Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 12 (1939)

Heft: V

Artikel: Störfeld einer Hochspannungsentladung in einem abgeschirmten Raume : Bestimmung der Schutzwirkung der verwendeten Abschirmung

Autor: Kläy, Hans

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-110949

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: 22.02.2026

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

Störfeld einer Hochspannungsentladung in einem abgeschirmten Raume.
Bestimmung der Schutzwirkung der verwendeten Abschirmung

von **Hans Kläy.**

(2. VI. 39.)

---

1. Einleitung.

Diese Arbeit bezweckt, die bei einer Funkenentladung entstehende Störung und die *Ausbreitung der Elektromagnetischen Wellen in einem allseitig abgeschirmten Raume* experimentell zu untersuchen.

In die Wände des Hochspannungsraumes der E. T. H. Zürich ist ringsherum unter dem Verputz ein engmaschiges, gut geerdetes Drahtgitter angebracht.

Die Untersuchung soll auch über die Schutzwirkung dieses Drahtnetzes Aufschluss geben.

Elektromagnetische Wellen treten immer dann auf, wenn sich die elektromagnetische Energie eines Systems ändert, also in unserem Falle besonders bei einem *Funkenüberschlag.*

Für einen *Schwingenden Dipol* berechnete HERTZ[1])*) das ausgestrahlte elektromagnetische Feld und ABRAHAM[2]) erweiterte diese Gleichungen für den Fall einer *stabförmigen Antenne* auf einer leitenden Ebene.

In beiden Fällen kann sich das Feld unbegrenzt ausbreiten.

Für eine *Antenne zwischen 2* zu ihr senkrechten, *vollkommen leitenden Ebenen* hat WEYRICH[3]) das E.M.-Feld berechnet, und BERGMANN und DOERFEL[4]) bestätigten die Theorie durch experimentelle Untersuchungen an einer entsprechenden Versuchsanordnung.

Später berechnete dann WEYRICH[5]) das Feld einer stabförmigen *Antenne* in einem koaxial angeordneten, unendlich langen, vollkommen *leitenden Zylinder.* Auch diese Berechnungen wurden durch die Experimente von BERGMANN und KRÜGEL[6]) bestätigt.

---

*) Die Zusammenstellung der Literatur befindet sich am Schlusse dieser Arbeit.

Wir werden später sehen, dass die Feldbilder in unserem allseitig abgeschirmten Raume ähnlichen Verlauf haben, wie diejenigen der oben angeführten Arbeiten. Von vornherein war das nicht ohne weiteres zu erwarten, da diese idealisierten Voraussetzungen für unseren komplizierten Raum mit Wänden von begrenzter Leitfähigkeit und den vielen störenden Apparaten nicht mehr zutreffen.

Wir werden später nochmals darauf zurückkommen.

2. Das elektromagnetische Feld einer Stabantenne im Innern des abgeschirmten Raumes.

Da es aussichtslos erscheint, das Feld für unsere Raumverhältnisse vorauszuberechnen, wurde es experimentell für eine ungedämpfte Welle bestimmt.

Die dazu benützten Versuchseinrichtungen und die erhaltenen Resultate sind wie folgt angeführt:

A. Sender für ungedämpfte Wellen
B. Empfänger
C. Gang der Versuche
D. Resultate
E. Vergleich mit den Messungen der erwähnten Autoren
F. Einfluss verschiedener Apparate.

Anschliessend daran wird dann im Abschnitt 3 die *Störung einer Funkenentladung* experimentell bestimmt und die dazu benutzte Apparatur beschrieben.

Im Abschnitt 4 werden die *Reflexionsverhältnisse,* soweit sie aus der Literatur nicht schon bekannt sind, für unsere Anordnung berechnet und ausgewertet.

A. Sender für ungedämpfte Wellen.

Der Sender ist nach einer von Hartley angegebenen Schaltung aufgebaut. Der Schwingungskreis besteht aus fester *Induktivität,* Spule aus 12 mm Kupferrohr, 200 mm lang, 110 mm äusserer Durchmesser, 6 Windungen mit veränderlicher Anzapfung für die Rückkopplung; *veränderlicher Kapazität,* 2 Scheiben von 155 mm Durchmesser; *Senderohr,* Marconi T 250; *Stabantenne* (im Folgenden Dipol oder Sendedipol genannt, um an den symmetrischen Aufbau zu erinnern), 650 cm langes Kupferrohr 20 mm Durchmesser, mit *Kopplungsschlaufe* und *Hitzdrahtampèremeter* 0,5 Ohm, beide nebeneinander in der Mitte der Antenne angeordnet.

Die *Anodenspannung* wurde durch Transformator und 2 Metallixventile (in Parallelschaltung) erzeugt. $E_A = 1500$ Volt, gemessen über Spannungsteiler und statisches Voltmeter (V). $J_A = 0{,}12$ Ampère, gemessen mit Drehspulinstrument (A). *Antennenstrom* $J_{\text{eff}} = 0{,}65$ Amp.

Die Antenne wurde *möglichst lose* mit dem Schwingungskreis *gekoppelt* und letzterer mittels des veränderlichen Kondensators so lange abgestimmt, bis das Antennenampèrementer einen Maximalausschlag von 0,65 A zeigte.

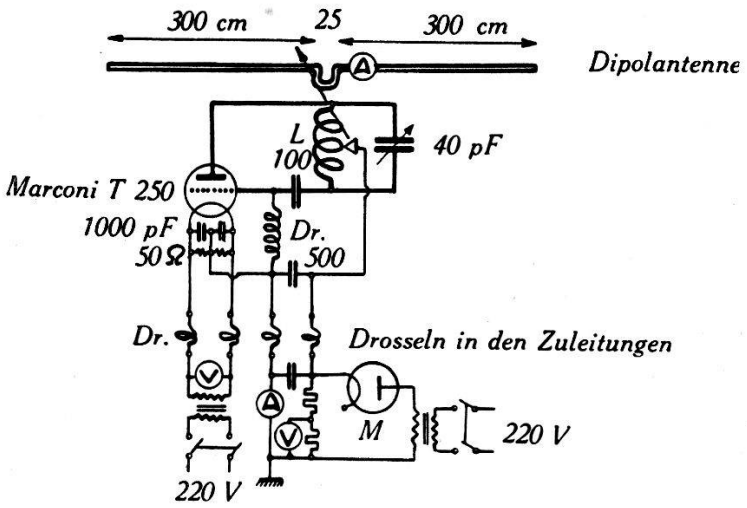


Fig. 1.

Die *Wellenlänge* wurde mittels angekoppeltem *Lechersystem* zu $\lambda = 13\ m$ gemessen.

Die Grössen der übrigen Aufbauelemente sind aus Fig. 1 ersichtlich.

Der Empfänger.

Die Anordnung der einzelnen Organe ist aus Fig. 2 ersichtlich. Auf einem Wagen ist auf 2 senkrecht zueinanderstehenden Drehachsen die *Aufnahmeapparatur* angeordnet. Es wurde auf möglichst gedrängten Aufbau geachtet, um das aufzunehmende Feld möglichst wenig zu stören. Rahmen- und Kondensator-Antenne sind auf derselben Platte angeordnet.

Zur Aufnahme des *elektrischen Feldes* dient folgende Anordnung: Fig. 2, Fig. 8. Zwei tellerförmige Messingplatten (6) von 30 cm Durchmesser sind auf einem drehbaren Gestell so angeordnet, dass die Achse dieses *Auffangkondensators* in alle wünschbaren Richtungen gebracht werden kann.

*

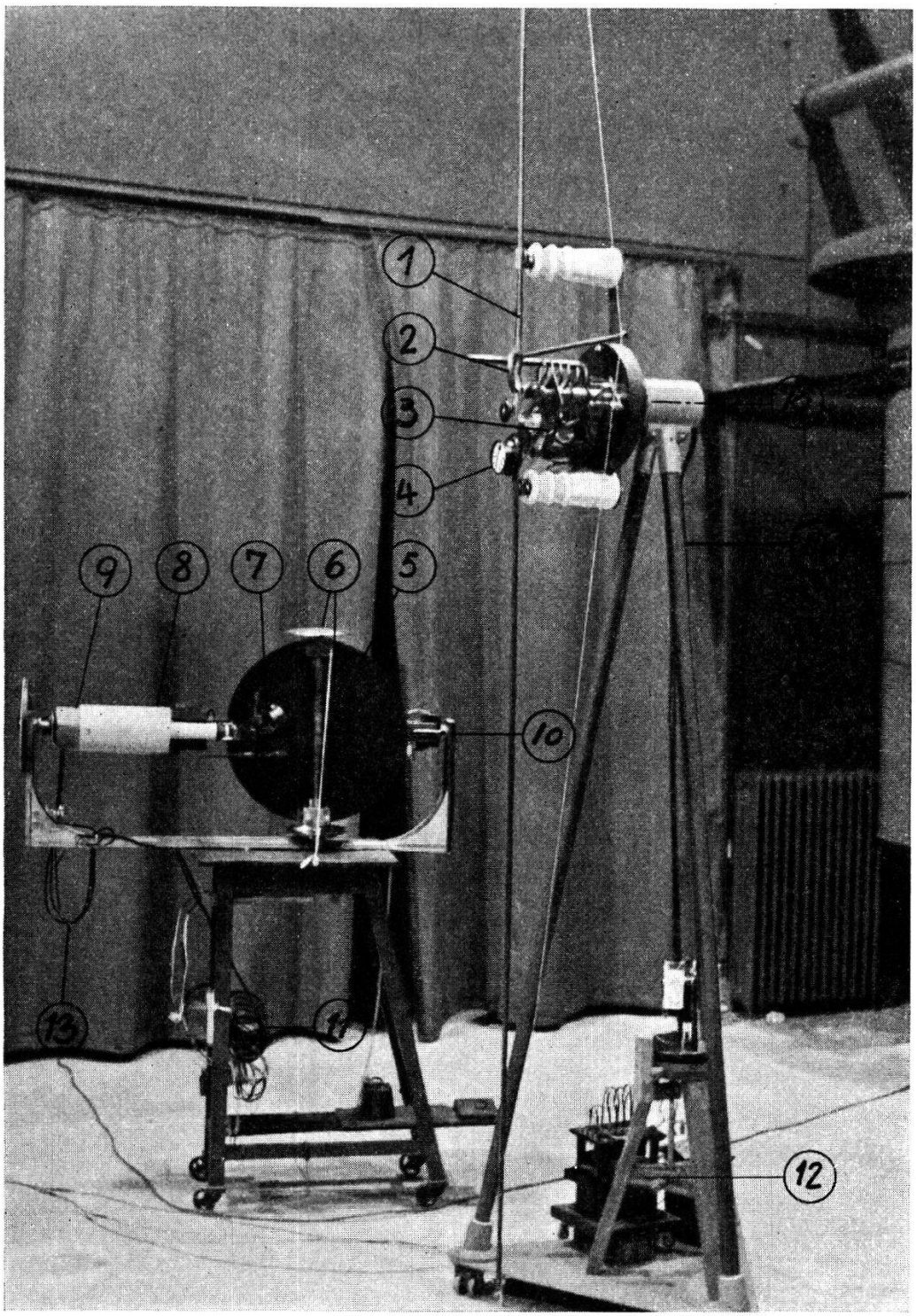


Fig. 2.

Empfänger für ungedämpfte Wellen.

5 Rahmenantenne
6 Auffangelektroden
7 Abstimmorgane
8 Abschirmung für Bra. Röhre
9 Kamera
10 Drehachse
13 Zuleitungskabel
11 Drosseln

Sender.

1 Antenne (Stab)
2 Kopplungsschlaufe
3 Senderöhre
4 Ampèremeter für Antennenstrom
12 Heiztransformator
14 Drosseln

Die Potentialdifferenz E_0 berechnet sich aus Feldstärke E und Plattenabstand $d = 83$ cm wie folgt:

$$E_0 = \mathrm{E.\ d.\ cos}\ \alpha$$

wobei α der Winkel zwischen Kondensatorachse und Feldlinien sein soll. Die maximale Spannung wird dann erhalten, wenn $\alpha = 0$, die beiden Richtungen übereinstimmen. Durch Verdrehen des Auffangkondensators lässt sich also die *Richtung* der Feldlinien feststellen (Nullmethode).

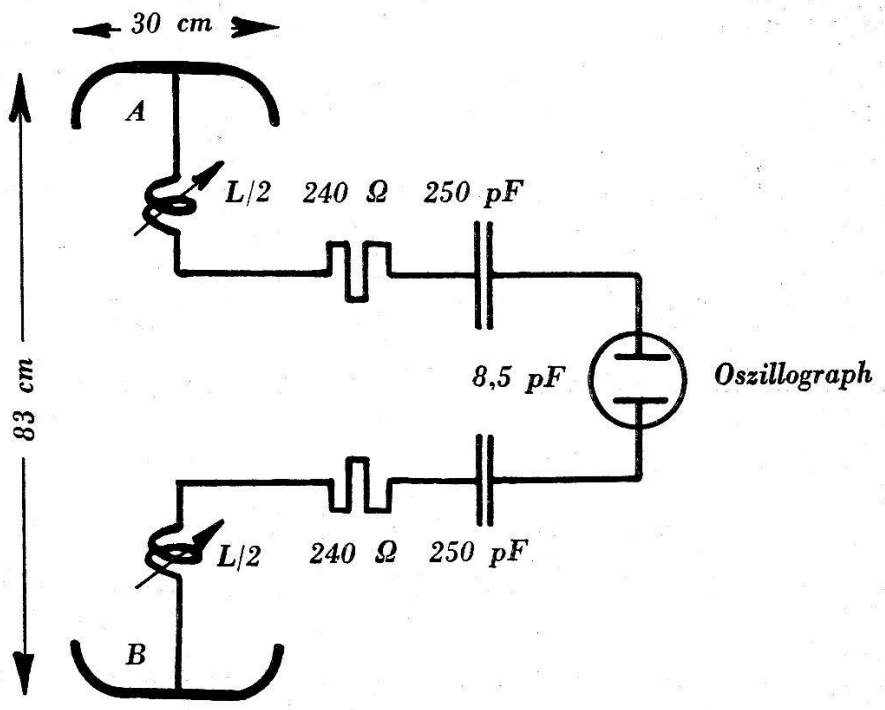


Fig. 3.

Die Spannung des Auffangkondensators wird an das eine Ablenkplattenpaar der Braunschen Röhre gelegt und durch die Ablenkung des Kathodenfleckes die *Grösse* der Spannung bestimmt; aus Richtung und Grösse ist der *Vektor* festgelegt.

Da die aufgefangene Spannung ein zu kleines Oszillogramm ergeben würde, eine Verstärkung wegen der hohen Frequenzen und aus Gründen eines möglichst einfachen Aufbaues der Empfangsvorrichtung nicht in Frage kam, wurde durch *Abstimmung auf Resonanz* eine Vergrösserung des Ausschlages erzielt. Es wurde darauf Wert gelegt, dass die Abstimmorgane in beiden Zuleitungen gleichmässig verteilt waren, um auf diese Art eine symmetrische Spannungsverteilung gegen Erde am Ablenkplattenpaar zu haben.

Dieser Anordnung entspricht folgendes Ersatzschema:

C_0 = Kapazität der Auffangelektroden

$e_0 = E_0 \cdot \sin \omega t$

$\mathfrak{E}_0 = \mathfrak{J} \cdot \left[R + j\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)\right]$ und bei *Abstimmung auf Resonanz*:

$$\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right) = 0$$

$\mathfrak{E}_0 = \mathfrak{J} \cdot R.$

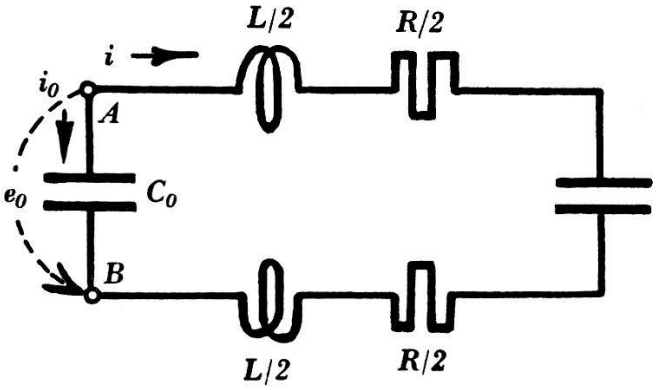


Fig. 4.

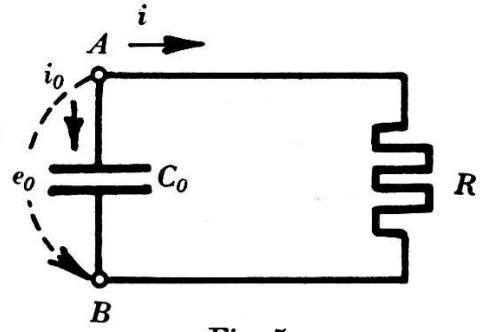


Fig. 5.

Das Ersatzschema vereinfacht sich wie folgt:

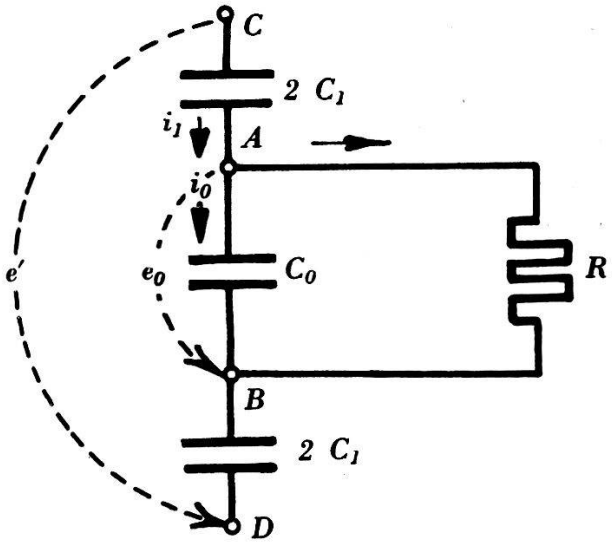


Fig. 6.

Infolge des Energieentzuges durch das Messystem wird das aufzunehmende Feld deformiert und bedingt eine verkleinerte Spannung an der Aufnahmeapparatur. Dies kann durch Einführen einer *fiktiven Kopplungskapazität* C_1 berücksichtigt werden. Damit erhalten wir folgendes Ersatzschema: Zwischen C und D wäre nun die theoretisch zu erwartende Spannung e', zwischen A und B die tatsächlich gemessene Spannung e_0.

Eine einfache Rechnung bestimmt das Verhältnis dieser beiden Spannungen:

$$\frac{e'}{e_0} = a \cdot \varepsilon^{j\psi} = \frac{C_0 + C_1}{C_1} - \frac{j}{\omega C_1 \cdot R}$$

worin

$$\operatorname{tg} \psi = -\frac{1}{(C_0 + C_1)\,\omega R}$$

$$a^2 = \frac{1}{(\omega C_1 R)^2} + \left(\frac{C_0 + C_1}{C_1}\right)^2$$

angestrebt wird $a=1$, was man erhält mit R gross und C_1/C_0 gross. Beide Forderungen stossen bald auf Grenzen. Nimmt man das Spannungsverhältnis a als bekannt an, so lässt sich daraus die Grösse der fiktiven Kapazität berechnen:

$$C_1 = \frac{C_0}{(a^2 - 1)} \left[1 \pm \sqrt{1 + (a^2 - 1)\left(1 + \frac{1}{(\omega C_0 R)^2}\right)}\right].$$

In unserem Falle wird a dadurch bestimmt, dass die theoretisch nach den Formeln von (Abraham) Hertz zu erwartenden Werte mit den experimentell erhaltenen verglichen werden. Fig. 13. In der Nähe der Sendeantenne kann man für unsere Verhältnisse das erzeugte elektro-magnetische Feld noch als ungestört voraussetzen; es gehorcht also an dieser Stelle den Hertzschen Gleichungen.

Man erhält durch Vergleich mit Oszillogramm 4 einen Mittelwert für

$$a \text{ von } 4{,}0$$

$$R = 480 \text{ Ohm.}$$

Die Kapazität des Auffangkondensators wurde mit der Messbrücke zu

$$C_0 = 18 \text{ pF gemessen}$$
$$\omega = 1{,}45 \cdot 10^8.$$

Damit:

$$C_1 = 8{,}7 \text{ pF}, \qquad \psi = -28^0.$$

Die Spannung am Ablenkkondensator berechnet sich zu:

$$E_c = \frac{J}{\omega C} = \frac{E_0}{R\omega C} \qquad E_0 = E_c \cdot R \cdot \omega \cdot C.$$

Durch grosses R wird die Empfindlichkeit verkleinert.

Die *Feldstärke* berechnet sich zu:

$$\mathfrak{E}\ \text{Volt/cm} = \frac{E_0}{d} = \frac{E_c}{d} \cdot R\,\omega\,C$$

$d = 83$ cm
$R = 480$ Ohm
$\omega = 145 \cdot 10^8$
$C = 8{,}5 \cdot 10^{-12}$ Kapazität des Ablenkkondensators
$\mathfrak{E} = E_c \cdot 7{,}1 \cdot 10^{-3}$ Volt/cm.

$$\mathfrak{E}_0\ \text{Volt/cm} = a \cdot \mathfrak{E} = 4 \cdot 7{,}1 \cdot 10^{-3} \cdot E_c = \underline{28{,}4 \cdot 10^{-3}\ E_c^{\text{Volt}}.}$$

Zur *Bestimmung des Vektors H* wurde ein *Rahmenkreis* wie folgt verwendet:

Auf eine kreisförmige Platte von 76 cm ⌀ ist ein 0,5 mm Kupferdraht in einer Windung gewickelt. Die darin durch das magnetische Wechselfeld induzierte Spannung wird an die Ablenkplatten des *Oszillographen* gelegt und gemessen.

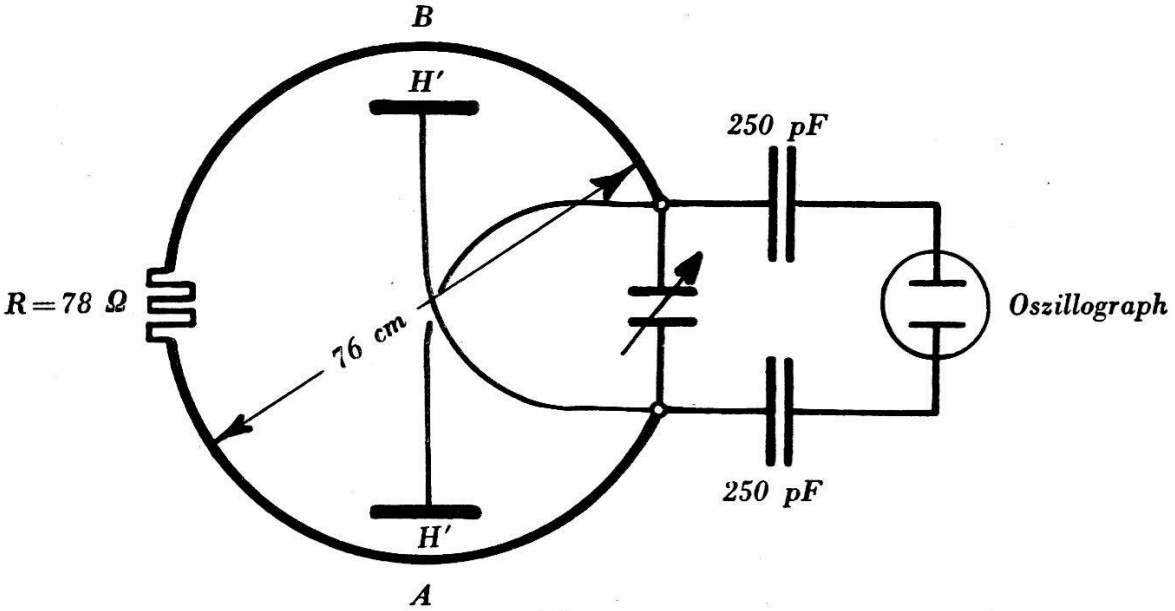


Fig. 7.

Auch hier musste ein Verstärken durch Abstimmen auf Resonanz durchgeführt werden. Der Dämpfungswiderstand von 78 Ohm befindet sich symmetrisch zum Abstimmkondensator auf dem Rahmen.

Für diesen Kreis gilt die Gleichung:

$$-j\,\omega\,\psi = J\left[R + j\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)\right]$$

$L =$ Induktivität der Rahmenschlaufe.
$C =$ Kapazität von Abstimmkondensator + Ablenkplatten.

bei Resonanz:

$$0 = \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)$$

somit:

$$-j\,\omega\,\psi = -j\,\omega F \cdot H \cdot \gamma_0 = J \cdot R$$

$$\underline{J = -j\,\frac{\omega F H \gamma_0}{R}}$$

Spannung an den Ablenkplatten:

$$e_c = -j \cdot \frac{\mathfrak{J}}{\omega C} = \underline{\frac{F \cdot \mathfrak{H} \cdot \gamma_0}{C \cdot R}}$$

$F = 4550\ \mathrm{cm}^2 \qquad C = 13{,}3\ pF \qquad R = 78\ \Omega \qquad \gamma_0 = 4\,\pi \cdot 10^{-9}$

aus e_c ist also H bestimmt zu:

$$H^{\mathrm{A/cm}} = \frac{C \cdot R \cdot E_c}{F \cdot \gamma_0} = \underline{1{,}81 \cdot 10^{-5} \cdot E_c^{\mathrm{Volt}}}.$$

Die Verluste in diesem Rahmenkreis sind:

$$P_v = J^2 \cdot R = E_c^2 \cdot 2{,}92 \cdot 10^{-4}\ \mathrm{Watt} \cong 10^{-2}\ \mathrm{Watt}.$$

Auch hier ist die Kopplung der Aufnahmeapparatur mit der zu messenden Welle nicht 1; trägt man in Fig. 14 die nach den Formeln von Hertz theoretisch zu erwartenden Werte von H auf (tangentiale Feldstärke in der Symmetrieebene) und vergleicht damit ein aufgenommenes Oszillogramm (5), so ergibt sich ein mittlerer *Kopplungskoeffizient*

$$k = \frac{H_0}{H_t} = 0{,}24.$$

Es wurde dabei vorausgesetzt, dass die Ausbildung des Feldes für die betrachtete Messrichtung (Sendedipol zur Südwand des Messraumes) ungestört sei. Diese Voraussetzung trifft natürlich nur angenähert zu, weshalb der so bestimmte Kopplungskoeffizient auch nur orientierenden Wert haben kann.

Es wird ja in dieser Arbeit auf eine quantitative Bestimmung des Feldes kein grosses Gewicht gelegt, weil eine Vorausberechnung für unsere komplizierten Raumverhältnisse ausgeschlossen ist und deshalb die Messungen auch keine Kontrolle liefern können.

Vielmehr wird Wert auf die Bestimmung des Feldverlaufes gelegt, um eine Übersicht über die räumliche Verteilung zu erhalten. Dieser Feldverlauf wird durch die aufgenommenen Oszillogramme festgelegt.

Bei den Messungen mit dem Rahmenkreis machte sich eine Beeinflussung durch das elektrische Feld (Sendewelle) störend bemerkbar. Die in der Rahmenebene liegende Komponente von E erzeugt an den sich gegenüberliegenden Punkten A und B (Fig. 7) des Rahmens eine Spannungsdifferenz, welche im Oszillographen angezeigt wird und die H-Messungen stört. Durch zwei Hilfselektroden (H' und H') wird eine entgegengesetzt gleich grosse Spannung erzeugt und damit die Störspannung kompensiert. Da-

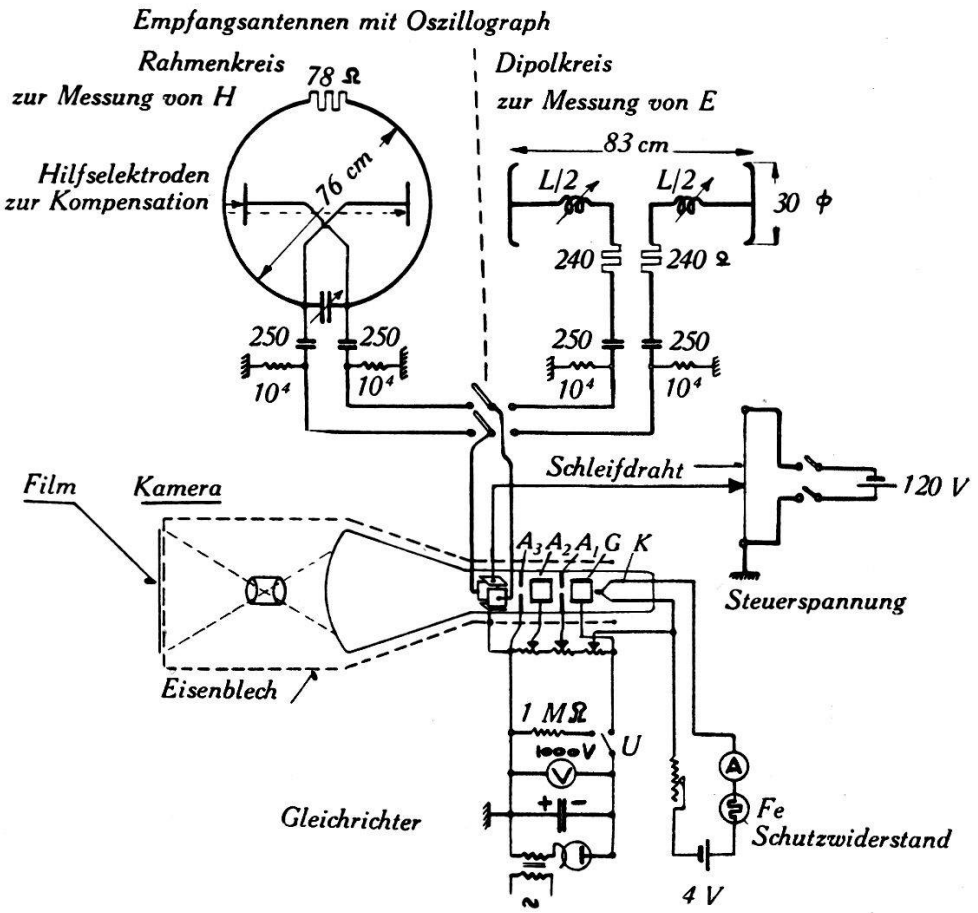


Fig. 8.

mit konnte die Störung des Rahmenkreises durch das elektrische Feld behoben werden.

Als *Hilfselektroden* (H') wurden 2 verschiebbare Messingzylinder verwendet. Durch Beobachten auf dem Leuchtschirm konnten diese Elektroden ein für alle Mal richtig (auf richtige Distanz) einreguliert werden.

Die beschriebenen *Aufnahmekreise* für das elektrische und das magnetische Feld befinden sich mit den *Abstimmorganen*, der *Braun*'schen *Röhre* und der *Kamera* in gedrängter Anordnung auf dem drehbaren Arm des Aufnahmewagens (Fig. 8, Fig. 2).

Die Röhre ist *hochevakuiert* mit Glühkathode (Cossor). Es zeigte sich, dass ein gaskonzentrierter Elektronenstrahl bei den hohen Frequenzen diffus wurde. Sie befindet sich in einem schützenden Eisenzylinder, der Störfelder abhalten soll. Zugleich bildet dieser Eisenzylinder auch einen Teil der *Aufnahme-Kamera.* Die Optik ist so gewählt, dass der Leuchtschirm in *doppelter Vergrösserung* auf dem lichtempfindlichen Film abgebildet wird.

Die zum Betrieb der Röhre notwendigen Hilfsspannungen (Anodenspannung 1000 Volt und Heizspannung) werden über elektrisch abgeschirmte Kabel zugeführt. Unmittelbar vor der Apparatur sind diese Kabel auf dem Wagen zu einer Schutzdrossel aufgewickelt, um hochfrequente Störspannungen abzuhalten. Die vom Gleichrichter erzeugte Anodenspannung von 1000 Volt wird in der Nähe der Braun'schen Röhre durch Spannungsteiler in die für die einzelnen Hilfsanoden nötigen Spannungen unterteilt.

Ein kleiner Umschalter ermöglicht es, die Anodenspannung nach Belieben von der Röhre wegzunehmen; dies bewirkt einen Unterbruch des Kathodenstrahles und zeigt sich im Oszillogramm durch eine weisse Stelle. Mit Hilfe dieser Vorrichtung wurden die in den Oszillogrammen 1 bis 9 gut sichtbaren Kennmarken angebracht. Sie geben bestimmte Stellen im Versuchsraume an.

C. Gang der Messungen.

In einer ersten Versuchsreihe wurden die Horizontalkomponenten der Vektoren E und H bei horizontaler und vertikaler Sendeantenne aufgenommen und die entsprechenden Feldbilder in Fig. 9 und 10 aufgezeichnet.

Zu diesem Zwecke wurde der Messwagen an die verschiedenen Stellen des Raumes gebracht und mit der drehbaren Empfangsantenne die Richtung bestimmt, in welcher der Ausschlag auf dem Leuchtschirm der Braun'schen Röhre auf Null zusammenfiel. Die Richtung der Vektoren konnte auf diese Weise sehr gut bestimmt werden.

Um die Grösse der Vektoren direkt als Funktion des Ortes aufzuzeichnen, wurde folgendermassen vorgegangen:

Das eine Plattenpaar des Oszillographen erhält über einen Schleifkontakt von einem auf dem Laboratoriumsboden liegenden stromführenden Widerstandsdrahte eine *Steuerspannung* (Fig. 8). Beim Verschieben des Messwagens längs diesem Drahte beschreibt der Kathodenstrahl auf dem Leuchtschirm eine Gerade längs der Abszissenachse.

Auf das andere, zum ersten senkrecht stehende Plattenpaar wird die Messpannung geleitet. Diese Hochfrequenzspannung von $2{,}3 \cdot 10^7$ Hertz lenkt den Kathodenstrahl *senkrecht* zur vorigen Richtung ab und auf dem Leuchtschirm entsteht ein Strich, dessen Länge proportional der Ablenkspannung ist.

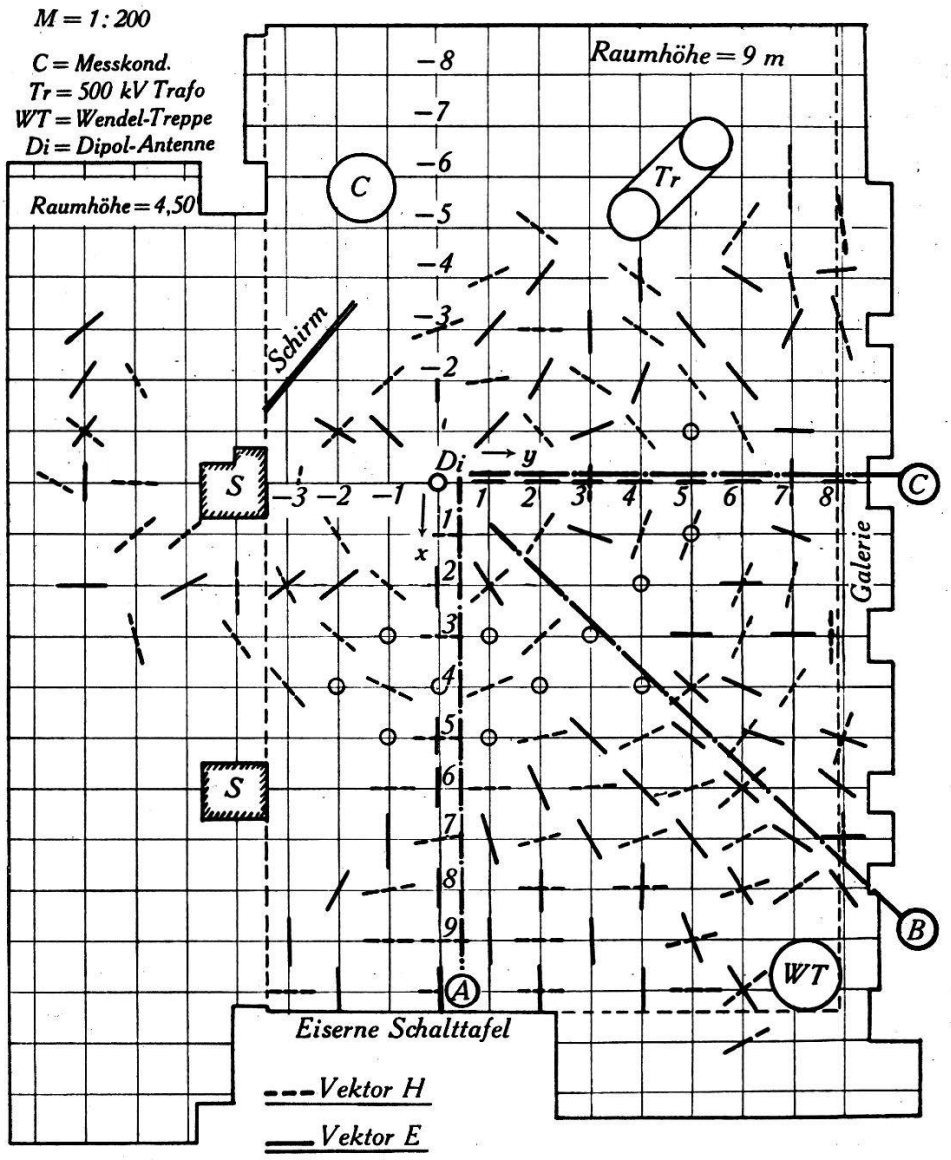


Fig. 9.

Führt man also den Wagen längs des Steuerdrahtes und lässt gleichzeitig die vom Empfänger aufgenommene Spannung auf den Kathodenstrahl wirken, so entstehen die Oszillogramme 1 bis 8 mit der gemessenen Spannung als Ordinate über der Entfernung vom Sender als Abszisse. Infolge der kurzen Messdauer für ein Oszillogramm (ca. 1 Min.) kann man annehmen, dass sich in dieser Zeit die Sendedaten nicht verändert haben. Es wurde ausserdem darauf geachtet, dass während einer Aufnahme keine Personen

in der Nähe der Aufnahmeapparatur das Feld stören konnten; der Messwagen wurde zu diesem Zwecke von ferne mit einem Seil gezogen. Die weissen Unterbrechungen sind Ortsmarkierungen, indem jeweils an bestimmten Stellen des Raumes die Anodenspannung unterbrochen wurde. Der auf dem Leuchtschirm

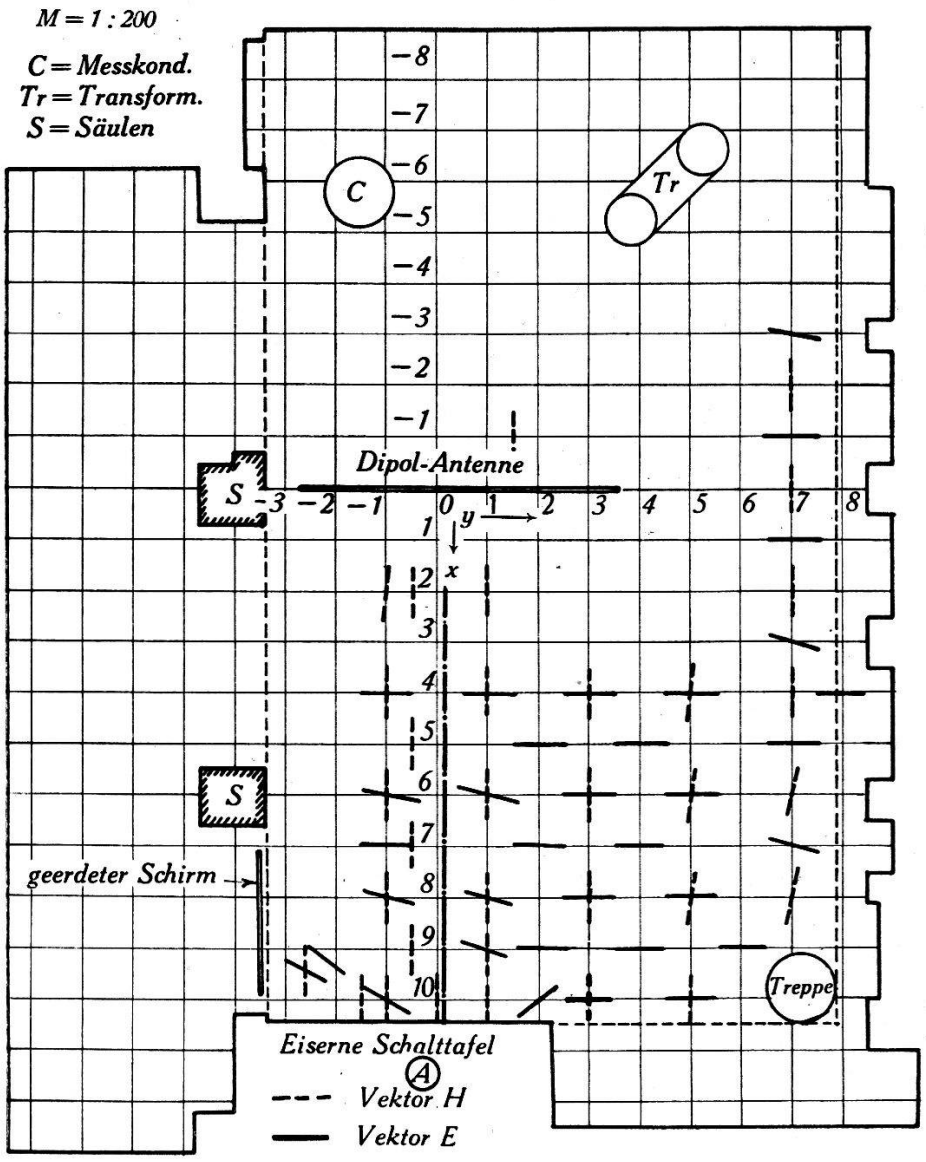


Fig. 10.

auftretende Strich erleichtert dann die Auswertung der Oszillogramme insofern, als sich die zu bestimmten Stellen gehörigen Feldstärken leicht feststellen lassen.

Die Oszillogramme 1 bis 8*) geben den Verlauf einer *Vektorkomponenten* wieder längs einer Messtrecke im Hochspannungsraume, die in einer Höhe von 185 cm parallel zur Bodenfläche lag. (Siehe Fig. 9 und 10.)

*) Seite 464 und 465.

Die grauen Flächen der Oszillogramme sind vom Kathodenstrahl bestrichenes Gebiet. Die Höhen dieser Flächen (Ordinaten) sind proportional den an den Ablenkplatten auftretenden S-Spannungen. Zur besseren Übersicht sind die maximalen Ausschläge nochmals punktweise im Oszillogramm über der Grundlinie abgetragen (ausgezogene Linie). Zu den Oszillogrammen sind jeweils die zugehörigen Versuchsbedingungen, Lage des Sendedipols und des Empfängers angegeben.

D. Resultate.

Die Feldbilder Fig. 9 und 10 geben einen guten Anhaltspunkt über die *Ausbreitung der Wellen* von der strahlenden Antenne aus.

Aus Oszillogramm 1 ist die Vertikalkomponente des Vektors E längs der Messgeraden A (Fig. 9) zu entnehmen. An der reflek-

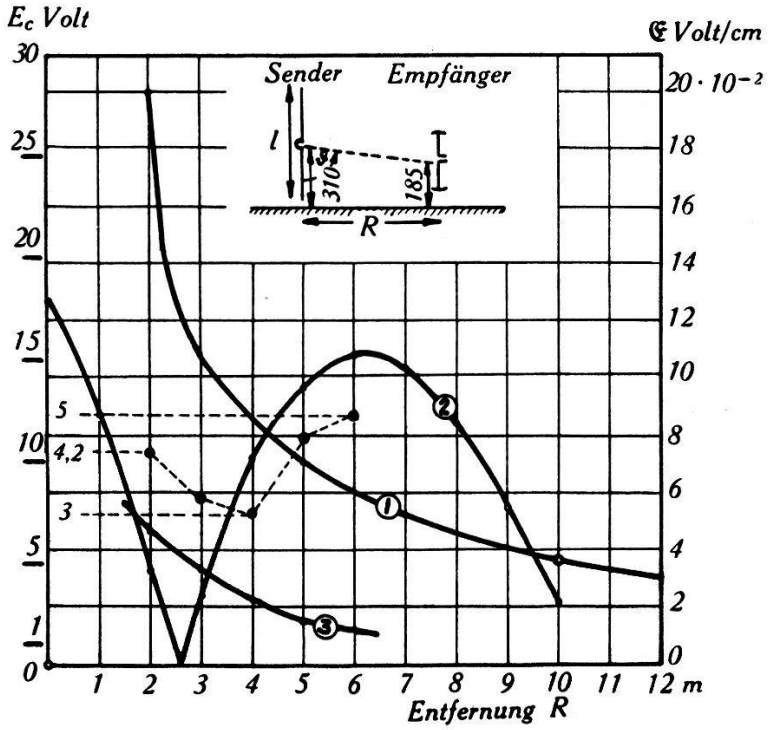


Fig. 11.
Verlauf von $\mathfrak{E}$:
① nach der Formel von Hertz
② „ Osz. 1: Vertikalkomponente Richtung A in Fig. 9.
③ „ „ 4: Vertikalkomponente Richtung C in Fig. 9.

tierenden Wand hat diese einen Wert von $2 \cdot 10^{-2}$ V/cm (Fig. 11).

An derselben Stelle beträgt H/tangential (aus Oszillogramm 5 und Fig. 12) $0{,}2 \cdot 10^{-4}$ Amp/cm.

Daraus berechnet sich die horizontale Energiekomponente, also die in die Wand fliessende Energie:

$$S_{\text{horiz}} = [\mathfrak{E}_v \cdot \mathfrak{H}_t] = E \cdot H \cdot \cos \varphi$$

$\cos\varphi$ ist nicht messbar; angenommen $\cos\varphi = 1$, dann beträgt die Absorption der Wand:

$$S = E \cdot H = 2 \cdot 10^{-2} \cdot 0{,}2 \cdot 10^{-4} = \underline{0{,}4 \cdot 10^{-6}\ \mathrm{W/cm^2}}.$$

Die ausgestrahlte Energie des Senders beträgt ca. 35 Watt. Der Raum hat eine Grösse von 20/12/9 m und somit eine Oberfläche von ca. $10^7\ \mathrm{cm^2}$.

Wenn die ausgestrahlte Energie sich gleichmässig auf die

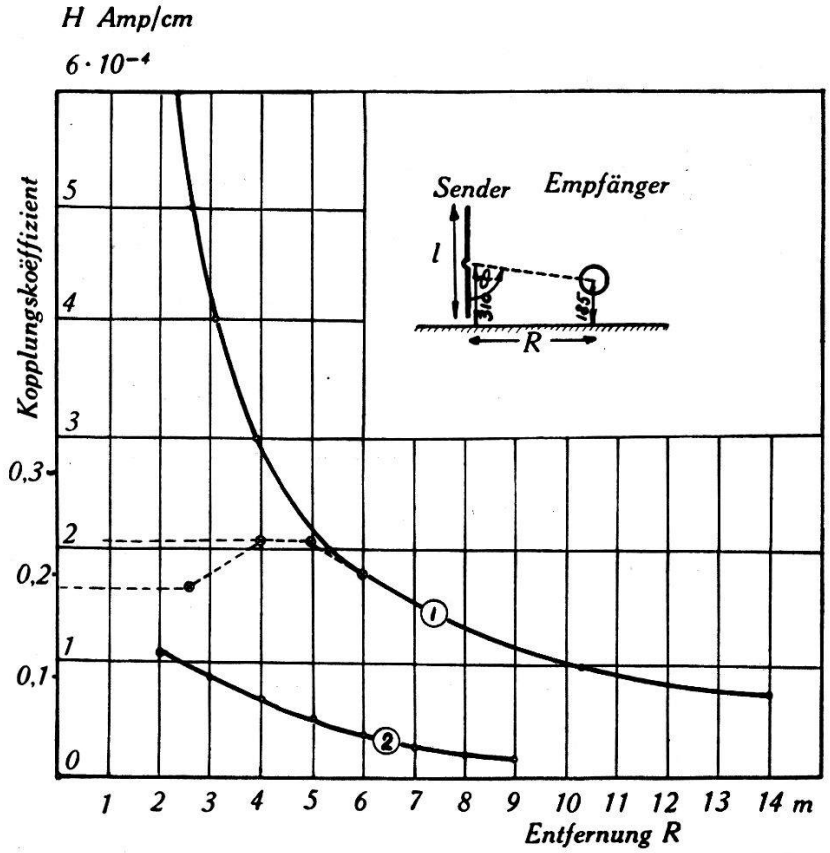


Fig. 12.

Verlauf von $\mathfrak{H}$.

① nach der Formel von Hertz

② nach Osz. 5, Horizontalkomponente in Richtung A, Fig. 10.

gesamte Oberfläche verteilen würde, fiele auf den $\mathrm{cm^2}$ $3{,}5 \cdot 10^{-6}$ Watt/$\mathrm{cm^2}$.

Die oben betrachtete Wandfläche ist zum Teil durch eine metallische Schalttafel gebildet, hat somit ein höheres Reflexionsvermögen als die übrigen aus Gitter und Verputz bestehenden Wände. Damit lässt sich der etwa 10mal kleinere Verlust an dieser Stelle erklären.

Zwischen Sender und reflektierender Wand in einer Entfernung $x = 3$ bis 5 m vom Sender findet sich ein schmales Gebiet

(Fig. 9), in welchem keine bestimmte Richtung der Vektoren E festzustellen war. In Fig. 9 durch O dargestellt. Aus den Oszillogrammen geht nun hervor, dass sich in diesem Gebiete ein Spannungsknoten befindet (Oszillogramme 1, 2, 3).

Diese Erscheinung liess sich nur bei *vertikaler* Stellung der Sendeantenne nachweisen (Osz. 6); dreht man die Sendeantenne in horizontale Lage, so verschwindet auch der Knoten.

Der Antennenstrom betrug für alle Messungen 0,65 A. Die Oszillogramme geben ein anschauliches Bild vom Verlauf der Feldstärken.

In Fig. 11 sind die experimentell erhaltenen Werte mit den theoretischen verglichen.

Kurven ② und ③ sind aus Oszillogramm 1 und 4 übertragen. Kurve ① ist nach der Formel von Hertz für einen strahlenden Dipol berechnet (Abraham-Becker, Theorie der Elektrizität):

$$\mathfrak{E}_t = -\sin\vartheta \cdot \frac{c \cdot J \cdot l}{R^2}\left[\left(\frac{2\pi R}{\lambda} - \frac{\lambda}{2\pi R}\right)\cdot\cos\alpha + \sin\alpha\right]$$

$$\alpha = \omega\left(t - \frac{R}{c}\right).$$

Der Klammerausdruck kann als Vektor aufgefasst werden und lässt sich wie folgt vereinfachen:

$$\left[\left(\frac{2\pi R}{\lambda} - \frac{\lambda}{2\pi R}\right)\cos\alpha + \sin\alpha\right] = \sqrt{\left(\frac{2\pi R}{\lambda} - \frac{\lambda}{2\pi R}\right)^2 + 1}\cdot\sin(\alpha+\varphi)$$

für:

$c = 3 \cdot 10^{10}$ cm/sec

$J = 0{,}65 \cdot 2/\pi$ Amp.: Mittelwert des Antennenstromes bei sinförmiger Stromverteilung über die Antenne

$l = 625$ cm Antennenlänge

$R =$ Entfernung Sender/Empfänger

$\lambda = 13 \cdot 10^2$ cm Wellenlänge

$\vartheta \cong \pi/2$, $\sin\vartheta = 1$

$E = 1 \cdot 3 \cdot 10^{10} \cdot 0{,}65 \cdot 2/\pi \cdot \frac{625}{10^6} \cdot [4{,}74] \cdot 10^{-9}$ Volt/cm

$E = 0{,}0368$ Volt/cm. für $R = 10$ m.

Aus den Werten der theoretischen Kurve ① und des Oszillogrammes ③ findet sich durch Division der auf Seite 6 gebrauchte Faktor a (gestrichelte Kurve). a schwankt von 3 bis 5, Mittelwert 4. In Fig. 14 sind analog die H-Werte verglichen.

Nach der Formel von Hertz (Lit. cit.) wird die *magnetische Feldstärke*:

$$\alpha = \omega(t - R/c)$$

$$\mathfrak{H} = -\sin\vartheta \cdot \frac{J \cdot l}{R^2} \cdot \left[\sin\alpha + \frac{2\pi R}{\lambda} \cdot \cos\alpha\right]$$

$$H = \sin\vartheta \cdot \frac{J \cdot l}{R^2} \sqrt{1 + \left(\frac{2\pi R}{\lambda}\right)^2} \cdot \sin(\alpha + \varphi)$$

für:

$\vartheta = \pi/2$
$J = 0{,}65 \cdot 2/\pi$ Amp., Mittelwert des Antennenstromes
$l = 625$ cm Antennenlänge
$\lambda = 13 \cdot 10^2$ cm Wellenlänge
$R = 10$ m Messpunkt

wird:

$$H = 1 \cdot 0{,}65 \cdot 2/\pi \cdot \frac{625}{10^6} \cdot [4{,}93] \cdot 1/4\pi \text{ Amp/cm}$$

$$\underline{H = 10^{-4} \text{ Amp/cm}} \quad \text{für } R = 10 \text{ m.}$$

Der auf Seite 451 eingeführte Kopplungskoeffizient ist für einige Entfernungen aus den Kurven gemessen (Punkte durch gestrichelte Linie verbunden).

Der *mittlere Kopplungskoeffizient* beträgt *0,2*.

E. Vergleich mit anderen Messungen.

Die bereits erwähnten Untersuchungen (5) an der Hochschule in Breslau beschränken sich auf den theoretischen Fall einer Stabantenne zwischen 2 zu ihr senkrecht stehenden vollkommen leitenden Ebenen und andererseits einer Stabantenne in einem langen, koaxialen, leitenden Zylinder.

Obschon diese Versuchsbedingungen nur wenig mit den tatsächlichen Verhältnissen des hier untersuchten Raumes übereinstimmen, können doch die Resultate hier und dort sinngemäss verglichen werden.

Diese Untersuchungen zeigen, dass für eine Stabantenne in einem durch leitende Wände der angegebenen Art abgeschirmten Raume infolge Reflexionen und Überlagerung charakteristische Berge und Täler der *E*- und *H*- Vektoren auftreten (Theorie). Eine Möglichkeit für deren Vorausberechnung ist nur für theoretisch ideale Verhältnisse denkbar. In unserem Falle ist eine genaue Theorie von vornherein ausgeschlossen, und deshalb kann uns auch nur das Experiment Aufschluss geben.

Die aufgenommenen Oszillogramme 1 bis 8 geben tatsächlich ein Bild vom Feldverlauf, wie es nach den erwähnten Arbeiten zu erwarten war.

So fordert die Theorie von WEYRICH[5]) für $\lambda = 13$ m und einem Zylinderradius von $R = 11{,}5$ m ausser einem Spannungsknoten an der reflektierenden Wand noch einen zweiten zwischen letzterer und der Antenne.

Für unsere Verhältnisse haben wir diese Bedingungen annähernd gegen die Westwand des Hochspannungsraumes erfüllt (Fig. 11), und tatsächlich treten in den Oszillogrammen 1, 2 und 3 die erwähnten Spannungsknoten auf, währenddem gegen die Südwand ($R = 8{,}5$ m) der Feldverlauf ganz anders ist: Osz. 4. In den Breslauer-Untersuchungen wurden die Distanz der parallelen Platten oder der Radius des Zylinders verändert unter gleichzeitiger Beibehaltung der Wellenlänge und dadurch die Feldbilder weitgehend beeinflusst. Dasselbe Resultat erhält man natürlich auch, wenn bei konstanten Raumverhältnissen die Wellenlänge verändert wird.

Dies wird auch in Wirklichkeit bei einer Hochspannungsentladung, für welche diese Untersuchungen ja durchgeführt werden, eintreffen. Dort wird man es allgemein mit einer ganzen Reihe verschiedener Frequenzen zu tun haben. (Spätere Untersuch.) Für jede (einzelne) Welle gelten sinngemäss die gleichen Gesetze: Bei kürzeren Wellen werden mehrere Knoten zwischen Sender und Wand zu erwarten sein.

Die Untersuchungen auch noch in dieser Richtung fortzusetzen, hätte keinen Sinn, da man alle möglichen Fälle sowieso nicht erfassen könnte.

Diese Messungen mit einer ungedämpften Welle sollten lediglich einen allgemeinen Überblick geben.

F. Einfluss verschiedener Apparate.

Ausser den Wänden haben natürlich auch die metallischen Apparate einen bedeutenden Einfluss auf das Bild des El. Mg.-Feldes. Dies ist gut in Fig. 14 zu sehen, wo die elektrischen Feldlinien in der Nähe des Transformators von der ursprünglich radialen Richtung abweichen und auf den Transformator zustreben.

Eine kleine Verschiebung des *Laufkranes* im Hochspannungslabor machte sich im Empfänger durch Veränderung des aufgenommenen Feldes deutlich bemerkbar.

Einen grossen Einfluss haben in Resonanz *mitschwingende Leiter*. Ein Kabelstück von der Länge der Sendeantenne konnte das Feld weitgehend beeinflussen.

Ausser diesen erwähnten Leitern gibt es noch viele, die mit den reflektierenden Wänden das Elektromagnetische Feld bestimmen.

3. Sendeanordnung für gedämpfte Schwingungen.

Die vorhergehenden Abschnitte zeigten, wie vielgestaltig das elektromagnetische Feld schon bei *einer* Frequenz werden kann. Auch hat sich eine theoretische Vorausbestimmung desselben als aussichtslos erwiesen.

Im Folgenden wird nun eine Anordnung beschrieben, mit deren Hilfe kurze Störungen ausgesandt und mittels Kathodenstrahloszillograph an verschiedenen Stellen des Hochspannungsraumes resgistriert werden können.

Dabei gewinnt man einen Einblick in die Vorgänge, die bei einem Funkenübergang und damit erzeugten Feldveränderungen auftreten.

Als *Sender* wurde die normale, mit 750 mm Kugeln ausgerüstete *Messfunkenstrecke* (Fig. 13) des Hochspannungslaboratoriums verwendet. Das untere Ende wurde auf 3 cm Porzellanisolatoren von Erde isoliert aufgestellt.

Um ein Verzögerungskabel (Ursache zu Verzerrungen) zwischen Auffangelektroden und Oszillograph entbehren zu können, wurden nach folgender Schaltung (Fig. 13) Entladungsstrecke und Oszillograph zwangsläufig gekoppelt.

Ein Transformator lädt über 2 Ventilröhren einerseits einen Kondensator C' von 4000 pF auf 50 kV negativ auf, anderseits einen gleichen Kondensator C'' auf 50 kV positiv.

An den ersten Kondensator C' ist über einen Widerstand $R' = 200{,}000$ Ohm der obere Teil der Kugelfunkenstrecke angeschlossen.

Der andere Kondensator C'' lädt über über die Funkenstrecke F_1 und den Widerstand R_1 die Kapazität C_1.

Die Anordnung ist nun wie folgt einreguliert:

Die Messfunkenstrecke F_3 ist so eingestellt, dass bei 50 kV noch kein Überschlag stattfinden kann.

Erreicht der Kondensator C'' eine Spannung von $+ 50$ kV, so zündet die Funkenstrecke F_1 und lädt über den Widerstand R_1 die Kapazität C_1 auf. Gleichzeitig erhält das Kipprelais des KO über das abgeschirmte Kabel einen Spannungsstoss, welcher die

Doppelfunkenstrecke zum Zünden bringt und damit den Kathodenstrahl freigibt.

Inzwischen hat sich der Kondensator C_1 soweit aufgeladen, dass auch die Funkenstrecke F_2 zündet und damit auf die untere Kugel der Messfunkenstrecke eine negative Spannungswelle leitet, die nun die Spannungsdifferenz zwischen den Messkugeln soweit steigert, dass nun auch die Funkenstrecke F_3 durchschlägt. Die

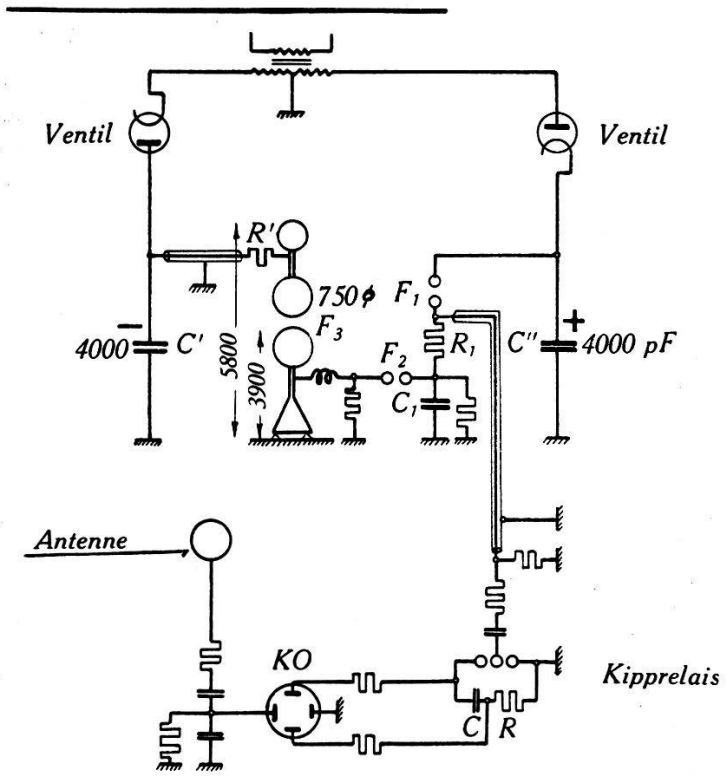


Fig. 13.

Sender für gedämpfte Schwingungen.

F_1 62,5 mm Funkenstrecke von Erde isoliert
F_2 30 mm „
F_3 750 mm „
$R_1 = 50$ Ohm $C_1 = 8000$ pF ..... $T_1 = 0{,}4$ μS
$R = 2{,}6$ Ohm $C = 0{,}5$ uF ..... $T = 1{,}3$ μS

obere Hälfte der Funkenstrecke kann sich nun über die leitende Funkenbahn nach Erde entladen. Infolge des kleinen Widerstandes — es kommt lediglich der *Funkenwiderstand*

$$R_f = \frac{k \cdot L}{Q} = \frac{0{,}12 \cdot 10^{-3} \cdot 2}{10^{-5}} = 24 \text{ Ohm}$$

(Töpler) und der *Strahlungswiderstand* der Anordnung $R_s = 20$ Ohm in Frage — entsteht eine *gedämpfte periodische Entladung.*

Durch richtige Wahl von R_1, C_1 und F_2 konnte erreicht werden, dass der Oszillograph etwa 0,5 μS vor der Zündung der Mess-

funkenstrecke in Tätigkeit gesetzt wurde und damit für die Aufzeichnung der aufgenommenen Schwingung bereit war.

Zuerst wurde die Schwingung der Funkenstrecke oszillographiert. Die eine Ablenkplatte wurde zu diesem Zweck über einen Hängeisolator als Kapazität direkt mit der Funkenstrecke gekoppelt: Osz. 9. Der Grundfrequenz sind noch obere Harmonische überlagert. Letztere waren infolge des komplizierten Aufbaues des schwingenden Gebildes zu erwarten.

An verschiedenen Stellen des Raumes wurde nun die hervorgerufene Störung des elektrischen Feldes mit folgender Anordnung registriert:

Als Auffangelektrode diente ein Aluminiumthoroid von 1 m 20 Durchmesser in 3 m 50 über dem Laboratoriumsboden. Ein feiner Widerstandsdraht — kleine Kapazität, Dämpfung von Eigenschwingungen der Zuleitung — führte von dieser Elektrode direkt an die eine Ablenkplatte des *KO*. Die gegenüberliegende Ablenkplatte war geerdet. Es wurde also auf diese Weise die an der Auffangelektrode auftretende Spannungsdifferent gegen Erde registriert.

Zum Unterschied der in Abschnitt 2 beschriebenen Messungen wurde hier der Standort der eigentlichen Aufzeichnungsapparatur nicht verändert. Einzig die Auffangelektrode wurde an die verschiedenen Stellen des Hochspannungsraumes gebracht.

Zwei charakteristische Oszillogramme 10 und 11 sind abgebildet (S. 465).

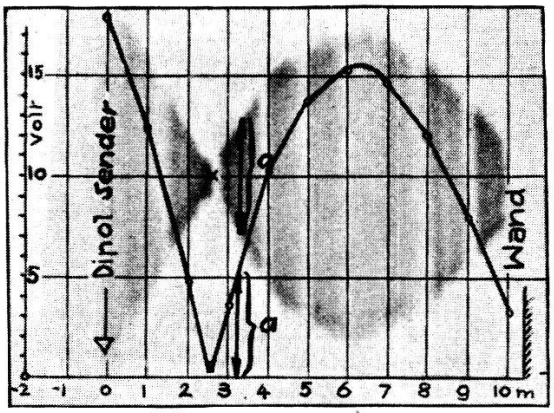
Gegenüber der ausgestrahlten Welle (Osz. 9) zeigen diese Bilder einen vollständig unterschiedlichen Verlauf. Die Grundschwingung ist nur noch vereinzelt zu erkennen. Ihr haben sich die von den Wänden und den übrigen metallischen Körpern reflektierten Wellen überlagert zu einer Störung von ganz kompliziertem Verlauf.

Die an zwei verschiedenen Stellen des Raumes aufgenommenen Oszillogramme 10 und 11 zeigen unter sich wieder grosse Abweichungen.

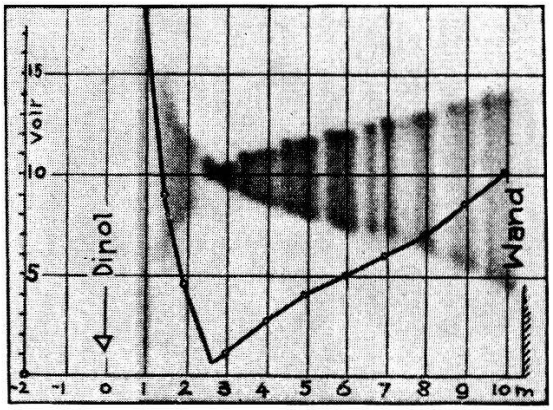
Diskussion.

Aus den oszillographischen Aufnahmen 9 bis 11 ergibt sich folgendes:

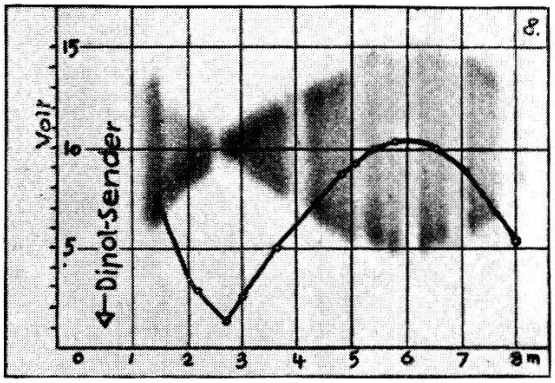
Die Funkenstrecke schwingt bei einer Entladung der oberen Kugel wie eine geerdete Stabantenne mit einem Spannungsbauch oben und einem Spannungsknoten an der geerdeten Stelle. Aus den geometrischen Grössen berechnet sich unter dieser Voraussetzung die ausgestrahlte Welle zu: $\lambda = 4 \cdot 5\text{ m } 80 = 23{,}2\text{ m}$; aus Oszillogramm 9 bestimmt sich $\lambda = 23\text{ m}$.



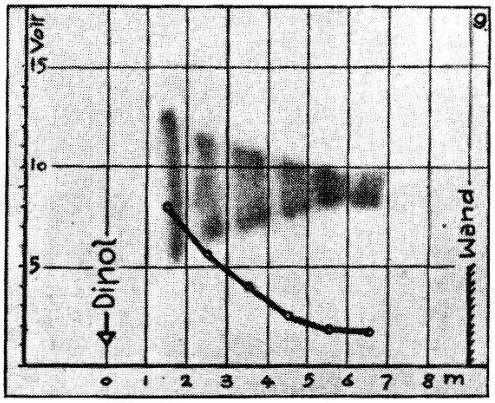
Osz.: 1
Vektor: E, vertikal Dipol: vertikal
Messrichtung: A
von: $x=0$, $y=0$ bis: $x=10$, $y=0$



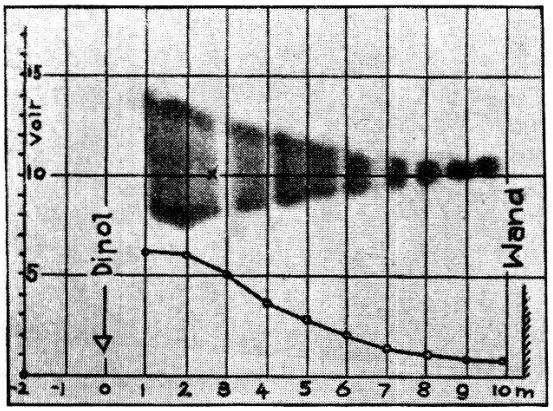
Osz.: 2
Vektor: E, horizontal Dipol: vertikal
Messrichtung: A, Fig. 11
von: $x=1$, $y=0$ bis: $x=10$, $y=0$



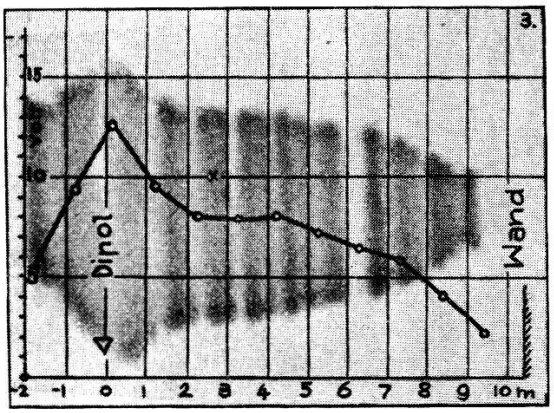
Osz.: 3
Vektor: E, vertikal Dipol: vertikal
Messrichtung: B, Fig. 11
von: $x=1$, $y=1$ bis: $x=8$, $y=8$



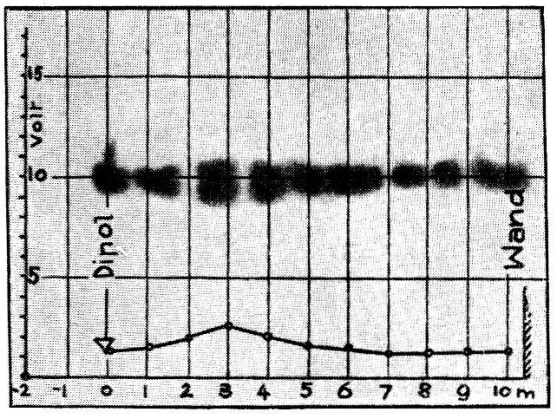
Osz.: 4
Vektor: E, vertikal Dipol: vertikal
Messrichtung: C, Fig. 11
von: $x=0$, $y=1$ bis: $x=0$, $y=7$



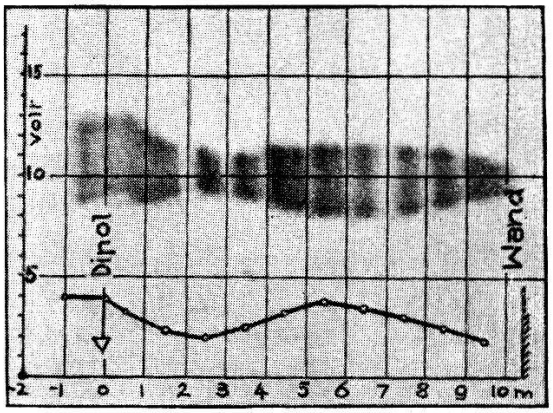
Osz.: 5
Vektor: H, tangential Dipol: vertikal
Messrichtung: A, Fig. 11
von: $x=1$, $y=0$ bis: $x=10$, $y=0$



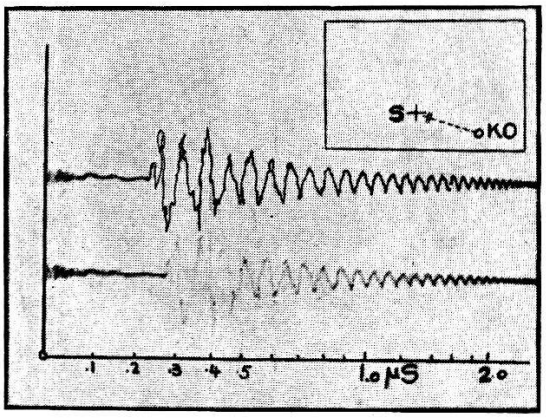
Osz.: 6
Vektor: E, horizontal, parallel Dipol
Dipol: horizont. Messrichtung: A, Fig. 11
von: $x=-2$, $y=2$ bis: $x=10$, $y=2$



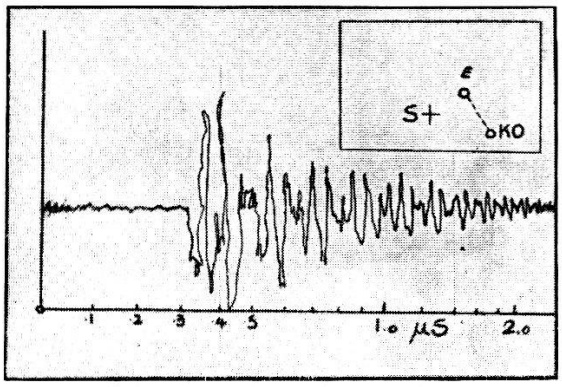
Osz.: 7
Vektor: H, horizonzal, senkrecht Dipol
Dipol: horizont. Messrichtung: A, Fig. 12
von: $x=-1$, $y=2$ bis: $x=10$, $y=2$



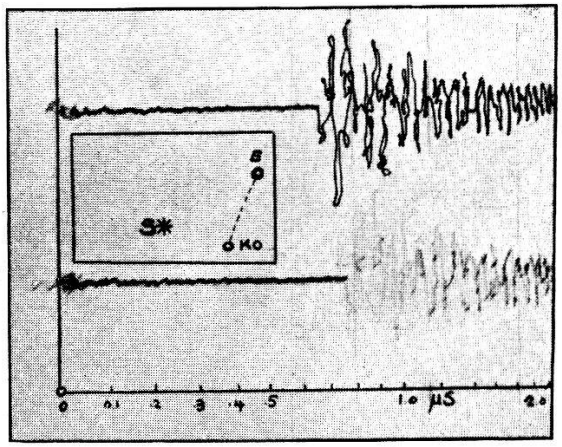
Osz.: 8
Vektor: H, vertikal Dipol: horizontal
Messrichtung: A, Fig. 12
von: $x=0$, $y=2$ bis: $x=10$, $y=2$



Osz.: 9

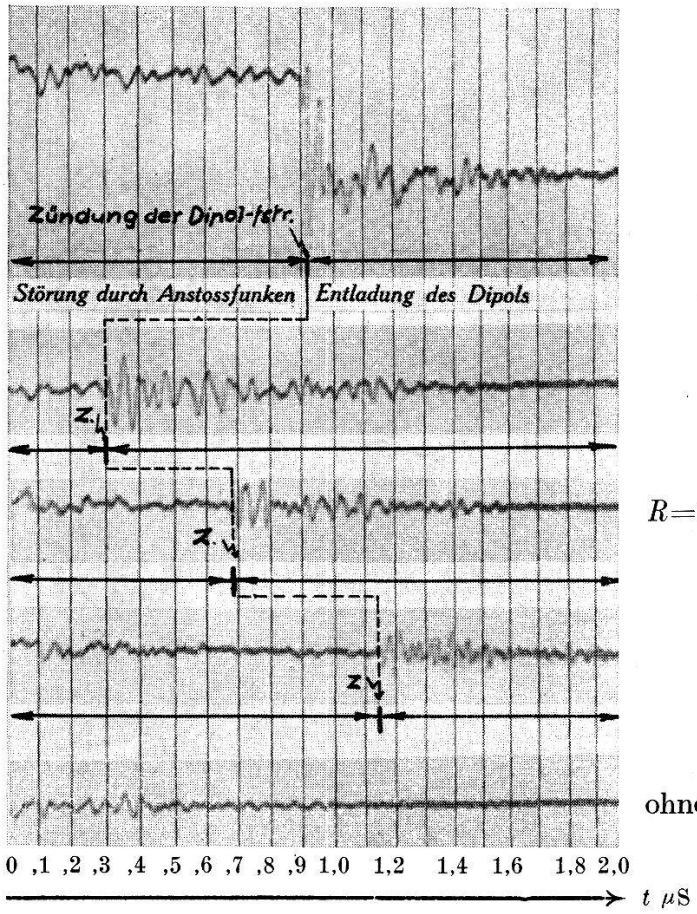


Osz.: 10



Osz.: 11
Oszillogramme einer gedämpften Entladung der Messfunkenstrecke.

S = Sender E = Empfangsantenne KO = Oszillograph
umrandete Fläche = Hochspannungsraum.



Osz.: 12
$R = 0{,}45$ m

Osz.: 13
$R = 1{,}85$ m

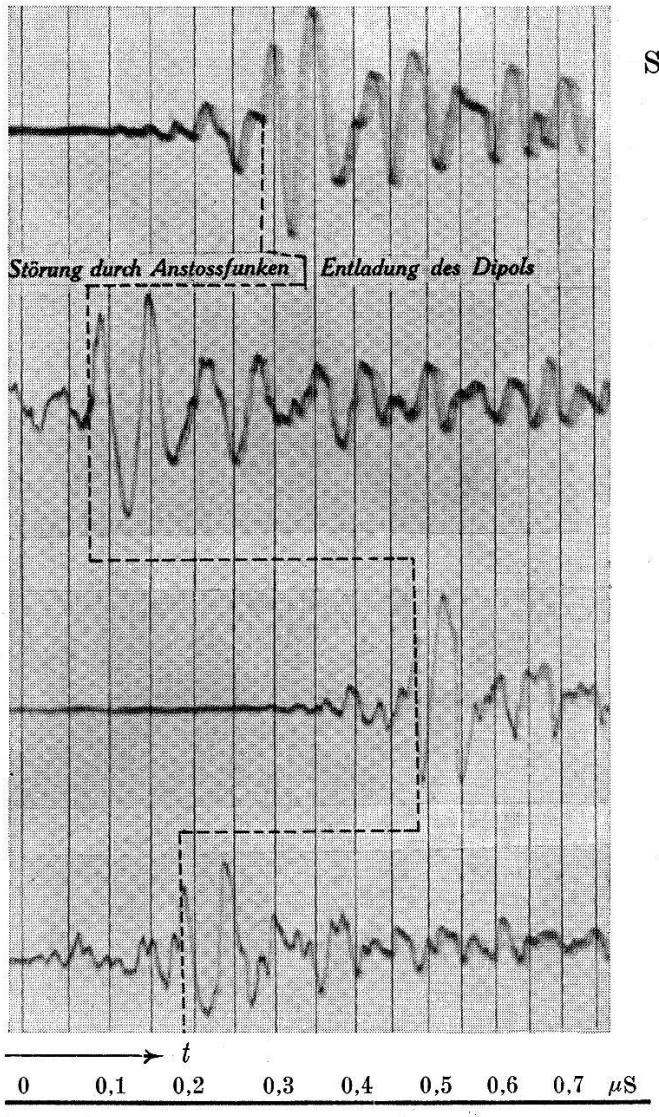
Osz.: 14
$R = 1{,}85$ m mit dazwischengestelltem *Schirm*

Osz.: 15
$R = 4{,}40$ m

Osz.: 17
ohne Entladung des Dipols

Durch die *Entladung eines Dipols* (1,5 m) nach Fig. 17 hervorgerufene Störung in verschiedener Entfernung vom Sender.

Die Oszillogramme sind einzeln nacheinander aufgenommen worden. Abgesehen von der kurzen Laufzeit (10^{-8} sec) erfolgt die Störung an den verschiedenen Messorten im gleichen Zeitpunkte. Zündmoment Z ist in den Oszillogrammen auf der gleichen Zeitlinie zu denken.



Dipol = 4,70 m
Entfernung
Sender-Empfänger:

Osz.: 17
$R = 3$ m

Osz.: 18
$R = 4{,}1$ m

Osz.: 19
$R = 5{,}7$ m

Osz.: 20
$R = 7{,}2$ m

Die durchgeschlagene Funkenstrecke zwischen den 2 Kugeln bildet also eine leitende Verbindung ($R = 24$ Ohm, Töpler) zwischen den beiden Teilen des Apparates.

Die Oberschwingungen lassen sich durch die Unstetigkeiten des Senders erklären. Diese sind aber verhältnismässig klein gegenüber der Grundschwingung. Alle einzelnen Entladungen sind aber unter sich vollkommen gleich, was aus mehreren Oszillogrammen hervorgeht.

Ein ganz anderes Bild zeigen dagegen die Schwingungen an verschiedenen Stellen des Hochspannungsraumes: Osz. 11 und 10. Der direkten Welle überlagern sich noch die reflektierten und geben zusammen eine Störung, in der nur noch schwer die Form der ursprünglichen Schwingung des Senders zu erkennen ist. — Zu den Oszillogrammen ist zu bemerken, dass wegen ungenügender Abschirmung des „Zeitkreises" am Kathodenstrahloszillographen sich noch eine Hochfrequenzspannung überlagern konnte, die auf dem Oszillogramm die schlaufenartigen Bilder hervorrief. Alle Oszillogramme mussten zur Wiedergabe ausgebessert werden. Der Zeitmasstab wurde mittels einer Eichfrequenz $f = 2{,}3 \cdot 10^7$ Hz bestimmt. (Frequenz des bei den früheren Messungen in Abschnitt 2 benützten Senders.)

In den Oszillogrammen 9 bis 11 sind jeweils durch Skizzen die Standorte von Sender, Empfänger und Oszillograph im Hochspannungsraum angegeben.

Aus den Oszillogrammen lässt sich die *Dämpfung* der Schwingungen abschätzen:

Währenddem die Sendewelle nach 0,22 μS von der Maximalamplitude auf den halben Wert absinkt, braucht es dazu in den aufgenommenen Oszillogrammen 10 und 11 0,27 resp. 0,28 μS. Die im *Raum hervorgerufene Störung überdauert also die Störursache um ca. 0,05* μS. Das ist eine Folge des im vorigen Abschnitt gefundenen und im nächsten zu berechnenden guten Reflexionsvermögen der umgebenden Wände und der geringen Dämpfung der Raumschwingung.

Die Untersuchungen haben gezeigt, dass bei einem Zünden der Funkenstrecke die aufgespeicherte Energie sich oszillatorisch entlädt und in Form einer gedämpften Schwingung in den Raum strahlt.

Das gezeigte Beispiel ist keine Ausnahme, sondern *wird sich bei jeder Messung mit der Kugelfunkenstrecke genau wiederholen.* Denn in den meisten Fällen ist wie hier vor die Messanordnung ein Schutzwiderstand von einigen 100,000 Ohm geschaltet. Dieser erlaubt der Funkenstrecke, wie eine kleine Überschlagsrechnung

und die aufgenommenen Oszillogramme zeigen, sich in einer freien Schwingung, die durch die geometrischen Dimensionen bestimmt ist, zu entladen.

Die vorgeschalteten Messobjekte vermögen über den hohen Dämpfungswiderstand diese freie Schwingung nicht zu beeinflussen. Bei jeder Zündung der Messfunkenstrecke wird sich also eine solche Schwingung ausbilden. Unter sich werden sie vollkommen gleich sein, nur der *Energieinhalt* wird sich je nach der Messpannung verändern.

Entsteht zwischen den 750 mm-Kugeln von F_3 ein Lichtbogen, so kann keine Neuaufladung stattfinden und damit auch keine erneute Hochfrequenzentladung. Findet aber infolge eines genügend hohen Dämpfungswiderstandes ein unterbrochener Funkenübergang statt (prasselndes Geräusch), so bildet sich auch bei jeder Neuzündung die Schwingung aus.

Als hauptsächliche Störquellen sind also die in Form von klatschend weissen Funken sich entladenden Messanordnungen zu betrachten. Die Störfrequenz lässt sich aus den geometrischen Abmessungen bestimmen und ist meistens höher als 10^7 Hz.

Entladungen eines Dipols.

Mit einer ganz ähnlichen Anordnung, wie der bereits beschriebenen, wurde versucht, ganz kurze, stark gedämpfte Schwingungen zu erzeugen.

Als *Sender* (Fig. 14) wurde ein 1,5 m langer Dipol verwendet. Dieser war durch eine Funkenstrecke in 2 gleiche Teile geteilt, die dann entgegengesetzt über 2 Silitstäbe von je 2 MΩ aufgeladen werden konnten. In der Mitte dieser Funkenstrecke war eine runde Blechplatte angebracht, die beim Aufladen der Dipolhälften auf Erdpotential gehalten wurde und dadurch das Feld der Funkenstrecke nicht störte.

Wird jedoch das Potential dieser Platte verändert, so vergrössert sich auch die Spannungsdifferenz gegen die eine der beiden Kugeln, die betreffende Funkenstrecke zündet und reisst die andere mit.

Um einen möglichst kräftigen Funken (kleiner Funkenwiderstand) zu erhalten, war parallel zu den Funkenstrecken je ein Kondensator von 4000 pF geschaltet (möglichst kurze Verbindungen). Die Anordnung ist nun so getroffen, dass, wenn die Dipolfunkenstrecke bis nahe der Durchschlagspannung aufgeladen ist, die Funkenstrecke F_1 zündet und den Kondensator C_0 über R_1 auf C_1 entlädt. Zeitkonstante $= \frac{C_0 \cdot C_1}{C_0 + C_1} \cdot R_1$.

Im Zündmoment erhält das Kipprelais des Oszillographen über das Anstosskabel (6 m) einen Impuls und gibt den Kathodenstrahl frei.

Ist der Kondensator C_1 auf eine bestimmte Spannung aufgeladen, so zündet F_2 und gibt über das Kabel (8 m) den Anstoss auf die mittlere Scheibe der Dipolfunkenstrecke.

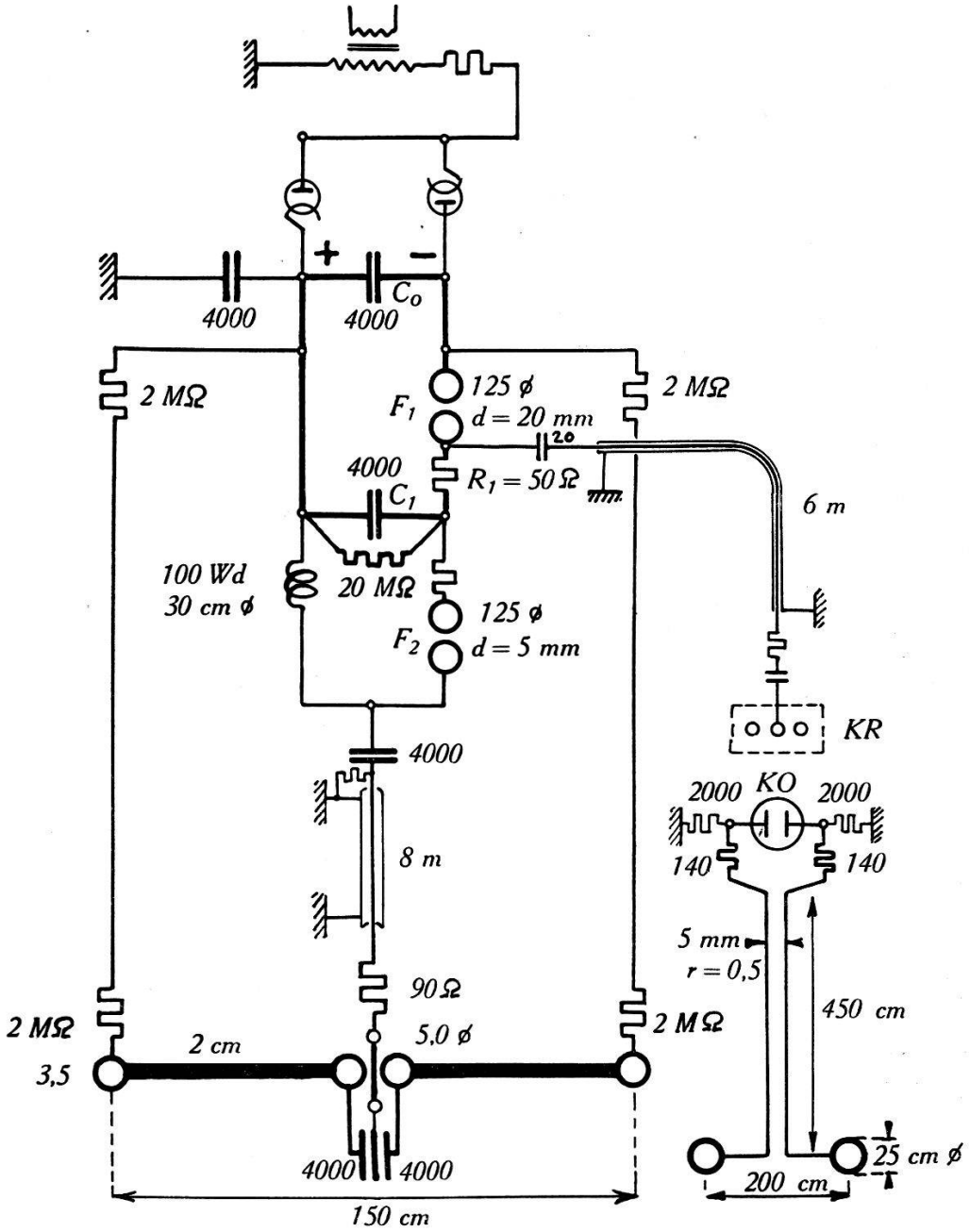


Fig. 14.
Sende- und Empfangsanordnung für kurze gedämpfte Störungen.

Durch die Schlagweite von F_2 kann die Entladung des Dipols gegenüber der Freigabe des Kathodenstrahles beliebig verzögert werden, so dass der Anfang desselben auf das Oszillogramm kommt.

Der Dipol entlädt sich in einer stark gedämpften Schwingung (Osz. 12) S. 466, die in den Raum strahlt und von den Wänden mehrmals reflektiert wird.

Der *Empfänger*. Ein zweiter Dipol aus Kugeln von 250 mm in 2 m Distanz ist über eine Leitung — bestehend aus 2 Kupferdrähten 0,5 mm Durchmesser, 5 mm Distanz ($Z = 280$ Ohm) — mit den Ablenkplatten des K.O. verbunden. Vor den Ablenkplatten ist zur Vermeidung von Reflexionen je ein Widerstand von 140 Ohm eingebaut.

Sender- und Empfänger-Dipol waren beide vertikal, die Mitte 2 m 50 über dem Boden angeordnet.

In verschiedener Entfernung vom Sender wurde mit dieser Anordnung die durch die Entladung hervorgerufene Störung aufgenommen (Osz. 12ff.) S. 466.

Der kurzen gedämpften Schwingung des Dipols folgt eine lang anhaltende Störung.

Wie im nächsten Teil berechnet wird, ist das *Reflexionsvermögen* der Wände sehr gross (beinahe = 1), so dass die Wellen erst nach mehrmaligem Zurückwerfen verschwinden. Deshalb das lang dauernde „*Nachhallen*".

Die Oszillogramme sind numerisch nicht auszuwerten, da der Anstoss nicht sauber und kurz genug erzeugt werden konnte. Sie geben jedoch ein gutes Bild von den bei Funkenentladungen zu erwartenden Störungen, und zugleich einen weiteren Beweis, dass die Laboratoriumswände sehr gut reflektieren.

4. Berechnung des Reflexions- und Brechungs-Vermögens.

Um einen Anhaltspunkt über das *Abschirmvermögen* der Wände zu erhalten, sollen im Folgenden die dazu nötigen Formeln aufgestellt werden.

Diese sollen insbesondere für ein *Drahtgeflecht aus ferromagnetischem Material* bestimmt werden.

Aus der Literatur sind Formeln bekannt, bei deren Aufstellung entweder ein sehr guter Leiter oder ein Dielektrikum zugrunde gelegt und die anderen Bestimmungselemente von vornherein vernachlässigt werden.

Hier soll so weit als möglich die genaue Durchrechnung ohne Vernachlässigungen durchgeführt werden. Dabei geht man von den allgemeinen Maxwell'schen Gleichungen und den Ansätzen zu deren Lösung aus, wie sie z. B. im Cohn, El. Magnet. Wellen, Lit. 7, benutzt werden.

Das Reflexions- und Brechungs*vermögen* einer Wand ist unabhängig von der Form der Welle. Für eine ebene Welle berechnet, muss es auch für eine Kugelwelle gelten.

Aus den Formeln für die Brechung an der vorderen und der hinteren Trennfläche sowie der Dämpfung im Medium der Schutzschicht lässt sich der Teil der auffallenden Welle berechnen, der durchdringt und der das Abschirmvermögen bestimmt.

Ausgehend von den *Maxwell'schen Gleichungen* des *Elektromagnetischen Feldes* kommt man, wie im Folgenden gezeigt werden soll, zu den *Reflexions-* und *Brechungsformeln.*

$$\operatorname{rot} \mathfrak{H} = \mathfrak{E} \cdot \sigma + \beta \frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t} \tag{1}$$

$$\operatorname{rot} \mathfrak{E} = -\gamma \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial t}. \tag{2}$$

Folgende Ansätze befriedigen die Gleichungen: nach Cohn: „*Elektro-Magnet. Feld*", *II, 1927,* S. 238ff:

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{E}_y &= \frac{A}{\sqrt{\beta}} \cdot e^{i\vartheta} \\ \mathfrak{H}_x &= -\frac{A}{\sqrt{\gamma}} \cdot e^{i\vartheta} \cdot \frac{as}{\omega} \\ \mathfrak{H}_z &= \frac{A}{\sqrt{\gamma}} \cdot e^{i\vartheta} \cdot \frac{ar}{\omega} \end{aligned}\right\} \tag{3_p}$$

Dieser Ansatz gilt für den Fall, dass $\mathfrak{H}$ *parallel* der aus Wellennormale und Einfallslot auf der Trennfläche gebildeten *Einfallsebene.* Einfallsebene = XZ-Ebene.

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{H}_y &= \frac{B}{\sqrt{\gamma}} \cdot \left(1 - i\frac{\sigma}{\omega\beta}\right) \cdot e^{i\vartheta} \\ \mathfrak{E}_x &= \frac{B}{\sqrt{\beta}} \frac{as}{\omega} \cdot e^{i\vartheta} \\ \mathfrak{E}_z &= -\frac{B}{\sqrt{\beta}} \cdot \frac{ar}{\omega} \cdot e^{i\vartheta} \end{aligned}\right\} \tag{3_s}$$

$\mathfrak{H}$ *senkrecht* zur XZ-Ebene (der *Einfallsebene*). Allgemein wird sich die einfallende Welle in die beiden Komponentengruppen 3_p und 3_s zerlegen lassen.

Ferner soll sein:

$$\vartheta = [\omega t - (r x + s z)] \tag{4}$$

$$r^2 + s^2 = \gamma \beta \left(\omega^2 - i \frac{\omega \sigma}{\beta} \right) \tag{5}$$

$$\gamma = \gamma_0 \cdot \mu, \qquad \beta = \beta_0 \cdot \varepsilon, \qquad \gamma_0 \beta_0 \cdot c^2 = 1 \qquad c = 3 \cdot 10^{10} \text{ cm/sec}$$

$$\gamma \cdot \beta = \frac{1}{a^2} \qquad a = \frac{1}{\sqrt{\gamma \beta}} = \text{Wellengeschwindigkeit.}$$

Geben wir den Grössen im Medium 1 den Index 1, im Medium 2 den Index 2 und nehmen für die Konstanten A, B und ϑ die folgenden Werte an:

	A	B	ϑ
Einfallende Welle	1	1	ϑ
Reflektierte Welle	R_p	R_s	ϑ_r
Eindringende Welle.	D_p	D_s	ϑ_d

Im Medium 1 überlagern sich einfallende und reflektierte Welle und an der Trennungsebene der beiden Medien ($x = 0$) müssen die Tangentialkomponenten stetig ineinander übergehen.

Im Medium 1:

$$\mathfrak{E}_{y1} + \mathfrak{E}_{y1\,\text{refl}} = \frac{1}{\sqrt{\beta_1}} \cdot e^{i\vartheta} + \frac{R_p}{\sqrt{\beta_1}} \cdot e^{i\vartheta_r}.$$

Im Medium 2:

$$\mathfrak{E}_{y2} = \frac{D_p}{\sqrt{\beta_2}} \cdot e^{i\vartheta_d}$$

aus:

$$\mathfrak{E}_{y1} + \mathfrak{E}_{y1\,\text{refl}} = \mathfrak{E}_{y2}$$

folgt:

$$\frac{1}{\sqrt{\beta_1}} \cdot e^{i\vartheta} + \frac{R_p}{\sqrt{\beta_1}} \cdot e^{i\vartheta_r} = \frac{D_p}{\sqrt{\beta_2}} \cdot e^{i\vartheta_d}$$

$$\vartheta = [\omega t - (r x + s z)] \left| \begin{array}{l} \text{für } x = 0 \\ \qquad z = \text{const} \end{array} \right| \vartheta = \vartheta_r = \vartheta_d$$

damit wird:

$$\underline{1 + R_p = D_p \cdot \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_2}}} \tag{6}$$

analog aus:

$$\mathfrak{H}_{z1} + \mathfrak{H}_{z1\,\mathrm{refl}} = \mathfrak{H}_{z2} \quad \Big| \quad \text{für } x = 0$$

$$\frac{1}{\sqrt{\gamma_1}} \cdot \frac{a_1 r_1}{\omega} \cdot e^{i\vartheta} + \frac{R_p}{\sqrt{\gamma_1}} \cdot \frac{a_1(-r_1)}{\omega} \cdot e^{i\vartheta_r} = \frac{D_p}{\sqrt{\gamma_2}} \cdot \frac{a_2 r_2}{\omega} \cdot e^{i\vartheta_d}$$

$$\underline{1 - R_p = \frac{a_2 r_2}{a_1 r_1} \cdot D_p \cdot \sqrt{\frac{\gamma_1}{\gamma_2}}} \tag{7}$$

Aus 6) und 7) durch Division:

$$\underline{\frac{1 + R_p}{1 - R_p} = \sqrt{\frac{\beta_1 \cdot \gamma_2}{\beta_2 \cdot \gamma_1}} \cdot \frac{r_1}{r_2} \cdot \frac{a_1}{a_2}} = \underline{\underline{\frac{r_1}{r_2} \frac{\mu_2}{\mu_1}}} \tag{8}$$

analog für $\mathfrak{H} \perp$ Einfallsebene: XZ-Ebene:

$$\mathfrak{H}_{y1} + \mathfrak{H}_{y1\,\mathrm{refl}} = \mathfrak{H}_{y2}$$

$$\frac{1}{\sqrt{\gamma_1}} \cdot \left(1 - i \cdot \frac{\sigma_1}{\omega \cdot \beta_1}\right) \cdot e^{i\vartheta} + \frac{R_s}{\sqrt{\gamma_1}} \cdot \left(1 - i \frac{\sigma_1}{\omega \beta_1}\right) \cdot e^{i\vartheta_r}$$
$$= \frac{D_s}{\sqrt{\gamma_2}} \cdot \left(1 - i \cdot \frac{\sigma_2}{\omega \beta_2}\right) \cdot e^{i\vartheta_d}$$

für

$$\left.\begin{matrix} x = 0 \\ \sigma_1 = 0 \end{matrix}\right\}; \qquad \vartheta = \vartheta_r = \vartheta_d$$

$$\underline{1 + R_s = \sqrt{\frac{\gamma_1}{\gamma_2}} \cdot D_s \cdot \left(1 - i \cdot \frac{\sigma_2}{\omega \beta_2}\right)} \tag{9}$$

und aus:

$$\mathfrak{E}_{z1} + \mathfrak{E}_{z1\,\mathrm{refl}} = \mathfrak{E}_{z2}$$

$$-\frac{1}{\sqrt{\beta_1}} \cdot \frac{a_1 r_1}{\omega} \cdot e^{i\vartheta} - \frac{R_s}{\sqrt{\beta_1}} \cdot \frac{a_1 \cdot (-r_1)}{\omega} \cdot e^{i\vartheta_r} = -\frac{D_s}{\sqrt{\beta_2}} \cdot \frac{a_2 \cdot r_2}{\omega} \cdot e^{i\vartheta_d}$$

$$\underline{1 - R_s = \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_2}} \cdot D_s \cdot \frac{r_2}{r_1} \cdot \frac{a_2}{a_1}} \tag{10}$$

daraus:

$$\underline{\frac{1 + R_s}{1 - R_s} = \frac{a_1 r_1}{a_2 r_2} \cdot \left(1 - i \cdot \frac{\sigma_2}{\omega \beta_2}\right) \sqrt{\frac{\beta_2 \cdot \gamma_1}{\beta_1 \cdot \gamma_2}}} \tag{11a}$$

$$\underline{\underline{\frac{1 + R_s}{1 - R_s} = \frac{r_1}{r_2} \left(1 - i \frac{\sigma_2}{\omega \beta_2}\right) \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}}}. \tag{11}$$

Bedeutung von r und s:

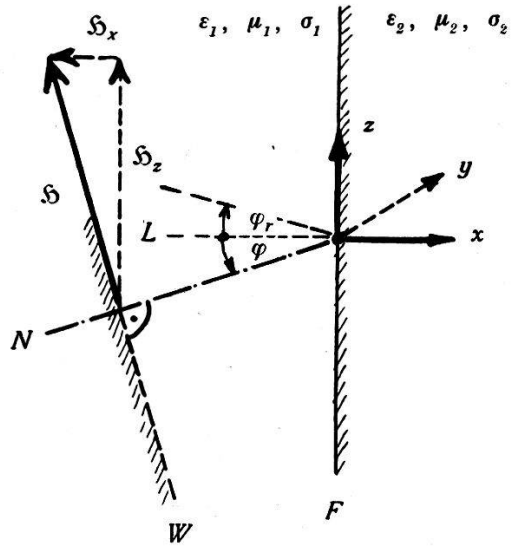


Fig. 15.

W = Wellenfront N = Wellennormale L = Einfallslot F = Trennfläche

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{H_x}{H_z} = \frac{s}{r_1} \quad \text{aus (3p)} \qquad \underline{s = r_1 \cdot \operatorname{tg}\varphi} \tag{12}$$

$$\text{aus (5)} \qquad r^2 + s^2 = \gamma \cdot \beta \cdot \left(\omega^2 - i \cdot \frac{\omega\sigma}{\beta}\right)$$

folgt für Medium 1 ($\sigma_1 = 0$):

$$r_1^2 + s^2 = \gamma_1 \cdot \beta_1 \cdot \omega^2$$

$$r_1^2 (1 + \operatorname{tg}^2\varphi) = \gamma_1 \cdot \beta_1 \cdot \omega^2$$

$$r_1 = \pm\sqrt{\gamma_1 \cdot \beta_1} \cdot \omega \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2\varphi}} = \pm\sqrt{\gamma_1 \beta_1} \cdot \omega \cdot \cos\varphi \tag{13}$$

$$\operatorname{tg}\varphi_r = \frac{s}{-r_1} = -\operatorname{tg}\varphi \tag{14}$$

$$s = \sqrt{\beta_1 \gamma_1} \cdot \omega \frac{\operatorname{tg}\varphi}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2\varphi}} = \underline{\sqrt{\beta_1 \cdot \gamma_1} \cdot \omega \cdot \sin\varphi} \tag{15}$$

für Medium 2: $\sigma_2 \neq 0$

$$r_2^2 + s^2 = \gamma_2 \beta_2 \left(\omega^2 - i \frac{\omega\sigma_2}{\beta_2}\right)$$

$$r_2^2 = -s^2 + \gamma_2 \beta_2 \left(\omega^2 - i \frac{\omega\sigma_2}{\beta_2}\right)$$

$$= -\gamma_1 \beta_1 \omega^2 \cdot \sin^2\varphi + \gamma_2 \beta_2 \omega^2 - i \cdot \frac{\gamma_2 \beta_2 \omega^2 \cdot \sigma_2}{\omega \cdot \beta_2}$$

$$= \gamma_0 \beta_0 \omega^2 \left[\varepsilon_2 \mu_2 - \varepsilon_1 \mu_1 \sin^2 \varphi - i \frac{\mu_2 \cdot \sigma_2}{\omega \beta_0} \right]$$

$$r_2 = \sqrt{\gamma_0 \beta_0} \cdot \omega \cdot \sqrt{\varepsilon_2 \mu_2 - \varepsilon_1 \mu_1 \sin^2 \varphi - i \frac{\mu_2 \cdot \sigma_2}{\omega \beta_0}} \tag{16}$$

für

$$\varepsilon_2 \mu_2 - \varepsilon_1 \mu_1 \sin \varphi^2 = a$$

$$\frac{\mu_2 \cdot \sigma_2}{\omega \beta_0} = b$$

$$\sqrt{\gamma_0 \beta_0} \cdot \omega = c$$

$$r_2 = c \sqrt{a - i b} = c \left\{ \underbrace{\sqrt{\frac{\sqrt{a^2 + b^2} + a}{2}}}_{\mathrm{d}} - i \underbrace{\sqrt{\frac{\sqrt{a^2 + b^2} - a}{2}}}_{\mathrm{e}} \right\}$$

$$r_2 = c \{ d - i e \}$$

$$\frac{r_2}{r_1} = \frac{d - i e}{\sqrt{\varepsilon_1 \mu_1} \cos \varphi} = \frac{d - i e}{c^*} \qquad c^* = \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1} \cdot \cos \varphi \tag{17}$$

aus Formel (8):

$$\frac{1 - R_p}{1 + R_p} = \frac{d - i e}{c^*} \frac{\mu_1}{\mu_2} = (d - i e) \cdot \frac{1}{c'}$$

$$c' = \mu_2 \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} \cdot \cos \varphi$$

daraus:

$$R_p = \frac{c'^2 - (d^2 + e^2) + i\, 2\, e c'}{c'^2 + (d^2 + e^2) + 2\, d c'} \tag{18a}$$

$$d^2 + e^2 = \sqrt{a^2 + b^2}$$

$$R_p = \frac{c'^2 - \sqrt{a^2 + b^2} + i \cdot 2\, c' \sqrt{\frac{\sqrt{a^2 + b^2} - a}{2}}}{c'^2 + \sqrt{a^2 + b^2} + 2\, c' \cdot \sqrt{\frac{\sqrt{a^2 + b^2} + a}{2}}} \tag{18}$$

ist komplex!

$$\mathfrak{R}_p = |R_p| \cdot e^{j \delta_p}$$

$$|R_p| = \frac{\sqrt{(c'^2 - a)^2 + b^2}}{c'^2 + \sqrt{a^2 + b^2} + c' \sqrt{2 (\sqrt{a^2 + b^2} + a)}} \tag{19}$$

$$\operatorname{tg} \delta_p = \frac{c' \sqrt{2 (\sqrt{a^2 + b^2} - a}}{c'^2 - \sqrt{a^2 + b^2}} \tag{20}$$

aus Formeln (11) und (17):

$$\frac{1-Rs}{1+Rs}=\frac{r_2}{r_1}\cdot\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\cdot\frac{1}{\left(1-i\frac{\sigma_2}{\omega\beta_2}\right)}=\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\cdot\frac{1}{1-i\frac{\sigma_2}{\omega\beta_2}}\cdot\frac{d-ie}{c^*}$$

$$=\frac{1}{1-i\frac{\sigma_2}{\omega\beta_2}}\cdot\frac{d-ie}{c''}=\frac{(d-ie)(1+ib^*)}{c''(1+b^{*2})}$$

$$b^*=\frac{\sigma_2}{\omega\beta_2}\qquad c''=\varepsilon_2\sqrt{\frac{\mu_1}{\varepsilon_1}}\cdot\cos\varphi$$

$$=f+ig\qquad f=\frac{d+eb^*}{c''\,(1+b^{*2})},\qquad g=\frac{b^*d-e}{c''(1+b^{*2})}$$

daraus:

$$R_s=\frac{1-(g^2+f^2)-i\cdot 2\,g}{1+(g^2+f^2)+2\,f}$$

$$R_s=\frac{c''^2(1+b^{*2})-\sqrt{a^2+b^2}-i\cdot 2\,c''(b^*d-e)}{c''^2(1+b^{*2})+\sqrt{a^2+b^2}+2\,c''\,(b^*e+d)}\,. \tag{21}$$

Die so abgeleiteten Formeln (18) und (21) sind unübersichtlich. Für den Fall, dass die Welle aus einem Nichtleiter kleiner Dielektrizitätskonstante (in unserem Falle Luft) kommt und dass sie an einem Leiter reflektiert wird, lassen sie sich vereinfachen unter Vernachlässigung der kleinen Werte.

Für die Formeln 18 bis 21 wurden folgende Substitutionen gemacht:

$$a=\mu_2\varepsilon_2-\mu_1\varepsilon_1\sin^2\varphi\cong\mu_2\varepsilon_2$$

$$b=\frac{\mu_2\,\sigma_2}{\omega\beta_0}$$

$$b^*=\frac{\sigma_2}{\omega\beta_2}\qquad \mu_2\varepsilon_2\cdot l^*=b$$

$$c=\sqrt{\gamma_0\beta_0}\cdot\omega\qquad c''=\varepsilon_2\sqrt{\frac{\mu_1}{\varepsilon_1}}\cdot\cos\varphi$$

$$c^*=\sqrt{\varepsilon_1\cdot\mu_1}\cdot\cos\varphi$$

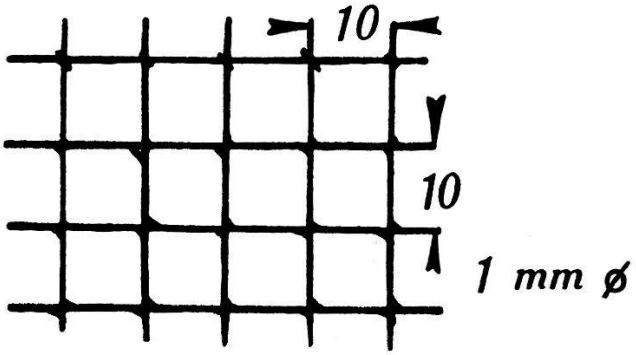
$$c'=\mu_2\cdot\sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}}\cdot\cos\varphi$$

$$d=\sqrt{\frac{\sqrt{a^2+b^2}+a}{2}}\qquad \gamma_0=4\cdot\pi\cdot10^{-9}$$

$$e=\sqrt{\frac{\sqrt{a^2+b^2}-a}{2}}\qquad \beta_0=\frac{10^9}{4\cdot\pi\cdot c^2}$$

$$n=\sqrt{\frac{\mu_2}{\varepsilon_2}}\cdot\frac{1}{\varepsilon_1\cdot\cos\varphi}$$

Für unser *Drahtgitter* berechnet sich σ_2 wie folgt:



$$\varrho_{Fe} = 0{,}13\ \Omega/_{mm^2/m} \qquad \varrho' = 0{,}13 \cdot 10^{-4}\ \Omega/cm^3$$

$$q_{Draht} = d^2 \cdot \pi/4 = \pi/4\ mm^2$$

Das Gitter soll als leitende Fläche aufgefasst werden*) mit entsprechend dem leitenden Querschnitt q reduziertem σ.

$$\sigma' = \sigma \cdot \frac{\pi}{4 \cdot 10 \cdot 1} = \underline{6 \cdot 10^3}$$

für

$\sigma_2 = 6 \cdot 10^3 \qquad \mu_2 = 10^3 \qquad \varepsilon_2 \cong 5$ angenommene Werte (μ_2, ε_2)

$\sigma_1 = 0 \qquad \mu_1 = 1 \qquad \varepsilon_1 = 1$

$$\beta_0 = \frac{10^9}{4\,\pi\,c^2} \qquad \omega = 2\,\pi f = 2\,\pi \cdot \frac{c}{\lambda} \qquad \beta_0\,\omega = \frac{1}{60\,\lambda}$$

$\lambda = 13 \cdot 10^2$ cm (Wellenlänge des benutzten Senders)

wird:

$$b = \frac{\mu_2\,\sigma_2}{\omega\,\beta_0} = \underline{\mu_2 \cdot 4{,}7 \cdot 10^8}$$

$$a = \mu_2 \cdot \varepsilon_2 \cong \mu_2 \cdot 5 \qquad \text{also } b \gg a$$

a ist zu vernachlässigen.

$$c' = \mu_2 \cdot \cos\varphi$$

es werden: $d = e = \sqrt{\frac{b}{2}}$ und damit (18a)

$$R_p = \frac{c' - \frac{b}{c'} + i\sqrt{2\,b}}{c' + \frac{b}{c'} + \sqrt{2\,b}} = \frac{\mu_2 \cos\varphi - \frac{1}{\cos\varphi} \cdot \frac{\sigma_2}{\omega\,\beta_0} + i\sqrt{\frac{2\,\mu_2\,\sigma_2}{\omega\,\beta_0}}}{\mu_2 \cos\varphi + \frac{1}{\cos\varphi} \cdot \frac{\sigma_2}{\omega\,\beta_0} + \sqrt{\frac{2\,\mu_2\,\sigma_2}{\omega\,\beta_0}}}$$

$$= \frac{\mu_2 \cos\varphi - \frac{1}{\cos\varphi} \cdot 60\,\lambda\,\sigma_2 + i\sqrt{120\,\lambda\,\mu_2\,\sigma_2}}{\mu_2 \cos\varphi + \frac{1}{\cos\varphi} \cdot 60\,\lambda\,\sigma_2 + \sqrt{120\,\lambda\,\mu_2\,\sigma_2}}$$

*) Dies ist wohl zulässig, solange die Wellenlänge um ein Vielfaches grösser ist als die Maschenweite, was hier zutrifft.

Da μ_2 gegenüber $60\,\lambda\,\sigma_2$ zu vernachlässigen ist:

$$\boxed{-R_p \cong \frac{1 - i \cdot \cos\varphi \cdot \sqrt{\frac{\mu_2}{30\,\lambda\,\sigma_2}}}{1 + \cos\varphi \cdot \sqrt{\frac{\mu_2}{30\,\lambda\,\sigma_2}}}} \tag{22}$$

$$|R_p| \cong 1 - \cos\varphi \cdot \sqrt{\frac{\mu_2}{30\,\lambda\,\sigma_2}} \cong 1 - \cos\varphi \cdot 2{,}07 \cdot 10^{-3} \cong 1 \tag{23}$$

$$R_p = |R_p| \cdot e^{-j\,\delta_p} \qquad \operatorname{tg}\delta_p = \cos\varphi \cdot 2{,}07 \cdot 10^{-3} = \sim 0 \tag{24}$$

aus (6) und (22) berechnet sich D_p zu:

$$D_p = \frac{(1+i)\cos\varphi \sqrt{\frac{\mu_2\,\varepsilon_2}{30\,\lambda\,\sigma_2}}}{1 + \cos\varphi \cdot \sqrt{\frac{\mu_2\,\varepsilon_2}{30\,\lambda\,\sigma_2}}} \cong \boxed{(1+i)\cos\varphi \cdot \sqrt{\frac{\mu_2\,\varepsilon_2}{30\,\lambda\,\sigma_2}}} \tag{25}$$

analog für R_s nach Formel (21):

$$R_s = \frac{c''^2 b^{*2} - b - i \cdot 2\,c''\,b^* \cdot \sqrt{\frac{b}{2}}}{c''^2 b^{*2} + b + 2\,c''\,b^* \sqrt{\frac{b}{2}}}$$

$$R_s = \frac{c''\,b^* - \frac{b}{c''\,b^*} - i \cdot \sqrt{2\,b}}{c''\,b^* + \frac{b}{c''\,b^*} + \sqrt{2\,b}}$$

$$c'' = \varepsilon_2 \sqrt{\frac{\mu_1}{\varepsilon_1}} \cdot \cos\varphi = \varepsilon_2 \cdot \cos\varphi$$

$$b = \frac{\mu_2 \cdot \sigma_2}{\omega \cdot \beta_0} \qquad b^* = \frac{\sigma_2}{\omega \cdot \beta_2}$$

$$c''\,b^* = \cos\varphi \cdot \frac{\sigma_2}{\omega\,\beta_0} \qquad \frac{b}{c''\,b^*} = \frac{1}{\cos\varphi} \cdot \mu_2$$

somit:

$$R_s = \frac{\cos\varphi \cdot \frac{\sigma_2}{\omega\,\beta_0} - \frac{1}{\cos\varphi} \cdot \mu_2 - i \cdot \sqrt{\frac{2\,\mu_2\,\sigma_2}{\omega\,\beta_0}}}{\cos\varphi \cdot \frac{\sigma_2}{\omega\,\beta_0} + \frac{1}{\cos\varphi} \cdot \mu_2 + \sqrt{\frac{2\,\mu_2\,\sigma_2}{\omega\,\beta_0}}}$$

$$\cong \frac{\cos\varphi \cdot \frac{\sigma_2}{\omega\,\beta_0} - i \cdot \sqrt{\frac{2\,\mu_2\,\sigma_2}{\omega\,\beta_0}}}{\cos\varphi \cdot \frac{\sigma_2}{\omega\,\beta_0} + \sqrt{\frac{2\,\mu_2\,\sigma_2}{\omega\,\beta_0}}}$$

$$\boxed{R_s \cong \frac{1 - i \cdot \frac{1}{\cos\varphi} \cdot \sqrt{\frac{\mu_2}{30\,\lambda\,\sigma_2}}}{1 + \frac{1}{\cos\varphi} \cdot \sqrt{\frac{\mu_2}{30\,\lambda\,\sigma_2}}}} \tag{26}$$

für senkrechten Einfall: $\cos\varphi = 1$ wird:

$$\underline{-R_p = R_s}$$

$$R_s \cong 1 - \frac{i}{\cos\varphi}\sqrt{\frac{\mu_2}{30\,\lambda\,\sigma_2}} \cong 1 \tag{27}$$

für streifenden Einfall:

$$\cos\varphi \leq \sqrt{\frac{\mu_2}{30\,\lambda\,\sigma_2}} \text{ wird } |R_s| = 0.$$

Die ins Medium 2 *eindringende Welle* lässt sich aus (26) und (10) wie folgt berechnen:

$$(10) \quad 1 - R_s = \sqrt{\frac{\beta_1}{\beta_2}} \cdot D_s \cdot \frac{a_2\,r_2}{a_1\,r_1} \qquad \text{nach (5)} \quad \frac{a_2}{a_1} = \sqrt{\frac{\beta_1\gamma_1}{\beta_2\gamma_2}}$$

aus (16) $$r_2 \cong \sqrt{\gamma_0\,\beta_0}\,\omega \cdot \sqrt{-i\,\frac{\mu_2\,\sigma_2}{\omega\,\beta_0}}$$

aus (13) $$r_1 = \sqrt{\gamma_1\beta_1} \cdot \omega\cos\varphi$$

also $$\frac{a_2\,r_2}{a_1\,r_1} = \frac{1-i}{\cos\varphi} \cdot \sqrt{\frac{\sigma_2}{2\,\omega\,\beta_2}} \qquad \left(\frac{\sigma_2}{\omega\,\beta_2} \cong 4{,}5 \cdot 10^8\right)$$

aus (26)

$$1 - R_s \cong \frac{1+i}{\cos\varphi} \cdot \sqrt{\frac{2\,\omega\,\beta_0\,\mu_2}{\sigma_2}}$$

also:

$$D_s = \frac{1+i}{\cos\varphi} \cdot \sqrt{\frac{2\,\omega\,\beta_0\,\mu_2}{\sigma_2}} \cdot \sqrt{\varepsilon_2} \cdot \cos\varphi \cdot \frac{(1+i)}{2} \cdot \sqrt{\frac{2\,\omega\,\beta_2}{\sigma_2}}$$

$$\boxed{D_s = i \cdot \frac{2\,\omega\,\beta_2}{\sigma_2}\sqrt{\mu_2}} \tag{28}$$

Fortpflanzungsrichtung der Welle im Medium 2.

$$\operatorname{tg}\varphi_2 = \frac{|\mathfrak{H}_x|}{|\mathfrak{H}_z|} \text{ resp. } \frac{|\mathfrak{E}_x|}{|\mathfrak{E}_z|} = \frac{s}{r_2} \qquad \text{aus (15): } s = \sqrt{\gamma_1\beta_1}\,\omega\sin\varphi_1$$

$$\text{aus (16): } r_2 = \sqrt{\gamma_0\beta_0}\,\omega \cdot \sqrt{-i\,\frac{\mu_2\,\sigma_2}{\omega\,\beta_0}}$$

$$\operatorname{tg} \varphi_2 = (1+i) \sin \varphi_1 \cdot \sqrt{\frac{\omega \beta_0}{2 \mu_2 \sigma_2}} \cong \sin \varphi_1 \cdot 3{,}75 \cdot 10^{-5} \cdot \sqrt{\frac{1}{\lambda}} \tag{29}$$

für $\sigma_2 = 6 \cdot 10^3$, $\mu_2 = 10^3$.

Die *Welle* tritt also parallel zu den Trennflächen in die leitende Schicht ein und *trifft senkrecht auf die hintere Trennfläche.* An ihr kann man jetzt ähnlich wie für die vordere Fläche die Reflexions- und Brechungsverhältnisse berechnen:

An der *hinteren Trennfläche,* wo die Welle aus dem Leiter in den Nichtleiter (Luft) übertritt, lassen sich die Formeln wie folgt berechnen:

An dieser Stelle soll sein:

Amplituden der auftreffenden Welle	1	1
„ „ reflektierten „	R_p'	R_s'
„ „ durchdringenden Welle	D_p'	D_s'.

Dabei gelten wieder die ähnlichen Ansätze wie an der Trennfläche Luft—Leiter und die Formeln werden entsprechend:

$$1 + R_p' = D_p' \cdot \sqrt{\varepsilon_2} \tag{30}$$

$$1 - R_p' = D_p' \cdot \sqrt{\mu_2} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - i \frac{\omega \beta_2}{\sigma_2}}} \tag{31}$$

$$1 - R_s' = D_s' \frac{\sqrt{\varepsilon_2}}{\sqrt{1 - i \frac{\sigma_2}{\omega \beta_2}}} \tag{32}$$

$$1 + R_s' = D_s' \frac{\sqrt{\mu_2}}{1 - i \frac{\sigma_2}{\omega \beta_2}} \tag{33}$$

für $\lambda = 13 \cdot 10^2$ cm $\quad \sigma_2 = 6 \cdot 10^3 \quad \varepsilon_2 = 5 \; : \; \frac{\sigma_2}{\omega \beta_2} \cong 1{,}0 \cdot 10^8$

$$\sqrt{-i} = \frac{1}{\sqrt{2}} (i - 1)$$

aus (30) und (31):

$$\frac{1 + R_p'}{1 - R_p'} \cong \frac{\sqrt{\varepsilon_2}}{\sqrt{\mu_2}} \cdot \sqrt{-i} \cdot \sqrt{\frac{\sigma_2}{\omega \beta_2}}$$

daraus:

$$\boxed{R_p' \cong \frac{\sqrt{\frac{\sigma_2}{2 \mu_2 \omega \beta_0}} + i}{\sqrt{\frac{\sigma_2}{2 \mu_2 \omega \beta_0}} - 1}} \cong 1 \tag{34}$$

aus 32) und 33):

$$\frac{1-R_s'}{1+R_s'} \cong \frac{\sqrt{\varepsilon_2}}{\sqrt{\mu_2}} \cdot \sqrt{-i} \cdot \sqrt{\frac{\sigma_2}{\omega\,\beta_2}}$$

somit:

$$\underline{R_s' = -R_p'} \tag{35}$$

aus (30) und (31) durch Addition:

$$2 = D_p' \left[\sqrt{\varepsilon_2} + \sqrt{\mu_2} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - i\,\frac{\sigma_2}{\omega\,\beta_2}}} \right] \cong D_p' \left[\frac{\sqrt{\varepsilon_2} \cdot \sqrt{-i\,\frac{\sigma_2}{\omega\,\beta_2}} + \sqrt{\mu_2}}{\sqrt{-i\,\frac{\sigma_2}{\omega\,\beta_2}}} \right]$$

$$\cong D_p' \cdot \sqrt{\varepsilon_2}$$

$$\boxed{D_p' = \frac{2}{\sqrt{\varepsilon_2}}} \tag{36}$$

aus (33):

$$D_s' = (1 + R_s') \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{\mu_2}}\right) \cdot \left(1 - i\,\frac{\sigma_2}{\omega\,\beta_2}\right) \cong \frac{(1 + R_s')}{\sqrt{\mu_2}}\,(-i) \cdot \frac{\sigma_2}{\omega\,\beta_2}$$

nach (35):

$$1 + R_s' = 1 - R_p' \cong -\frac{1+i}{\sqrt{\frac{\sigma_2}{2\,\mu_2\,\omega\,\beta_0}}}$$

$$D_s' = (1+i)\,(i) \cdot \frac{1}{\varepsilon_2} \cdot \frac{\sigma_2}{\omega\,\beta_0} \cdot \frac{1}{\sqrt{\mu_2}} \cdot \sqrt{\frac{2\,\mu_2\,\omega\,\beta_0}{\sigma_2}} = (i-1) \cdot \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_2}} \sqrt{\frac{2\,\sigma_2}{\omega\,\beta_2}}$$

$$\boxed{D_s' = (i-1) \cdot \sqrt{\frac{2\,\sigma_2}{\varepsilon_2\,\omega\,\beta_2}}} \tag{37}$$

In der leitenden Schicht erfahren die Vektoren eine Dämpfung, die sich wie folgt berechnet:

aus (4) $\qquad \vartheta = [\omega t - (r\,x + s\,z)]$

aus (15) $\qquad s = \sqrt{\beta_1 \gamma_1} \cdot \omega \cdot \underline{\sin\varphi} = 0$ nach (29)

aus (16) $\qquad r_2 \cong \sqrt{\omega\,\gamma_2\,\sigma_2} \cdot \sqrt{-i} = \sqrt{\frac{\omega\,\gamma_2\,\sigma_2}{2}} \cdot (1 - i)$

somit:

$$i\,\vartheta_2 = i\left[\omega t - (1-i)\sqrt{\frac{\omega\,\gamma_2\,\sigma_2}{2}}\cdot x + 0\right]$$

$$i\,\vartheta_2 = i\left[\underbrace{\omega t}_{\text{Schwingung}} - \underbrace{\sqrt{\frac{\omega\,\gamma_2\,\sigma_2}{2}}\cdot x}_{\text{Ausbreitung}}\right] - \underbrace{\sqrt{\frac{\omega\,\gamma_2\,\sigma_2}{2}}\cdot x}_{\text{Dämpfung}}$$

$$\text{Dämpfungskoeffizient} = \underline{e^{-\sqrt{\frac{\omega\,\gamma_2\,\sigma_2}{2}}\cdot x}} \tag{38}$$

Von der unter beliebigem Winkel auf die leitende Schicht fallenden Welle wird ein *kleiner Teil* in diese eindringen und sich senkrecht zur Trennfläche fortpflanzen. In der Schicht findet eine *starke Dämpfung* statt. An der hinteren Trennfläche wird wiederum nur ein kleiner Teil durchgelassen. So erfahren die Vektoren der elektromagnetischen Welle durch die Schutzschicht eine *Verkleinerung* von der Grösse 1 vor der Schicht auf die Grösse D_p^* resp. D_s^* nach der Schicht.

$$D_s^* = 2\,(1+i)\cos\varphi_1\sqrt{\frac{2\,\omega\,\mu_2\,\beta_0}{\sigma_2}}\cdot e^{-d\sqrt{\frac{\omega\,\gamma_2\,\sigma_2}{2}}} \tag{39}$$

$$D_p^* = 2\,(1+i)\sqrt{\frac{2\,\omega\cdot\mu_2\cdot\beta_0}{\sigma_2}}\cdot e^{-d\sqrt{\frac{\omega\,\gamma_2\,\sigma_2}{2}}} \tag{40}$$

Der *Abschirmfaktor* des Leiters beträgt also:

$$= \frac{\text{Feldstärke nach dem Schirm}}{\text{Feldstärke vor dem Schirm}} = \frac{D^*}{1}$$

Die *Gesamtdämpfung* der leitenden Schicht:

$$p = \lg\frac{1}{D^*} = \underline{-\lg D^*}$$

für $\cos\varphi = 1$ wird:

$$|D_p^*| = |D_s^*| \equiv |D^*| \qquad \omega = 2\,\pi\,c/\lambda$$

$$\boxed{|\,D^*\,| = \frac{1}{\sqrt{\lambda}}\sqrt{\frac{\mu_2}{\sigma_2}}\cdot 0{,}365\cdot e^{-\frac{d}{\sqrt{\lambda}}\sqrt{\mu_2\,\sigma_2}\cdot 34{,}6}} \tag{41}$$

für $\mu_2 = 10^3$ $\sigma_2 = 6 \cdot 10^3$ wird

$$|D^*| = \frac{1}{\sqrt{\lambda}} \cdot 0{,}15 \cdot e^{-\frac{d}{\sqrt{\lambda}} \cdot 8{,}5 \cdot 10^4}$$

$$\boxed{p^{\text{Neper}} = -\lg n\,|D^*| = \lg n\,6{,}66 + \lg n\,\sqrt{\lambda} + \frac{d}{\sqrt{\lambda}} \cdot 8{,}5 \cdot 10^4} \qquad (42)$$

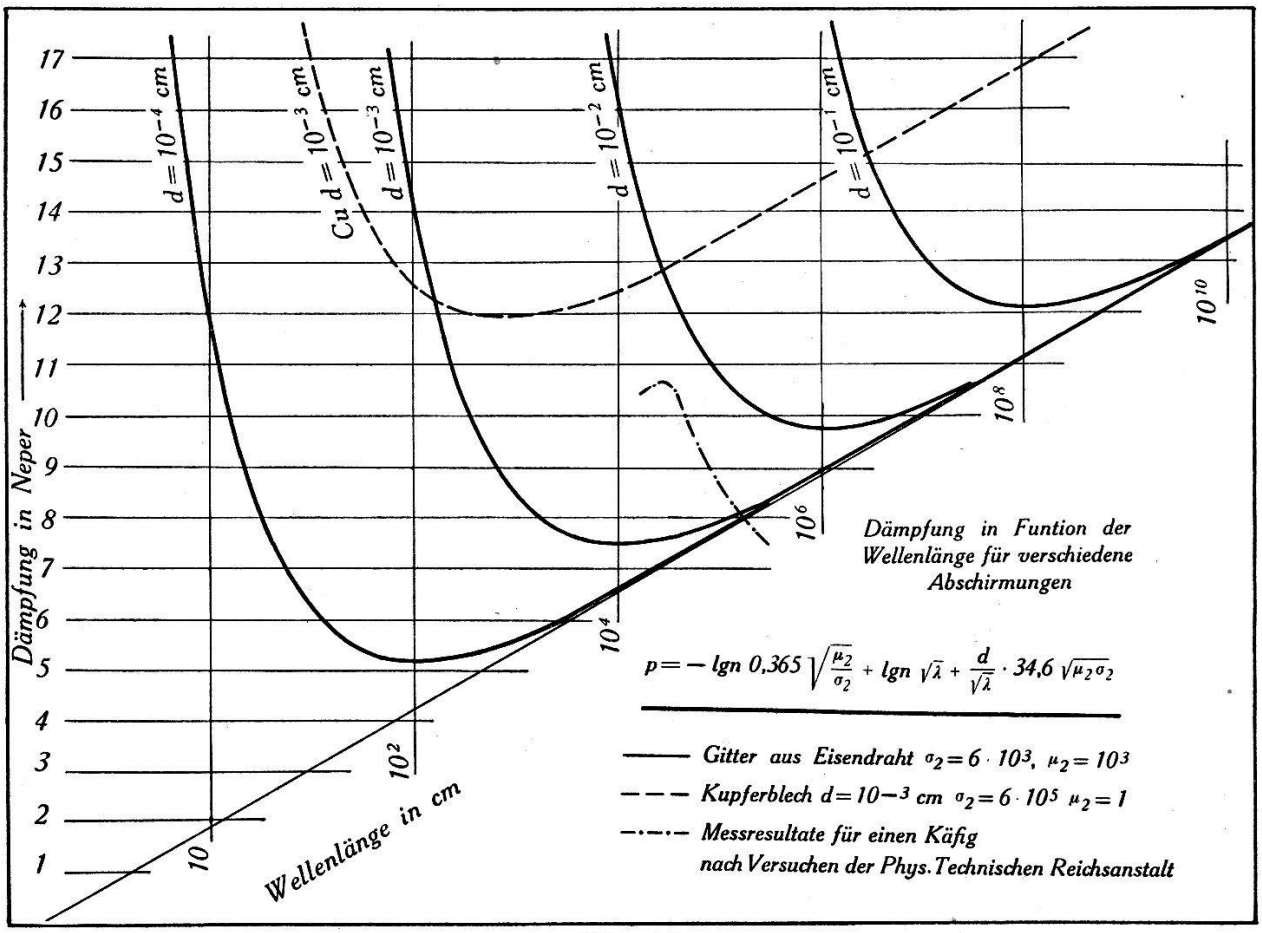


Fig. 16.

Aus den berechneten Formeln für Reflexion und Brechung an den beiden Trennflächen sowie der Dämpfung der Welle beim Durchlaufen der leitenden Schicht lässt sich der durchgelassene Teil der Welle bestimmen.

Eine Zusammenstellung der betreffenden Formeln (S. 41) gibt eine bessere Übersicht.

Die aus der Luft beliebig einfallende Welle wird in die beiden Komponentengruppen „*p*" und „*s*", d. h. Vektor *H parallel* und *senkrecht* der Einfallsebene (bestimmt durch Wellennormale und Einfallslot) zerlegt. Für beide Gruppen ergeben sich verschiedene Brechungsverhältnisse an den Trennflächen. Formeln: 25, 36; 28, 37.

Der durch die Schicht durchgehende Teil berechnet sich als Produkt der Brechung an der vorderen Trennfläche (25, 28), der

Luft $\varepsilon_1 = 1$, $\mu_1 = 1$, $\sigma_1 = 0$

leit. Schicht (*Eisengitter*) $\varepsilon_2 \cong 5$, $\mu_2 = 10^3$, $\sigma_2 = 6 \cdot 10^3$

$\longleftarrow d \longrightarrow$

Luft $\varepsilon_1 = 1$ $\mu_1 = 1$ $\sigma_1 = 0$

Fortpflanzungsrichtung der Welle.

φ_1 $\varphi_2 = 0$ (29) $\varphi_2 = 0$ $\varphi_1' = 0$

Relative Grösse der Vektoren an den Trennflächen:

$\mathfrak{H}$ parallel der Einfallsebene	1	$D_p \cong (1+i) \cos \varphi_1 \sqrt{\frac{2\,\omega\,\mu_2\,\beta_2}{\sigma_2}}$ (25)	1	$D_p' \cong \frac{2}{\sqrt{\varepsilon_2}}$ (36)
$\mathfrak{H}$ senkrecht der Einfallsebene	1	$D_s \cong i \cdot \sqrt{\frac{4\,\omega^2 \cdot \mu_2 \beta_2^2}{\sigma_2^2}}$ (28)	1	$D_s' \cong (i-1) \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\varepsilon_2}} \sqrt{\frac{\sigma_2}{\omega\,\beta_2}}$ (37)

Dämpfung in der Schicht: $e^{-d\sqrt{\frac{\omega\,\gamma_2\,\sigma_2}{2}}}$

Absolute Grösse der Vektoren unter Berücksichtigung der Dämpfung in der Schicht.

$\mathfrak{H}$ parallel	1	$(1+i) \cos \varphi_1 \sqrt{\frac{2\,\omega\,\mu_2\,\beta_2}{\sigma_2}}$	
		$(1+i) \cos \varphi_1 \sqrt{\frac{2\,\omega\,\mu_2\,\beta_2}{\sigma_2}} \cdot e^{-d\sqrt{\frac{\omega\,\gamma_2\,\sigma_2}{2}}}$	$2\,(1+i) \cos \varphi_1 \cdot \sqrt{\frac{2\,\omega\,\mu_2\,\beta_0}{\sigma_2}} \cdot e^{-d\sqrt{\frac{\omega\,\gamma_2\,\sigma_2}{2}}}$ (39)
$\mathfrak{H}$ senkrecht	1	$i \cdot \sqrt{\frac{4\,\omega^2\,\mu_2\,\beta_2^2}{\sigma_2^2}}$ $i \cdot \sqrt{\frac{4\,\omega^2\,\mu_2\,\beta_2^2}{\sigma_2^2}} \cdot e^{-d\sqrt{\frac{\omega\,\gamma_2\,\sigma_2}{2}}}$	$-2\,(1+i) \sqrt{\frac{2\,\omega\,\mu_2\,\beta_0}{\sigma_2}} \cdot e^{-d\sqrt{\frac{\omega\,\gamma_2\,\sigma_2}{2}}}$ (40)

Brechung an der hinteren Trennfläche (36, 37) und der Dämpfung in der Schicht (38).

Die beiden dadurch erhaltenen Formeln unterscheiden sich nur durch den cos φ_1 und fallen für $\varphi_1 = 0$ zusammen.

Für ein Eisengeflecht, wie es bei der Abschirmung des Hochspannungsraumes benutzt wurde, sind die aus Formel 39 und 40 berechneten Werte aufgetragen ($\mu_2 = 10^3, \sigma_2 = 6 \cdot 10^3$, entsprechend der Drahtstärke zur Maschenweite reduzierte Leitfähigkeit für Eisen).

Einzig die für die Dämpfung wirksame Dicke des Geflechtes ist unbestimmt.

In das Diagramm sind auch Messresultate eingetragen, die von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt veröffentlicht wurden: Lampe und Ferroni, Phys. Z. 1937, S. 637.

Die dort untersuchte Abschirmung bestand aus einem *Doppelkäfig* aus ähnlichem Drahtgeflecht, wie wir es für unsere Abschirmung benutzten.

Mit 8 cm Zwischenraum waren die beiden Käfige ineinandergeschachtelt.

Die Feldstärke von Rundfunksendern wurde ausserhalb und innerhalb des Käfigs gemessen, und der lgn des Feldstärkeverhältnisses in Funktion der Wellenlänge aufgetragen.

Bei einem Doppelkäfig ist die Abschirmung jedoch nicht das Produkt aus den Werten der einzelnen Käfige, sondern wird aus folgenden Überlegungen durch das innere Gitter nur unwesentlich verstärkt.

Bei einem Doppelkäfig findet im *Zwischenraum* eine mehrmalige Reflexion der durch die erste Abschirmung durchgedrungenen Welle statt. Bei jeder Reflexion an der inneren Abschirmung tritt ein Teil der Energie durch und damit erhöht sich der durchgedrungene Betrag der Welle wie folgt:

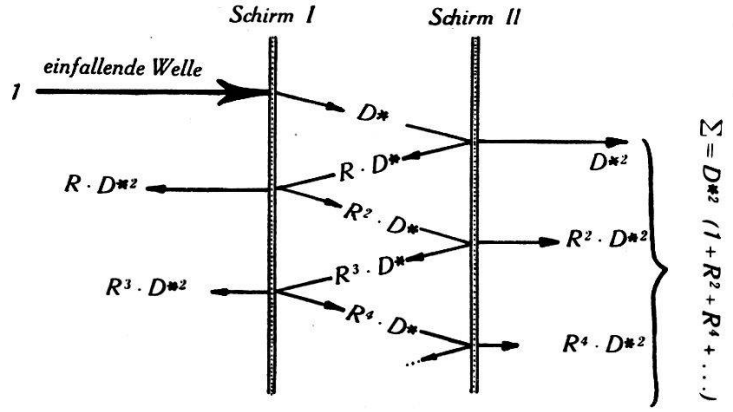


Fig. 18.

$$\Sigma = D^{*2}\,(1 + R^2 + R^4 + \cdots) = D^{*2} \cdot \frac{1}{1 - R^2} \text{ (für } R < 1)$$

nach Hütte I S. 57

$$\text{für } \lambda = 10^5\,\text{cm}, \qquad d = 10^{-2}\,\text{cm}$$

$$\text{ist } D^* = 3{,}3 \cdot 10^{-5}, \qquad R^* = 1 - 2{,}4 \cdot 10^{-4}$$

$$\text{somit } \Sigma = \frac{10{,}9 \cdot 10^{-10}}{4{,}8 \cdot 10^{-4}} = \underline{2{,}3 \cdot 10^{-6}}.$$

Während Schirm I allein $3{,}3 \cdot 10^{-5}$ (10,3 Neper) durchlässt, geht durch beide $2{,}3 \cdot 10^{-6}$ (12,9 Neper) hindurch. Das heisst: *das Gitter trägt noch 2,6 Neper zur Abschirmung bei,* bedeutet also nur eine unwesentliche Verbesserung.

Die *eingedrungene Welle* wird nun wiederum von den Wänden des inneren Käfigs mehrmals reflektiert, bis die Energie aufgezehrt ist.

Feldstärkemessungen im Inneren des Käfigs können also nicht ohne weiteres zur Kontrolle der Schirmwirkung der Wände herangezogen werden. Es müsste die Richtung der einfallenden Welle zum Käfig sowie die Dimensionen des letzteren bekannt sein.

Dann liesse sich für jeden Ort im Käfig und eine bestimmte Wellenlänge durch Überlagerung der einzelnen reflektierten Wellenzüge die resultierende Feldstärke bestimmen.

Zu den Phasenverschiebungen bei jeder Reflexion müsste noch die durch die Laufzeit der Welle bedingte Verdrehung des Vektors berücksichtigt werden.

Wenn die erwähnten beiden Einflüsse in Betracht gezogen werden, *verminderte Abschirmwirkung des 2. Käfigs* und *Verstärkung im Innern infolge Reflexion,* so passt sich die Kurve der Messresultate ganz gut in die Kurvenschar der berechneten Werte ein. Es würde dabei eine *wirksame Dicke* des Geflechtes von 10^{-2} cm herauskommen (Drahtstärke 10^{-1} cm). Diese Grösse ist unbekannt und auch durch Messungen im Laboratorium kaum zu bestimmen, weil die reflektierten Wellen zu stark stören.

Im Kurvenblatt ist ebenfalls eine berechnete Kurve für ein 10^{-3} cm dickes *Kupferblech* eingetragen.

Für alle Abschirmungen besteht bei einer bestimmten Wellenlänge eine minimale Schutzwirkung. Für kürzere und längere Wellen nimmt dieselbe stark zu, für kürzere infolge Dämpfung in der Schicht, (Schicht*dicke* massgebend), für längere infolge Brechung an den Trennschichten (Schichtdicke ohne Einfluss).

Die aufgestellten Formeln für die *Durchlässigkeit* der *Schutzschicht* geben einen Überblick über die Abschirmwirkung einer gewählten Anordnung für das interessierende Wellenband.

Dabei zeigt sich auch, dass ein Hintereinanderschalten mehrerer Schutzschichten die Abschirmung nicht entsprechend erhöht. Viel wirksamer ist eine dickere Schicht; eine *gute elektrische Leitfähigkeit* sowie eine *hohe Permeabilität wirken* im gleichen Sinne.

Für unser Gitter würde sich ein *minimaler Abschirmfaktor* von 8400 (9 Neper) bei $\lambda = 10^6$ cm (10,000 m) ergeben. Bei $\lambda = 10^4$ cm (100 m) würde er jedoch $9 \cdot 10^6$ (16 Neper) betragen.

Dabei wurde die wirksame Dicke des Gitters zu 10^{-2} cm geschätzt (nach den erwähnten Messungen der PTR).

Zürich, Elektrotechn. Institut der E. T. H.

Literatur.

[1]) Hertz: Untersuchung über die Ausbreitung der el. mg. Kraft. Leipzig 1894.

[2]) Abraham: Annalen der Physik **66**, 1898, S. 435.

[3]) Weyrich: Ann. d. Ph. **85**, 1928, S. 552, Theorie d. EMW. l. d. Erdoberfl. Ann. d. Ph. **2**, 1929, S. 794: Über das Strahlungsfeld einer endlichen Antenne zwischen 2 vollkommen leitenden Ebenen.

[4]) Bergmann und Doerfel: Ann. d. Ph. **13**, 1932, S. 409. Messungen im Strahlungsfeld einer in ihrer Grundschwingung erregten Vertikalantenne zwischen 2 vollkommen leitenden Ebenen.

[5]) Weyrich: Ann. d. Ph. **21**, 1934, S. 114: Strahlungsfeld einer Antenne, die von einem unendlich langen koaxialen Hohlzylinder umgeben ist (Auszug).

[6]) Bergmann und Krügel: Ann. d. Ph. **21**, 1934, S. 113. (Experimentelle Untersuchung des obigen Falles.)

[7]) Cohn: Das elektromagnetische Feld. 2. Auflage 1927.

[8]) Abraham-Becker: Theorie der Elektrizität.

[9]) Rüdenberg: Ausbreitung und Empfang elektrischer Wellen. Springer Berlin 1926.

[10]) Lampe und Ferroni: Phys. Z. 1937, S. 637.