Zeitschrift: Helvetica Physica Acta
Band: 5 (1932)
Heft: I

Artikel: Messungen im Nahefeld eines Rundspruchsenders
Autor: Zickendraht, Hans
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-110154

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: 09.08.2025

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

Messungen im Nahefeld eines Rundspruchsenders

von **Hans Zickendraht** (Basel).

(28. XI. 31.)

I. Einleitung.

Die vorübergehende Unterbringung des Basler Rundspruchsenders an der Antennenanlage der Abteilung für angewandte Physik des Physikalischen Institutes der Basler Universität ermöglichte die Ausführung einer Reihe von Messungen im Nahefeld eines Senders. Derartige Messungen sind sowohl von den Firmen, die sich mit dem Senderbau befassen, als auch von den technischen Mitarbeitern der Rundspruchunternehmungen ausgeführt, jedoch m. W. nicht durch Veröffentlichung zugänglich gemacht worden. Zwar hat S. Klimke in einer an der technischen Hochschule zu Dresden ausgeführten sorgfältigen Arbeit[1]) gewisse theoretische Grundlagen entwickelt und durch geeignete Messungen bestätigt. Eine Arbeit[2]) der vier Autoren F. Eisner, G. Sudeck, R. Schröer und O. Zinke kam mir durch Zufall erst nach Abschluss meiner Messungen zu Gesicht; trotzdem erscheint es wünschenswert, weitere Untersuchungen im Nahefeld und in der Übergangszone eines Senders anzustellen und deren Ergebnisse zu publizieren, weil den ausserordentlich zahlreichen Messungen in der bequemer zu handhabenden Fernzone bis heute nur wenige in der komplizierteren Nahezone gegenüberstehen.

Die provisorische Aufstellung des Senders im Hofe der Physikalischen Anstalt bot erwünschte Gelegenheit zur Ermittlung der Störungen, die das Feld einer Sendeantenne durch unmittelbar benachbarte Häuser, durch absorbierende Antennen und ähnliches erleidet. Die Modulation erschwerte die Messungen allerdings, so dass nur ein verhältnismässig geringer Grad von Genauigkeit erwartet werden darf. Später auszuführende Ergänzungen mit möglichst konstant gehaltenen unmodulierten Antennenströmen sollen die noch klaffenden Lücken ausfüllen.

---

[1]) S. Klimke, Die Störung des elektromagnetischen Feldes eines Senders durch Gebäude und ähnliches. Elektrische Nachrichtentechnik, Band 4, S. 458 (1927).

[2]) F. Eisner, G. Sudeck, R. Schröer und O. Zinke, Vergrösserung der effektiven Höhe von Flugzeugschleppantennen. Zeitschrift für Hochfrequenztechnik, Band 37, S. 219, speziell S. 222 (1931).

INSTITUT DE PHYSIQUE UNIVERSITÉ DE NEUCHATEL

II. Theoretische Grundlagen.

Das elektromagnetische Feld einer strahlenden Antenne kann in drei kontinuierlich ineinander übergehende Teile geteilt werden: Die *Nahezone* ist das die Antenne bzw. den sie ersetzenden Dipol unmittelbar umgebende Gebiet. Sein Durchmesser ist ein kleiner Bruchteil der emittierten Wellenlänge. In der Nahezone gilt mehr oder weniger streng das *Coulomb'sche Gesetz* für das elektrische, das *Biot-Savart'sche Gesetz* für das magnetische Feld. Beide Vektoren haben aber verschiedene Maximalwerte und bestimmte, von der Entfernung abhängige ungleiche Phasenverschiebungen gegenüber dem Dipolstrome. Die *Fernzone* zeichnet sich durch bedeutend einfachere Gesetze aus. In Entfernungen, die nach grossen Vielfachen der Wellenlänge zählen, nehmen beide Felder proportional der Entfernung ab, sie schwingen konphas und haben dieselbe Grösse.

Die *Zwischenzone* — und um diese handelt es sich in der vorliegenden Arbeit — stellt den kontinuierlichen Übergang zwischen Nahe- und Fernzone dar. In ihr verändern sich die obengenannten Gesetze mit zunehmender Entfernung vom sendenden Dipol und gehen mehr oder weniger rasch in das $1/r$-Gesetz über. Bei den langen Wellen etwa der Telegraphie sind die Nahefelder ausgedehnt, bei den verhältnismässig kurzen Wellen des Rundspruchs, im vorliegenden Falle den Wellen 318,8 m und 244,1 m, fanden die Messungen bereits in der Übergangszone statt. Einige ihrer Gesetze sollen im Folgenden zusammengefasst werden:

Ein Dipol von der Länge l cm führe den hochfrequenten Wechselstrom:

$$i = i_0 \cdot \sin \omega t. \tag{1}$$

Im Abstande r cm von der Mitte des Dipoles und senkrecht zu dessen Längenausdehnung l werde das elektromagnetische Feld beobachtet. Dann gelten die Hertz'schen Gleichungen:

$$\mathfrak{E} = \frac{i_0 l}{r^2}\left[\left(\frac{2\pi r}{\lambda} - \frac{\lambda}{2\pi r}\right)\cos\alpha + \sin\alpha\right] \tag{2}$$

$$\mathfrak{H} = \frac{i_0 l}{r^2}\left[\frac{2\pi r}{\lambda}\cdot\cos\alpha + \sin\alpha\right] \tag{3}$$

wobei die Phase α, eine Funktion der Entfernung, gegeben ist durch den Ausdruck:

$$\alpha = \omega t - \frac{2\pi r}{\lambda}. \tag{4}$$

Den immer wiederkehrenden Ausdruck $\frac{2\pi r}{\lambda}$ bezeichnen wir mit z. $\frac{\lambda}{2\pi}$ wird zuweilen „Phasenlänge" genannt.

$$z = \frac{2\pi r}{\lambda}. \tag{5}$$

Um nun sowohl die Maximalwerte der beiden Felder $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{H}$ als auch deren Phasenverschiebungen $\psi_{\mathfrak{E}}$ und $\psi_{\mathfrak{H}}$ gegenüber dem Dipolstrome $i_0 \cdot \sin \omega t$ ermitteln zu können, geben wir den Gleichungen (2) und (3) die folgende einfache Gestalt:

$$\mathfrak{E} = \frac{i_0 l}{r^2}\left[\left(z - \frac{1}{z}\right)\cos\alpha + \sin\alpha\right] = \frac{i_0 l \cdot k'}{r^2}\sin(\omega t + \psi_{\mathfrak{E}}) \tag{6}$$

$$\mathfrak{H} = \frac{i_0 l}{r^2}\left[z \cdot \cos\alpha + \sin\alpha\right] = \frac{i_0 l k'}{r^2} \cdot \sin(\omega t + \psi_{\mathfrak{H}}). \tag{7}$$

Eine elementare trigonometrische Umrechnung liefern dann unmittelbar die beiden Feldkoeffizienten k' und k, sowie die Phasenverschiebungen $\psi_{\mathfrak{E}}$ und $\psi_{\mathfrak{H}}$.

$$k' = \sqrt{\left(z - \frac{1}{z}\right)^2 + 1} \tag{8}$$

$$k = \sqrt{z^2 + 1} \tag{9}$$

$$\operatorname{tg} \psi_{\mathfrak{E}} = \frac{\left(z - \frac{1}{z}\right)\cos z - \sin z}{\left(z - \frac{1}{z}\right)\sin z + \cos z} \tag{10}$$

$$\operatorname{tg} \psi_{\mathfrak{H}} = \frac{z\cos z - \sin z}{z\sin z + \cos z}. \tag{11}$$

So bestimmt dann das Gleichungssystem (6) mit (8) und (10) das *elektrische*, (7) mit (9) und (11) das *magnetische Feld*, wobei die Abkürzungen (4) und (5) zu berücksichtigen sind.

Es ist nun leicht, die drei Zonen, das *Nahefeld*, die *Zwischenzone* und das *Fernfeld* mit guten Annäherungen zu charakterisieren. Wesentlich ist dabei in erster Linie das Verhältnis des Abstandes r zur verwendeten Wellenlänge oder die Grösse des Ausdruckes $z = \frac{2\pi r}{\lambda}$ (5).

a) *Unmittelbare Nahezone:* Hier ist r sehr klein gegenüber λ, somit darf das sehr kleine z neben seinem reziproken Werte und

der Einheit vernachlässigt werden. Wir erhalten dann aus (6) den vereinfachten Ausdruck:

$$\mathfrak{E} = \frac{i_0 \, l \, \lambda}{2 \, \pi \, r^3} \sin (\omega t + \psi_{\mathfrak{E}}) \tag{12}$$

mithin das *Coulomb'sche Gesetz*, und für die Phasenverschiebung gegenüber dem Dipolstrome den Wert:

$$\operatorname{tg} \psi_{\mathfrak{E}} = - \frac{1}{z} = - \frac{\lambda}{2 \, \pi \, r} \, . \tag{13}$$

Das magnetische Feld vereinfacht sich dann zu:

$$\mathfrak{H} = \frac{i_0 \, l}{r^2} \cdot \sin \omega t \tag{14}$$

das Gesetz von *Biot-Savart*; seine Phasenverschiebung gegen den Dipolstrom nimmt, da z sehr klein, nach (11) verschwindend kleine Werte an.

Dass somit im Nahefelde und auch durch die Zwischenzone hindurch die Vektoren des elektrischen und des magnetischen Feldes zunächst um 90 Grad hintereinander her eilen, während sich ihre gegenseitige Phasenverschiebung mit wachsendem Abstande r rasch verringert, um im Fernfelde zu Null zu werden, geht aus der folgenden Gleichung leicht hervor, die die Tangente der Phasenverschiebung zwischen $\mathfrak{H}$ und $\mathfrak{E}$ als Funktion des Abstandes darstellt:

Vernachlässigt man in den beiden Gleichungen (10) und (11) die Werte $\sin z$ als sehr klein, so bleibt:

$$\operatorname{tg} \psi_{\mathfrak{E}} = z - \frac{1}{z} \qquad \operatorname{tg} \psi_{\mathfrak{H}} = z$$

und da nach (14) und (15) im Nahefelde wie in der Zwischenzone der magnetische Vektor dem elektrischen voraneilt, muss gelten:

$$\operatorname{tg} \psi_{\mathfrak{E}\mathfrak{H}} = \operatorname{tg} (\psi_{\mathfrak{H}} - \psi_{\mathfrak{E}}) = \frac{1}{z^3} = \frac{\lambda^3}{8 \, \pi^3 \, r^3} \, . \tag{15}$$

Räumlich stehen natürlich die beiden Vektoren zueinander senkrecht.

b) Die *Fernzone*, der bisher eine grosse Zahl von Untersuchungen gewidmet worden ist, lässt sich unschwer durch ein grosses z

bei vernachlässigbarem Reziprokwerte l/z charakterisieren. Aus den Gleichungen (6) und (7) erhalten wir dann:

$$\mathfrak{E} = \frac{2\pi i_0 l}{r\lambda} \cdot \sin(\omega t + \psi_{\mathfrak{E}})$$

$$\mathfrak{H} = \frac{2\pi i_0 l}{r\lambda} \cdot \sin(\omega t + \psi_{\mathfrak{H}}) \tag{16}$$

während die Ausdrücke (10) und (11) für tg $\psi_{\mathfrak{E}}$ und tg $\psi_{\mathfrak{H}}$ gleich und sehr gross werden. Hieraus geht hervor, dass sich die Absolutwerte der beiden Felder in der Fernzone gleichen, dass, wie auch die Gleichung (15) deutlich zeigt, ihr Phasenunterschied verschwindet, so dass sie beide konphas geworden, dem Dipolstrome um 90 Grad voreilen. Für die Fernzone gilt

$$\mathfrak{E} = \mathfrak{H} = \frac{2\pi i_0 l}{r\lambda} \cdot \cos\left(\omega t - \frac{2\pi r}{\lambda}\right). \tag{17}$$

c) Die *Zwischenzone*, die den Übergang vom Coulomb'schen bzw. Biot-Savart'schen Gesetze in das Hyperbelgesetz der Fernzone enthält, spielt für das Nahefeld eines Rundspruchsenders eigentlich die Hauptrolle. Für sie gelten die unter (6) und (7) mit den Zusätzen (8) bis (11) gegebenen Gleichungen. Die vorliegende Untersuchung, die praktische Ziele hatte, muss sich eng an die Verhältnisse der Zwischenzone anschliessen. So soll zunächst eine Gleichung hergeleitet werden, die das Feld einer Antenne innerhalb des Bereichs von einer Wellenlänge Entfernung rund um den Sender praktisch vorauszuberechnen erlaubt. Zu diesem Zwecke ist ein den vorliegenden Verhältnissen entsprechender Ausdruck für $i_0 \cdot l/r^2$ beim Dipol zu entwickeln.

Gegeben sei eine auf gut leitender Erde senkrecht errichtete lineare Antenne von der geometrischen Höhe H. Während nun bekanntlich das Feld im Abstande r von einem unendlich langen unendlich dünnen vom Strome i Ampères gleichmässig durchflossenen Leiter den Wert

$$\mathfrak{H} = \frac{i}{5r} \tag{18}$$

hat und auf den Wert

$$\mathfrak{H}' = \frac{i}{5r} \cdot \frac{H}{\sqrt{H^2 + r^2}} \tag{19}$$

herabsinkt, wenn der Leiter nicht unendlich ausgedehnt, sondern nur H cm lang ist, so liegt hier der Fall vor, dass ein vertikaler

Leiter von der Höhe H vom Fusspunkte bis zum obern Ende ungefähr sinusoidale Stromverteilung zeigt. Streng genommen müsste also geschrieben werden:

$$\mathfrak{H} = \frac{i\,r}{5} \int_0^H \frac{\cos \frac{\pi h}{2H}}{(h^2 + r^2)^{3/2}}\, dh\,. \tag{20}$$

Es genügt nun, in Anbetracht der verhältnismässig geringen Genauigkeit, mit der die Messungen am Rundspruchsender bisher ausgeführt werden konnten, an Stelle dieses etwas unbequemen Integrales die Vereinfachung zu setzen, die durch die Annahme einer linearen, nicht sinusoidalen Stromabnahme mit der Höhe leicht gewonnen werden kann. Die Feldwerte werden dadurch allerdings etwas verringert. Das Integral lautet dann für

$$i = i_a \left(1 - \frac{h}{H}\right)$$

worin i_a den Strom am Fusspunkte der Antenne bedeutet.

$$\mathfrak{H} = \frac{i_a\, r}{5} \int_0^H \frac{dh}{(h^2 + r^2)^{3/2}} - \frac{i_a\, r}{5\,H} \int_0^H \frac{h\, dh}{(h^2 + r^2)^{3/2}}$$

$$= \frac{i_a}{5\,r} \cdot \frac{H^2 + r^2 - r\sqrt{H^2 + r^2}}{H\sqrt{H^2 + r^2}}\,. \tag{21}$$

Ist schliesslich i_a der Effektivwert der Antennenstromstärke am Fusspunkte und werden alle Entfernungen und die Wellenlänge in Zentimetern gemessen, so gibt der folgende Ausdruck *die effektive magnetische Feldstärke* $\mathfrak{H}$ *in der Zwischenzone im Abstande* r *cm vom Fusspunkte der linearen Antenne in Gauss* wieder:

$$\mathfrak{H} = \frac{i_a}{5\,r} \cdot \frac{H^2 + r^2 - r\sqrt{H^2 + r^2}}{H\sqrt{H^2 + r^2}} \cdot \sqrt{\frac{4\,\pi^2\, r^2}{\lambda^2} + 1} \text{ Gauss.} \tag{22}$$

Der elektrische Vektor hat hier, wie aus den Gleichungen (6) mit (8) und (10) ersichtlich, nicht wie in der Fernzone den gleichen numerischen Wert wie der magnetische. Vielmehr ist das Verhältnis der Maximal- bzw. Effektivwerte beider Vektoren zueinander durch den Quotienten aus (8) und (9) gegeben. Wir erhalten hiefür:

$$\frac{\mathfrak{E}}{\mathfrak{H}} = \frac{k'}{k} = \sqrt{\frac{\left(z - \frac{1}{z}\right)^2 + 1}{z^2 + 1}} \quad \text{wobei} \quad z = \frac{2\,\pi\, r}{\lambda}\,. \tag{23}$$

Für die effektive elektrische Feldstärke in der Zwischenzone erhalten wir schliesslich bei Umwandlung der Gauss in Volt pro Meter den Ausdruck:

$$\mathfrak{E} = \frac{3 \cdot 10^4 \cdot i_a}{5\,r} \cdot \frac{H^2 + r^2 - r\sqrt{H^2 + r^2}}{H\sqrt{H^2 + r^2}} \cdot \sqrt{\left(\frac{2\,\pi\,r}{\lambda} - \frac{\lambda}{2\,\pi\,r}\right)^2 + 1}\ \text{V/m}. \quad (24)$$

Im Folgenden soll nun die Anwendung der oben entwickelten Gleichungen auf den praktischen Fall gezeigt werden. Am anschaulichsten geschieht das, indem an einem den Versuchen entnommenen Zahlenbeispiele der Verlauf der Funktion $\mathfrak{H}$ für die zwei Annahmen gezeigt wird, dass im Nahefeld bloss das *Biot-Savart*'sche oder das *Hyperbelgesetz* der Fernzone gelte. Man sieht dabei am deutlichsten, wie die Gleichung (22) zwischen den beiden Extremfällen vermittelt.

Wir legen die Emission einer linearen vertikalen $H = 35$ m hohen Antenne bei nach oben linear abnehmender Stromverteilung mit $i_a = 4{,}7$ Ampères Effektivstrom am Fusspunkte bei der Wellenlänge $\lambda = 244{,}1$ m zu Grunde. Dann erhalten wir die Zahlen der Tabelle I für das magnetische Nahefeld in Mikrogauss:

Tabelle I.

$H = 35$ m. $i_a = 4{,}7$ Amp. $\lambda = 244.1$ m.

Entfernung r in m	Nahezone Mikrogauss	Zwischenzone Mikrogauss	Fernzone Mikrogauss
10	707	730	183
15	413	443	160
20	273	306	141
30	144,5	183	112
40	88,0	126	90,8
50	59,3	96,8	76,5
60	42,2	77,7	65,3
80	24,6	56,5	50,7
100	16,0	43,7	41,3
150	8,83	35,2	34,1

Fig. 1 zeigt die gegenseitige Lage der drei Kurven für den Verlauf des magnetischen Feldes gemäss den drei Gleichungen:

$$\mathfrak{H} = \frac{i_0}{5\,r} \cdot \frac{H^2 + r^2 - r\sqrt{H^2 + r^2}}{H\sqrt{H^2 + r^2}} \text{ Gauss}$$

für die Nahezone

$$\mathfrak{H} = \frac{i_0}{5\,r} \cdot \frac{H^2 + r^2 - r\sqrt{H^2 + r^2}}{H\sqrt{H^2 + r^2}} \sqrt{\frac{4\,\pi^2 r^2}{\lambda^2} + 1} \quad \text{Gauss}$$

für die Zwischenzone und

$$\mathfrak{H} = \frac{i_0}{5\,r} \cdot \frac{H^2 + r^2 - r\sqrt{H^2 + r^2}}{H\sqrt{H^2 + r^2}} \cdot \frac{2\,\pi\,r}{\lambda} \quad \text{Gauss}$$

für die Fernzone.

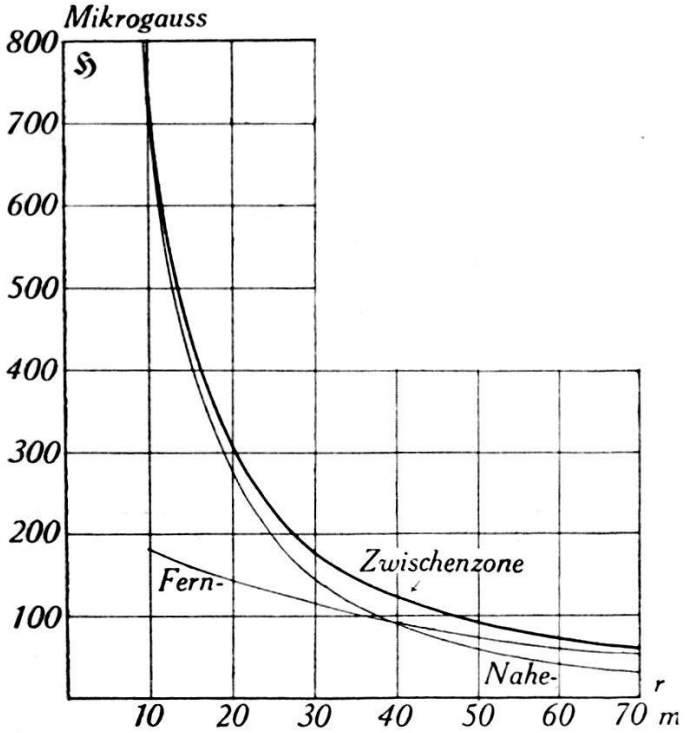

Fig. 1. Magnetisches Feld in der Zwischenzone $H = 35$ m, $i_0 = 4{,}7$ Amp. $\lambda = 244{,}1$ m.

Später wird gezeigt werden, dass die mittlere der drei Gleichungen die gemessenen Werte des magnetischen Feldes in der Zwischenzone recht befriedigend wiedergibt.

Über den Verlauf des elektrischen Vektors in der Zwischenzone gibt die Gleichung (24) Aufschluss. Sein Verhältnis zum magnetischen lässt sich aus (23) leicht berechnen. Da der Gang dieser Funktion einiges Interesse bietet, sei er hier wiedergegeben: Es war nach (23)

$$\frac{\mathfrak{E}}{\mathfrak{H}} = \sqrt{\frac{\left(\frac{2\,\pi\,r}{\lambda} - \frac{\lambda}{2\,\pi\,r}\right)^2 + 1}{\frac{4\,\pi^2 r^2}{\lambda^2} + 1}}\,.$$

Diese Funktion fällt von ziemlich grossen Werten durch den Wert 1 bei

$$r = \frac{\lambda}{2\pi\sqrt{2}}$$

hindurch auf ein Minimum ab, wendet sich dann wieder aufwärts und erreicht für $r = \infty$ die Einheit asymptotisch. Dies zeigt, dass in grossen Entfernungen vom Sender das magnetische und das elektrische Feld gleiche Werte annehmen.

Tabelle II.

(Vgl. dazu Fig. 2.)

Entfernung r in m	10	15	20	30	35	40	45	50	60	80	100	150
$\mathfrak{E}/\mathfrak{H}$	3,70	2,24	1,55	0,89	0,76	0,69	0,67	0,69	0,73	0,805	0,87	0,96

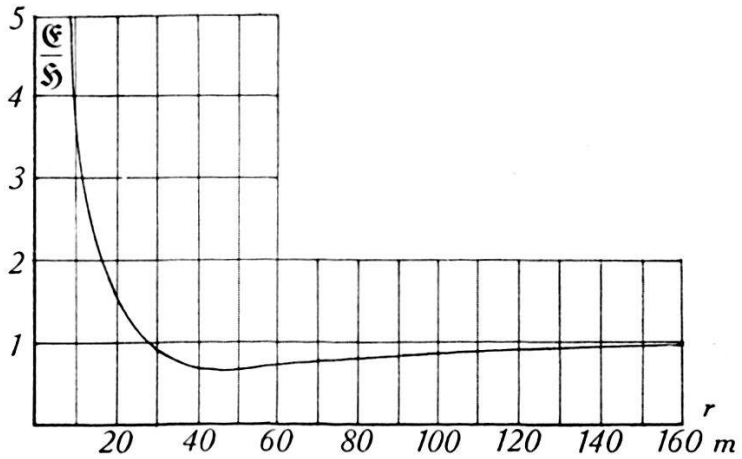

Fig. 2. Verhältnis des elektrischen zum magnetischen Felde in der Zwischenzone $\lambda = 244{,}1$ m.

Entweder aus Tabelle I und den Koeffizienten der Tabelle II oder unmittelbar aus der Gleichung (24) gewinnen wir für die angenommenen Werte $H = 35$ m, $i_a = 4{,}7$ Ampères bei $\lambda = 244{,}1$ m die in Tabelle III wiedergegebenen Zahlenwerte für den Verlauf des elektrischen Feldes in der Zwischenzone:

Tabelle III.

Entfernung r in m	10	15	20	30	40	50	60	80	100	150
$\mathfrak{E}$ Volt/m	81,1	29,7	14,2	4,89	2,64	2,00	1,71	1,36	1,14	1,01

Elektrische Felder sind in der vorliegenden Arbeit nicht gemessen worden, doch spielen sie bei der später zu erwähnenden Antennenwirkung des Rahmens eine nicht unbedeutende Rolle. Dies insbesondre in geringen Entfernungen von der emittierenden Antenne.

III. Messungen und Versuche.

Der Sender: Der Basler Ortssender ist ein 1½ Kilowatt-Sender der „Q"-Type von 1929, gebaut von der Marconi-Company in London. Er arbeitet nach dem Prinzipe der Fremdsteuerung mit Quarzstabilisierung. Der Steuersender enthält einen kleinen mit der halben Sendefrequenz schwingenden Generator, auf den ein Frequenzverdoppler und zwei Gegentakt-Hochfrequenzverstärker folgen. Dahinter sind zwei einzeln abstimmbare weitere Hochfrequenzverstärker-Stufen geschaltet, die ihre Energie dem Zwischenkreis abgeben. Mit diesem ist der Antennenkreis induktiv gekoppelt. Die Modulation geschieht nach dem Heising'schen Verfahren durch Variation der Anodenspannung der Oszillatorröhren des Zwischenkreises. Infolgedessen steht der Strom in diesem Kreise und damit auch der Antennenstrom mit dem Modulationsgrade in folgendem funktionellen Zusammenhange: Sei i der Effektivstrom der unmodulierten Trägerschwingung und i_m der Effektivstrom bei sinusoidaler Modulation, so lässt sich leicht ableiten[1]:

$$\left.\begin{aligned} &\text{Modulationsgrad in Prozenten: } m = 100\sqrt{2\left(\frac{i_m}{i}\right)^2 - 2} \\ &\text{Stromverhältnis: } \frac{i_m}{i} = \sqrt{\frac{1}{2}\left(\frac{m}{100}\right)^2 + 1}\,. \end{aligned}\right\} \quad (25)$$

Tabelle IV.

Modulation in Prozenten	20	30	40	50	75	100
Stromverhältnis	1,01	1,02	1,04	1,06	1,13	1,23

Bei voller Aussteuerung von 100 Prozent, die bei diesem Sender nie vorkommen darf, steigt der Antennenstrom demnach um 23 Prozent über den Wert, der der unmodulierten Trägerwelle entspricht. Messungen ergaben, dass die Schwankungen des Antennenstromes während der Emissionen durchschnittlich einer Modulation von

[1]) Documents du C. C. I., La Haye 1930, Seite 151.

30—40 Prozent entsprachen. Es wurde nachgewiesen, dass das Feld diesen Stromänderungen genau linear folgt und somit durch die Modulationsschwankungen Fehler in die Daten im Betrage von höchstens 2—4 Prozent hineingetragen werden. Schlimmer als diese Unsicherheiten waren die fast unvermeidlichen Schwankungen der Sendeleistung während der Emissionen, die durch verschiedene Ursachen, Erwärmung der Röhren, Netzschwankungen usw. hervorgerufen werden.

Es wurde mit zwei Wellenlängen gearbeitet, nämlich

$\lambda = 318{,}8$ m $n = 940\,560$ Hertz oder $\omega = 5\,909\,800$

bei den Vorversuchen und

$\lambda = 244{,}1$ m $n = 1\,228\,390$ Hertz oder $\omega = 7\,718\,220$

bei den endgültigen Messungen.

Die mittlere Antennenstromstärke der zu den Messungen benutzten Emissionen des Senders betrug *4,7 Ampères effektiv.* Bei einem Antennenwiderstande von rund *25 Ohm* war die Antennenleistung somit rund *552 Watt.*

Das Feldmessgerät: Da es sich bei den vorliegenden Versuchen um das Nahefeld handelte, somit reichlich Energie zur Verfügung stand, konnte ein einfacher Kreis mit Empfangsrahmen, Abstimmkondensatoren, Widerständen, Thermoelement und Galvanometer verwendet werden.

Der *Rahmen* hat eine Fläche von $Q = 1{,}024$ m² und besteht aus einem auf eine Ecke gestellten Quadrat von ca. 1 m Seite. $Z = 5$ Windungen einer 15drähtigen Kupferlitze sind mit 1,6 cm Windungsabstand auf ihn aufgewickelt. Somit ist $Q \cdot Z = 5{,}120\,\mathrm{m}^2$. Der Ohm'sche Widerstand beträgt 0,92 Ohm, die Selbstinduktion $70{,}5 \cdot 10^{-6}$ Henry. Bei den Messungen befand sich die Rahmenmitte in 185 cm Höhe über dem Erdboden. Bei Welle 244,1 m ergibt sich die äquivalente wirksame Antennenhöhe des Rahmens zu:

$$h_R = \frac{2\,\pi\,Q\,Z}{\lambda} = 26{,}4 \text{ cm.} \tag{26}$$

Der übrige Teil der Messanordnung ist in einem handlichen Kasten von $17{,}5 \times 27{,}5 \times 37$ cm Grösse untergebracht. Fig. 3 zeigt links die Skalen der beiden *Drehkondensatoren* für Fein- und Grobabstimmung, in der Mitte oben das eingebaute *Vakuum-Thermoelement* von Siemens und Halske, darunter dessen Umschalter für Gebrauch im Kreise oder Eichung und rechts ein empfindliches *Zeigergalvanometer* von Hartmann und Braun. Darunter Vorschaltwiderstände zur Variation der Messempfindlichkeit.

Hitzdraht des Thermoelements: Widerstand je nach Belastung 57—58 Ohm.
Belastbarkeit bis etwa 15 Milliampères.
Galvanometer: 1 Skalenteil = 0,205 Mikroampères
Widerstand: 242 Ohm.
Vorschaltwiderstände zum Galvanometer bis 1920 Ohm.

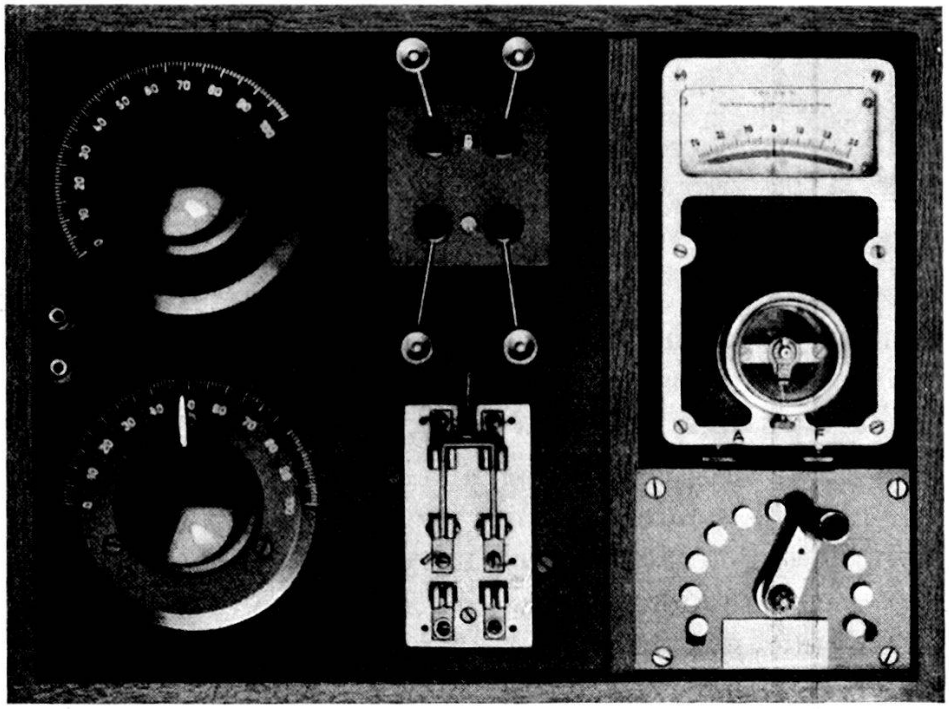

Fig. 3. Feldmessgerät. (Phot. W. Lehmann.)

Die Berechnung des magnetischen Feldes aus dem Rahmenstrome i bei Resonanz erfolgt nach der bekannten Gleichung:

$$\mathfrak{H} = 10^4 \frac{W\,i}{\omega\,Q\,Z} = \frac{W_{\text{Ohm}}\,i_{\text{Amp}}\,\lambda_{\text{m}}}{3 \cdot 10^4\,\pi \cdot Q_{\text{m}^2}\,Z} \text{ Gauss} \tag{26}$$

wobei neben den obengenannten Grössen W den totalen Widerstand im Rahmenkreise bedeutet.

Zwei Vorsichtsmassregeln sind im Nahefeld besonders zu beachten: Erstens die Berücksichtigung der reinen *Antennenwirkung* des Rahmens und zweitens die örtliche *Feldschwächung* bei starkem Energieentzug durch das Messgerät selbst.

Die *Antennenwirkung* des Rahmens von rund 26 cm wirksamer Höhe in so starken elektrischen Feldern, wie sie Tabelle III zeigt, ist nicht unbeträchtlich. Bei geringen Abständen von der sendenden Antenne entstehen zwischen den Rahmenenden Spannungen von der Grössenordnung von ein paar Volt. Die Stromverteilung

im Rahmenkreis ist deswegen keine gleichförmige. Durch den bekannten Kunstgriff der Rahmendrehung um 180 Grad bzw. des Umpolens und Mittelbildens nähert man den richtigen Stromwert an. Wie weiter unten ersichtlich, wurden auch Widerstände in den Rahmenkreis eingefügt, um den Rahmenstrom möglichst gering zu halten. Es erwies sich als wichtig, den Ort des Widerstandes im Bezug auf den Ort des strommessenden Hitzdrahtes richtig zu wählen. Vorsichtige Mittelwertsbildung führte dann zum Ziele. Zur Verdeutlichung der *Antennenwirkung* des Rahmens im Nahefelde (in 20 m Entfernung von der mit 4,6 m Antennen-

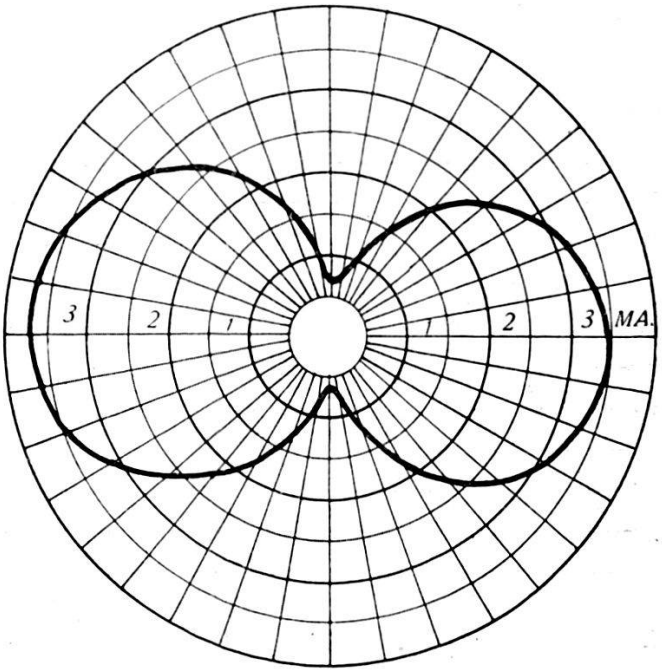

Fig. 4. Antennenwirkung des Rahmens.

strom sendenden Antenne) wurde der Rahmenstrom in Milliampères für eine vollständige Umdrehung des Rahmens durchgemessen. Fig. 4 zeigt deutlich die nicht unbeträchtliche Asymmetrie und das Fehlen der Nullstellen an den beiden Orten, in denen der Rahmen nur unter dem Einflusse des elektrischen Feldes stand.

Entzieht man dem Felde viel Energie, so setzt man das magnetische Feld am Messorte durch den Rahmen selbst herab, misst also zu geringe Feldwerte. Eine Schwächung des Rahmenstromes durch eingeführte induktionsfreie Widerstände führte da leicht zum Ziele. Fig. 5 veranschaulicht, wie durch Z fügen von 200 bis 300 Ohm Widerstand in den Rahmenkreis die vollen Feldwerte erhalten werden konnten. War es nicht möglich, einen derart hohen

Rahmenwiderstand zu verwenden, so wurde gemäss dem Kurvenverlauf von Fig. 5 korrigiert.

Die *Antenne*, an der die Messungen stattfanden, bestand aus zwei schräg aufsteigenden und zwei horizontalen Drahtstücken. Sie war zwischen den beiden 40 m hohen und 70 m voneinander entfernt aufgestellten eisernen Gittermasten der *Basler Versuchsradiostation* aufgehängt, und zwar derart, dass ihr aufsteigender Teil unter ca. 60 Grad Neigung zur Vertikalen schräg nach oben zu den beiden je 12 m langen horizontalen Teilen führte. Diese verhältnismässig komplizierte geometrische Anordnung erschwerte die Definition des Antennenortes nicht wenig, weshalb auch die nahe der Antenne gemessenen Feldwerte von den theoretisch

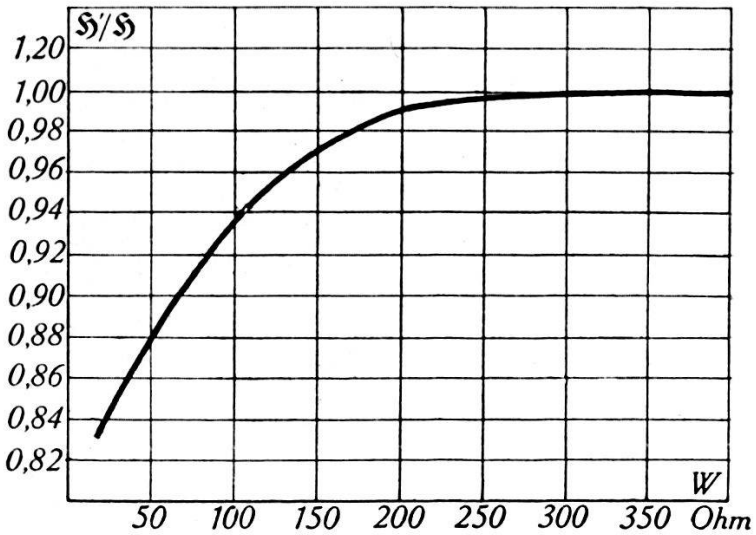

Fig. 5. Feldschwächung durch zu grosse Rahmenströme.

berechneten, die auf der Annahme eines vertikalen Drahtes von der Höhe $H = 35$ m fussen, stark abweichen (vgl. Fig. 7). Der Luftleiter bestand aus siebendrähtiger Kupferlitze von 3 mm Durchmesser.

Fig. 6 gibt einen Lageplan der Station inmitten der Institutsgebäude. A_1 bedeutet die Antenne, die zwischen den Gittermasten T_1 und T_2 ausgespannt ist. S das Senderhäuschen. Zwei Hauptmessrichtungen sind zu unterscheiden: Die verhältnismässig am wenigsten gestörte Richtung senkrecht zum Horizontalteile der Antenne, nämlich A_1—J (St. Johannring), und die stark gestörte Richtung A_1—K—M, die am Turme vorbei durch das Institut nach der Klingelbergstrasse K und durch eine zweite Häuserreihe hindurch nach der Metzerstrasse M führt. In beiden Richtungen wurden oft wiederholte Messreihen aufgenommen, deren Ergebnisse hier folgen.

1. *Richtung A_1—J des wenig gestörten Feldes.*

Prüfung der Gleichung (22).

Messung des magnetischen Feldes unter Berücksichtigung der Korrekturen wegen der Antennenwirkung des Rahmens im elektrischen Felde (Gl. 26, Tabelle III) und wegen der Feldschwächung durch den Rahmenstrom (Fig. 5).

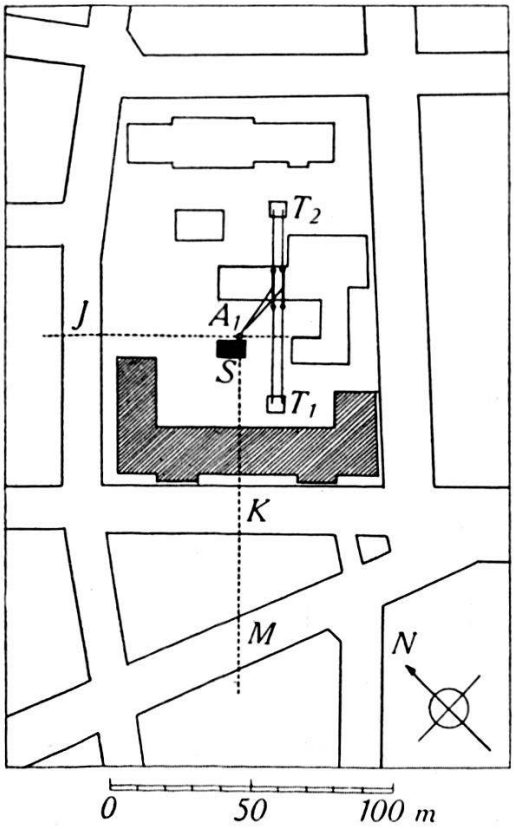

Fig. 6.

Die Messungen in der Nähe der Antenne sind unzuverlässig, weil man sich dabei zu sehr an die unabgeschirmte Sendeapparatur mit ihren streuenden und strahlenden Teilen annähern musste und damit der eigentliche Antennenort nicht genau zu definieren war. Später anzustellende Versuche haben hier einzusetzen. Bei 50 m Entfernung von A_1 näherte man sich einem als Blitzableiter ausgebildeten kupfernen Regenableitungsrohr des Institutsgebäudes. Es führte einen ziemlich starken Hochfrequenzstrom und steigerte das magnetische Feld in der in der Tabelle angedeuteten Weise. Unterbrechung der Erdleitung setzte den Feldwert sofort beträchtlich, bis auf den errechneten Wert, herab.

Tabelle V.

Feldmessungen vom 4. Nov. 1931. Antennenstrom 4,7 Amp. Richtung A_1—J.

Entfernung r in m	17	20	25	30	40	50	62	
Berechnetes Feld (μGauss)	390	303	230	184	126	97	78	
Gemessenes Feld (μGauss)	400	306	224	176	117	100	75	Erdung abgeschaltet
						112	84	Erdung des Blitzableiters

Tabelle VI.

Feldmessungen vom 11. Juni 1931. Antennenstrom 4,7 Amp. Richtung A_1—J.

Entfernung r in m	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	22	24	26	28
Gemessenes Feld (μ Gauss)	953	830	768	694	622	557	509	454	417	389	366	306	263	217	203
Entfernung r in m	30	32	34	36	38	40	45	50	55	60	65	68			
Gemessenes Feld (μ Gauss)	181	172	155	145	132	123	103	105	104	83	69	64	mit Blitzableiter		

Tabelle VII.

Feldmessungen vom 3. Juli 1931. Antennenstrom 4,85 Amp. Richtung A_1—J.

Entfernung r in m	16	18	20	24	26	28	30	32	34	36	38	40	42	44	46
Gemessenes Feld (μ Gauss)	593	420	377	275	254	223	202	180	168	125	145	134	120	111	106
Entfernung r in m	48	50	52	54	56	58	62	68	72	76	82	90	100		
Gemessenes Feld (μ Gauss)	109	119	118	104	106	99	85	71	62	51	46	44	40		

Fig. 7 zeigt den errechneten Verlauf und die gemessenen Werte der Tabellen VI und VII als Punkte eingetragen. Tabelle VII entspricht einem höheren Antennenstrome (4,85 A.). *Man sieht, dass die Gleichung* (22) *die Verhältnisse von* $r = 20$ *m an recht befriedigend darzustellen erlaubt.*

An Hand dieser Zahlenwerte ist nun eine Beurteilung des durch Gebäude usw. gestörten Feldes möglich. Die Zahlen obiger Tabellen und die gemessene Kurve der Fig. 7 zeigen bereits die beträchtlich störende Wirkung eines Blitzableiters, in welchem induzierte Hochfrequenzströme zirkulieren. Der Blitzableiter, der mit der kupfernen Dachrinne eine verhältnismässig grosse Antenne darstellte, schwang unabgestimmt mit einer grösseren

Wellenlänge als die auf $\lambda = 244{,}1$ m emittierende Antenne, was leicht daran erkannt werden konnte, dass durch Einfügen einer Verkürzungskapazität von 850 cm eine Abstimmung auf die Sendewelle möglich war. Dann flossen bei einem Instrumentenwiderstande von 20 Ohm 22 M.A. Hochfrequenzstrom im abgestimmten Blitzableiterrohre.

Zur besseren Beurteilung derartiger Verhältnisse wurde in rund 30 m Entfernung von der sendenden Antenne ein Blitz-

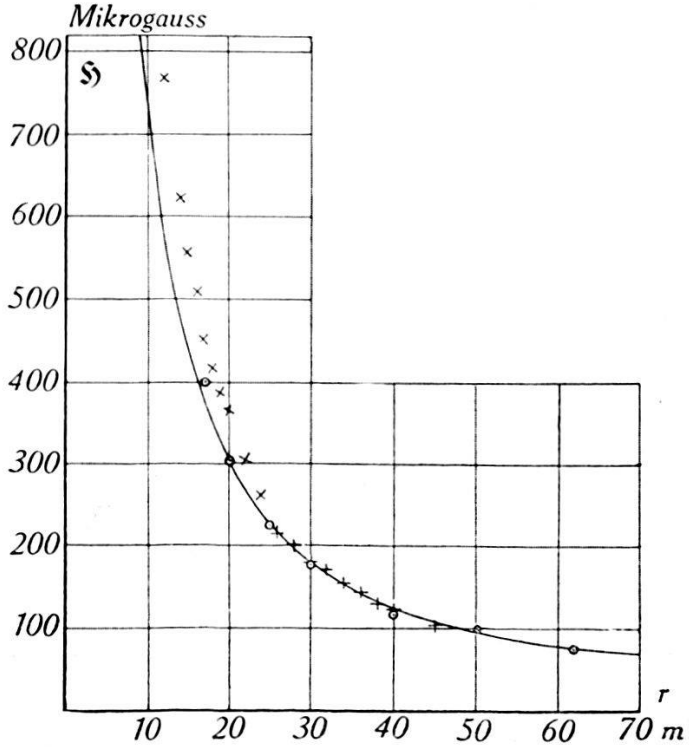

Fig. 7. Ausgezogene Linie nach Gleichung 22 berechnetes Feld.
⊙ Werte aus Tabelle V } $H = 35$ m { $i_0 = 4{,}7$ Amp.
× Werte aus Tabelle VI } { $\lambda = 244{,}1$ m.

ableiter näher untersucht. Mit Verkürzungskondensator in der geöffneten Erdleitung ergab sich folgende Resonanzkurve:

Tabelle VIII.

Resonanzkurve einer kupfernen Dachrinne im Senderfelde.

Kapazität in cm	150	270	470	690	810	920	1040	1150	1390	1630	1850	2030	2800
Strom in M.A.	20	35	85	110	114	115	114	113	110	107	105	102	99

Zur Abschätzung des Hochfrequenzwiderstandes der als Blitzableiter eingerichteten Dachtraufe wurde der bekannte Versuch zweier Strommessungen mit und ohne Zusatzwiderstand am Fusspunkte dieser Antenne ausgeführt. Er ergab als Widerstand

bei 244,1 m Wellenlänge den Wert von 16 Ohm. Bei Resonanz würde der Blitzableiter ohne eingebauten Strommesser somit einen Hochfrequenzstrom von rund 200 M.A. führen, zufällig war er nahezu abgestimmt, schwang ziemlich kräftig mit und überlagerte sein eigenes magnetisches Feld demjenigen der sendenden Antenne in sehr deutlicher Weise.

Ein paar Versuche sollten hierüber näheren Aufschluss geben: In einer schönen Arbeit hat schon im Jahre 1908 RÜDENBERG die Feldverzerrungen behandelt, die eine mitschwingende Antenne im Felde eines Senders hervorruft[1]). Ferner hat S. KLIMKE in der zu Beginn dieser Untersuchung zitierten Arbeit[2]) den Fall

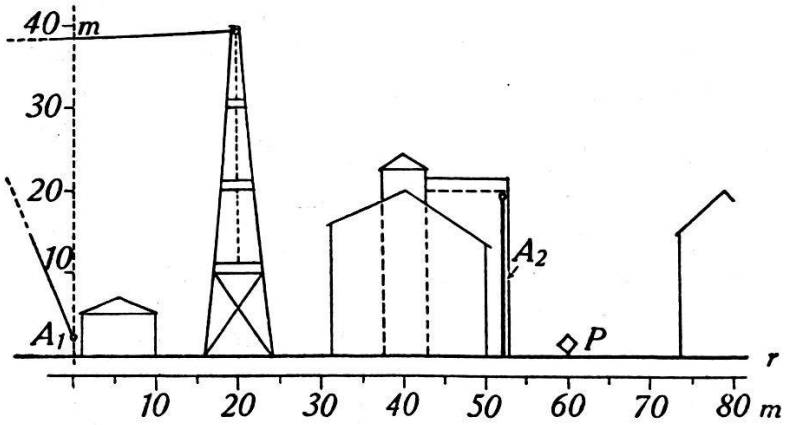

Fig. 8.

eingehend diskutiert. Ohne auf die etwas verwickelte Phasenlage im Nahefeld einzugehen (die Gleichungen (5), (10) und (11) dieser Arbeit erlauben ihre Berechnung), wollen wir die Ergebnisse von Feldmessungen in der Umgebung einer Energie absorbierenden Antenne im Nahefelde hier in Zahlen und Kurven mitteilen, weil sie nicht ohne praktische Bedeutung und zur richtigen Beurteilung der starken Feldschwankungen in der nächsten Umgebung recht anschaulich sind. Fig. 8 stellt die Situation schematisch dar. Sie ist ein Schnitt durch das Institut, die Antennenanlagen und quer durch die Klingelbergstrasse in Richtung A_1—K der Fig. 6. Man erkennt die 35 m hohe Antenne A_1 des Rundspruchsenders, das Institutsgebäude und unmittelbar dahinter die absorbierende (abgestimmt mitschwingende) 19 m hohe Antenne A_2, mit deren Hilfe die Ergebnisse der Tabelle IX gewonnen wurden. Im Messpunkte P befindet sich der Rahmen in r m

[1]) R. RÜDENBERG, Empfang elektrischer Wellen in der drahtlosen Telegraphie. Ann. d. Physik (IV), Band 25, S. 464 (1908).

[2]) S. KLIMKE. Die Störungen des elektromagnetischen Feldes eines Senders durch Gebäude und ähnliches. Elektrische Nachrichtentechnik, Band 4, S. 458 (1927).

Entfernung von der sendenden Antenne. Die Messungen vor der Antenne A_2 in der Wellenrichtung erfolgten somit im Institutsgebäude, diejenigen im Wellenschatten aber auf der Strasse.

Tabelle IX gibt nun die folgenden Daten: Bei 4,6 Ampères in der sendenden Antenne A_1 ($\lambda = 244{,}1$ m) floss in der mitschwingenden Antenne A_2 ein Strom von 0,13 Ampères. Die *erste Kolonne* (I) der Tabelle gibt die Entfernungen r vom Sender, bei 52 m befand sich die absorbierende Antenne A_2. Die *zweite Kolonne* (II) gibt die Werte des ungestörten magnetischen Feldes in Mikrogauss berechnet für 4,6 Ampères nach Gleichung (22) in den betreffenden Aufpunkten. Infolge der starken Schirmwirkung des

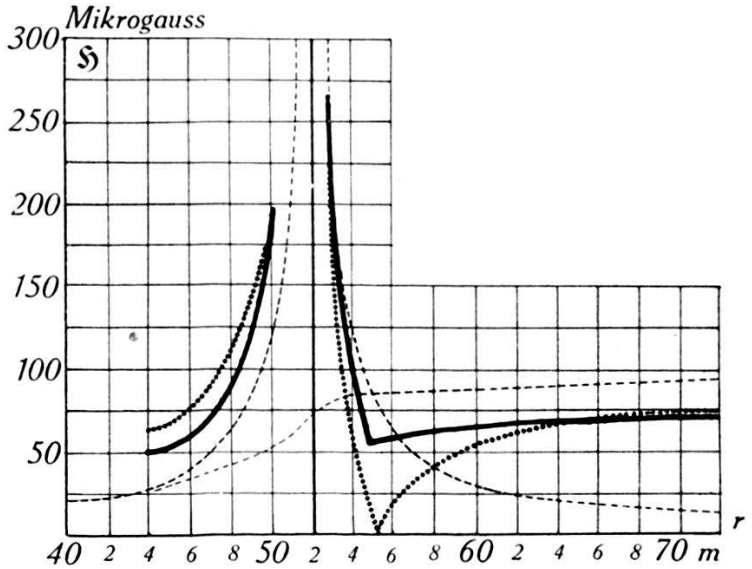

Fig. 9. Feldverzerrung durch mitschwingende Antenne A_2. Dünn gestrichelt: örtliches Feld und Feld der mitschw. Antenne, dick punktiert: daraus additiv vor, subtraktiv hinter A_2 kombiniertes Feld. Dick ausgezogen: gemessenes Feld.

Gebäudes (vgl. Fig. 11) war nun aber vor der Antenne A_2 ein bedeutend kleineres Feld, infolge andrer, weiter unten zu erläuternder Ursachen aber hinter der Antenne A_2 ein stärkeres Feld vorhanden. Diese (gemessenen) Werte sind in *Kolonne III* eingetragen. Kombiniert man nun vor der Antenne A_2 additiv, hinter ihr subtraktiv das gemessene äussere Feld mit dem für 0,13 Amp. berechneten Sekundärfelde der Antenne A_2, so erhält man die Werte der *Kolonne IV* in Mikrogauss. Dazu sind in *Kolonne V* schliesslich die gemessenen Daten eingetragen, die deutlich zeigen, dass die einfache für Kolonne IV gemachte Voraussetzung hier nicht zutrifft. Eine genauere Diskussion der Phasenlage für diesen Fall, die im Nahefelde gemäss den Gleichungen (10) und (11) unerlässlich ist, soll später erfolgen.

In Fig. 9 sind die Werte der Tabelle IX graphisch aufgetragen. Sie zeigt die feldschwächende Wirkung der abgestimmten Antenne

deutlich, der theoretisch nach der unzutreffenden Voraussetzung der Kolonne IV zu erwartende Feldzusammenbruch drei Meter hinter der Antenne A_2 ist nicht vorhanden, immerhin an derselben Stelle ein deutliches Feldminimum. Ähnliche Verhältnisse, doch mit bedeutend tieferem Minimum, erhielt KLIMKE[1]), der aber in bedeutend grösseren Entfernungen (2,2 km vom Sender, also bereits in der Fernzone) mass.

Tabelle IX.

(Vgl. hiezu Fig. 9.)

I	45	46	47	48	49	50	52	53	53,7	54	56	57	58	59	62	65	70
II	108	105	102	100	97	95	90	88	86	85	82	80	79	77	73	69	65
III	36	39	39	43	52	54	—	81	80	—	82	84	85	84	85	82	88
IV	66	77	91	110	139	184	—	170	73	43	17	32	41	49	60	66	71
V	56	62	73	90	120	183	—	297	110	—	66	66	67	66	62	61	63

Es wurde im fernern gemessen, dass sich dieser feldschwächende Einfluss mit dem zur Verfügung stehenden Messgeräte noch auf Entfernungen von über 50 m von der Sekundärantenne unschwer nachweisen liess. Ein- und Ausschalten der abgestimmten Antenne hatte daselbst noch deutliche Unterschiede in den Ausschlägen am Galvanometer des Feldmessgerätes zur Folge.

Ein weiterer Versuch betraf den Verlauf der Feldschwächung in einem festen Punkte im Wellenschatten, wenn die Sekundärantenne auf eine Reihe von Wellenlängen in der Umgebung der Sendewelle abgestimmt wurde. Das Feldmessgerät befand sich 8 m hinter der absorbierenden Antenne, die vermittels einer Spule im Bereiche von $\lambda = 199$ m bis 391 m abgestimmt werden konnte. Bei offener oder sehr stark verstimmter Sekundärantenne im Senderfelde mass man im Aufpunkte 88 Mikrogauss Feldstärke. (Vgl. Tabelle IX. Sender: 4,7 Amp. Antennenstrom!) Die Fig. 10 zeigt den Feldverlauf mit der Abstimmung der Sekundärantenne, deren Resonanzkurve ebenfalls eingezeichnet ist. Man sieht, wie sich beim Mitschwingen der Sekundärantenne mit höherer als der Senderfrequenz die Felder im Aufpunkte zunächst je nach der Phasenlage verstärkend addieren, um dann bei Annäherung an die Resonanz immer mehr gegeneinander zu wirken. Beim Minimum des resultierenden Feldes, das ja nicht bei der Resonanz der Sekundärantenne auf die Sendewelle, sondern etwas später eintritt, wurde im vorliegenden Falle das Feld um ungefähr den

[1]) S. KLIMKE, loc. cit. S. 475, Abbildung 41.

dritten Teil herabgesetzt. Im übrigen ist der Verlauf der Feldstärke durchaus dem Stromverlaufe als Funktion der Wellenlänge beim absorbierenden *Saugkreise* analog.

In diesem Zusammenhange seien noch kurz die mitschwingenden mannigfachen Leitungsbahnen, wie Blitzableiter, Wasser- und Gasleitungen, Drähte der Stromversorgung u. a. erwähnt. Bei den in der vorliegenden Arbeit verwendeten verhältnismässig kurzen Wellen von 318,8 bzw. 244,1 m hatten die meisten dieser Leiter längere Eigenwellen bzw. kleinere Eigenfrequenzen als die

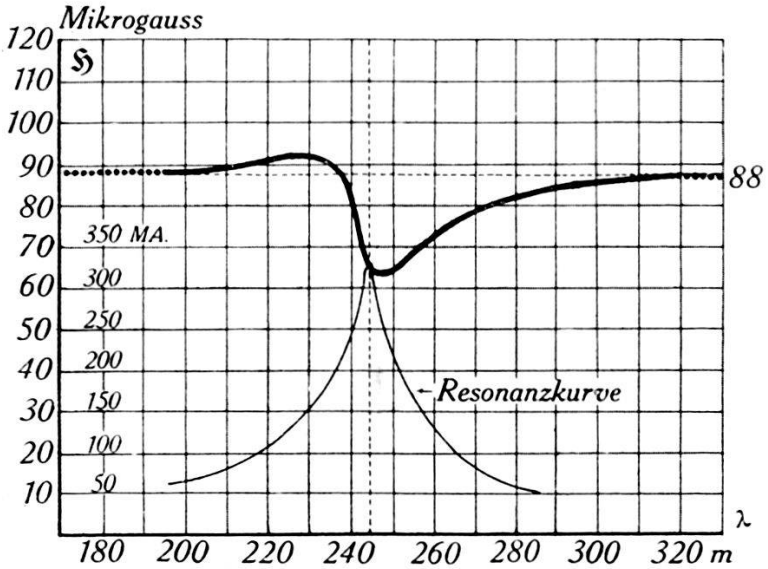

Fig. 10. Feldschwächende Wirkung bei sukzessiver Abstimmung einer sekundären Antenne.

sendende Station. Die in ihnen erzwungenen Hochfrequenzströme bemassen sich nach Milliampères. Die kräftigsten Ströme führten die vier Füsse der eisernen Antennenmasten. Die Eigenwellen der 40 Meter-Türme lagen wenig oberhalb der Sendewelle 244,1 m. Grosse Verkürzungskondensatoren zwischen 2800 und 4900 cm Kapazität erlaubten die Abstimmung der einzelnen Mastfüsse auf 244,1 m, wobei dann in jedem Turmfusse Ströme von 100 bis 140 M.A. gemessen wurden. Dies in dem der Anlage benachbarten Turme T_1, während im entfernten Turme T_2 beim Chemiegebäude viel geringere Ströme (in der Grössenordnung von maximal 80 M.A.) beobachtet wurden (vgl. Fig. 6).

2. *Richtung A_1—K—M des stark gestörten Feldes.*

Gehen wir nun zu den Feldmessungen in Richtung A_1—K—M der Fig. 6, also vom Senderhause am südlich gelegenen Antennenturme T_1 vorbei, quer durch das Physikgebäude, über die Klingel-

bergstrasse K durch eine zweite Häuserreihe hindurch zur Metzerstrasse M über. Die Fig. 11, in welcher ein Antennenturm und die Gebäudequerschnitte schematisch angedeutet sind, zeigt den Verlauf des ungestörten Feldes als dünn, denjenigen des verzerrten Feldes als stark ausgezogene Linie. In der Nähe des am Fusspunkte mit einem Gesamtstrome von rund 0,5 Ampères mitschwingenden eisernen Antennenturmes ist eine Erhöhung des magnetischen Feldes über den normalen Wert zu beobachten. Gemäss der durch Tabelle IX Fig. 9 wiedergegebenen feldschwächenden Wirkung im Schatten des Turmes wird auch der rapide Abfall vor dem Insti-

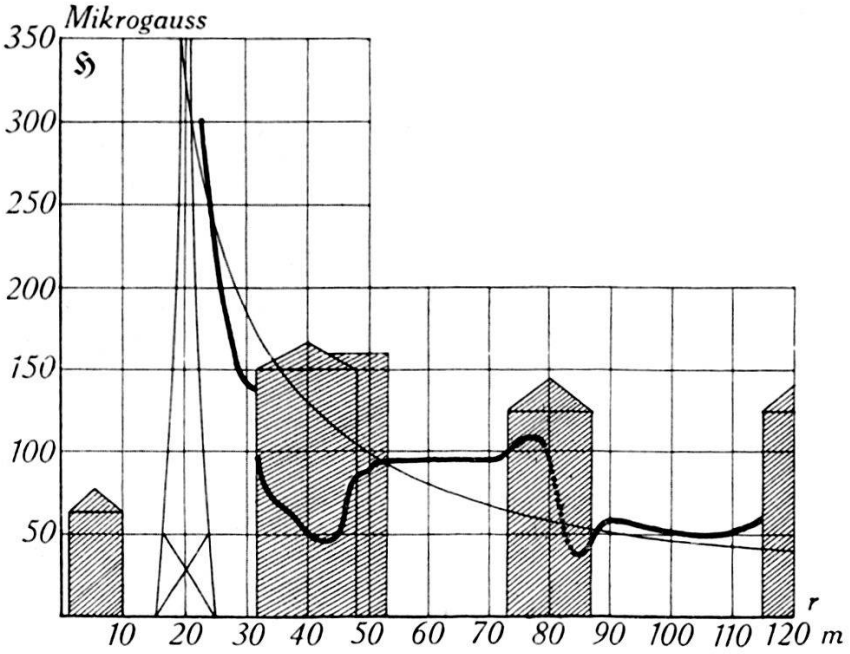

Fig. 11.

tutsgebäude verständlich. Im Hause selbst komplizierte *Schirmwirkungen*, die zu einem Minimum des Feldes von 45 Mikrogauss (gegenüber 115 Mikrogauss des ungestörten Feldes daselbst) führen. Quer über die Strasse ein nahezu konstantes verstärktes Feld, im Hause gegenüber ein offenbar durch eine mitschwingende metallische Leitungsbahn hervorgerufener Anstieg, dahinter ein Schatten gemäss dem durch Fig. 9 erklärbaren Verlaufe und in der zweiten Strasse ein allmähliches Einlenken in den normalen Feldabfall, jedoch nicht ohne einen geringen Feldanstieg vor dem dritten Hausquerschnitte.

Leider erlaubten es die örtlichen Verhältnisse sowie die verfügbaren Mittel und Arbeitskräfte nicht, im ganzen Umkreis des Senders so viele Feldmessungen durchzuführen, dass eine vollständige Nahecharakteristik daraus hätte konstruiert werden können.

Ich beschränke mich daher auf die graphische Wiedergabe (Fig. 12) einer Messreihe längs der Vorderfront des Institutes in der Mitte der Fahrbahn der Klingelbergstrasse (vgl. den Plan Fig. 6). Während vor dem Nordwestflügel des Gebäudes das Feld mit langsamer Annäherung an den Sender gleichmässig zunimmt (punktierte Kurve), treten vor dem südöstlichen Flügel (Physikalisch-chemische Anstalt) drei starke Maxima auf, die möglicherweise als *Interferenzfransen*, erzeugt durch die Wirkung der Antenne und

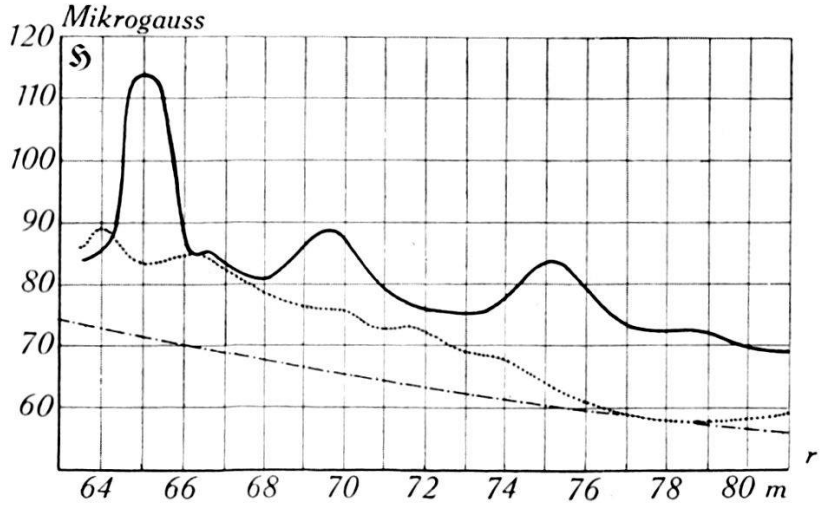

Fig. 12. Verlauf der Feldstärke längs Klingelbergstrasse. (Vgl. Plan. Fig. 6 K).

des mitschwingenden Turmes T_1, zu erklären sind (ausgezogene Kurve der Fig. 12).

Zum Schlusse möchte ich nicht versäumen, meinen eifrigen Gehilfen bei der oft recht mühsamen Aufnahme der Feldstärken, den Assistenten Dr. Hans Straub und cand. Werner Lehmann, sowie dem Institutsschreiner J. Eckert für ihre Mitarbeit bestens zu danken.

Physikalische Anstalt der Universität Basel
Abteilung für angewandte Physik und Versuchsradiostation.