

Zeitschrift:	Helvetica Physica Acta
Band:	14 (1941)
Heft:	I
Artikel:	Eine Methode zur Messung hochfrequenter elektrischer Felder und ihre Anwendung zur lokalen Kurzwellen-Dosimetrie
Autor:	Lion, K.S.
DOI:	https://doi.org/10.5169/seals-111169

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 16.01.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Eine Methode zur Messung hochfrequenter elektrischer Felder und ihre Anwendung zur lokalen Kurzwellen-Dosimetrie

von **K. S. Lion.**

(3. I. 41.)

Zusammenfassung.

Probleme der quantitativen Erfassung der Vorgänge in elektrischen Hochfrequenzfeldern, insbesondere bezüglich der Einwirkung dieser Felder auf biologische Objekte, und mangelnde Übereinstimmung der bisher gefundenen Ergebnisse, lassen die Ausarbeitung einer Methode der Hochfrequenzfeld-Messung wünschenswert erscheinen. Bisherige Versuche einer Kurzwellen-Dosimetrie beruhen auf der Messung der im Objekt insgesamt umgesetzten Leistung. Es wird gezeigt, dass eine hierauf aufgebaute Dosimetrie nicht zum Ziele führt, da sie die Art der Feldverteilung bzw. der Verteilung des Leistungsumsatzes nicht berücksichtigt. Eine lokale Leistungsmessung kann aber durch Messung der lokalen Feldstärke erfolgen, unter Berücksichtigung der Dielektrizitätskonstanten und der Leitfähigkeit des betrachteten Volumenelementes. — Es wird diskutiert, wie weit eine derartige Messung der Feldstärke eine quantitative Erfassung der physikalisch-physiologischen Wirkung in biologischen Objekten gestattet. Für gewisse einfache Fälle kann die Messung im Innern eines Objektes durch Messungen im Objekt-Aussenraum ersetzt werden; auch die durch Form und Inhomogenität des Objektes bedingte Feldverzerrung lässt sich in einigen Fällen durch Messungen im Objekt-Aussenraum nachweisen.

Eine neue Methode zur Messung hochfrequenter elektrischer Felder wird angegeben. An die auszumessende Stelle des elektrischen Feldes wird eine kleine gasgefüllte, elektrodenfreie Kugel gebracht. Unter der Einwirkung des Feldes tritt darin eine Gasentladung auf, die photometriert wird. Die optischen Eigenchaften der Gasentladung werden experimentell untersucht. Die Helligkeit der Gasentladung erweist sich als der Feldstärke proportional. Die Abhängigkeit der Helligkeit der Entladung von der Gasart, Druck, Grösse des Entladungsgefäßes, Zeit, Temperatur, Wellenlänge, Zünd- und Löschspannung der Entladung wird untersucht. Da die Helligkeit der Feldstärke einfach proportional, die Wärmewirkung aber dem Quadrat der Feldstärke proportional ist, ergeben sich verschiedene Eichkurven, wenn der das Feld speisende Oscillator Schwingungen konstanter Amplitude oder Wechselstrom-modulierte Schwingungen abgibt. Das Zustandekommen dieser verschiedenen Eichkurven wird rechnerisch und experimentell untersucht.

I.

Problemstellung — Grundlagen.

Trotz der grossen Bedeutung, die dem elektrischen Feld als Sitz der elektrischen Energie zukommt, ist seine quantitative Erfassung mit Hilfe experimenteller Messverfahren lange Zeit vernachlässigt worden. Erst in letzter Zeit haben verschiedene Anwendungen, z. B. die Probleme der Elektronenoptik oder der Erzeugung hoher Spannungen die Wichtigkeit von Messungen elektrischer Felder wieder stärker hervortreten lassen. In einer zusammenfassenden Arbeit hat E. ROTH¹⁾ die Verfahren zur Untersuchung allgemein physikalischer Felder behandelt, weitere Zusammenfassungen der bisher bekannten Verfahren zur Messung elektrostatischer und stationärer Felder finden sich bei BRÜCHE und SCHERZER²⁾ sowie BOUWERS³⁾. Die bisher durchgeföhrten Untersuchungen beziehen sich indessen fast nur auf zweidimensionale Felder, d. h. auf solche Fälle, bei denen sich die physikalischen Vorgänge in jeder parallelen Ebene oder — wie im Fall rotationssymmetrischer Anordnungen — in jeder Meridianebene wiederholen.

Messungen in quasistationären elektrischen Wechselfeldern gewinnen neuerdings ebenfalls an Interesse, seitdem es gelingt, mittels Elektronenröhren sehr konstante kurze Wellen grosser Leistung und damit sehr hochfrequente elektrische Felder hervorzurufen. Diese Felder verursachen in dielektrischen Substanzen eine Reihe von Erscheinungen, die sich allgemein in einer Energieabsorption (dielektrische Verluste) äussern. Die Untersuchung dieser Energieabsorption hat sich als wertvolles Hilfsmittel zur Erforschung der physikalisch-chemischen Struktur der eingebrachten Moleküle erwiesen; ihre Anwendung auf technische und biologische Probleme ist seit einer Reihe von Jahren bekannt.

Die Notwendigkeit einer Feldmessung in hochfrequenten elektrischen Feldern tritt insbesondere hervor, wenn die oben erwähnte Reduzierung des Problems auf zweidimensionale Felder nicht mehr möglich ist. Obwohl eine analytische oder graphische Methode zur Bestimmung des Feldes in vielen dieser Fälle prinzipiell möglich wäre (z. B. Methode der konformen Abbildung), so erfordern diese Methoden so viel Zeit und Mühe, dass ihrer praktischen Durchführung schon sehr bald Grenzen gesetzt sind. Dies gilt insbesondere für die folgende, als Beispiel behandelte Anwendung der hochfrequenten Felder, der therapeutischen Kurzwellen-Behandlung.

Wird ein biologisches Medium in das elektrische Wechselfeld gebracht, so entstehen in ihm infolge der physikalischen Vorgänge biologische Effekte. Auf rein empirischer Grundlage versucht man, ausgehend von den Arbeiten von SCHERESCHEWSKY⁴⁾ und SCHLIEPHAKE⁶⁾ diese Effekte zu therapeutischen Zwecken zu verwenden (s. a. DESSAUER⁵)). Die Anwendung von Wechselspannung hoher Frequenz hat dabei den Zweck, chemische Wirkungen und infolgedessen Nervenreizung zu vermeiden (Nernstsches Reizgesetz). Es ist bisher nicht eindeutig erwiesen, auf welchem physikalischen Vorgang die biologische Wirkung begründet werden kann. Während die meisten Autoren die bei der Energieumsetzung schliesslich entstehende Wärme und die sich daraus ergebende Temperatursteigerung als Grund für die physiologische Wirkung ansehen, wird in einem kleineren Teil der diesbezüglichen Arbeiten eine „athermische“ biologische Wirkung für wahrscheinlich gehalten. Die Annahme einer athermisch-biologischen Wirkung scheint manchen Autoren deswegen notwendig, weil sich ein verschiedenartiges biologisches Verhalten des Versuchsobjektes ergibt, je nachdem die Erwärmung durch Wärmeleitung, Wärmestrahlung, Diathermie (10^6 Hz) oder im Kurzwellenfeld 10^7 — 10^8 Hz geschieht*). Ein weiterer Grund für diese Annahme wird darin gesehen, dass bestimmte Versuchstiere unmittelbar beim Einschalten des Feldes reagieren, also in einer Zeit, in der die Wärmeerzeugung, die doch eine gewisse Trägheit besitzt, sich noch nicht ausgewirkt haben kann. So nimmt z. B. KRASNY-ERGEN⁷) eine ponderomotorische Wirkung auf kleine Teilchen (s. u.), KÖNIGER⁸) eine Resonanzerscheinung, LASAREFF⁹) eine Jonenbewegung unter dem Einfluss des Feldes, HASCHÉ¹⁰) einen durch verteilte Temperatur bewirkten Strömungsvorgang als Ursache biologischer Wirkungen an.

Auch die Ergebnisse der Arbeiten über die Einwirkung von Kurzwellenfeldern auf biologische Objekte gehen stark auseinander. Dies ist, abgesehen von der Verschiedenartigkeit der biologischen Objekte, wohl hauptsächlich durch die verschieden starken und verschiedenen verteilten Einwirkungen zu begründen, für die es bisher ein Mass oder eine Messmethode und infolgedessen eine Vergleichsmöglichkeit nicht gibt. Das Fehlen einer Dosimetrie macht sich in der Anwendung umso unangenehmer bemerkbar, als die biologische Wirkung nicht mit steigender aufgewandter Energie zu wachsen, sondern ein Maximum zu haben scheint. Bei stärkerer Einwirkung scheint eine Wirkungsumkehr einzutreten (s. z. B. LIEBESNY¹¹), v. OETTINGEN¹²) F. LUDWIG und Jv. RIES¹³)).

In der praktischen Therapie ist man bisher als Mass einer Kurzwellenwirkung auf das Wärmeempfinden des Patienten angewiesen. HASCHÉ¹⁴) bezeichnet diejenige Stromstärke, die bei der jeweiligen Versuchsanordnung eine gerade noch erkennbare Wärmewirkung im Untersuchungsobjekt hervorruft, als Grenzstromstärke. Durch Messen dieser Stromstärke und Verringern auf einen Bruchteil, setzt er auch die biologische Wirkung auf einen Bruchteil herab, und kommt so zu einer Unterteilung der Wirkung. Man hat auch versucht, die Temperatursteigerung durch Einwirkung von Kurzwellenfeldern im lebenden Körper zu messen und hat zu diesem Zweck besondere dielektrisch verlustfreie Thermometer konstruiert (PÄTZOLD¹⁵)), indessen dürfte die Temperatur im lebenden Körper nur eine sehr komplizierte Funktion der Feldwirkung sein, und wesentlich von biologischen Vorgängen (Blutzirkulation) abhängen.

Die Unzulänglichkeit der geschilderten Kriterien bringt es mit sich, dass die Notwendigkeit einer objektiven Dosimeter-

*) Dieser Schluss dürfte wohl nicht zwingend sein, da die Art der Wärmeverteilung in jedem dieser Fälle verschieden ist.

methode in letzter Zeit immer stärker betont wird. SCHÄFER¹⁶⁾ schreibt darüber zusammenfassend:

„Es ist bezüglich dieses Problemes bemerkenswert, dass durch die ganzen Jahre der Entwicklung und des Ausbaues der Ultra-Kurzwellen-Therapie zu ihrem heutigen recht bedeutenden Umfang eine brauchbare Dosierungsmethode oder auch nur irgendwelche Ansätze hierzu fast völlig gefehlt haben. Es wäre abwegig, wollte man hieraus den Schluss ziehen, als könne die praktische Kurzwellen-Therapie einer solchen exakten Dosismessung überhaupt entraten. Der Schaffung einer solchen objektiven Dosierungsmethode kommt vielmehr grösste Bedeutung zu.“

II.

Aufgabe der Kurzwellen-Dosimetrie.

Die Aufgabe einer Dosimetrie besteht darin, die Einwirkungsgrösse des Kurzwellenfeldes auf das behandelte Objekt durch eine Masszahl auszudrücken, mittels der eine Reproduzierbarkeit und eine Vergleichsmöglichkeit mehrerer verschiedener Behandlungen herbeigeführt werden kann. Ist die Einwirkungsgrösse eine Funktion des Ortes, sei es bei ausgedehnten Objekten oder bei nicht homogenen Objekten, so kann die Einwirkungsgrösse nicht mehr durch eine einzige Zahl dargestellt werden, sondern zur gesamten quantitativen Beschreibung ist die Angabe mehrerer Grössen erforderlich. Die Darstellung kann z. B. indirekt erfolgen durch Angabe der einzelnen Faktoren einer Behandlung, z. B. des behandelten Objektes, der Elektrodenstellung, der Stromstärke, des benutzten Apparates usw. Diese Art der Dosierung stellt nach PÄTZOLD¹⁵⁾ ein „Rezept“ dar, „nach welchem man verfahren muss, um bei verschiedenen Behandlungen eine befriedigende Reproduzierbarkeit der Dosis zu erzielen“.

Solange die Wirkungsgrösse selbst nicht direkt angegeben werden kann, wird es immer dieses Rezeptes bedürfen, um die durch das Kurzwellenfeld hervorgerufene Einwirkung zu kennzeichnen. Je weniger Angaben hierbei aber notwendig sind, insbesondere je weniger spezielle Angaben, die sich auf die jeweilige Versuchsanordnung beziehen, umso allgemeinere Gültigkeit hat ein Dosimeterverfahren. Durch die speziellen Angaben (benutzte Geräte, Elektrodengrösse und Abstand, Anordnung, Wellenlänge usw.) und die Angabe mindestens einer elektrischen Grösse (Strom, Spannung oder dergl.) ist aber die Art und Grösse der Einwirkung zahlenmässig nur in der Weise festgelegt, dass eine Reproduzierbar-

keit für einen bestimmten Fall damit zu erzielen ist, nicht aber eine Vergleichsmöglichkeit bei Änderung eines oder mehrerer Parameter.

Da mitunter die speziellen Angaben nicht oder nicht genau genug eingehalten werden können (anderes Objekt, anderer Apparat, Wellenform, Elektrodenstellung usw.) ist es notwendig, als zu messende elektrische Grösse eine solche auszuwählen, die sich bei Änderungen der Versuchsbedingungen ebenfalls ändert, und zwar so, dass die entstehenden Abweichungen der physikalischen Einwirkung erkannt und etwa durch Regelung der zugeführten Energie kompensiert werden können.

Wird als elektrische Messgrösse der Strom gewählt, der durch den Behandlungskondensator fliesst, so wird die gestellte Forderung *nicht* erfüllt. Selbst wenn es gelingt, den wahren Strom zu erfassen, der im Kondensator fliesst (was wegen der nicht quasi-stationären Verhältnisse im Schwingungskreis nicht ohne weiteres zu erfüllen ist), so sagt dieser Strom nichts über die physikalisch-biologische Wirkung*) aus. Dieser Strom setzt sich nach bekannter Darstellung zusammen aus einem reinen Verschiebungstrom I_c , der als biologisch unwirksam angenommen werden muss, und einem wirksamen Ohmschen Teilstrom I_r . Wenn bei einer Änderung des behandelten Objektes und infolgedessen vorgenommener Änderung der Elektrodenstellung sich sowohl I_c als I_r ändert, so kann wohl der gleiche Gesamtstrom I auftreten wie vorher, ohne dass die physikalische und daher die biologische Wirkung die gleiche wäre.

Ebensowenig stellt die an den Elektroden liegende Spannung ein Kriterium der Einwirkung dar. Vergrössert man z. B. die dem Behandlungskondensator zugeführte Energie, so wird die physikalische Wirkung und gleichzeitig die Spannung an den Elektroden vergrössert. Vergrössert man aber den Plattenabstand, so wird die physikalische (biologische) Wirkung verkleinert, gleichwohl kann dabei die Spannung an den Elektroden vergrössert werden**).

Die Angabe der Leistung, die vom Kurzwellensender an das behandelte Objekt abgegeben wird, kommt der oben gestellten Forderung schon wesentlich näher. Durch die Angabe der vom Objekt aufgenommenen Leistung werden Behandlungen miteinander vergleichbar, die bei sonst gleichen Bedingungen mit

*) Es soll darunter diejenige physikalische Erscheinung verstanden werden, auf die eine biologische Wirkung zurückgeführt werden kann, z. B. Wärme (s. u.).

**) Einstellung auf Resonanz wird in beiden Fällen vorausgesetzt.

verschiedenen Apparaten und Wellenformen gemacht werden. Auch ist — bei Annahme einer leistungsproportionalen biologischen oder wenigstens physikalischen Wirkung sowohl die *angezeigte* Leistung als auch *cet. par.* die *Wirkung* im gleichen Sinne von der zugeführten Energie abhängig. An speziellen Angaben zur zahlenmässigen Festlegung einer Behandlung sind neben der angegebenen Leistung nur noch die über Art, Grösse und Stellung der Elektroden und des Objektes nötig. Aus diesem Grunde ist die Leistungsmessung bei kurzen Wellen Gegenstand einer Anzahl Arbeiten über Kurzwellen-Dosimetrie, wie z. B. von WENK¹⁷⁾, MITTELMANN¹⁸⁾, REISINGER¹⁹⁾, KLAUS²⁰⁾.

Der Nachteil der Dosimetrie durch Leistungsmessung besteht darin, dass sie nichts über die Art der *Energieverteilung* aussagt. Für die Einwirkung ist es aber offenbar ein grosser Unterschied, ob eine gegebene Leistung sich auf ein kleines Volumen oder den ganzen Körper erstreckt; ein Leistungsmesser würde in beiden Fällen den gleichen Wert anzeigen. Auch geringfügige Änderungen des Objektes oder der Elektrodenstellung können bereits eine Veränderung der Einwirkung zur Folge haben, ohne dass sich die vom Objekt insgesamt aufgenommene Leistung ändert.

Vergleich mit der Röntgen-Dosimetrie.

Zieht man als Beispiel einer Dosimetermethode die Röntgen-Dosimetrie heran, deren Entwicklung z. T. als abgeschlossen gelten kann, so fällt zunächst auf, dass zur quantitativen Beschreibung einer Röntgenbestrahlung, d. h. also der Dosis und ihrer Verteilung, weit weniger Angaben notwendig sind, als bei der Kurzwellen-Dosimetrie. Bei der Röntgendifdosimetrie wird die Intensität der einfallenden Strahlung gemessen, meist mit einer kleinen Messkammer an einem „Punkt“ des Strahlenquerschnittes, wobei vorausgesetzt wird, dass diese Intensität über den ganzen Querschnitt des Strahlenbündels konstant ist. (Diese Konstanz bleibt freilich beim Durchgang der Röntgenstrahlung durch Materie nicht bestehen.) Die Intensität der Strahlung am Krankheitsherd, die einzige Grösse, die (ausser der Intensität an der Einfallsstelle als gefährdetste Region) interessiert, wird mittelbar aus der Eingangsintensität mit Hilfe empirischer Tabellen bestimmt. Bestrebungen²⁴⁾, an Stelle der örtlichen Intensität die gesamte dem Körper pro Zeiteinheit zugeführte und darin verbleibende Energie zu messen, analog den Leistungsmessungen bei der Kurzwellendosimetrie, sind bisher nicht verwirklicht worden.

Es wäre nun denkbar, für eine praktische Kurzwellen-Dosimetrie Tabellen oder Dosisverteilungs-Tafeln aufzustellen, analog den

in der Röntgendifosimetrie gebräuchlichen, die die Verteilung und Umsetzung der Energie für bestimmte typische Behandlungsfälle und für eine gegebene zugeführte Leistung oder Intensität im Außenraum zu ermitteln gestatten. Aber auch in diesem Falle wäre es unzulässig, die Intensität im Außenraum etwa durch *eine* integrale Messung erfassen zu wollen. Denn während die Intensitätsverteilung der Röntgenstrahlen vor dem Eindringen in den Körper von dessen Beschaffenheit unabhängig ist, d. h. nur von Fokus und Blende abhängt und praktisch über den Strahlenquerschnitt konstant ist, ist bei der Kurzwellenbehandlung die Feldstärke im Kondensator von den physikalischen Eigenschaften des eingebrachten Objektes abhängig, auch im Raum ausserhalb des Objektes. Entsprechend diesen physikalischen Eigenschaften und je nach Stellung der Elektroden wird sich eine jeweils andere Feldverteilung innen und aussen einstellen, und damit ein verschieden verteilter Leistungsumsatz. Zur Messung der Energieumsetzung ist daher nur ein Verfahren geeignet, das die Verteilung der Energie zu erfassen gestattet.

Lokale Leistungsmessung.

Bei dem hier vorgeschlagenen Verfahren soll der lokale Leistungsumsatz durch Messung der *lokalen Feldstärke* bestimmt werden.

Bezeichnet E die elektrische Feldstärke an einem Ort des betrachteten Objektes im elektrischen Kurzwellenfeld, und ϵ dessen Dielektrizitätskonstante (DK), so ist die Energiedichte des elektrischen Feldes

$$\sigma = \frac{\epsilon}{8\pi} \cdot E^2.$$

Die in der Volumeneinheit dv vorhandene Energie ist demnach

$$A = \sigma \cdot dv = \frac{\epsilon}{8\pi} E^2 \cdot dv.$$

Ein Bruchteil p der lokal vorhandenen Energie verwandelt sich in jedem Zeitelement dt in eine andere Energie W (z. B. Wärme)

$$W = p \frac{\epsilon}{8\pi} \cdot E^2 \cdot dv \cdot dt$$

Die dabei umgesetzte Leistung pro Volumeneinheit L_v beträgt dann

$$L_v = \frac{W}{dv \cdot dt} = p \frac{\epsilon}{8\pi} E^2 = k \cdot E^2. \quad (1)$$

Der lokale, vom Felde verrichtete Leistungsumsatz L_v ist demnach dem Quadrat der Feldstärke proportional; durch Messung der elektrischen Feldstärke an verschiedenen Orten eines behandelten Objektes kann demnach der lokale Leistungsumsatz bestimmt werden, wenn die physikalische Beschaffenheit des Mediums (Konstante k) bekannt ist.

Anwendbarkeit der Methode.

Da es bisher nicht sichergestellt ist, auf welchen physikalischen Vorgängen die biologische Wirkung des Kurzwellenfeldes beruht, so ist zu diskutieren, wie weit durch eine Messung der Feldstärke die physikalisch-biologische Einwirkung quantitativ erfasst werden kann.

Ist die biologische Einwirkung in der Wärmewirkung des elektrischen Feldes zu suchen, so ist an Stelle der (zunächst unbekannten) Konstanten k die elektrische Leitfähigkeit λ einzusetzen, die Gleichung (2) ändert sich dann in

$$\frac{Q}{dv \cdot dt} = \lambda \cdot E^2 \quad (2)$$

d. i. die Gleichung für die Entstehung JOULE'scher Wärme. Um in diesem Fall zu einer Bestimmung der Dosisleistung zu gelangen, muss die elektrische Leitfähigkeit λ der in Frage stehenden Medien bekannt sein. Diese Grösse sowie die DK für die verschiedenen Gewebearten in dem benutzten Frequenzbereich sind von RAJEWSKY und Mitarbeitern²²⁾ und von OSSWALD gemessen²³⁾ worden.

Besteht die biologische Wirkung in einer „Punktwärme“, so ist diese nach KRASNY-ERGEN²⁴⁾ ebenfalls vom Quadrate der Feldstärke des den Verlustkörper umgebenden Mediums abhängig. Auch in diesem Fall würde durch die Messung der Feldstärke ein Mass für die biologische Wirkung zu gewinnen sein.

Von KRASNY-ERGEN²⁵⁾ ist ferner die Kettenbildung suspenderter Teilchen als mögliche Kurzwellenwirkung angegeben und mathematisch begründet worden. In freien, kugelförmigen Teilchen sollen nach dieser Auffassung durch den Einfluss des Feldes induzierte Dipole entstehen. Die Teilchen ziehen sich infolgedessen an und bilden Ketten, oder — beim Entstehen elektrischer Drehfelder — Platten. Die Energie, die zur Ausbildung der Perl schnüre führt, ist ebenfalls vom Quadrat der Feldstärke abhängig (siehe S. 470 der erwähnten Arbeit, Gl. (25)). Die Messung der

Feldstärke bietet also auch für diesen Fall einer möglichen Kurzwellenwirkung einen Zugang zur Bestimmung der physikalischen, wahrscheinlich sogar der biologischen Wirkung.

Für alle weiteren Möglichkeiten einer biologischen Kurzwellenwirkung, die bisher mitgeteilt worden sind, sind keine Betrachtungen angestellt worden, die es gestatten, zu prüfen, ob die zu erwartenden Wirkungen eine Funktion der elektrischen Feldstärke sind, ob also durch Ermittlung der Feldstärke die physikalisch-biologische Wirkungsgröße bestimmt werden kann. Eine einfache Überlegung zeigt, dass das der Fall sein kann, wenn die biologische Wirkung auf einem Strömungsvorgang oder einer Ionenbewegung beruht, während, wenn sie auf einem Resonanzvorgang nach der Annahme von KÖNIGER beruht, es nicht notwendigerweise der Fall zu sein braucht.

Messung im Raum ausserhalb des Objektes.

Besteht nach obigem auch die Möglichkeit, aus der lokalen Feldstärke und der physikalischen Beschaffenheit des Mediums eine quantitative Bestimmung der Energieverteilung vorzunehmen, so dürfte doch die Anwendung dieses Verfahrens auf das Laboratorium beschränkt bleiben, ebenso wie bei der Röntgendifferenzimetrie, bei der lokale Dosismessung im Innern des bestrahlten Objektes in verhältnismässig wenig Fällen praktisch angewandt wird. Es entsteht nun die Frage, ob durch Messung im Aussenfeld Angaben über die Umsetzung und Verteilung der Feldenergie im Innern des Körpers gemacht werden können.

Diese Frage ist prinzipiell zu bejahen; zwischen den Feldern im Objekt und der Feldverteilung ausserhalb des Objektes bestehen eindeutige Beziehungen, die Energieumsetzung im Objekt lässt sich prinzipiell bestimmen, wenn das Aussenfeld und die Verteilung und physikalischen Konstanten der Medien im Objekt bekannt sind. Indessen ist eine exakte rechnerische Ermittlung praktisch nur in wenigen Fällen durchführbar. Es ist daher zu diskutieren, wie weit aus den Messungen im Aussenraum in einfacher Weise auf die Leistungsumsetzung im Objekt geschlossen werden kann.

Zur Diskussion dieser Frage sei zunächst der einfache Fall angenommen, dass eine Luftschicht und eine Schicht der zu behandelnden Substanz in einem Kondensator nebeneinander angebracht sind (Fig. 1a). Die zu behandelnde Schicht sei homogen und habe die Dielektrizitätskonstante ϵ_2 und die Leitfähigkeit λ_2 ,

die entsprechenden Größen für Luft seien ϵ_1 ($= 1$) und λ_1 ($= 0$). Wird an die Platten des Kondensators eine Spannung angelegt, so entsteht in beiden Schichten eine elektrische Feldstärke.

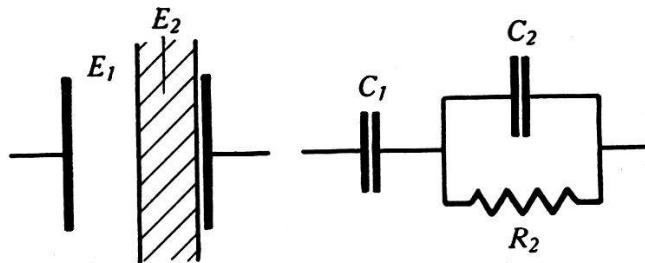


Fig. 1a.

Fig. 1b.

Das Ersatzschema dieser Anordnung zeigt Fig. 1 b, die Spannung verteilt sich auf die beiden Teile im Verhältnis der Impedanzen. Es ist

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{\frac{1}{R_2} + j \omega C_2}{j \omega C_1}. \quad (3)$$

Nun ist

$$U_1 = E_1 \cdot d_1, \quad U_2 = E_2 \cdot d_2$$

$$C_1 = \frac{\epsilon_1 \cdot F}{d_1}, \quad C_2 = \frac{\epsilon_1 \cdot F}{d_2}$$

$$R_2 = \frac{d_2}{\lambda_2 \cdot F}.$$

d = Schichtdicke. F = Fläche.

Diese 5 Größen in Gl. (3) eingesetzt, ergibt

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{\lambda_2 + j \omega \epsilon_2}{j \omega \epsilon_1},$$

d. h. das Verhältnis der Feldstärke im Objekt (E_2) zur Feldstärke im Luftraum (E_1) ist unabhängig von den Dimensionen. Durch Messung der Feldstärke in Luft ist die Feldstärke in der Schicht S zu ermitteln, wenn die Frequenz und die physikalischen Konstanten der Schicht S bekannt sind. Für $\lambda_2 = 0$ geht die Gleichung über in die bekannte Form

$$\epsilon_2 \cdot E_2 = \epsilon_1 \cdot E_1 (= D),$$

und für $\omega = 0$ ergibt sich

$$E_2 = 0,$$

in Übereinstimmung mit der Erfahrung. — Für praktische Fälle ergeben sich für die Verhältnisse der Feldstärke im Objekt zur

Feldstärke in Luft die folgenden Werte (nachstehend mit α bezeichnet):

	für 6 m Wellenlänge	für 12 m Wellenlänge
Muskelgewebe	1 : 87	1 : 100
Fettgewebe	1 : 12	(1 : 12)*
Blut	1 : 88	1 : 125

(der Rechnung liegen die Konstanten (mittlere Werte) nach OSSWALD²³⁾ zugrunde).

Die in der Schicht S insgesamt umgesetzte Leistung ergibt sich zu

$$p = U_2^2 \cdot G \quad (G = \text{Leitwert})$$

Durch Einsetzen der Werte für U_2 und G erhält man

$$p = E_2^2 \cdot \lambda \cdot F \cdot d.$$

Führt man statt p die Grösse L_v ein, d. h. die pro Volumeneinheit umgesetzte Leistung (Dosisleistung pro Volumen), so erhält man

$$L_v = E_2^2 \cdot \lambda.$$

Aus der gemessenen Feldstärke in Luft E_1 ergibt sich demnach die Volumen-Dosisleistung in der Schicht S

$$L_v = E_1^2 \cdot \alpha^2 \cdot \lambda = E_1^2 \cdot c, \quad (4)$$

worin die Konstante von c von der Wellenlänge und den physikalischen Konstanten der Schicht S abhängt.

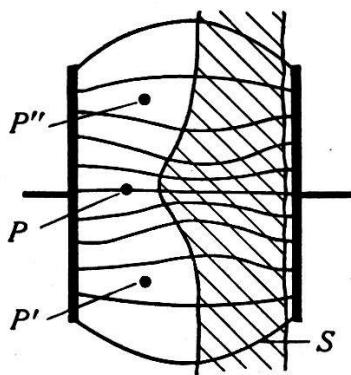


Fig. 2a.

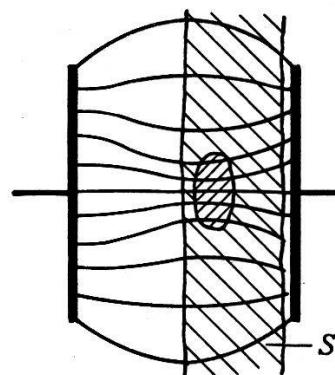


Fig. 2b.

Besteht das zu behandelnde Medium aus mehreren Schichten, so werden die Verhältnisse komplizierter. Für den praktischen Fall ist aber der schichtweise Aufbau normalerweise immer hinreichend ähnlich, sodass die Auswertung einer Messung im Aussenraum mit Hilfe empirischer Tabellen vorgenommen werden kann.

*) Werte für ϵ wie bei 6 m Wellenlänge angenommen, da entsprechende Werte für 12 m fehlen.

Ist die Dicke der Schicht S nicht über den Querschnitt des Kondensators konstant, so wird auch die Feldstärke im Objekt und im Aussenraum inhomogen. Dieser Fall ist in Fig. 2 dargestellt.

Die dielektrische Leitfähigkeit des Mediums S bewirkt eine Erhöhung der Feldstärke in der Umgebung des Punktes P , sodass ein dort eingeführtes Dosimeter die erhöhte Feldstärke anzeigen kann und infolgedessen die gefährdete Region zu ermitteln gestattet. Das Beispiel zeigt, dass durch eine auf der Feldstärkemessung aufgebautes Dosimeterverfahren eine Reproduzierbarkeit und ein Vergleich verschiedener Behandlungen ermöglicht wird. Es dürfte ersichtlich sein, dass bei Behandlungen, die mit gleicher Feldstärke in den Punkten P , P' und P'' vorgenommen werden, auch analoge Feldverteilungen im behandelten Objekt auftreten.

Die gleichen Verhältnisse treten auch auf, wenn in einem Objekt, das in das Feld eines Kondensators gebracht wird, die DK an einer Stelle von der Umgebung verschieden ist (Fig. 2b). Bei genügend grossem Unterschied und genügender Grösse des Einschlusskörpers wird sich auch im Aussenraum eine abweichende Feldstärke in der Nähe der Inhomogenitätsstelle einstellen, sodass ein Dosimeter die verursachte Feldverzerrung anzeigen kann.

Wenn das Feld nicht mehr als homogen zu bezeichnen ist, so ist eine einfache quantitative Bestimmung der Feldstärke im Innern des Objektes nur noch näherungsweise möglich. Die elektrischen Kraftlinien, die unter einem Winkel auf das Objekt auftreffen, werden nach dem Tangenssatz gebrochen und verlaufen im Objekt dementsprechend unter einer anderen Anfangsrichtung. Abgesehen von einer schmalen Randzone, in der die Verhältnisse zunächst nicht zu übersehen sind, lässt sich dennoch die Feldstärke im Innern des Objektes abschätzen, wenn sie im Aussenraum bekannt ist. Einer mehr oder weniger grossen Feldstärke ausserhalb des Objektes wird auch eine mehr oder weniger grosse Feldstärke im Objekt entsprechen, mindestens in der näheren Umgebung der Messtelle. Es wird daher der Leistungsumsatz pro Volumeneinheit zunächst roh abzuschätzen sein. Eine exaktere Bestimmung wird natürlich erst dann möglich sein, wenn durch Messungen an geometrisch definierten Anordnungen genügend Material vorliegt*).

Die Überlegungen dürften zeigen, dass durch Messung der Feldstärke ausserhalb des Objektes eine quantitative Bestimmung der physikalischen Wirkung zunächst in den Fällen möglich ist,

*) Eine diesbezügliche Arbeit befindet sich in Vorbereitung.

in denen Prozesse an der Oberfläche eines Objektes zahlenmässig zu ermitteln sind, also insbesondere für die Haut als am meisten gefährdete Region. Die Messung gestattet ferner das Aufsuchen der am stärksten der Feldwirkung ausgesetzten Partien. Für gewisse Fälle kann unmittelbar aus den Messungen im Aussenraum auf die Feldstärke im Innern eines Objektes geschlossen werden; ein weiterer Ausbau der Methode in dieser Richtung wird durch Aufstellen von empirischen Verteilungstafeln möglich sein. Die Methode gestattet es ferner, die Reproduzierbarkeit einer Behandlung und deren zahlenmässige Festlegung und Einstellung auf bestimmte Teilbeträge zu ermöglichen.

Messverfahren.

Messmethoden zur direkten punktweisen Ermittlung der elektrischen Feldstärke existieren bisher nicht, die Feldstärke muss im allgemeinen aus Spannungsmessungen oder Potentialmessungen geschlossen werden. Aus Temperaturmessungen an Modellen haben PÄTZOLD und BETZ²⁶⁾ auf den Feldlinienverlauf geschlossen. Alle Methoden, die mit Sonden arbeiten, und die — meist über das Potential — die Feldstärke zu messen gestatten (luftelektrische Methoden, Glühsondenmessungen, Wechselstrommethoden, Röhrenvoltmeter), sind ebenfalls auszuscheiden. Die Zuführung bzw. Ableitung der Spannung mittels Drähten stört das elektrische Feld beträchtlich; die Drähte verzerren das Feld und erwärmen sich unzulässig.

Es ist bereits früher von DESSAUER²⁷⁾ eine Methode angegeben worden, die folgendermassen arbeitet: Bringt man an einen Ort des elektrischen Hochfrequenzfeldes einen Körper geeigneter Leitfähigkeit und DK , so erwärmt er sich entsprechend den oben erwähnten Gesetzmässigkeiten. Die Erwärmung, die dem Quadrat der Feldstärke proportional ist, kann entweder am Ort thermometrisch gemessen werden, oder mittels Druckerhöhung (Gasthermometer) ausserhalb des Feldes. Die Methode hat den Vorteil, dass der Versuchskörper aus einem Material gewählt werden kann, das die gleiche DK hat wie das umliegende Gewebe und daher keine Feldverzerrung hervorruft. Sie hat den Nachteil, dass die entstehende Temperaturerhöhung (aus entstehender Wärmemenge minus abgeföhrter Wärmemenge) eine Funktion der Zeit und der Aussentemperatur ist.

Demgegenüber hat die nachstehend dargetellte Methode den Vorteil, dass sie die Ablesung der Feldstärke direkt gestattet und

praktisch trägheitsfrei arbeitet. Sie beruht auf der *Lichtemission der elektrodenlosen Gasentladung* in elektrischen Hochfrequenzfeldern.

Bringt man ein elektrodenloses Entladungsgefäß, das mit Gas unter verminderterem Druck gefüllt ist, in ein elektrisches Hochfrequenzfeld, so wird bei genügender Feldstärke darin eine Glimmentladung zustandekommen, deren Helligkeit von der Stärke und Richtung des Feldes abhängig ist. Die Entladung hat eine maximale Helligkeit, wenn das Feld in Richtung der grössten Achse der Entladungsrohre verläuft. *Macht man die Röhre kugelförmig*, sodass keine ausgezeichnete Achse vorhanden ist, *so ist die Helligkeit nur noch eine Funktion der Feldstärke*.

Obwohl über den Mechanismus dieser Entladung eine ganze Anzahl von Arbeiten vorliegen, ist nichts über die Eignung der Erscheinung zu Messzwecken bekannt. Es erscheint daher notwendig, das optische Verhalten dieser Hochfrequenz-Gasentladung in der angegebenen Richtung zu untersuchen.

III.

Experimentelle Untersuchung.

Der Grundgedanke der Feldstärken-Messung besteht nach dem Vorhergehenden darin, die Helligkeit einer Gasentladung im elektrischen Hochfrequenzfeld als Mass der Feldstärke zu benutzen. Die Gasentladung muss folgenden Bedingungen genügen:

1. Die Helligkeit muss eine eindeutige Funktion der Feldstärke sein.
2. Die Gasentladung muss unabhängig von der Feldrichtung sein, um an jedem Punkt die Feldstärke, auch unabhängig von der Haltung des Messgerätes anzuzeigen.
3. Sie muss eine so geringe Energieaufnahme haben, dass durch sie keine Feldverzerrung bzw. keine Rückwirkung auf die Resonanzabstimmung oder auf den Sender erfolgt.
4. Das Entladungsrohr muss räumlich so klein sein, dass eine Sondenmessung möglich ist, d. h. die Abmessungen des Entladungsrohres müssen klein sein gegen die des Feldes oder des behandelten Objektes.
5. Die Helligkeit muss zu einer bequemen Photometrierung ausreichend sein.

6. Die Helligkeit darf nicht störenden Einflüssen (wie Änderung des Gasdruckes, Gasaustausch mit den Wänden, zeitliche Veränderung der Entladungsform) unterliegen.

Der Zweck der nachfolgend beschriebenen Versuche ist es, zu prüfen, ob und wie weit diese Bedingungen erfüllt werden.

Versuchsaufbau.

Im Prinzip ist die gesamte Apparatur folgendermassen aufgebaut (Fig. 3):

Ein Sender S liefert die zum Betrieb notwendige Hochfrequenzenergie. Induktiv an den Sender angekoppelt ist ein Resonanzkreis R , in dessen Kondensator C die zu untersuchende Gasentladungs-Röhre eingebracht wird. Die Spannung am Kondensator wird mit einem Thermovoltmeter (Thermokreuzanordnung) gemessen, die bei niedrigen Spannungen mit einem Röhrenvoltmeter V geeicht wird. Die Helligkeit der Gasentladung wird mit einem Photometer Ph subjektiv bestimmt. Die Messungen sind im Bereich zwischen 10^7 und 10^8 Hz. durchgeführt.

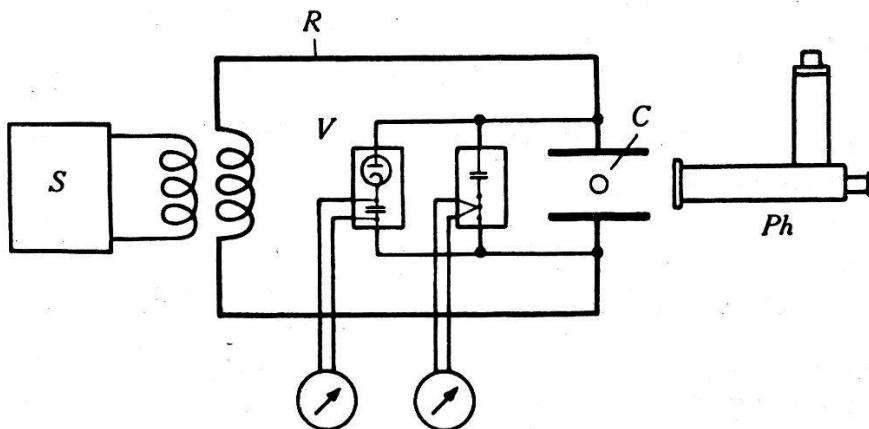


Fig. 3.

Sender.

Als Oscillator wurde zu Beginn der Versuche eine 1-Röhren-Anordnung nach RENATUS²⁸⁾ unter Benützung der Signum-Röhre SW 86*) verwendet, zu den endgültigen Messungen ein Sender in Gegentakt-Schaltung mit 2 Philips Trioden TB 1/60. Die Röhren erfordern eine Anodenspannung von 1250 Volt, die (ausser bei den Versuchsreihen mit Wechselstrom) ein Gleichrichteraggregat liefert. Die Stromentnahme aus diesem Aggregat beträgt maximal 0,2 Amp., die maximale Welligkeit ist dabei 10%. Die

*) Der Signum A. G. und Herrn Ing. LOOSLI sei auch an dieser Stelle für freundliche Überlassung der Röhre gedankt.

Gitterspannung wird so eingestellt, dass der Arbeitspunkt stark im negativen Teil der Charakteristik liegt (C-Schaltung). Die Leistungsregelung geschieht durch Veränderung der zugeführten Anodenspannung. Der Sender liefert bis herab zu $\lambda = 5$ m 120 Watt (mit Glühlampen gemessen), und bei $\lambda = 3$ m noch ca. 80 Watt. Schwingleistung und Wellenlänge erwiesen sich als ausreichend konstant.

Messkreis.

Der Messkondensator besteht aus 2 Messingplatten von 7 cm \varnothing und 3,1 cm Abstand, die mittels Calitstäben auf einer optischen Bank befestigt sind; er stellt eine Kapazität von 2,3 pF dar. Die Messkugel hängt in der Mitte des Kondensators an einem Faden. Vorversuche haben gezeigt, dass eine Verschiebung der Kugel im Linearraum des Kondensators keine Veränderung der Leuchtdichte verursacht, wenn nur dafür gesorgt wird, dass die Kugel die Platten nicht berührt; das Feld ist also für die Messung genügend homogen. Die Abstimmung geschieht durch auswechselbare zusätzliche Drehkondensatoren (Neutrodone). Der Einfluss der Streufelder auf die Messkugel ist nicht nachweisbar, die Stärke dieser Feldstärke ist klein im Vergleich zur Feldstärke im Messkondensator. Die Ankopplung des Messkreises an den Sender geschieht möglichst lose, um Doppelwelligkeit und Oberwellen im Messkreis zu vermeiden.

Effektivspannungs-Messung.

Die Messung der effektiven Spannung am Messkondensator geschieht mittels Thermoelementen, deren Zuverlässigkeit im benutzten Frequenzbereich durch STRUTT und KNOL²⁹⁾ sichergestellt ist. Die Stromaufnahme der Thermoelemente ist klein (<1%) im Vergleich zu dem im Messkondensator fliessenden Strom, die geringe Eigenkapazität stört nicht, sie addiert sich zur Kapazität des Messkondensators. Die Elemente werden über eine kleine Kapazität mit dem Messkondensator verbunden und die gesamte Messanordnung bei niedrigen Spannungen mit dem Röhrenvoltmeter geeicht. Für höhere Spannungen werden die Thermoelemente ausgewechselt und die Messbereiche (unter Verwendung der Gleichstrom-Eichkurve) aneinander angeschlossen.

Dieses Anschliessen der Messbereiche, die Schwierigkeiten der Ablesung im unteren Messbereich, in dem infolge der quadratischen Eichkurve die Ausschläge sehr klein werden, und mangelnde Konstanz des Netzes verursachen Fehler der Spannungsmessung, die im Mittel mit 3% zu veranschlagen sind.

Scheitelspannungsmessung.

Das Röhrenvoltmeter, das nach ROHDE³⁰⁾ so geschaltet ist, dass die von der Diode gleichgerichtete Spannung mit einer Gleichspannung bekannter Grösse kompensiert wird, ist in dem benutzten Wellenlängenbereich noch frequenzunabhängig. Da die verwendete Messdiode (Philips Acorn-Diode 4674) nur an maximal 180 Volt angelegt werden darf, ist seine Benutzung zur absoluten Spannungsmessung nur bis zu dieser Spannung möglich. Gleichrichterröhren mit geringer Eingangskapazität für höhere Spannungen sind z. Z. nicht erhältlich, durch einen (kapazitiven) Spannungsteiler-Vorsatz zur Erweiterung des Messbereiches ginge der Vorteil der absoluten Spannungsmessung und der Eichung bei niedrigen Frequenzen verloren. Der vom Röhrenvoltmeter angezeigte Scheitelwert der Spannung ist dem vom Thermovoltmeter angezeigten Effektivwert proportional, die Grösse des Proportionalitätsfaktors ändert sich jedoch je nach der Modulation des Senders (s. u.).

Obwohl die Messröhre in die Nähe des Messkondensators gebracht ist, bleiben doch noch einige cm Verbindungsleitung vom Kondensator zur Gleichrichterröhre, deren Induktivität bei der benutzten Frequenz berücksichtigt werden muss. Zwischen der zu messenden Spannung U_e und der Spannung U' an der Gleichrichterröhre besteht (ROHDE, l. c.) die Beziehung:

$$U_e = U' (1 - \omega^2 \cdot L \cdot C_D). \quad (5)$$

Hierin ist L die Induktivität der Zuleitung, C_D die Eingangskapazität des Röhrenvoltmeters ($\sim 1,5 \cdot 10^{-12} F$). Die Induktivität L des gestreckten einfachen Drahtes kann nach STRUTT und KNOL²⁹⁾ näherungsweise mit 10^{-8} Hy pro cm angenommen werden*). Die Korrektion, um die die gemessene Spannung U_e erniedrigt werden muss, um die wahre Spannung U_e zu ermitteln, beträgt je nach Wellenlänge zwischen 0,2 und 18%.

Über die Genauigkeit der absoluten Spannungsmessung im benutzten Frequenzbereich können keine Angaben gemacht werden, da Vergleichsinstrumente fehlen. Der Fehler kann mit <2% eingeschätzt werden.

*) Bei STRUTT und KNOL ist die Gleichung (5) angegeben mit

$$\frac{U_e}{U'} = \left(\frac{E}{e} = \right) \frac{1}{1 - \omega^2 L C},$$

was wohl auf einem Versehen beruht.

Helligkeitsmessung.

Die Messung der Lichtemission der Indikatorkugeln geschieht mit einem Weberschen Photometer. Als Vergleichslichtquelle dient eine Glühlampe, deren Spannung sorgfältig konstant gehalten wird.

Das Licht, das die Indikatorkugel emittiert, weicht hinsichtlich seiner Farbe von dem kontinuierlichen Spektrum der Glühlampe ab. Durch Aussonderung des gelbroten Spektralbereiches mittels Filter lässt sich jedoch eine befriedigende Übereinstimmung der beiden zu vergleichenden Lichtquellen erzielen. Am besten eignet sich bei Neon das Schottfilter OG2. Andere Filter, z. B. RG2 ergeben zwar eine bessere Farbangleichung, verdunkeln aber das Gesichtsfeld zu sehr, um eine genaue Messung ausführen zu können. Nach relativ kurzer Übung gelingt es übrigens leicht, Werte zu erhalten, die mit einer Genauigkeit von 2% untereinander übereinstimmen*).

Beispiel einer Messreihe.

Zunächst wird der Sender auf die gewünschte Wellenlänge eingestellt, die mittels Wellenmesser kontrolliert wird. Die Indikatorkugel wird in den Kondensator eingebracht, an die Platten des Messkondensators werden Thermovoltmeter und Röhrenvoltmeter angeschlossen. Nachdem die geeignete Kopplung zwischen Sender und Messkreis ausprobiert und dieser auf Resonanz eingestellt ist, wird der Vorkondensator des Thermovoltmeters so eingestellt, dass die Ausschläge den Spannungsbereich umfassen. Nun wird das Thermovoltmeter mittels Röhrenvoltmeter geeicht. Das Röhrenvoltmeter wird daraufhin abgeschaltet. Die einseitige Erdung des Messkondensators bleibt aber bestehen, da sich sonst die Grösse der Teilkapazitäten des Thermovoltmeters und dadurch dessen Eichung ändern könnte. Die Resonanzeinstellung wird wieder herbeigeführt und die Leistung des Senders sodann erhöht. Hat die Glimmentladung in der Messkugel eingesetzt, so werden die zusammengehörigen Werte von Helligkeit der Glimmentladung

*) Es erscheint vielleicht zunächst unzulässig, einen willkürlichen Spektralbereich zur Messung heranzuziehen. Bei dem Ziel dieser Arbeit handelt es sich aber nicht darum, den Vorgang der Gasentladung im Hochfrequenzfeld zu untersuchen, als vielmehr zu prüfen, ob die Lichtemission in einem zunächst beliebigen Spektralbereich eine eindeutige Funktion der Feldstärke ist, resp. welcher Art diese Funktion ist. Da diese Funktion später rückwärts zur Bestimmung der Feldstärke benutzt werden soll, ist es gleichgültig, um welchen Bereich es sich dabei handelt.

und Effektivspannung am Kondensator gemessen. Aus der Spannung $U_{e\text{ eff}}$ errechnet sich die dazugehörige Feldstärke zu

$$E_{\text{eff}} = \frac{U_{e\text{ eff}}}{d} \quad (6)$$

worin d der Plattenabstand des Kondensators ist.

Ergebnisse.

Die ersten Untersuchungen galten der Frage nach dem Einfluss der elektrischen Feldstärke auf die Helligkeit der elektrodenlosen kugelförmigen Glimmlampe im homogenen elektrischen Feld. Untersuchungen hierüber lagen bisher nicht vor, ROHDE und

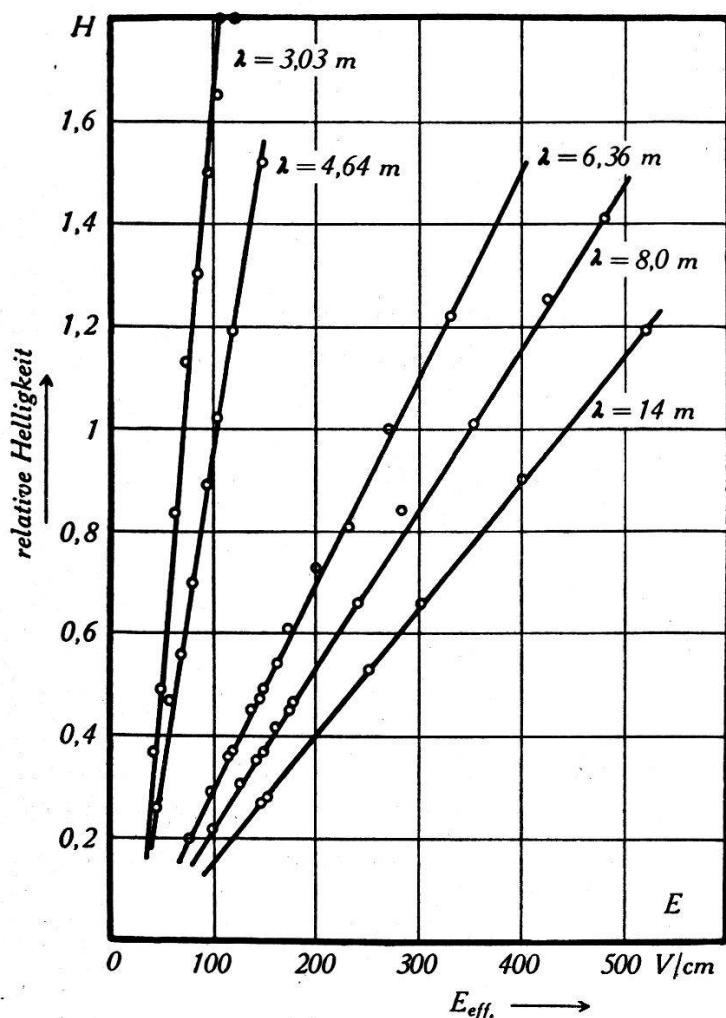


Fig. 4.

SCHWARZ³¹⁾ haben zwar über eine Messung der visuellen Helligkeit einer Neon-Hochfrequenz-Entladung berichtet, jedoch nur bei einer Frequenz. Messgefäß und Anordnung sind im übrigen so gewählt, dass sie für die hier gestellte Frage nichts aussagen.

Die Abhängigkeit der Helligkeit der Indikatorkugeln von der Feldstärke zeigt Fig. 4 für verschiedene Wellenlängen als Parameter. *Die Kurven verlaufen geradlinig*, die Helligkeit der Entladung steigt linear mit der Feldstärke an. Lediglich die bei $\lambda = 303$ cm aufgenommene Kurve zeigt am oberen Ende einen schwach konkaven Verlauf gegen die Abscisse, indessen liegen die Abweichungen innerhalb des Rahmens der Messgenauigkeit. Das Ergebnis deckt sich mit dem der bereits oben erwähnten Arbeit von ROHDE und SCHWARZ, die eine lineare Abhängigkeit der Helligkeit von der angelegten Spannung finden, insofern, als Spannung und Feldstärke durch die Gl. (6) miteinander verknüpft sind.

Die entstehenden Kurven konvergieren nicht gegen den Wert $U = 0$, sondern scheinen gegen den Wert $E = 25 \text{ V/cm}$ zu verlaufen, so dass der Anschein erweckt wird, als sei die Helligkeit für diesen Wert der Feldstärke gleich Null. Tatsächlich erlöschen die Entladungen schon bei höheren Werten der Feldstärke.

Gasfüllung.

Die Untersuchungen wurden mit Indikatorkugeln ausgeführt, die mit Neon, Helium, Argon, Krypton, Xenon, Wasserstoff, Luft, sog. B-Gas und H-Gas (Gasgemische mit Neon-Helium, die zum Füllen von Glimmlampen und Photozellen technisch benutzt werden) gefüllt waren. Von diesen Gasen erwiesen sich Neon und Helium als die geeignetesten, insbesondere, weil die visuelle Helligkeit in diesen Gasen wesentlich höher ist als in den anderen, und weil die spektrale Verteilung der Lichtemission im roten und gelben Bereich besonders günstig ist, so dass eine Photometrierung unter Zuhilfenahme einer Glühlampe als Vergleichslichtquelle am besten auszuführen ist.

Helligkeit und Konstanz der Entladung sind in hohem Masse von der Reinheit der Füllgase und der Glaswandungen abhängig. Infolge des Aufpralles der Ionen und Elektronen auf die Glaswand kann eine Veränderung der Leuchtfarbe und Helligkeit eintreten durch Gasaustausch mit den Wänden. Dies bewirkt, dass sich bei nicht gut ausgeheizten Kugeln die Eichkurve im Laufe der Zeit ändert, und die Kugel zur Messung unbrauchbar wird. Die Änderung, die im Anfang sehr stark in Erscheinung tritt, scheint sich einem Grenzwert zu nähern. Der störende Einfluss der Fremdgase macht sich natürlich umso stärker bemerkbar, je geringer der Gasdruck in der Kugel ist, je grösser also der Prozentsatz der von den Wänden herrührenden Fremdgase ist. Bei 0,1 mm Hg

ist der Einfluss sehr stark, bei einer Gasfüllung von 0,7 mm Hg macht er sich schon bedeutend weniger bemerkbar, bei einer Füllung von 2,0 mm Hg kann er auch in längeren Versuchszeiten kaum nachgewiesen werden. Um eine konstante Eichung zu erzielen, ist es also notwendig, die Kugeln nicht nur sorgsam auszuheizen und mehrmals zu spülen, nachdem Entladungen längere Zeit hindurchgegangen sind, sondern sie auch vor dem Eichen einige Zeit zu altern. Es scheint beim wiederholten Einbrennen und Spülen wesentlich zu sein, dass die Entladung mit hohen Frequenzen betrieben wird, da hierdurch die Glaswand besonders gut entgast wird.

Mit abnehmendem Druck nimmt die Steilheit der Eichkurve zunächst zu, bis bei Drucken in der Grössenordnung 0,1 mm Hg ein Maximum erreicht wird. Fig. 5 zeigt als Beispiel 3 Eichkurven, für Neon bei 6 m Wellenlänge.

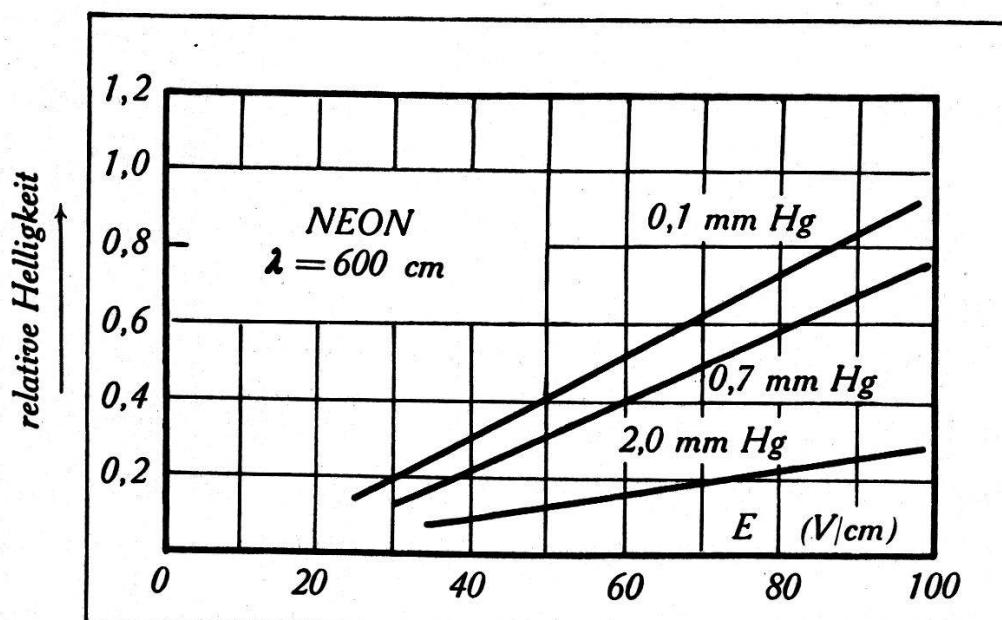


Fig. 5.

Den steilsten Verlauf zeigt die Kugel, die einen Druck von 0,1 mm Hg hat, während die mit 0,7 und 2,0 mm Hg darunter liegen. Bei kürzeren Wellen tritt dieser Unterschied noch stärker hervor.

Während die mit Neon bei 0,1 mm Hg gefüllte Kugel im gewählten Messbereich infolge ihrer hohen Empfindlichkeit am geeignetsten ist, kann bei grösseren Feldstärken gleichwohl eine unter anderem Druck gefüllte Kugel geeigneter sein, weil die Entladung sonst zu stark wird, d. h. die Kugel erwärmt sich dabei zu sehr und nimmt gleichzeitig zu viel Energie auf, so dass das

Feld gestört wird. Es wurde versucht, die Störung des Feldes nachzuweisen, indem zu der photometrierten Kugel eine zweite, gegen das Photometer abgeschirmte Kugel in das Feld eingebracht wurde. Bei den in dieser Arbeit verwendeten Feldstärken erwies sich der Einfluss der zweiten Kugel jedoch jedesmal so gering, dass eine Störung nicht nachgewiesen werden konnte.

Ein Einfluss der *Temperatur* auf die Helligkeit konnte nicht nachgewiesen werden; mindestens im untersuchten Temperaturbereich ($15-35^{\circ}$ C) liegt er, wenn vorhanden, jedenfalls innerhalb der Grenzen der Messgenauigkeit.

Von wesentlichem Einfluss auf die Helligkeit ist die *Grösse der Messkugel*. Je grösser, umso empfindlicher ist die Anordnung, umso schwächere Felder können noch damit nachgewiesen werden. Die Lichtemission (bei Neon, 0,7 mm Hg und $\lambda = 6$ m) einer Messkugel von 10 mm Durchmesser verhält sich zu der einer Kugel mit 20 mm Durchmesser etwa wie 1 : 10.

Die kleinste Feldstärke, bei der eine Messung noch möglich ist, hängt ebenfalls vom Kugeldurchmesser, von der Wellenlänge und der Gasfüllung ab, und beträgt z. B. bei Neon unter 2 mm Hg und bei 303 cm Wellenlänge 40 Volt/cm. Da der Durchmesser der Messkugel in diesem Fall ca. 2 cm beträgt, liegen an der Kugel 80—90 Volt. Die minimale Brennspannung der Neon-Entladung gibt ROHDE³²⁾ mit 10 Volt an. Selbst unter der Annahme einer Wandwirkung, die die Entladungsspannung heraufsetzt, dürfte demnach mit geeigneten Gasfüllungen eine Steigerung der Empfindlichkeit möglich sein.

Zünd- und Löschspannung.

Bringt man das Entladungsgefäß in ein elektrisches Hochfrequenzfeld, so setzt die Entladung erst ein, wenn die Zündspannung am Rohr überschritten wird. Sollen Feldstärken ausgemessen werden, die niedriger sind, als es der Zündspannung am Rohr entspricht, so muss die Kugel vorher an einen Punkt höherer Feldstärke gebracht werden. Bei der praktischen Anwendung verursacht das im allgemeinen keine Schwierigkeiten, da die Feldstärken im Außenraum des Objektes wesentlich höher sind, als zur Zündung erforderlich ist. Die Feldstärken im Objekt sind wohl kleiner, doch dürften Messungen im Innern von Objekten vor allem bei Modellversuchen angestellt werden, bei denen eine Erhöhung der Feldstärke über das praktisch gebräuchliche Mass hinaus möglich ist. Liegt die Feldstärke niedriger, als der Lösch-

spannung (minimale Brennspannung) der Kugel entspricht, so ist eine Messung mit dem Verfahren nicht mehr durchführbar.

Zündspannung und minimale Brennspannung sind ebenso wie die Helligkeit von der Gasfüllung und der Grösse der Indikatorkugel abhängig.

Es dürfte möglich sein, beide durch entsprechende Ausgestaltung der Kugel herabzusetzen, indem man insbesondere den Gasdruck passend wählt oder Spuren eines Materials in die Kugel einbringt, das leicht Elektronen abgibt. Da zunächst kein praktisches Bedürfnis nach einer Erweiterung des Messbereiches nach unten vorliegt, sind noch keine weiteren Versuche in dieser Richtung unternommen worden.

Modulation.

Bezüglich der Kurvenform der verwendeten hochfrequenten Schwingungen wird man wegen der abgestimmten Kreise im allgemeinen damit rechnen können, dass reine Sinus-Schwingungen vorliegen. Bei einem Betrieb des Senders mit Gleichstrom (Fig. 6) liegt daher die Beziehung zwischen dem Effektivwert der Feld-

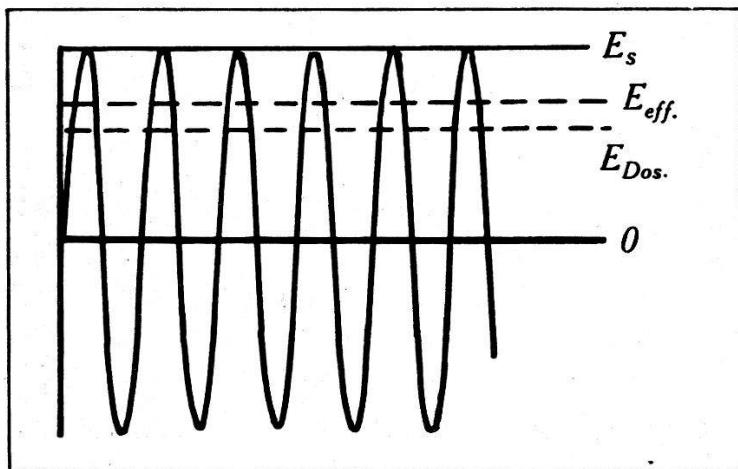


Fig. 6.

stärke $E_{\text{eff.}}$ (dem die erwirkte Erwärmung proportional ist) und der Anzeige des Dosimeters (dessen Helligkeit dem Scheitelwert der Hochfrequenzschwingung proportional ist) fest. ROHDE und SCHWARZ (l. c.) haben nachgewiesen, dass die Hochfrequenzentladung den Charakter eines ohmschen Widerstandes hat; die Schwingungen treffen in jedem Wechsel das Gas noch ionisiert an, der Zündvorgang in jeder Periode fällt fort. Wäre das nicht der Fall, wäre z. B. bei jeder Halbperiode der Hochfrequenzschwingungen eine neue Zündung erforderlich, so wäre die Lichtemission eine komplizierte Funktion der Feldstärke.

Andere Verhältnisse liegen vor, wenn der Sender mit unvollkommen gleichgerichteter Spannung gespeist wird (Fig. 7). Die Hochfrequenz ist dann mit Wechselspannung moduliert. Die Wärmewirkung ist auch in diesem Fall proportional dem Effektivwert E_{eff} der Feldstärke; die Lichtemission ist jeweils dem Scheitelpunkt der Hochfrequenzschwingung proportional, d. h. sie schwankt im Rhythmus der Modulation und ist jederzeit der Höhe der niederfrequenten Hüllkurve proportional. Das Auge integriert nach dem Talbotschen Gesetz nun so, dass es den arithmetischen Mittelwert

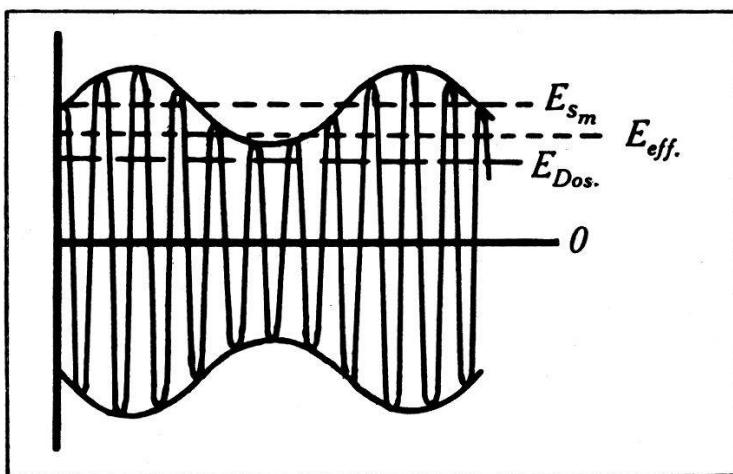


Fig. 7.

der Helligkeiten bildet*), der vom quadratischen Mittelwert natürlich abweicht. Um das Dosimeter zur Absolutmessung zu verwenden, ist die Kenntnis des Spannungsverlaufes bzw. des Formfaktors der Modulationsschwingung nötig. Diese Grösse dürfte in den meisten Fällen anzugeben oder unschwer zu ermitteln sein.

Die genannten Voraussetzungen gelten nicht mehr, wenn reine Wechselspannung zum Betrieb des Senders verwandt wird, so dass die Schwingungen in jeder zweiten Halbperiode aussetzen, bzw. so gering werden, dass in jeder Periode der Niederfrequenzschwingungen die Entladung in der Indikatorkugel aussetzt. In diesem Fall ändert sich der Vorgang in folgender, in Fig. 8 dargestellten Weise:

Mit dem Ansteigen der Niederfrequenzspannung setzen die Hochfrequenzschwingungen kurz nach dem Punkte $\tau = 0$ ein, und verlaufen mit einer Amplitude, die der Niederfrequenzspannung entspricht bis zum Punkt $\tau = T/2$. Von da ab setzen sie

*) Wird an Stelle einer subjektiven Photometrierung eine Methode mit Photozelle benutzt, so bildet das anzeigenende Drehspulsystem den arithmetischen Mittelwert. Die obigen Überlegungen bleiben in diesem Fall unverändert bestehen, solange die Kennlinie des Photometerverstärkers geradlinig ist.

während der Zeit $T/2$ aus bis zum Punkt $\tau = T$. Der Effektivwert der Feldstärke (dem also die Erwärmung proportional ist) beträgt

$$E_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^{T/2} E^2 d\tau}. \quad (7)$$

Nun ist zwischen $\tau = 0$ und $\tau = T/2$

$$E = A \cdot \sin \frac{2\pi}{t} \tau \cdot \sin \frac{2\pi}{T} \tau,$$

worin t = Dauer der Hochfrequenzperiode
 T = Dauer der Niederfrequenzperiode.

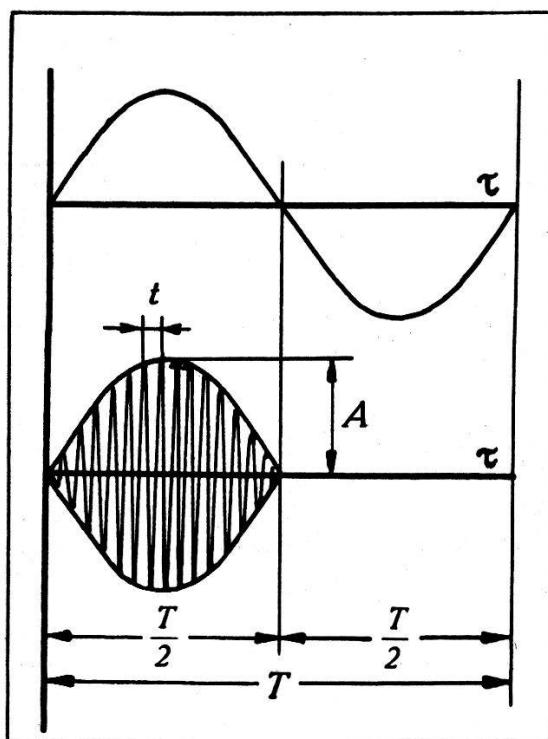


Fig. 8.

Durch Quadrieren und trigonometrische Umformung erhält man:

$$E^2 = \frac{A^2}{4} \cdot \left(1 - \cos \frac{4\pi}{t} \tau\right) \cdot \left(1 - \cos \frac{4\pi}{T} \tau\right).$$

Eliminiert man t , indem man einführt $t = T/n$, worin n die Anzahl der Hochfrequenzperioden bezeichnet, die auf eine Niederfrequenzperiode entfallen*), so ergibt sich als Lösung der Gl. (7):

$$E_{\text{eff}} = \frac{A}{\sqrt{8}}. \quad (8)$$

*) n ($\sim 10^8$) kann als ganzzahlig angenommen werden.

Die Lichtemission der Indikatorkugel ist nun nicht diesem Effektivwert, sondern dem Scheitelwert der Hochfrequenzschwingung proportional (s. S. 44). Während dieser Scheitelwert nun beim Betrieb des Senders mit Gleichspannung konstant bleibt, also die Helligkeit

$$H = k \cdot E_M^{\infty}$$

hat, schwankt der Scheitelwert beim Betrieb des Senders mit Wechselspannung. Die Lichtemission ist in diesem Fall proportional dem arithmetischen Mittelwert der Hüllkurve:

$$H = k \cdot E_M^{\sim} = k \cdot \frac{1}{T} \int_0^{T/2} E_s \cdot \sin \frac{2\pi}{T} \tau \cdot d\tau. \quad (9)$$

Die Lichtemission in der Indikatorkugel setzt aber nicht unmittelbar ein, wenn die Feldstärke den Wert $E = 0$ überschritten hat ($\tau = 0$), sondern erst, wenn die Zündspannung der Kugel erreicht

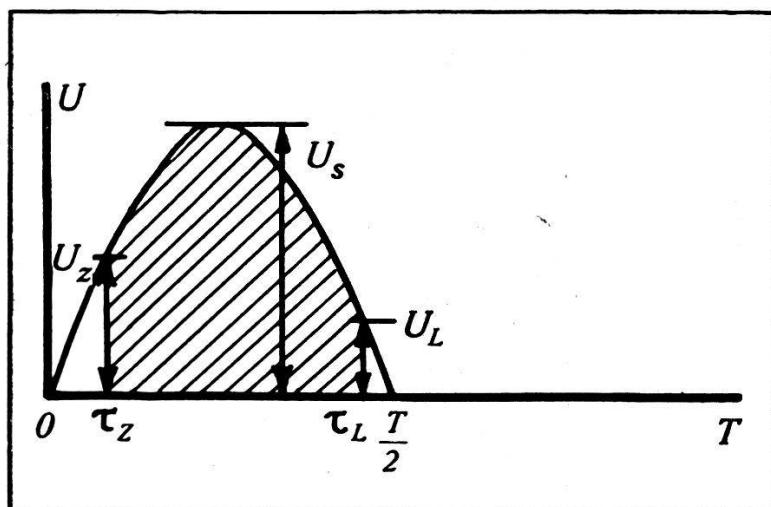


Fig. 9.

ist. Das Integral hat also als untere Grenze den Wert τ_z . Die analogen Verhältnisse treten beim Erlöschen der Entladung bei der Löschspannung E_L auf (Fig. 11).

Es ergibt sich also eine mittlere Lichtemission:

$$H = k \cdot \frac{1}{T} \cdot E_s \int_{\tau_z}^{\frac{T}{2}-\tau_L} \sin \frac{2\pi}{T} \tau \cdot d\tau$$

$$H = k \cdot \frac{1}{T} \cdot \frac{T}{2\pi} \cdot E_s \left[\underbrace{-\cos\left(\frac{2\pi}{T}\left(\frac{T}{2} - \tau_L\right)\right)}_{A} - \underbrace{\left(-\cos\frac{2\pi}{T} \cdot \tau_z\right)}_{B} \right]$$

Nun ist

$$A = -\cos \left(\frac{2\pi}{T} \left(\frac{T}{2} - \tau_L \right) \right) = \sqrt{1 - \sin^2 \frac{2\pi}{T} \tau_L}. \quad (10a)$$

Da

$$E_z = E_s \cdot \sin \frac{2\pi}{T} \tau_z \quad (11a)$$

und

$$E_L = E_s \cdot \sin \frac{2\pi}{T} \tau_L \quad (11b)$$

entsteht, durch Einsetzen von

$$\sin \frac{2\pi}{T} \tau_L = \frac{E_L}{E_s} \text{ aus Gl. (11a) in Gl. (10a):}$$

$$A = \sqrt{1 - \frac{E_L^2}{E_s^2}}$$

Ferner ist

$$B = -\cos \frac{2\pi}{T} \tau_z = -\sqrt{1 - \sin^2 \frac{2\pi}{T} \tau_z}. \quad (10b)$$

Aus Gl. (11b) folgt:

$$\sin \frac{2\pi}{T} \tau_z = \frac{E_z}{E_s},$$

so dass

$$B = -\sqrt{1 - \frac{E_z^2}{E_s^2}}.$$

Es ist also

$$H = \frac{k}{2\pi} (\sqrt{E_s^2 - E_L^2} + \sqrt{E_s^2 - E_z^2}). \quad (12)$$

Die Eichkurven des Dosimeters $H = f(E_{\text{eff}})$ können also unter Zugrundelegen der Gleichungen (8) und (12) aus der Maximalfeldstärke E_s (gemessen mit dem Röhrenvoltmeter) in folgender Weise rechnerisch ermittelt werden:

	$E_{\text{eff.}}$	H
Gleichstrombetrieb	$\frac{1}{\sqrt{2}} \cdot E_s$	$k \cdot E_s$
Wechselstrombetrieb (Halbwellen)	$\frac{1}{\sqrt{8}} \cdot E_s$	$\frac{k}{2\pi} \cdot (\sqrt{E_s^2 - E_L^2} + \sqrt{E_s^2 - E_z^2})$

Die numerische Auswertung dieser Gleichungen für eine mit Helium bei 0,1 mm Hg gefüllte Messkugel ist für einige Werte von E_s ausgeführt. Dabei beträgt

$$k = \frac{H}{E_s} = 0,0022 \frac{\text{(rel.) Lichtst. Einh.} \cdot \text{cm}}{\text{Volt}}$$

(experimentell aus der Gleichstrom-Eichkurve ermittelt)

$$E_Z = 72 \text{ Volt/cm}, \quad E_L = 26,5 \text{ Volt/cm}$$

Den Vergleich dieser berechneten Werte mit den experimentell ermittelten zeigt Fig. 10.

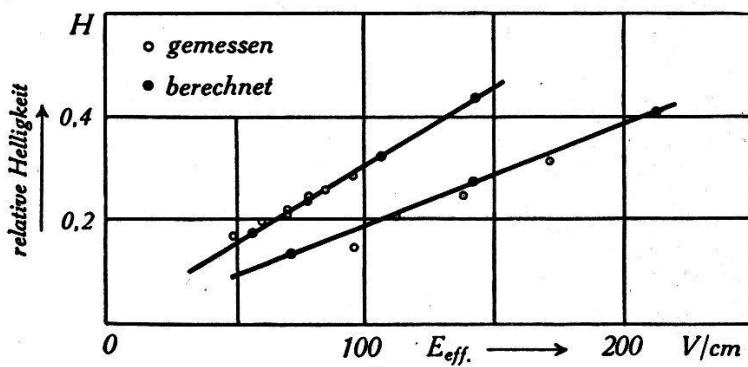


Fig. 10.

Die berechneten Punkte liegen mit befriedigender Genauigkeit auf der experimentell aufgenommenen Kurve. Man sieht, dass die Eichkurve für Wechselstrombetrieb wesentlich flacher verläuft, als die für Gleichstrom. Selbst unter der Annahme, dass E_Z und E_L Null sind, dass also die Lichtemission der Indikatorkugel schon bei kleinen Feldstärken einsetzt, ist die Wechselstromkurve flacher. Es ist in diesem Falle der Tangens des Neigungswinkels der Eichkurve

$$\operatorname{tg} \tilde{\alpha} = \frac{\frac{k}{2\pi} \cdot 2 \cdot E_s}{\frac{1}{\sqrt{8}} \cdot E_s} = k \cdot \frac{\sqrt{8}}{\pi}$$

während er bei Gleichstrombetrieb beträgt

$$\operatorname{tg} \bar{\alpha} = \frac{k \cdot E_s}{\frac{1}{\sqrt{2}} \cdot E_s} = k \cdot \sqrt{2},$$

also das $\pi/2$ fache des Wechselstromwertes.

Nach vorstehenden Überlegungen besteht also die Möglichkeit, die Eichkurven des Feld-Dosimeters für Halbwellenbetrieb rechnerisch aus den Gleichstrom-Eichkurven zu ermitteln. Ausserdem wird in vielen Fällen eine unmittelbare Eichung möglich sein, prinzipiell genügt dazu die Bestimmung von einem Eichpunkt. Eine direkte Eichung wird insbesondere dann notwendig sein, wenn die Schwingungen des Oscillators nicht unmittelbar beim Einsetzen der positiven Anodenspannung einsetzen, wie dies auf S. 44, Abs. 3, vorausgesetzt ist, sondern erst, nachdem die Anodenspannung einen gewissen Mindestwert überschritten hat. Die Hochfrequenzschwingungen erstrecken sich dann über kürzere oder längere Zeit, je nach der Höhe der eingestellten Anodenspannung, d. h. das Verhältnis des Effektivwertes zum Scheitelwert ist von dieser Einstellung abhängig. In diesem Fall bedarf es eines ergänzenden Messvorganges, um das Dosimeter zur Absolutbestimmung der Feldstärke verwenden zu können.

Herrn Professor DESSAUER möchte ich auch an dieser Stelle meinen besonderen Dank ausdrücken, dass er mir die Ausführung dieser Arbeit ermöglicht hat. Ich verdanke ihm nicht nur die Mittel dazu, sondern auch viele wertvolle Anregungen.

Fribourg, Physikalisches Institut der Universität.

Literatur-Verzeichnis.

- ¹⁾ E. ROTH, Bull. Soc. Franc. El. 5^e série, S. 13 (1937 ref. v. R. SCHMIDT, ATM V 8251—1/2, Sept.-Okt. 1937).
- ²⁾ BRÜCHE und SCHERZER, Geometr. Elektronenoptik, Springer 1934.
- ³⁾ BOUWERS, Elektr. Höchstspannungen, Springer 1939, Kap. II.
- ⁴⁾ SCHERESCHEWSKY, Publ. Health Rep. 41, 1926, 1926.
- ⁵⁾ DESSAUER, Referat Int. Kongr. f. El.-Radiol. Prag, 1934 und DESSAUER, Theor. Grundl. d. Kurzw.-Therapie, Strahlentherapie **57**, 582, 1936.
- ⁶⁾ SCHLIEPHAKE (zusammenfassende Lit.), Ultrakurzwellen-Therapie, Wien 1935.
- ⁷⁾ KRASNY-ERGEN, Z. f. Hochfrequenzt. u. Elektroak. **48**, 126, 1936.
- ⁸⁾ KÖNIGER, Strahlentherapie **57**, 535, 1936.
- ⁹⁾ LASAREFF, C. R. Acad. Sci. USSR, **3**, 1935, H. 1.
- ¹⁰⁾ HASCHÉ, Naturw. **25**, 829, 1937.
- ¹¹⁾ LIEBESNY, Strahlentherapie **56**, 109, 1936.
- ¹²⁾ v. OETTINGEN, Zbl. Gyn. S. 2308, 1930.
- ¹³⁾ LUDWIG und v. RIES, Zs. f. Krebsforschg., **40**, 117, 1933.
- ¹⁴⁾ HASCHÉ, Strahlentherapie **64**, 335, 1938.
- ¹⁵⁾ PAETZOLD, Strahlentherapie **57**, 2, 1936.
- ¹⁶⁾ SCHAEFER, Erg. d. biophysikal. Forschg. I, Kap. I, S. 51, Thieme 1938.

- ¹⁷⁾ WENK, Strahlenth. **62**, 725, 1938, ebd. **64**, 135, 1938, ebd. **64**, 328, 1938, auch Kongressheft Int. KW-Kongr. Wien.
- ¹⁸⁾ MITTELMANN, Arch. f. physikal. Th. **18**, 613, 1937, auch El. u. Maschb. **35**, 1937, auch Kongressheft Wien, S. 140.
- ¹⁹⁾ REISINGER, Int. Kongr. f. kurze Wellen, Wien, 1937, S. 142.
- ²⁰⁾ KLAUS, Int. Kongr. f. kurze Wellen, Wien, 1937, S. 138.
- ²¹⁾ FRIEDRICH, Physik in regelm. Ber. **7**, S. 60, Abs. 3, 1939.
- ²²⁾ RAJEWSKY, Erg. d. biophysikal. Forschg., **1**, 2. Kap., Abschn. IV.
- ²³⁾ OSSWALD, Z. f. Hochfrequenzt. u. Elektroak. **49**, 40, 1937.
- ²⁴⁾ KRASNY-ERGEN, Ann. d. Phys. (5) **23**, 277, 1935 u. ebd. 304, 1935.
- ²⁵⁾ KRASNY-ERGEN, Ann. d. Phys. (5) **27**, 459, 1936.
- ²⁶⁾ PAETZOLD und BETZ, Zs. f. d. ges. exp. Med. **94**, 696, 1934.
- ²⁷⁾ Mündl. Mitteilung, auch D.R. Patschr. 596 534.
- ²⁸⁾ RENATUS, Zs. f. Hochfrequenz u. Elektroak., **43**, 12, 1934.
- ²⁹⁾ STRUTT und KNOL, Physica **5**, 205, 1938.
- ³⁰⁾ ROHDE, Z. f. techn. Physik, **12**, 263, 1931.
- ³¹⁾ ROHDE und SCHWARZ, Zs. f. Physik **85**, 161, 1933.
- ³²⁾ ROHDE, Ann. d. Phys. (5), **12**, 569, 1932.