

Die dielektrischen Eigenschaften biologischer Substanzen im Dezimeterwellen-Bereich

Von LUDWIG HARTMUTH

Aus dem Max-Planck-Institut für Biophysik, Frankfurt a. M. (Prof. Dr. B. Rajewsky)

(Z. Naturforschg. **9b**, 257—264 [1954]; eingegangen am 12. Oktober 1953)

Die in der vorliegenden Arbeit beschriebenen Messungen von Dielektrizitätskonstanten und Leitfähigkeiten biologischer Substanzen im Bereich von 9 bis 180 cm Wellenlänge werden nach einem Resonanzverfahren durchgeführt. Dies ermöglicht trotz der starken Absorption der untersuchten Materialien eine genügende Meßgenauigkeit und einen relativ einfachen Aufbau der Meßanordnung. Die beschriebene Methode zur Auswertung der Messung ist so vereinfacht, daß sie auch von angeletem Hilfspersonal leicht durchgeführt werden kann. Für den Wellenlängenbereich von 40 bis 180 cm wird eine Lecher-Leitung in Paralleldraht-Ausführung benutzt, während sie für den Bereich von 9 bis 40 cm Wellenlänge konzentrisch aufgebaut ist. Die Meßfehler werden eingehend diskutiert und in Kurven anschaulich dargestellt. Anschließend werden die Ergebnisse der Messungen von DK und Leitfähigkeit an Blut, Leber, Muskel und Fettgewebe mitgeteilt. Bei allen Substanzen konnte unterhalb etwa 30 cm Wellenlänge eine Abnahme der DK und vor allem eine eindeutige Zunahme der Leitfähigkeit festgestellt werden. Diese Dispersion wird den polaren Molekülen in den Substanzen zugeschrieben und dürfte zumindest bei Blut und Leber im wesentlichen durch die Dispersion des Wassers verursacht werden.

Zur Aufklärung des Wirkungsmechanismus der Ultrakurzwellentherapie haben R a j e w s k y und Mitarbb. vor etwa 20 Jahren begonnen, das dielektrische Verhalten biologischer Substanzen in Abhängigkeit von der Frequenz zu untersuchen. Es zeigte sich bei allen Materialien im Bereich von 10 bis 1000 m Wellenlänge eine Dispersion der Dielektrizitätskonstanten (DK) und Leitfähigkeit (vgl. R a j e w s k y¹). Diese wurde auf Grund einer Untersuchung der Temperaturabhängigkeit beider Größen, die S c h w a n² auf Veranlassung von R a j e w s k y durchgeführt hat, eindeutig als Folge der inhomogenen Struktur der Substanzen erkannt. Am Beispiel des Blutes hat D ä n z e r³ zeigen können, daß man durch die Kenntnis des Verlaufs dieser Dispersionskurve Aussagen über die Struktur des Materials machen kann.

Da jedoch der polare Charakter der biologischen Substanzen auch in Erscheinung treten muß, galt es festzustellen, bei welchen Frequenzen sich eine durch polare Moleküle bedingte Dispersion bemerkbar macht. Auf Veranlassung von R a j e w s k y untersuchte daher G s e l l⁴ im Bereich von 50 bis 100 cm Wellenlänge die Absorption von Blut. Die Messun-

gen ergaben nach kurzen Wellen hin einen leichten Anstieg der Absorption. Zur weiteren Klärung dieser Frage haben R a j e w s k y und S c h w a n⁵ die DK und den spezifischen Widerstand von Blut im Wellenbereich von 37 bis 180 cm gemessen. Unterhalb von 45 cm Wellenlänge stellten sie eine Abnahme des spezifischen Widerstandes fest, während die DK in diesem Bereich konstant bleibt. Dieser Befund wurde der beginnenden polaren Dispersion zugeschrieben. Der Kenntnis des genauen Verlaufs dieser Dispersionskurve kommt ebenfalls große Bedeutung zu, denn jede Veränderung der polaren Moleküle innerhalb des biologischen Materials muß auf die Dispersionskurve einen Einfluß haben. Auf Grund dieser Überlegungen besteht Aussicht, durch Messung der Frequenzabhängigkeit der Materialkonstanten einen empfindlichen Test sowohl für chemische als auch strukturelle Veränderungen im Gewebe zu erhalten (R a j e w s k y). Ferner erlauben diese Messungen, die Möglichkeiten einer Therapie in diesem Wellenbereich zu diskutieren.

Die Aufgabe der vorliegenden Arbeit war es, durch Messungen bei noch kürzeren Wellen die Annahmen und die ersten Befunde von R a j e w s k y und S c h w a n zu sichern. Ferner sollten neben Blut wei-

¹ B. Rajewsky, Ergebnisse der biophysikalischen Forschung **Bd. 1**, Ultrakurzwellen, Leipzig 1938.

² H. Schwan, Ann. Physik (5) **40**, 509 [1941].

³ H. Dänzer, Ann. Physik (5) **20**, 463 [1934].

⁴ G. Gsell, Physik. Z. **43**, 101 [1942].

⁵ B. Rajewsky u. H. Schwan, Naturwissenschaften **35**, 315 [1948].

tere biologische Substanzen auf ihr dielektrisches Verhalten hin untersucht werden, während die beiden oben erwähnten Probleme späteren Arbeiten vorbehalten bleiben sollen.

Das Meßverfahren

Die Frage, welches Verfahren zur Messung von Dielektrizitätskonstanten (DK) und Leitfähigkeiten biologischer Substanzen im Dezimeterwellen-Bereich geeignet ist, hat Schwan⁶ bereits ausführlich diskutiert. Er kommt zu dem Ergebnis, daß es für die Bestimmung dieser Größen vorteilhaft ist, absolute Meßmethoden zu verwenden. Die von Rajewsky und Mitarbb.¹ benutzten Substitutionsverfahren lassen sich nur mit erheblichen Schwierigkeiten unter etwa 3 m anwenden. Dann muß nämlich, wie Gsell⁴ gezeigt hat, eine „doppelte Substitution“ durchgeführt werden. Dabei ist es notwendig, nicht nur die DK, sondern auch die Leitfähigkeit des Substituenten in Übereinstimmung mit der zu messenden Substanz zu bringen. Absolute Meßmethoden sind seit langem bekannt. Sie wurden zuerst von Drude⁷ Ende des vorigen Jahrhunderts entwickelt. Dieser schuf damit die Grundlagen der modernen Leitungsmeßtechnik. Die bekannten Verfahren lassen sich grundsätzlich in zwei Gruppen einteilen. Bei den ersten, den Resonanzverfahren, wird die Lecherleitung mit der Frequenz des Senders auf Resonanz gebracht und die Form der Resonanzkurve ausgewertet. Die zweite Gruppe umfaßt die Abtastverfahren. Die Meßgrößen werden hier durch die Untersuchung der Spannungsverteilung längs der Leitung gewonnen. Diese Verfahren haben nach der grundlegenden Arbeit von Schmidt⁸ vor allem in der Hochfrequenztechnik Eingang gefunden.

Auf Grund eingehender Untersuchungen der Resonanzverfahren hat Schwan⁶ nachweisen können, daß diese gegenüber den heute meist üblichen Abtastmethoden erhebliche Vorteile aufweisen, die vor allem apparativer Natur sind. Ferner stellte er fest, daß die weit verbreitete Ansicht, nach der Resonanzverfahren im Gebiet großer Dämpfung (vgl. Brück⁹) ungeeigneter als Abtastverfahren sein sollen, falsch ist.

Seinen weiteren Untersuchungen und Messungen legt Schwan¹⁰ folgendes Resonanzverfahren zugrunde, das zur Messung der im allgemeinen stark

absorbierenden biologischen Substanzen besonders geeignet ist und nur geringe Substanzmengen (etwa 6 ccm) benötigt. Das eine Ende der Lecherleitung wird mit dem zu untersuchenden Widerstand \mathfrak{R} abgeschlossen, während das andere durch eine verschiebbare Kurzschlußplatte K gegeben ist (Abb. 1). Der Hochfrequenzsender S erregt mittels einer kleinen Schleife die Leitung. Man mißt nun den Strom im Kurzschlußbügel K mit Hilfe einer Koppelschleife E, die über einen Detektor mit dem Galvanometer G verbunden ist. Der Widerstand \mathfrak{R} wird durch ein mit der zu messenden Substanz gefülltes Gefäß dargestellt. Dieses ist so konstruiert, daß das Untersuchungsmaterial wie eine planparallele Platte mit zu

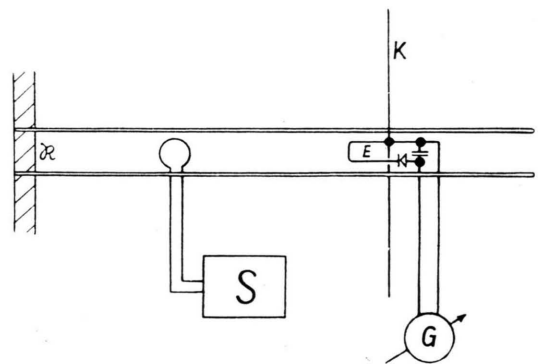


Abb. 1. Anordnung für Messungen nach dem Resonanzverfahren.

den Leitungsdrähten senkrechten Begrenzungsflächen die Leitung umgibt. Die Leiter setzen sich im Gefäß mit unverändertem Abstand und Durchmesser fort.

Die Meßanordnungen

Im Bereich von 40 bis 180 cm Wellenlänge wird zur Messung der elektrischen Materialkonstanten biologischer Substanzen die von Schwan^{10, 10a} angegebene Meßleitung benutzt. Diese konnte durch einige Änderungen weiter verbessert werden. Es handelt sich hierbei um eine Doppeldrahtleitung in offener Ausführung. Wie aus Abb. 1 zu ersehen ist, hat Schwan die Probe am Ende der Leitung angebracht. Deshalb war er gezwungen, dort eine Stütze einzubauen. Um an dieser störende Reflexionen zu verhindern, muß der Durchmesser der Leitungsdrähte in der Stütze verkleinert werden (Schwan^{10, 11}).

⁶ H. Schwan, Ann. Physik (6) 5, 253 [1950].

⁷ P. Drude, Wiedemanns Ann. 61, 466 [1897].

⁸ O. Schmidt, Hochfrequenztechnik u. Elektroakust. 41, 2 [1933].

⁹ L. Brück, Telefunken-Röhre. S. 60 [1943].

¹⁰ H. Schwan, Fiat-Report No. 1099, 46—71 [1947].

^{10a} H. Schwan, Z. Naturforschg 8b, 3 [1953].

¹¹ H. Schwan, Ann. Physik (6) 5, 268 [1950].

Wenn man bedenkt, daß im Falle der vorliegenden Leitung der Radius der Leiter in einer Trolitulstütze etwa 0,2 mm betragen muß, scheint sich eine genaue Stützenkorrektur kaum verwirklichen zu lassen. Ferner entstehen durch die Inhomogenitäten am offenen Ende der Leitung Fehler, deren Größe von der zu messenden Probe abhängen. Um diese Fehlerquellen zu vermeiden, wurde die Leitung auf der dem Empfänger abgewandten Seite (nach Abb. 1, also links von der Probe) fortgesetzt und auf diesem Leitungsstück ein zweiter Kurzschlußbügel angebracht. Diese Transformations-Leitung wird stets so eingestellt, daß der Abstand zwischen der Rückseite der Probe und der Kurzschlußplatte ein Viertel der Wellenlänge beträgt. Nun kann die Leitung auf beiden Seiten abgespannt werden und eine Stütze ist entbehrlich. (Eine ähnliche Anordnung benutzte Haug¹² zur Impedanzmessung.) Experimente mit dieser Anordnung und der Schwanschen Leitung zeigen eindeutig den Vorzug der stützenlosen Meßleitung.

Die Meßfrequenz wird mit einem Triodensender (Type SLD der Fa. Dr. Rohde und Dr. Schwarz) erzeugt und der Koppelschleife mittels eines konzentrischen Kabels über eine Abstimmleitung zugeführt, deren Länge durch einen Posaunenzug verändert werden kann. Somit ist es möglich, die gesamte Leitung vom Sender bis zur Koppelschleife auf Resonanz mit der Meßfrequenz zu bringen, was eine wesentliche Erhöhung der Energiezufuhr in die Meßleitung ermöglicht.

Die Meßleitung für den Bereich von 9 bis 40 cm Wellenlänge wurde als konzentrische Leitung ausgeführt, da die Strahlungsdämpfung bei Paralleldraht-Leitungen mit wachsender Frequenz oberhalb 1000 MHz sehr rasch ansteigt. Das Prinzip der Anordnung entspricht völlig dem der schon beschriebenen Paralleldraht-Leitung. Zum Unterschied von dieser ließ sich bei der konzentrischen Leitung eine Stütze nicht vermeiden, da sonst beim Entfernen des Meßgefäßes der Innenleiter keinen Halt hätte und durch sein Gewicht die Federn des Kurzschlußbügels beschädigen würde. Um die störenden Reflexionen an

der Stütze zu verhindern, muß das Verhältnis des Durchmessers zwischen Innen- und Außenleiter an dieser Stelle verändert werden, wie es sowohl Meinke¹³ als auch Kaden und Ellenberger¹⁴ angegeben haben. Die Maße der Leitungsdurchmesser sind so gewählt, daß die kürzeste Meßwellenlänge ($\lambda = 9$ cm) größer ist als die Grenzwellenlänge der längsten Hohlraumwelle ($\lambda_g = 6$ cm, H₁₀-Typus). Es kann also nur die Lecherwelle in der Leitung erregt werden (Borgnis¹⁵). Die Einkopplung der Meßfrequenz in die Leitung erfolgt über einen Koppelstift (also kapazitiv). An Stelle des Posaunenzuges ist hier ein Interferenz-Anpassungsglied vorgesehen (vgl. z. B. Schulz-Du Bois¹⁶).

Mittels eines Huth-Kühn-Senders in Gitterbasis-Schaltung wird die Meßspannung erzeugt, deren Wellenlänge im Bereich von 9 bis 40 cm kontinuierlich verändert werden kann*. Dies ist jedoch nur unter Verwendung einer Triode mit ebenen Elektroden möglich, wie sie während des Krieges sowohl in Deutschland (vgl. den Bericht von Rukop¹⁷ als auch in den USA entwickelt wurden. Hülster und Koopmann¹⁸ haben eingehende Untersuchungen über die Erzeugung von kürzesten Wellen mit solchen raumladungsgesteuerten Spezialtrioden angestellt. Sie konnten zeigen, daß mit den von Telefunken entwickelten Scheibentrioden in Metall-Keramik-Ausführung Wellenlängen unter 10 cm erzeugt werden können. Mit einer solchen Röhre der Type LD 12 wurde der hier benutzte Sender aufgebaut, dessen Prinzipschaltbild Abb. 2 zeigt. Die Rückkopplung erfolgt in Analogie zum gewöhnlichen Huth-Kühn-Sender, hier über die Anoden-Kathoden-Kapazität C_{ak} der Röhre. Die Kondensatoren C_1 und C_2 dienen zur Absperrung der Anoden- bzw. Kathodenspannung, der Widerstand R zur Erzeugung der Kathodenvorspannung. Die Konstruktion der Röhre ist so ausgeführt, daß die Anschlüsse der Elektroden direkt in ein System von Rohren gesteckt werden können. Diese drei Rohre bilden nun zwei Hohlräume, den Gitter-Anoden-Raum und den Gitter-

* Herr Dr. T. Fölsche (Max-Planck-Institut für Biophysik) hat die Anregung gegeben, einen solchen Sender für die Zwecke der vorliegenden Arbeit zu benutzen. Von ihm stammt auch der erste Entwurf zu der Konstruktion dieses Senders. Der Verf. ist Herrn Dr. Fölsche dafür zu großem Dank verpflichtet. Die im weiteren beschriebene Anordnung wurde aus diesem ersten Entwurf entwickelt.

¹⁷ H. Rukop, Bericht in „Naturforschung und Medizin in Deutschland“ Bd. 15, S. 122, Wiesbaden 1948.

¹⁸ F. Hülster u. K. Koopmann, Deutsche Luftfahrtforsch. Unters. u. Mitt. 803, 140 [1944].

¹² A. Haug, Z. angew. Phys. 2, 330 [1950].

¹³ H. Meinke, Hochfrequenztechnik u. Elektroakust. 61, 145 [1943].

¹⁴ H. Kaden u. G. Ellenberger, A.E.Ü. 3, 313 [1949].

¹⁵ F. Borgnis, Hochfrequenztechnik u. Elektroakust. 56, 47 [1940].

¹⁶ E. Schulz-Du Bois, Diplomarbeit Frankfurt/M. 1950.

Kathoden-Raum, die durch zwei Kurzschlußbügel abgestimmt werden (Abb. 3). Da sowohl die Frequenzkonstanz als auch in besonderem Maße die Amplitudenstabilität des Senders von der Konstanz der Anoden- und Heizspannung abhängen, wird die Röhre aus einem Akkumulator geheizt und die Anodenspannung einem mit Elektronenröhren stabilisierten Netzgerät entnommen. Neben einer guten Luftkühlung wird zur Verringerung der Wärmebelastung die Röhre durch eine Rechteckspannung getastet. Daraus ergibt sich ferner die Mög-

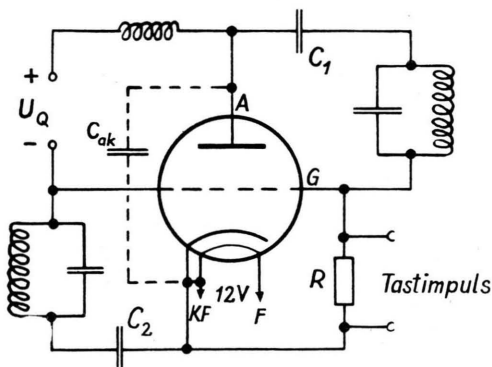


Abb. 2. Prinzipschaltung des Senders.

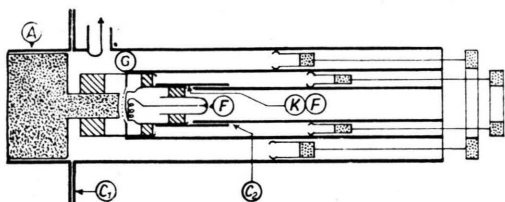


Abb. 3. Schematische Darstellung des Scheibenröhren-Senders.

lichkeit, die vom Empfänger gelieferte Anzeigespannung, die ja nun eine Wechselspannung ist, in einem Resonanzverstärker zu verstärken. Es läßt sich so der Einfluß von Störspannungen, die insbesondere durch das Wechselstromnetz verursacht werden, weitgehend vermeiden und dadurch die Anzeigeempfindlichkeit wesentlich erhöhen. Der benutzte Verstärker ist für eine Resonanzfrequenz von 1000 Hz ausgelegt. Die Frequenzabhängigkeit des Verstärkungsfaktors wird durch eine Gegenkopplung über ein aus Widerständen und Kondensatoren aufgebautes Doppel-T-Glied erreicht (Hastings¹⁹, vgl. auch Pieplow²⁰ und Montgomery²¹).

¹⁹ A. E. Hastings, Proc. Inst. Radio-Engr. März, S. 126 [1946].

²⁰ H. Pieplow, Arch. techn. Messen Z 423—1 u. Z 423—2.

Die Messung und ihre Auswertung

Die Messung der Materialkonstanten wird auf folgende Weise vorgenommen: das Meßgefäß, das die zu untersuchende Probe (Blut oder Gewebepbrei) enthält, wird in die Leitung eingeschraubt. Dann bestimmt man mittels des Kurzschlußbügels, in den der Empfänger eingebaut ist, die Wellenlänge λ der eingekoppelten Meßspannung. Dabei ist die Stellung des Kurzschlußbügels der Transformationsleitung belanglos. Nun wird dieser so eingestellt, daß sein Abstand von der Rückseite der Probe genau $\lambda/4$ beträgt, während man mit dem Kurzschlußbügel der eigentlichen Meßleitung erneut auf Resonanz abstimmt. Die Differenz aus einem ungradzahligen Vielfachen von $\lambda/4$ und dem Abstand zwischen dem Meßleitungs-Kurzschluß und der Vorderseite der Probe (d. i. die dem Empfänger abgewandte Seite) stellt die eine Meßgröße l dar. Die zweite Größe ist durch die Resonanzkurvenbreite Δl gegeben. Sie ist definiert als die Verschiebung des Kurzschlußbügels, die notwendig ist, um die Leitung gegen den Resonanzfall so zu verstimmen, daß der Kurzschlußstrom das $1/\sqrt{2}$ -fache seines Maximalwertes beträgt.

Durch Kontrollmessungen ist festgestellt worden, daß alle untersuchten Substanzen rein dielektrische Eigenschaften zeigen, also ihre Permeabilität $\mu = 1$ ist. DK und Leitfähigkeit beschreiben dann das Verhalten des Materials im Hochfrequenzfeld eindeutig. Ihre Werte lassen sich somit auf Grund des nun anzugebenden Verfahrens aus den beiden Meßgrößen l und Δl bestimmen.

Für die Auswertung der Messung nach der beschriebenen Resonanzmethode hat Schwan²² ein allgemein gültiges Rechenverfahren angegeben und für viele Spezialfälle untersucht. Ein in seinen Grundzügen sehr ähnliches Verfahren beschreibt Untermann²³, der seine Messungen mit der Abstammethode durchführt. Wegen der Äquivalenz der beiden Meßverfahren, die Schwan⁶ nachgewiesen hat, müssen die Rechnungen weitgehend analog sein. Durch die Kombination beider Rechenverfahren läßt sich die Auswertung der Meßergebnisse wesentlich erleichtern. Die Berechnung der Materialkonstanten vollzieht sich in zwei Schritten. Zuerst wird aus den Meßgrößen l und Δl der Eingangswiderstand der Probe bestimmt. Dann berechnet man aus diesem die Materialkonstanten.

²¹ C. G. Montgomery, Technique of Microwave Measurements, S. 501, New York u. London 1947.

²² H. Schwan, Ann. Physik (6) 5, 287 [1950].

²³ G. Untermann, Z. angew. Physik 2, 233 [1950].

Für den Eingangswiderstand \Re der Probe gilt die Gleichung

$$\Re = Z \frac{1 + \mathfrak{p}}{1 - \mathfrak{p}}. \quad (1)$$

Hierin bedeuten Z den Wellenwiderstand der Meßleitung und $\mathfrak{p} = \rho e^{-j\varphi}$ den Reflexionsfaktor, dessen Komponenten ρ und φ sich nach Schwan aus den Meßgrößen l und Δl berechnen lassen. Es ist

$$\rho = \frac{\sqrt{1 + \sin^2 2\pi \frac{\Delta l}{\lambda}} - \sin 2\pi \frac{\Delta l}{\lambda}}{\sqrt{1 + \sin^2 2\pi \frac{\Delta l}{\lambda}} + \sin 2\pi \frac{\Delta l}{\lambda}}, \quad \varphi = 4\pi \frac{l}{\lambda}. \quad (2)$$

Aus der Leitungstheorie ergibt sich für eine Probe der Dicke d , des Wellenwiderstandes \mathfrak{Z} und des Übertragungsmaßes γ der Eingangswiderstand im Leerlauf

$$\Re = \mathfrak{Z} \cdot \mathfrak{C} \operatorname{tg} \gamma d, \text{ also } \frac{Z}{\Re} = \frac{1 - \mathfrak{p}}{1 + \mathfrak{p}} = \frac{Z}{\mathfrak{Z}} \mathfrak{I} \mathfrak{g} \gamma d = w. \quad (3)$$

Für $w = u + jv$ gilt

$$u = \frac{1 - \rho^2}{1 + \rho^2 + 2\rho \cos \varphi} \text{ und } v = \frac{2\rho \sin \varphi}{1 + \rho^2 + 2\rho \cos \varphi}. \quad (4)$$

Untermann bestimmt w aus dem sog. Meinke-Diagramm, das eine konforme Abbildung des Kreisdiagramms der verlustlosen Leitung auf das Innere des Einheitskreises darstellt. Für den hier vorliegenden Fall der rein dielektrischen Probe, also $\mu = 1$, gilt

$$\frac{Z}{\mathfrak{Z}} = \sqrt{\varepsilon^+} \text{ und } \gamma = j \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\varepsilon^+}. \quad (5)$$

ε^+ bezeichnet man als komplexe DK und definiert

$$\varepsilon^+ = \varepsilon - j\varepsilon \operatorname{tg} \delta = \varepsilon - j60 \lambda \sigma. \quad (6)$$

Es bedeuten ε die relative DK, $\operatorname{tg} \delta$ den Verlustfaktor, λ die Wellenlänge in cm, σ die spezifische Leitfähigkeit in $\Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$. Setzt man die Werte für Z/\mathfrak{Z} und γ in Gleichung (3) ein, so gilt

$$w = j \sqrt{\varepsilon^+} \operatorname{tg} \frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{\varepsilon^+}. \quad (7)$$

Durch Multiplikation mit dem Faktor $-j \frac{2\pi d}{\lambda}$ bringt man die Gleichung (7) auf die Form

$$\mathfrak{B} = \mathfrak{z} \cdot \operatorname{tg} \mathfrak{z} \text{ mit } \mathfrak{z} = \frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{\varepsilon^+} \text{ und } \mathfrak{B} = -j \frac{2\pi d}{\lambda} w. \quad (8)$$

Nach dem von Schwan angegebenen Auswerteverfahren geschieht die Auflösung der Gleichung (7) durch eine Reihenentwicklung, die nach dem zweiten

Glied abgebrochen wird, was jedoch nur unter besonderen Bedingungen zulässig ist. Untermann hat die Funktion $\mathfrak{z} \cdot \operatorname{tg} \mathfrak{z}$ in weitem Bereich berechnet und graphisch dargestellt. Die Verwendung dieser Diagramme, die für den hier erforderlichen Wertevorrat neu berechnet wurden, vereinfacht das Auswerteverfahren wesentlich.

Die gesuchten Materialkonstanten ε und $\operatorname{tg} \delta$ bzw. σ lassen sich nun aus $\mathfrak{z} = x + jy$ leicht bestimmen. Nach den Gleichungen (8) und (6) gilt

$$\mathfrak{z} = x + jy = \frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{\varepsilon - j\varepsilon \operatorname{tg} \delta},$$

daraus folgt

$$\varepsilon = (x^2 - y^2) \frac{\lambda^2}{4\pi^2 d^2}, \quad \operatorname{tg} \delta = -\frac{2xy}{x^2 - y^2}, \quad \sigma = -xy \frac{\lambda}{120\pi^2 d^2}. \quad (9)$$

Für Proben mit kleiner DK und Leitfähigkeit gibt Schwan sehr einfache Gleichungen an, die eine direkte Berechnung der Materialkonstanten aus den Meßgrößen zulassen.

Für $\frac{l}{\lambda} \leq 0,05$, $\frac{\Delta l}{\lambda} \leq 0,01$ und $\frac{d}{\lambda} \leq 0,01$ gilt

$$\varepsilon = \frac{l}{d}, \quad \operatorname{tg} \delta = \frac{\Delta l}{l}, \quad \sigma = \frac{\Delta l}{60 \lambda d}. \quad (10)$$

Diese einfachen Formeln konnten bei den Messungen an Fettgeweben benutzt werden.

Die Meßfehler

Da die zu messenden Materialkonstanten aus dem relativen Eingangswiderstand der Probe (vgl. Gl. 3) bestimmt werden, gehen die Abweichungen des Wellenwiderstandes Z längs der Leitung als unmittelbare Fehler in die Rechnung ein. Die Grenzen der absoluten Meßgenauigkeit für Widerstandsmessungen bei hohen Frequenzen hat Meinke^{24, 25} näher untersucht. Danach ergibt sich für die vorliegenden Verhältnisse bei der benutzten konzentrischen Leitung ein Wellenwiderstand von $69,9 \Omega \pm 3\text{‰}$. Die Stütze der Leitung ist durch Anwendung des von Schmidt⁸ und Weissfloch²⁶ entwickelten Knotenverschiebungs-Verfahrens so abgeglichen worden, daß der von ihr verursachte Wellenwiderstands-Fehler nicht mehr meßbar ist. Wendet man die Überlegungen von Meinke auf die

²⁵ H. Meinke, Z. Naturforsch. 2a, 55 [1947].

²⁶ A. Weissfloch, Hochfrequenztechnik u. Elektroakust. 60, 67 [1942].

²⁴ H. Meinke, A.E.Ü. 1, 101 [1947].

Paralleldraht-Leitung an, so ergibt sich ein Wellenwiderstands-Fehler von etwa 1%.

Für die weitere Fehlerbetrachtung ist es von Bedeutung zu wissen, mit welcher Genauigkeit die Wellenlänge λ , die Verschiebung l und die Halbwertsbreite Δl bestimmt werden können. Die Messung dieser Größen geschieht durch je zwei Längenmessungen. Die Ablesegenauigkeit der Skalen beträgt bei der Doppeldrahtleitung 0,2 mm und bei der konzentrischen 0,1 mm. Somit ist der größte Meßfehler für λ , l und Δl 0,4 bzw. 0,2 mm. Die Wellenlänge kann somit auf mindestens 2⁰/₁₀₀ genau angegeben werden.

Nun muß der Einfluß der Meßfehler von l und Δl auf die Größe der untersuchten Materialkonstanten bestimmt werden. Diese Frage läßt sich am einfachsten klären, wenn den Berechnungen das von Schwan²² angegebene Auswerteverfahren mit Hilfe einer Reihenentwicklung zugrundegelegt wird. Danach gilt

$$\varepsilon = \frac{\lambda}{2\pi d} \cdot \frac{\sin \varphi}{1 + \cos \varphi}, \sigma = \frac{1}{120\pi d} \cdot \frac{4\pi \frac{\Delta l}{\lambda}}{1 + \cos \varphi} \quad (11)$$

Diese Gleichungen stellen zwar nur eine recht grobe Annäherung dar. Jedoch wird der daraus errechnete Fehler bei der Berücksichtigung höherer Glieder verkleinert, und zwar bis um etwa 30% bei den hier vorliegenden Messungen. Es wird nun gefragt, wie groß der Fehler von ε und σ ist, wenn φ um den Betrag $\Delta \varphi$ und $\eta = \frac{2\pi \Delta l}{\lambda}$ um den Betrag $\Delta \eta$ falsch gemessen wurden. Aus Gleichung (11) folgt für den Fehler F_ε der DK

$$F_\varepsilon = \frac{\Delta \varphi}{\sin \varphi \left(1 - \Delta \varphi \frac{\sin \varphi}{1 + \cos \varphi}\right)} \text{ für } \Delta \varphi / \varphi = \Delta l / l \leq 0,03 \quad (12)$$

In Abb. 4 ist der Fehler der DK F_ε in Abhängigkeit von $\varphi = \frac{4\pi l}{\lambda}$ für verschiedene Fehler der Verschiebung $\Delta l/l$ dargestellt.

Der Fehler der Leitfähigkeit F_σ ist erstens dem Fehler der Resonanzkurvenbreite $\frac{\Delta \eta}{\eta}$ proportional und zweitens auch von dem der Verschiebung $\Delta \varphi / \varphi$ abhängig. Es gilt

$$F_\sigma = F_{\sigma 1} + F_{\sigma 2} = \Delta \eta / \eta + \frac{\Delta \varphi \sin \varphi}{1 + \cos \varphi} \quad (13)$$

$F_{\sigma 2}$ ist in Abb. 5 in Abhängigkeit von φ für $\frac{\Delta \varphi}{\varphi} = \frac{\Delta l}{l} = 0,01$ aufgezeichnet.

Es muß nun noch angegeben werden, wie groß der Meßfehler ist, der durch nicht exakte Einstellung der $\lambda/4$ -Transformations-Leitung verursacht wird.

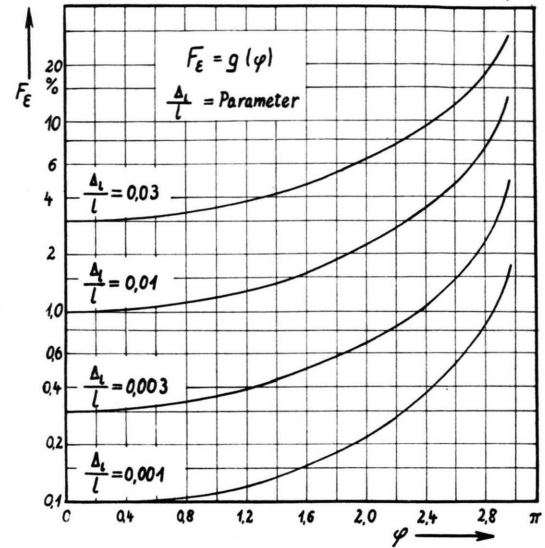


Abb. 4. Fehler F_ε der DK in Abhängigkeit von $\varphi = 4\pi l/\lambda$ und dem Fehler $\Delta l/l$ als Parameter.

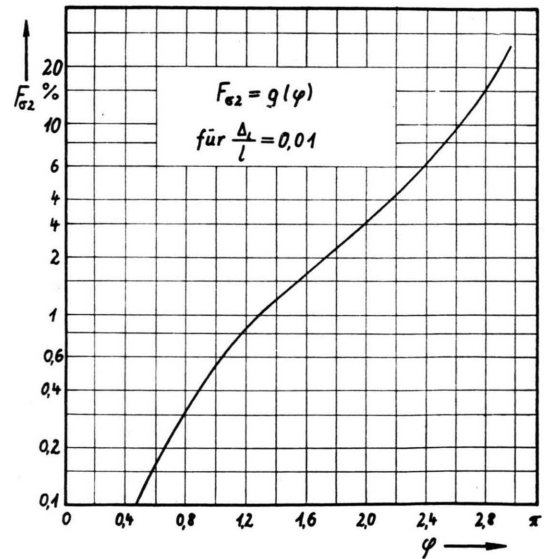


Abb. 5. Fehler $F_{\sigma 2}$ der Leitfähigkeit in Abhängigkeit von $\varphi = 4\pi l/\lambda$ und einem Fehler $\Delta l/l$ von 1%.

Diese Frage wurde von Schwan¹⁰ bereits diskutiert. Eine Fehlabbstimmung der Transformations-Leitung bedeutet eine zusätzliche kapazitive oder induktive Belastung der Meßleitung. Im ersten Falle ist diese Kapazität C der durch die Probe gegebenen

Kapazität C_p parallel geschaltet. Der Quotient C/C_p gibt also direkt den durch die Verstimmung x der $\lambda/4$ -Leitung gegebenen Relativfehler bei der C_p -Bestimmung an. Für kleine Verstimnungen gilt die einfache Beziehung

$$C/C_p = x/\varepsilon d. \quad (14)$$

Die Kapazität C verursacht nun eine Verstimmung der Meßleitung und somit einen Fehler in der Bestimmung von l . Dieser Fehler wird aber höchstens gleich dem von C/C_p und wird dem von l hinzugerechnet. Für eine Probendicke $d = 0,3$ cm und eine Verstimmung der $\lambda/4$ -Leitung um $x = 0,02$ cm ergibt sich für $\varepsilon = 3$ $C/C_p = 0,02$ und für $\varepsilon = 60$ $C/C_p = 0,001$. Das gleiche Ergebnis erhält man für eine zusätzliche induktive Belastung.

An Hand dieser Betrachtungen lassen sich nun die Fehler, die bei der Bestimmung der Materialkonstanten ε und σ auftreten, leicht berechnen. Jedoch ist noch zu berücksichtigen, daß die Schichtdicke der Probe, die 0,6 bis 3 mm beträgt, mit einem Fehler von etwa 1% behaftet ist und die Auswertung mittels der Diagramme auf nur etwa 2% genau wird.

Die Messungen und ihre Ergebnisse

Im Bereich der Dezimeterwellen haben Rajewsky und Mitarbb. das dielektrische Verhalten biologischer Substanzen bereits untersucht. Als geeignetes Testobjekt wurde damals Blut gewählt. Die von Gsell⁴ durchgeführten Absorptionsmessungen im Bereich von 55 bis 100 cm Wellenlänge ließen bereits eine geringe Zunahme der Leitfähigkeit des Blutes nach kürzeren Wellen hin erkennen. Auf Grund weiterer Untersuchungen bis zu 36 cm Wellenlänge herab konnten Rajewsky und Schwan⁵ diesen Effekt eindeutig bestätigen. Sie erkannten hierin den Beginn eines zweiten Dispersionsgebietes der elektrischen Materialkonstanten, in dem nun der polare Charakter der biologischen Substanzen zur Auswirkung kommt. Das erste Dispersionsgebiet im Bereich von etwa 10 bis 1000 m Wellenlänge konnte auf Grund der festgestellten Temperaturabhängigkeit von ε und σ eindeutig der inhomogenen Struktur des Blutes zugeschrieben werden (Schwan²). Ferner hat Keibel²⁸ bereits bei 3,5 und 6,5 cm Wellenlänge DK und Leitfähigkeit von Fettgewebe und Muskel mit Hilfe einer optischen Methode bestimmt.

Die Messungen der dielektrischen Eigenschaften von Blut wurden im Rahmen dieser Arbeit bis zu 9 cm Wellenlänge herab weitergeführt. In Abb. 6

sind die Meßwerte der relativen DK ε und der Leitfähigkeit σ (in $10^3 \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1} = \text{mS} \cdot \text{cm}^{-1}$) von zentrifugiertem Rinderblut in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ aufgetragen. Der Anteil der Erythrozyten am Gesamtvolumen des zentrifugierten Blutes betrug 81%, die Meßtemperatur 22°C. Die Koagulation wurde durch Ausschütteln des Fibrins verhindert. Die ausgezogene Kurve in Abb. 6 stellt die von Rajewsky und Schwan angegebenen theoretischen Werte dar. Dabei wurde angenommen, daß die Dispersion nach den kürzeren Wellen hin nur von den

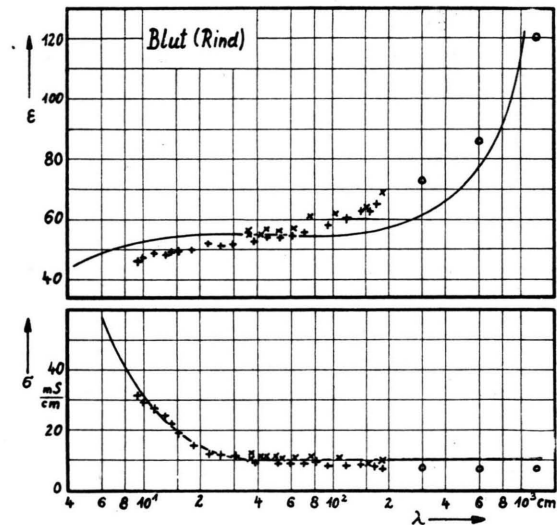


Abb. 6. ε und σ von zentrifugiertem Blut (Rind) in Abhängigkeit von λ (Rajewsky u. Schwan \times , Obwald \circ , Verfasser $+$).

polaren Molekülen des Wassers hervorgerufen wird, während die Zunahme der DK oberhalb einer Wellenlänge von 1 m auf Grund der von Dänzer³ für biologische Objekte modifizierten Maxwell-Wagnerschen Theorie berechnet wurde, die zur Beschreibung der Dispersion infolge der Inhomogenität der Blutsuspension dient. Es sind neben den Meßwerten von Rajewsky und Schwan⁵ (\times), die des Verfassers ($+$) und für die Wellenlängen von 3,6 und 12 m diejenigen von Obwald²⁷ (\circ) eingezeichnet. Die Zunahme der Leitfähigkeit nach kurzen Wellen hin entspricht völlig dem Verlauf der theoretischen Kurve, während die Meßwerte der DK etwas stärker abweichen. Diese Tatsache haben Rajewsky und Schwan bereits der inhomogenen Struktur der Blutsuspension zugeschrieben. Es scheint somit die Annahme gerechtfertigt, daß zumindest in dem untersuchten Bereich die Dispersion des Blutes im

wesentlichen durch die polaren Moleküle des Wassers verursacht wird.

Die Untersuchungen an Leber (Rind) zeigen, wie aus Abb. 7 zu ersehen ist, im Bereich unterhalb

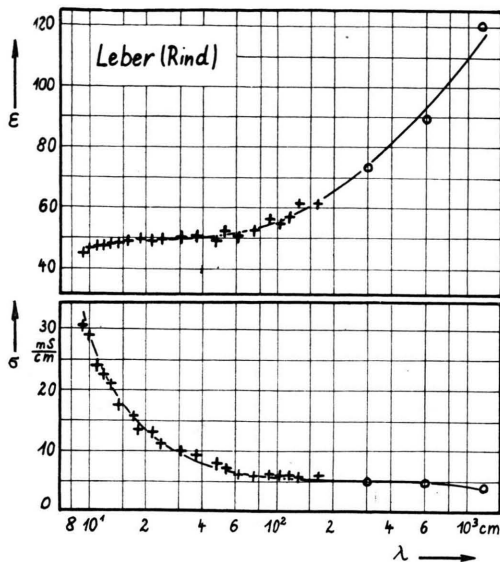


Abb. 7. ϵ und σ von Leber (Rind) als Funktion von λ .

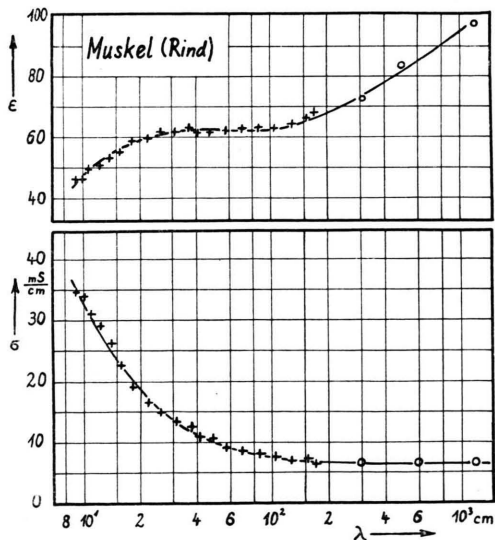


Abb. 8. ϵ und σ von Muskel (Rind) als Funktion von λ .

30 cm Wellenlänge die gleichen Ergebnisse wie Blut, was bei der großen Blutanreicherung in der Leber weiter nicht verwunderlich erscheint. Die ausgezogenen Kurven in dieser und den folgenden Abbildun-

²⁷ K. Oswald, Hochfrequenztechnik u. Elektroakust. 49, 40 [1937].

gen stellen Interpolationskurven dar. Der Anstieg der DK bei längeren Wellen, der bei allen Substanzen beobachtet wurde, beruht offensichtlich auf der inhomogenen Struktur des Materials. Um den guten Anschluß an die von Oswald²⁷ (o) gewonnenen Werte zu zeigen, sind diese mit eingezeichnet.

Bei der Messung von Rindermuskulatur wurde neben dem Anstieg der Leitfähigkeit eindeutig ein Abfall der DK nach kürzeren Wellen hin festgestellt (Abb. 8). Hier scheinen also neben dem Wasser noch andere polare Moleküle (wahrscheinlich Eiweiße) einen großen Einfluß auf den Verlauf der Dispersionskurve auszuüben. Die von Keibel²⁸ gefundenen Werte liegen tiefer als eine Extrapolation der hier angegebenen Ergebnisse erwarten läßt.

Das Gewebe wurde unmittelbar post mortem gemessen, da sich die elektrischen Materialkonstanten beim Absterben des Gewebes sehr stark verändern (vgl. Rajewsky¹, S. 169). Aus dem zu untersuchenden Gewebe wurde mittels eines Gewebezereibe-Apparates nach Latapie Gewebeprei hergestellt. Die Meßtemperatur betrug 20–23°C. Über die Meßgenauigkeit der untersuchten Materialkonstanten läßt sich auf Grund der Ausführungen im vorangegangenen Abschnitt folgendes aussagen:

Die Messung der DK ist auf 5% genau, während die Leitfähigkeit mit einem Fehler von 10% behaftet ist. Nach kürzeren Wellen hin nehmen die Fehler etwas zu und betragen dort maximal 7% für ϵ und 15% für σ . Aus der großen Zahl der durchgeführten Messungen sind auch Rückschlüsse auf die biologische Variabilität des Materials möglich. Diese dürfte bei Muskel und Leber im Bereich der Dispersion in der Größenordnung von 25% liegen, während sie bei längeren Wellen etwa 15% beträgt. Bei Blut konnte innerhalb der Meßgenauigkeit keine Variabilität festgestellt werden.

Außerdem wurden die Materialkonstanten von Fettgewebe untersucht. Bei der Messung zeigte sich jedoch eine besonders große biologische Variabilität, die bis zu 40% beträgt. Die in Abb. 9 dargestellten Dispersionskurven sind also nur relativ grobe Mittelwerte. Die Messungen von Keibel²⁸ zeigen im Vergleich dazu wesentlich größere Abweichungen, die auch durch die biologische Variabilität kaum erklärt werden können.

Nach Abschluß dieser Messungen wurden dem Verfasser die Arbeiten von England²⁹ und

²⁸ W. Keibel, Hochfrequenztechnik u. Elektroakust. 53, 81 [1939].

²⁹ T. S. England, Nature [London] 166, 480 [1950].

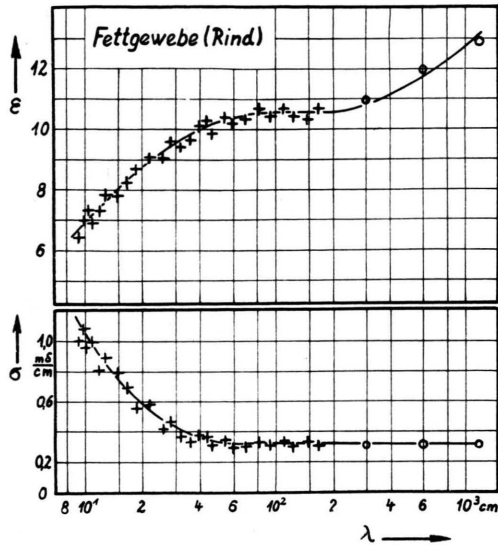


Abb. 9. ε und σ von Fettgewebe (Rind) als Funktion von λ .

Cook³⁰ bekannt. Die Autoren haben biologische Substanzen im Bereich von 1, 3 und 10 cm Wellenlänge untersucht. England führte bei 37°C Mes-

³⁰ H. F. Cook, Brit. J. appl. Physics 3, 249 [1952].

sungen an Blut, Serum, Haut, Fettgewebe und Knochen durch, während Cook reines Wasser und Blut bei verschiedenen Temperaturen untersuchte. Da in beiden Fällen das Blut nicht zentrifugiert war und die Koagulation durch einen Zusatz von Heparin verhindert wurde, lassen sich die Meßwerte dieser Autoren mit den hier angeführten nicht ohne weiteres vergleichen. Bei Berücksichtigung dieser Faktoren scheint jedoch ein guter Anschluß an die in Abb. 6 dargestellte Dispersionskurve gesichert zu sein. Auch Cook stellt eine gute Übereinstimmung der Dispersion des Blutes mit der von reinem Wasser fest. Die von England ermittelten Materialkonstanten von Fettgewebe schließen sich ebenfalls gut an die hier angegebenen an, wobei man bedenken muß, daß die Meßtemperatur bei seinen Messungen um 15°C höher liegt als bei den Werten der Abb. 9.

Meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. B. Rajewsky, danke ich für die Stellung des Themas und die mir bei der Durchführung dieser Arbeit stets gezeigte Förderung, Herrn Prof. Dr. O. Schäfer für eine Reihe fördernder Diskussionen. Herrn Dr. T. Fölsche bin ich für seine Anregungen, vor allem zu Beginn der Arbeit, zu großem Dank verpflichtet.

Zur Treffertheorie der indirekten Strahlen-Wirkung*

(Diffusion von Energieträgern bei der Wirkung biologisch aktiver Substanzen und Energiedepots)

Von E. SIX

Aus dem Max-Planck-Institut für Biophysik, Frankfurt a. M. (Direktor: Prof. B. Rajewsky)

(Z. Naturforschg. 9b, 265—273 [1954]; eingegangen am 21. Oktober 1953)

Es wird versucht, die Treffertheorie auf die indirekte Strahlenwirkung auszudehnen. Dazu wird angenommen, daß durch die Strahlung „Energieträger“ erzeugt werden, die durch Diffusion zu den „empfindlichen Bereichen“ gelangen und diese verändern können.

Der Berechnung des Wirkvolumens für derartige „indirekte Treffer“ folgt eine reaktionskinetische Betrachtung der indirekten Wirkung.

Durch die Einschaltung physikalisch-chemischer Prozesse zwischen Strahlenabsorption und „Treffer“ erscheint eine Berücksichtigung der physikalischen und chemischen Gegebenheiten im bestrahlten Objekt viel eher möglich als in der „klassischen“ Theorie der „direkten Treffertwirkung“.

Nach der „Treffertheorie“^{1, 2, 3} erfolgt der Eingriff einer Strahlung in das biologische Geschehen durch einzelne molekulare Prozesse (Treffer), die an einem besonderen „empfindlichen Bereich“ (eB) der biologischen Einheit angreifen, dessen Steue-

rungs-Funktionen das Schicksal des gesamten biologischen Objektes entscheiden.

Bei dem einfachsten möglichen Zusammenhang zwischen der durch die Treffer bewirkten Veränderung

³ B. Rajewsky in „10 Jahre Forschung auf dem physikalisch-medizinischen Grenzgebiet“, Leipzig 1931.

* Herrn Prof. Dr. Dr. B. Rajewsky zum 60. Geburtstag gewidmet.

¹ F. Dessauer, Z. Physik 12, 738 [1922].

² M. Blau u. K. Altenburger, Z. Physik 12, 315 [1922].