2\pi \frac{\Delta L}{\lambda}};$$

Kurve II:
$$\alpha = \alpha_{\min} \left[1 + \left(\frac{1}{w^2} - 1\right) \sin^2 2\pi \frac{\Delta L}{\lambda} \right].$$

=300², wobei die Genauigkeit der Minimumablesung wegen des außerordentlich geringen Minimumwertes natürlich eine beschränkte war. Die Leitung ist also gegenüber einer coaxialen Leitung, die nach dem gleichen Prinzip arbeitet und bei gutem Aufbau einen Gütefaktor um 1000 anstatt 300 besitzen mag, in ihrem Meßumfang um den Faktor 10 unterlegen (beiderseits des Wellenwiderstandes je ein Faktor 3). Dieser Faktor ist jedoch klein gegenüber den fünf Größenordnungen, die insgesamt beiderseits des Wellenwiderstandes erfassbar sind. In Anbetracht dieses Tatbestandes und der einfachen und billigen Kon-

¹² Es gilt hier die einfache Beziehung $R/Z = \lambda/2\pi \cdot \Delta L$, wobei die Resonanzkurvenbreite ΔL definiert ist als die Verschiebung ΔL , die notwendig ist, um das Maximum der Resonanzkurve um das 1,4-fache zu verringern (2-fache bei quadratischer Gleichrichtung).

struktion der beschriebenen Meßleitung erscheint das erreichte Resultat außerordentlich befriedigend.

Die gesamte Resonanzkurve der ungedämpften Leitung ist in Abb. 5 dargestellt. Die Gleichung der

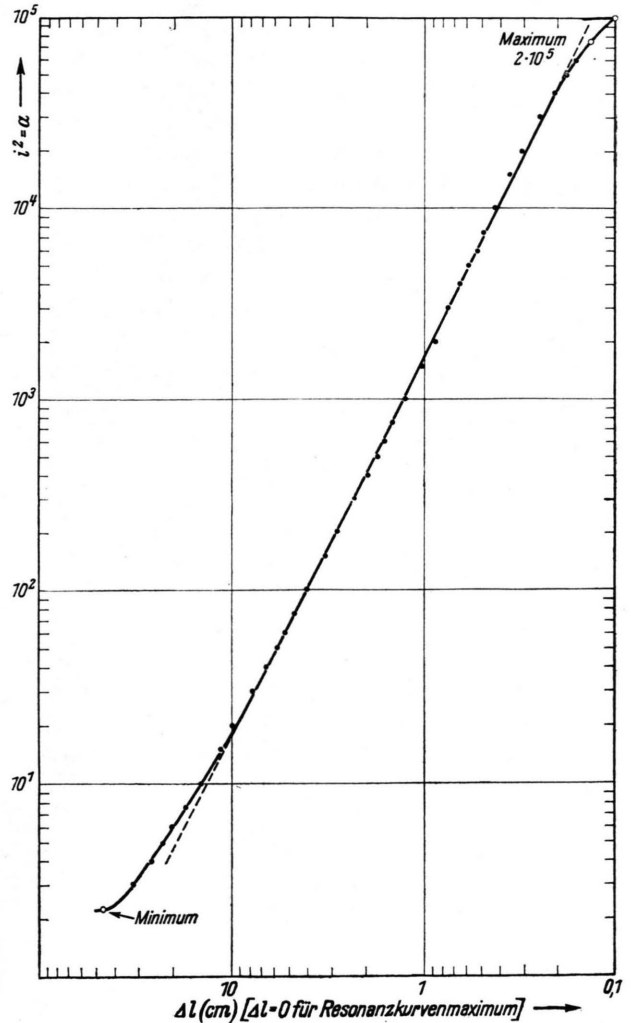


Abb. 5. Resonanzkurve der ungedämpften Leitung ($\lambda \sim 2$ m).

Resonanzkurve der ungedämpften Leitung ergibt sich aus (1) zu

$$\frac{1}{i^2} = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \Delta L^2, \quad (5)$$

wenn die unmittelbare Nähe von Minimum und Maximum außer Betracht gelassen wird. In der doppelt logarithmischen Darstellung der Abb. 5 kommt dies Gesetz in einer konstanten Steigung 2 ganz ausgezeichnet zum Ausdruck. Die Kurve illustriert

gleichzeitig die Zuverlässigkeit der i^2 -Messung über einen Bereich von fünf Zehnerpotenzen.

Die Bestimmung dielektrischer Eigenschaften

Die Bestimmung von komplexen Widerständen erfolgt durch Anschluß des zu bestimmenden Widerstandes an das offene Ende der Meßleitung. Dies hat zur Folge, daß sich die zunächst sehr schmale Resonanzkurve der unbelasteten Leitung um einen Betrag l verschiebt und gleichzeitig eine Verbreiterung Δl erfährt. Dabei ist die Resonanzkurvenbreite definiert als der Abstand, um den der Kurzschlußläufer zu verschieben ist, um den Empfängerstrom auf das 0,7-fache seines Maximalwertes zu reduzieren. Die Komponenten des komplexen Abschlußwiderstandes \Re sind dann bestimmbar mit Hilfe der Beziehungen (s. Anm. 1):

$$\frac{\Re}{Z} = \frac{1 + \varrho e^{-i\varphi}}{1 - \varrho e^{-i\varphi}} \quad (6)$$

mit

$$\varphi = \frac{4\pi l}{\lambda} \quad \text{u.} \quad \varrho = \frac{1-w}{1+w}, \quad \text{wobei} \quad \frac{1}{w^2} = 1 + \frac{1}{\sin^2 2\pi \frac{\Delta l}{\lambda}} \quad (7)$$

(unter der Verwendung der üblichen Bezeichnungen). Der Einfluß des Streufeldes am offenen Ende der Leitung und der Einfluß der Halterung bedingen in manchen Fällen eine Korrektur. Die Einzelheiten des dann notwendigen Verfahrens sind ausführlich andernorts dargelegt worden^{1,4}.

Kunststoffe und andere feste Stoffe, deren dielektrische und magnetische Eigenschaften interessieren, werden in der folgenden Weise untersucht. Im Probenstück werden zwei Löcher angebracht und die Probe über das freie Ende der Leitung geschoben. Der Eingangswiderstand der Probe wird dann, wie oben dargelegt, bestimmt und daraus die DK und der Verlustfaktor bzw. die Ohmsche Leitfähigkeit berechnet. Betreffs Einzelheiten des zweckmäßigsten Rechenverfahrens muß hier wiederum auf früher verfaßte Arbeiten verwiesen werden^{1,5}. Infolge des geringen Leiterdurchmessers machen sich kleine Luftzwischenräume zwischen Lecherleitern und Materialprobe störend bemerkbar¹³. Ebenfalls ist es wichtig, daß die Materialprobe einen Durchmesser besitzt, der nicht zu klein ist. Ein Durchmesser von etwa 6 cm wurde experimentell als hinreichend bestimmt.

¹³ Spreizen der Endleiter verringert diesen Fehler um das ε -fache (s. Anm. 1, Kap. III, 4).

λ_{cm}	DK (ε)	$\varrho \Omega_{\text{cm}}$	λ_s
187	↑ 76 ± 2 ↓	11 100	2,0 cm
152		8 800	1,8 cm
101		3 500	2,1 cm
76		2 040	2,1 cm
61		1 350	2,1 cm
51		1 080	1,8 cm
44		770	1,9 cm
40,5		725	1,8 cm
36,5		550	1,9 cm

Tab. 1. Dielektrische Eigenschaften und Sprungwellenlänge von destilliertem Wasser im Dezimeterwellenbereich.

Die zweckmäßigste Dicke der Materialprobe richtet sich nach deren elektrischen Eigenschaften. Ihre Dimensionierung ist möglich mit Hilfe der Formeln, die in Anm. 5 gegeben sind. Liegen außerdem magnetische Eigenschaften vor, so ist eine zusätzliche Bestimmung des Eingangswiderstandes der gleichen Probe, die nunmehr mit dem der Leitung abgewandten Ende kurzgeschlossen ist, erforderlich. Eine Scheibe, welche sich auf die die Probe durchsetzenden Leiterenden aufstecken läßt, erweist sich hierbei einem einfachen Drahtbügel als Kurzschluß überlegen. Es ist allerdings dabei zu beachten, daß die Eigendämpfung der Leitung mit und ohne Kurzschlußbügel verschieden sein mag.

Die Bestimmung der dielektrischen Eigenschaften von Flüssigkeiten erfordert geeignete Gefäße, die selbst keine merkliche Belastung der Leitung darstellen und so dimensioniert sind, daß Messungen hinreichender Genauigkeit möglich sind. Wir haben hierzu Gefäße verwandt, deren Wände zumindest in der unmittelbaren Nähe der Leiter, wo die stärkste Konzentration des Feldes vorliegt, aus dünnem Trolitul bestehen (etwa 0,2 mm stark). Ein geringer kapazitiver Effekt wird in derselben Weise berücksichtigt wie der Einfluß der Halterung und des zusätzlichen Streufeldes am Ende der Leitung. Die Bestimmung der DK und Leitfähigkeit von Elektrolyten mit einem DK-Wert in der Nähe von 80 erfordert geringe Schichtdicken, da man sonst die Meßleitung kapazitiv so stark belastet, daß die Probe nahezu wie ein Kurzschluß wirkt, was eine Verringerung der Meßgenauigkeit zur Folge hat.

In Tab. 1 sind DK und Leitfähigkeit von destilliertem Wasser angegeben. Die Temperatur bei der Messung betrug etwa 23°C. Außerdem ist die Sprungwellenlänge des Wassers λ_s , die sich aus der Beziehung

$$\Delta z = z - z_0 = \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty}{60 \lambda_s^2} \lambda_s \quad (8)$$

errechnen läßt. $\kappa = 1/\varrho$ ist hierin die Leitfähigkeit in $(\text{Ohm}\cdot\text{cm})^{-1}$, $\kappa_0 = 0,14 \cdot 10^{-4}$ die mit einer Niederfrequenzbrücke ermittelte Niederfrequenzleitfähigkeit für destilliertes Wasser, $\varepsilon_0 = 80$, $\varepsilon_\infty = 2$ (Quadrat des

optischen Brechungsindex). Die Messungen wurden mit Gefäßen von 1 und 3 mm Schichtdicke durchgeführt und dabei übereinstimmende Resultate erzielt. Die Bestimmung der Werte ist mit einer Ungenauigkeit von mehreren Prozenten behaftet. Innerhalb dieser Genauigkeit war keine Dispersion der DK erkennbar. Eine wesentlich höhere Genauigkeit ließe sich erzielen durch Verwendung wesentlich dickerer Schichten in einseitig kurzgeschlossenen Gefäßen. Allerdings zeigt es sich, daß dann die Schichtdicke mit der Wellenlänge im Interesse guter Genauigkeit fortwährend zu ändern ist [l. c. ¹, Kap. V z. B. Gl. (22) u. (22 a)].

Die bei neun verschiedenen Wellenlängen errechneten Sprungwellenlängenwerte variieren um 7% beiderseits des Mittelwertes von 1,95 cm. Dieser Mittelwert stimmt überein mit den Sprungwellenlängenwerten, die von einer Reihe von Autoren aus DK- und Leitfähigkeitsdaten von Wasser errechnet wurden ^{14, 15, 16, 17}. Es wurden jedoch bisher keine Sprungwellenlängenbestimmungen über einen ausgedehnten Wellenlängenbereich mitgeteilt. Es erscheint daher von Interesse, daß die Sprungwellenlängenwerte, die aus Gl. (8) errechnet wurden, innerhalb der Meßgenauigkeit über einen solchen Frequenzbereich konstant bleiben. Hieraus läßt sich schließen, daß die von Cole und Cole ¹⁸ ausgesprochene Ansicht, daß die dielektrischen Eigenschaften von Wasser sich nicht ausdrücken lassen durch einen Debye'schen Ausdruck

$$\epsilon + = \epsilon' - j\epsilon'' = \epsilon_{\infty} + \frac{\epsilon_0 - \epsilon_{\infty}}{1 + j\omega T}, \quad (9)$$

unrichtig ist. Der allgemeine, von Cole und Cole vorgeschlagene Ausdruck ist äquivalent der Einführung einer gewissen, nicht Gaußschen Verteilung von Relaxationszeiten und würde nicht zu der einfachen Gl. (8) führen. Mit anderen Worten, bei Gültigkeit des vielfach benutzten Ausdruckes von Cole und Cole würde sich bei Anwendung von (8) ein monotoner Gang von λ_s mit der Wellenlänge ergeben müssen. Die Konstanz der Sprungwellenlängenwerte über den von uns untersuchten Frequenzbereich spricht somit dafür, daß die Ausrichtung von Wasser-

λ (cm)	DK	spez. Widerstd. (Ohm · cm)
185	69	100
152	64	103
102	62	97
76	61	96
61	57	98
51	56	97
44	57	89
41	55	87
36,5	55	86

Tab. 2. DK und spezif. Widerstand von zentrifugiertem Menschenblut (Temperatur um 26° C).

molekülen im elektrischen Feld sich durch eine einzige Relaxationszeit charakterisieren läßt.

Die Meßleitung bewährt sich natürlich ebenso bei der Bestimmung der dielektrischen Eigenschaften von biologischem Material. In Tab. 2 seien nochmals die seinerzeit von Rajewsky und Schwan ¹⁹ veröffentlichten DK- und Leitfähigkeitswerte von Blut, die mit der oben beschriebenen Anordnung gewonnen wurden, angegeben. Diese DK- und Leitfähigkeitswerte schließen sich den von Oswald ²⁰ seinerzeit bei 3, 6 und 12 m bestimmten Werten gut an. Neuere Ergebnisse, die in USA und England ^{21, 22} bei Wellenlängenwerten von 1, 3, 10 und 30 cm gewonnen wurden, extrapolieren mit ganz ausgezeichnetem Anschluß unsere Resultate nach den kürzeren Wellenlängen hin. Mit diesen Werten verfügen wir über ein besonders interessantes Material. Die englischen und amerikanischen Werte lassen mit aller Deutlichkeit den Einfluß der polaren Eigenschaften der im Blut enthaltenen Wassermoleküle erkennen, während die Oswald'schen Messungen den Auslauf der durch die Aufladung von Zellmembranen bedingten Dispersion zeigen. Man überzeugt sich leicht durch Anwendung der Gl. (8), daß die Änderung des spezifischen Widerstandes in Tab. 2 polaren Ursprunges ist. Unter Verwendung einer Sprungwellenlänge von 1,8 cm ²³ und bei Einsetzen der für Wasser gültigen Werte $\epsilon_0 = 78$ und $\epsilon_{\infty} = 2$ folgt für 40 cm Wellenlänge nämlich ein $\Delta\kappa = 0,0014$, was

¹⁹ B. Rajewsky u. H. Schwan, Naturwiss. 35. 315 [1948].

²⁰ K. Oswald, Hochfrequenztechn. u. Elektroakust. 49, 40 [1937].

²¹ J. F. Herrick, Ergebnisse, mitgeteilt auf der Tagung der Amer. Physiol. Soc. April 1950 in Atlantic City.

²² T. S. England, Nature [London] 166, 480 [1950].

²³ Die Sprungwellenlänge ist temperaturabhängig. Der bei 23° C in Tab. 1 gefundene Wert ist für 26° C durch 1,8 cm zu ersetzen (l. c. ¹⁷).

¹⁴ W. Hackel u. M. Wien, Physik. Z. 38, 767 [1937].

¹⁵ G. Baetz, Physik. Z. 40, 394 [1939].

¹⁶ W. Kebbél, Hochfrequenztechn. u. Elektroakust. 53, 81 [1939].

¹⁷ W. P. Conner u. C. P. Smyth, J. Amer. chem. Soc. 65, 382 [1943].

¹⁸ K. S. Cole u. R. H. Cole, J. chem. Physics 9, 341 [1941].

einer Änderung des spezifischen Widerstandes von 100 Ohm·cm bei langer Wellenlänge zu 87 Ohm·cm bei 40 cm Wellenlänge entspricht. Die DK-Änderung andererseits ist nicht polaren Ursprunges und stellt den Auslauf der mittelfrequenten Dispersion dar, die in der Maxwell-Wagnerschen Theorie der Aufladung von Grenzflächen ihre Erklärung findet. Die Änderung der DK und des spezifischen Wider-

standes von Blut im Bereich zwischen 2 m und 30 cm Wellenlänge ist also durch zwei grundsätzlich verschiedene Wirkungsmechanismen zu erklären.

Die vorliegende Arbeit wurde *im wesentlichen* 1947 durchgeführt. Sie ist das unmittelbare Resultat einer Reihe von meßtechnischen Untersuchungen, die in den Jahren 1943 bis 1945 in *Gemeinschaft mit Prof. Rajewsky* vorgenommen wurden. Herrn Professor Rajewsky sei auch an dieser Stelle hierfür besonders gedankt.

Indirekte Strahlenwirkung und zeitliche Dosisverteilung

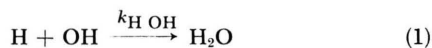
Von W. DITTRICH

Aus der Universitäts-Frauenklinik Hamburg-Eppendorf (Direktor: Prof. Dr. G. Schubert)

(Z. Naturforschg. 8b, 10—13 [1953]: eingegangen am 14. November 1952)

In wäßriger Phase kann das Ausmaß der indirekten Wirkung ionisierender Strahlungen durch die zeitliche Verteilung der Dosis erheblich beeinflußt werden, sobald die Wiedervereinigung freier H-Atome und OH-Radikale zu Wasser mit der radiochemischen Primärreaktion ernstlich in Konkurrenz tritt. In diesem Sinne ist die von Brasch, Huber und Waly bei der Zerstörung des Tartrazinmoleküls durch energiereiche Elektronenblitze des Kapazitrons beobachtete Zunahme der Ionenausbeute mit der Anzahl der Blitze, wobei die Gesamtdosis erhalten blieb, als Rekombinationseffekt aufzufassen. Strahlenbiologische Effekte dürften durch eine Änderung der zeitlichen Dosisverteilung auf diesem Wege in der Regel nur bei Dosen über 10^4 rep deutlich beeinflußbar sein.

Ionisierende Strahlungen können auf gelöste Stoffe unmittelbar, oder indirekt auf dem Umweg über aktivierte Moleküle des Lösungsmittels wirken¹. In wäßrigen Lösungen treten, eng verknüpft mit Ionisationsprozessen, freie H-Atome und OH-Radikale auf², und zwar mit etwa derselben Anfangsverteilung wie die entstehenden negativen und positiven Ionen. Freie H-Atome und OH-Radikale rekombinieren entweder zu Wasser,



oder reagieren mit Molekülen S der gelösten Stoffe



Die relative Häufigkeit von Rekombinationen nimmt mit der lokalen Konzentration der beiden aktiven Komponenten des Wassers, der freien H-Atome und OH-Radikale, zu, die Ionenausbeute einer einfachen Primärreaktion hingegen ab.

An den radiochemischen Primärprozeß, Gl. (2), kön-

nen sich Sekundärreaktionen anschließen. Sind diese von höherer als 1. Ordnung, dann kann die auf das Endprodukt bezogene Ionenausbeute mit der lokalen Konzentration der frei gewordenen H-Atome und OH-Radikale u. U. auch zunehmen.

Solange sich die längs der Bahn ionisierender Teilchen in wäßriger Phase entstehenden größeren und kleineren *Gruppen* diffundierender, rekombinierender und mit Acceptor-molekülen reagierender H-Atome und OH-Radikale nicht überlappen, haben Änderungen der Dosisleistung keine erheblichen Veränderungen der lokalen H- und OH-Konzentration und damit der Rekombinationshäufigkeit längs der Teilchenbahn zur Folge.

Mit energiereichen Elektronenblitzen des Kapazitrons lassen sich innerhalb einer μsec unschwer Elektronendosen von 10^5 rep erzielen³. In diesen Fällen sind die durch Zerlegung der Wassermoleküle zunächst paarweise oder in kleinen Gruppen entstehenden freien H-Atome und OH-Radikale schon einigermaßen gleichförmig, und zwar mit Anfangskonzentrationen in der Größenordnung von 10^{-4} Mol/l über

¹ O. Risse, *Ergebn. Physiol. biol. Chem. exp. Pharmacol.* **30**, 242 [1930]; H. Fricke, *Cold Spring Harbor Sympos. quantit. Biol.* **2**, 241 [1934].

² J. Weiss, *Nature* [London] **153**, 748 [1944].

³ W. Huber, *Naturwiss.* **38**, 21 [1951].