

Zeitschrift: Bulletin de l'Association suisse des électriciens
Herausgeber: Association suisse des électriciens
Band: 37 (1946)
Heft: 24

Artikel: Strahlungsimpedanz und Antennenverkürzung des Sendedipols
Autor: Müller-Strobel, J.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-1057368>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. 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. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

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. [Voir Informations légales.](#)

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. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 25.12.2024

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

Pour le déclenchement le fonctionnement décrit ci-dessus est le même que pour l'enclenchement, il a seulement lieu en sens inverse.

L'indication des positions du sectionneur a lieu de la manière la plus simple si l'ouverture derrière laquelle se meut le voyant fait partie intégrante du schéma du tableau. La partie du voyant correspondant à la position enclenchée du sectionneur a la

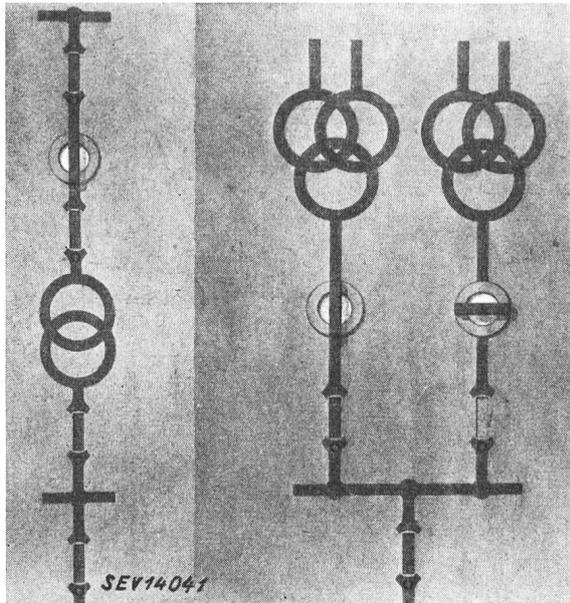


Fig. 2

Appareils pneumatiques de signalisation montés dans des tableaux de commande

même couleur que le schéma, celle correspondant à la position déclenchée la même couleur que le tableau. Le schéma est complété ainsi d'une manière très claire, comme l'indique la fig. 2, montrant de ces appareils de signalisation montés dans les tableaux de commande de la nouvelle centrale de Rapperswil-Auenstein. La position intermédiaire de travail est représentée sur le voyant par des raies obliques rouges et blanches très visibles.

La fig. 3 montre l'appareil de signalisation avec derrière les raccords d'air comprimé et les contacts de commande des soupapes électromagnétiques, ces dernières étant montées ailleurs derrière le tableau. Si la place disponible est suffisante, les soupapes

de commande de l'air comprimé peuvent être combinées avec l'appareil de signalisation, ce qui permet de supprimer leur commande électrique, à moins que cette dernière doive avoir lieu à distance, par exemple depuis le local où se trouvent les sectionneurs.

La signalisation pneumatique ne nécessite entre le sectionneur et le tableau de commande qu'un petit

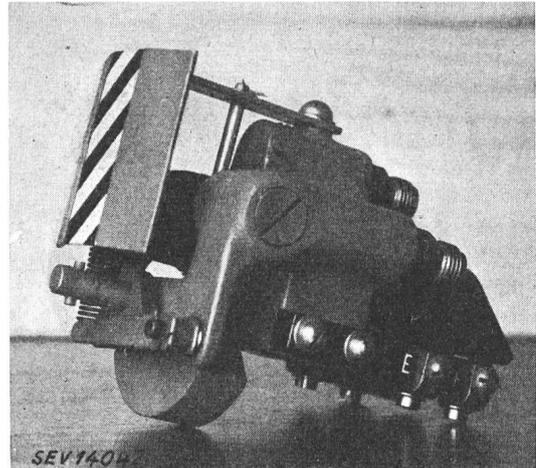


Fig. 3

Vue de l'appareil de signalisation

tube métallique de 4...6 mm de diamètre intérieur, très facile à monter avec les tubes d'air principaux, au lieu des trois fils de la signalisation électrique, nécessitant éventuellement aussi des boîtes d'extrémités pour câbles.

L'appareil de signalisation décrit ci-dessus a été construit par la maison *Alpha S.A.*, Nidau, avec la collaboration des Forces Motrices du Nord-Est Suisse (NOK). Il se signale par son bel effet esthétique dans la construction des tableaux de commande et par une grande sécurité de service, grâce à sa simplicité et à sa construction robuste. Il a déjà été utilisé avec succès pour des sectionneurs éloignés des tableaux et peut être employé pour la commande et la signalisation pneumatique à distance d'autres appareils, tels que disjoncteurs, etc.

Adresse de l'auteur:

R. Vénard, ingénieur, Nidau (Bienne).

Strahlungsimpedanz und Antennenverkürzung des Sendedipols

Von J. Müller-Strobel, Zürich

621.396.671

Es wird über die Ergebnisse der Theorie erzwungener Schwingungen an einer Sende-Dipolantenne mit und ohne Berücksichtigung der Antennenverluste berichtet. Auf eine ausführliche Ableitung der mathematischen Beziehungen, die den im Literaturverzeichnis angegebenen Arbeiten entnommen werden können, wurde aus Platzgründen verzichtet. Dafür wird durch Gegenüberstellung der theoretischen Ergebnisse mit einer Anzahl Messungen an einer Ballonantenne die praktische Bedeutung der verwendeten Formeln gezeigt.

Application de la théorie des oscillations entretenues à une antenne dipôle d'émission, en tenant compte ou non des pertes dans l'antenne. Faute de place, l'auteur a renoncé à un exposé détaillé des relations mathématiques, qui figurent dans les travaux mentionnés dans la bibliographie. En revanche, il montre l'importance pratique des formules utilisées, en comparant les résultats théoriques avec ceux de mesures effectuées dans le cas d'une antenne supportée par un ballon.

1. Einleitung

Eine Sendeantenne besteht im Prinzip aus einer Quelle mit der Spannung u_s , die ihren Sitz in der Ankopplungsspule (Fig. 1) des Sendedipols hat. Die vom emittierten elektromagnetischen Feld herrührende Belastung wird durch die Strahlungsimpedanz der Antenne dargestellt. Die Berechnung der Strahlungsimpedanz war bisher Gegenstand vieler Untersuchungen, deren Ergebnisse nur mehr oder weniger mit tatsächlichen Messwerten übereinstimmen. Es bedurfte der zweckmässigen Vereinfachung von Hallén [1]¹⁾, um die allgemeine Maxwell'sche Theorie für die Berechnung der Antennenströme und Strahlungsimpedanzen von Empfangs- und Sendedipolen anwenden zu können. Eine für das praktische Rechnen brauchbare Schlussformel leitete Hallén jedoch nicht ab, weshalb das dringende Bedürfnis bestand, eine Lösung im Sinne einer Näherungsentwicklung zu suchen [2, 3, 4].

Da es sich bei der Untersuchung von Empfangsdipolen zeigte, dass brauchbare Näherungslösungen ableitbar sind, war die Vermutung sehr berechtigt, ebenso einfache Lösungen für einen Sendedipol zu erhalten. Physikalisch und mathematisch ist der Sendedipol einfacher als der Empfangsdipol zu behandeln, weil der Einfluss eines einfallenden Feldes und mit ihm eine ganze Reihe von Funktionen wegfallen. In der vorliegenden Untersuchung wird gezeigt, wie sich die Strahlungsimpedanz und die Antennenverkürzung für einen vertikalen zylindrischen Dipol bei vollkommen leitender und ebener Erdoberfläche und ohne einschränkende Bedingung der Antennenlänge in Abhängigkeit zur Wellenlänge ermitteln lässt. Wegen Platzmangels wurden Zwischenrechnungen weggelassen und einer späteren Veröffentlichung vorbehalten. Um die Brauchbarkeit der theoretischen Ergebnisse festzustellen, wurden dieselben mit Messungen von Metzler, die an einer Ballonantenne am Orte des Landessenders Beromünster durchgeführt wurden, verglichen [5].

2. Die verlustlose Sendeantenne

Theoretische Grundlagen

Gegeben ist ein Sendedipol nach Fig. 1 (halber Dipol), bestehend aus einer Ankopplungsspule und einem geraden Stab vom Durchmesser 2ρ und der Länge l . Der Abstand des Fusspunktes von der Spiegelebene betrage x_1 . Der Strom an der Stelle x sei $\mathfrak{I}_0(x)$, der am Fusspunkt $x=0$ sei $\mathfrak{I}_0(0)$. (Der Index 0 deutet auf «verlustlose Antenne».) Ist keine künstliche Antennenverlängerung (z. B. Schirmkapazitäten) vorhanden, so ist der Strom am Antennenende $x=l$ definitionsgemäss $\mathfrak{I}_0(l) = 0$.

Es werden nun die folgenden Definitionen eingeführt [2, 3, 4]:

$$\Omega = 2 \ln \frac{2l}{\rho} \quad (1)$$

der Wellenparameter κ mit λ als Wellenlänge

$$\kappa = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (2)$$

und die reduzierten Koordinaten

$$L = \kappa l \quad (3)$$

$$X = \kappa x \quad (4)$$

Eine weitere Grösse ist die Funktion $h(x)$ [2]

$$h(x) = \ln \frac{(l+x + \sqrt{(l+x)^2 + \rho^2})(l-x + \sqrt{(l-x)^2 + \rho^2})}{4l^2} \quad (5)$$

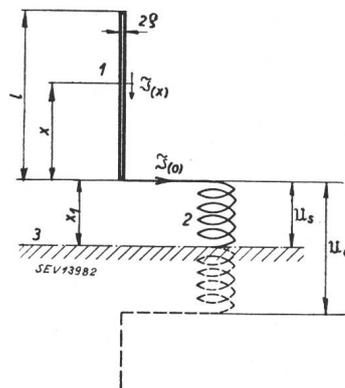


Fig. 1

Schematische Darstellung einer Dipolantenne

1 Antenne, 2 Ankopplungsspule, 3 Spiegelebene (Erdoberfläche). l Länge der Antenne, 2ρ Drahtdurchmesser, x_1 Abstand des Antennenfusspunktes von der Spiegelebene, $\mathfrak{I}_0(x)$ Antennenstrom an der Stelle x , u_s Sendespannung, u_e Empfangsspannung.

Die Stromgleichung eines verlustlosen Sendedipols ist ähnlich derjenigen des Empfangsdipols (siehe [2], Gl. 37) und heisst

$$\mathfrak{I}_0(x) = \frac{a \alpha(x) + b \beta(x)}{1 + \frac{h(x)}{\Omega}} \quad (6)$$

Die Grössen a , b , $\alpha(x)$, $\beta(x)$ werden später bestimmt. Wie bereits gesagt wurde, besteht zwischen Sende- und Empfangsdipol ein enger, theoretischer Zusammenhang. Der Unterschied besteht nur darin, dass alle Glieder in der Theorie der Empfangsantenne, welche den Einfluss des äusseren, einfallenden Feldes berücksichtigen, in der Theorie des Sendedipols gleich Null zu setzen sind. Somit ist nur das Eigenfeld der Sendeantenne theoretisch zu erfassen. Unter diesem Gesichtspunkt verwandelt sich die Eigenimpedanz des Empfangsdipols in die Strahlungsimpedanz \mathfrak{Z}_0 des Sendedipols, die Empfangsspannung u_e wird mit umgekehrtem Vorzeichen gleich der Sendespannung u_s . Zweckmässigerweise wird nach Fig. 1 für den vorliegenden Fall die Sendespannung u_s zwischen Erde und Fusspunkt definiert, so dass $u_s = -\frac{u_e}{2}$ gilt. (Beim vollständigen Dipol wäre $u_s = -u_e$.)

Der Strom am Fusspunkt der Antenne $x=0$ ist [2]:

$$\mathfrak{I}_0(0) = j \frac{\Omega a}{c \mathfrak{Z}_0} = j \frac{30 \Omega a}{\mathfrak{Z}_0} \quad (7)$$

Die Grösse c ist durch das Maßsystem gegeben [2], und es kann $c = 1/30$ gesetzt werden. Für $x=0$ erhält man aus Gl. (5)

$$h(0) = 0 \quad (8)$$

¹⁾ s. Literaturverzeichnis am Schluss.

und für $x = l$

$$h(l) = -\frac{\Omega}{2} + \ln 2 \quad (9)$$

Diese Gl. (8) und (9) gelten für den Fall $\varrho \ll l$, so dass $\frac{\varrho^2}{l^2} = 0$ ist.

Berechnet man den Strom am Fusspunkt der Antenne mit Hilfe der Gl. (6), indem man x gegen 0 gehen lässt und für $h(x)$ den Wert $h(0)$ aus Gl. (8) einsetzt, wird

$$\mathfrak{Z}_0(0) = a \alpha(0) + b \beta(0) \quad (10)$$

Der Strom an der Antennenspitze bei $x = l$ berechnet sich im gleichen Sinn und wird definitionsgemäss gleich 0.

$$\mathfrak{Z}_0(L) = \frac{a \alpha(L) + b \beta(L)}{1 + \frac{\ln 2 - \Omega/2}{\Omega}} = 0 \quad (11)$$

Aus dieser Gl. (11) lässt sich bereits eine erste Beziehung für die Unbekannten a und b ermitteln, indem man

$$\frac{b}{a} = -\frac{\alpha(L)}{\beta(L)} \quad (12)$$

setzt. Durch Gegenübersetzung der Gl. (10) und (7) erhält man

$$j \frac{30 \Omega}{\mathfrak{Z}_0} a = a \alpha(0) + b \beta(0) \quad (13)$$

Nach der Strahlungsimpedanz \mathfrak{Z}_0 aufgelöst und an Stelle des Quotienten b/a den Wert der Gl. (12) eingesetzt, ergibt die endgültige Beziehung

$$\mathfrak{Z}_0 = j \frac{30 \Omega \beta(L)}{\alpha(0) \beta(L) - \alpha(L) \beta(0)} = Z'_0 + j Z''_0 \quad (14)$$

Die Grössen a und b sind in Gl. (14) nicht mehr enthalten. Unbekannt sind nur noch die a und β , die sich nach den folgenden Formeln berechnen lassen [2]:

$$\alpha(0) = \frac{S_1(0)}{\Omega} \quad \beta(0) = 1 - \frac{S_2(0)}{\Omega} \quad (15) \quad (17)$$

$$\alpha(L) = \sin \kappa l - \frac{S_1(l)}{\Omega} \quad \beta(L) = \cos \kappa l - \frac{S_2(l)}{\Omega} \quad (16) \quad (18)$$

Die Grössen S sind durch die Formeln gegeben:

$$S_1(0) = 2 j M(L) \quad (19)$$

$$S_1(l) = -j e^{iL} [2 M(L) - M(2L)] - \frac{2 \ln 2 \cdot \sin L}{\Omega} \quad (20)$$

$$S_2(0) = 2 M(L) \quad (21)$$

$$S_2(l) = e^{iL} M(2L) \quad (22)$$

wo die Funktionen $M(L)$ und $M(2L)$ Integrale von folgender Form darstellen [2]:

$$M(z) = \int_0^z (e^{-j\xi} \cos \xi - 1) \frac{d\xi}{\xi} \quad (23)$$

Experimentelle Ergebnisse

Die Strahlungsimpedanz \mathfrak{Z}_0 einer Ballonantenne, bestehend aus einem Bronzedraht von einer Länge $l = 215$ m und einem Durchmesser $2\varrho = 3$ mm (Fig. 2), wurde von Metzler auf dem Blosenberg bei Beromünster gemessen [5]. Ein Erdnetz

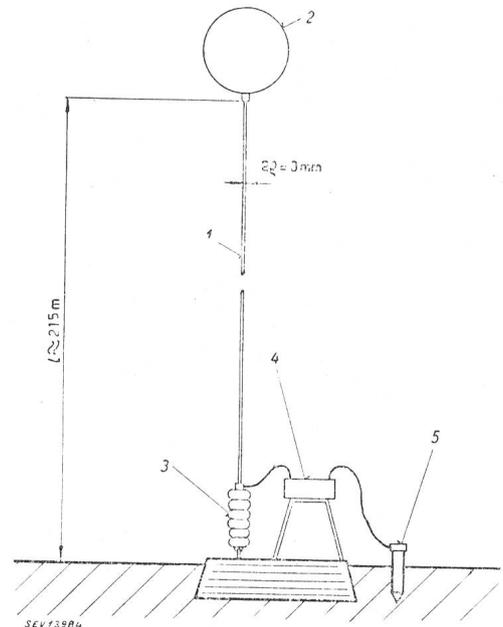


Fig. 2
Messanordnung mit Ballonantenne
1 Antennendraht, 2 Ballon, 3 Isolator, 4 HF-Impedanzmessbrücke, 5 Erdpfahl.

wurde nicht ausgelegt. Als Impedanzmessbrücke diente eine HF-Brücke (Fabrikat General-Radio) mit Pfahlerdung. Die Messwerte sind in den Fig. 4 und 5 als Kreuze eingezeichnet. Nach Gl. (14) wurden die theoretischen Werte berechnet und als gestrichelte Kurven eingetragen. Der Realteil Z'_0 ist in Fig. 4, der Imaginärteil Z''_0 in Fig. 5 aufgezeichnet. Für kleine Werte von Z'_0 , die bei der Grundfrequenz (Bereich 0,4 MHz) und den Oberschwingungsresonanzen (Bereich 1,0 und 1,7 MHz) auftreten, stimmen die Messergebnisse mit der Theorie gut überein. Im Gebiete der Zwischenresonanzen dagegen sind die Abweichungen etwas grösser, über-

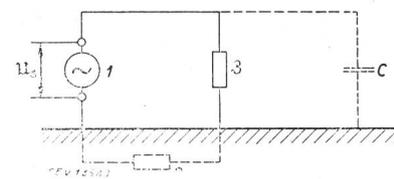


Fig. 3
Ersatzschema der Antennenanordnung
 U_s Sendespannung, \mathfrak{Z}_3 Strahlungsimpedanz, C Parallelkapazität (Mess- und Restkapazität), Z_1 Sender, Z_2 Ersatzwiderstand für den Erdungsverlust.

schreiten aber einen maximalen Fehler von 4,5 % (bezüglich der Frequenz) nicht. Ähnlich ist die Uebereinstimmung der Imaginärteile Z''_0 in Fig. 5. Abweichungen sind nur bei negativen Imaginärteilen zu konstatieren. Allen Werten gemeinsam ist die charakteristische Verschiebung der Messpunkte bei

den Zwischenresonanzen in Richtung der niedrigeren Frequenzen. Diese Verschiebung von $\Delta f = 3,75\%$ ist zum Teil auf die zusätzliche Belastung des Antennenfusses durch die Parallelkapazität C der Messbrücke (Fig. 3) zurückzuführen. Zum anderen Teil ist sie durch die Vernachlässigung der Antennen- und Erdungsverluste bedingt, wie im folgenden Abschnitt gezeigt wird.

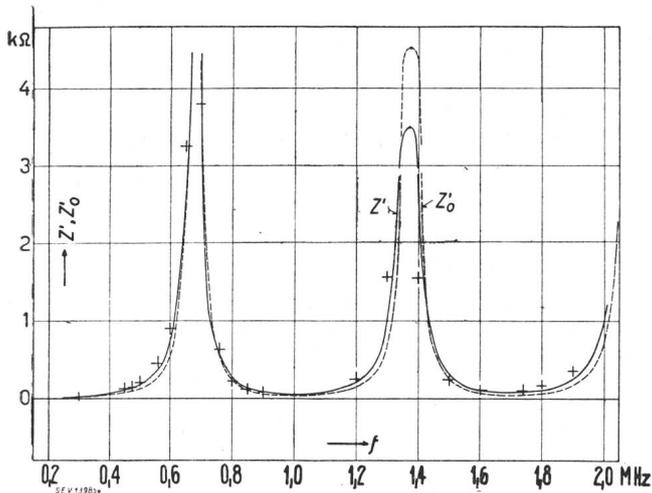


Fig. 4

Realteil der Strahlungsimpedanz in Funktion der Frequenz Z' Realteil der Strahlungsimpedanz (Antennenverluste berücksichtigt). Z_0' Realteil der Strahlungsimpedanz (Antennenverluste vernachlässigt). f Frequenz.

Die Kurven stellen berechnete Werte, die Kreuze einzelne Messpunkte dar.

Zur Erklärung, dass die Messkapazität eine Linksverschiebung verursacht, betrachte man ein Ersatzschema nach Fig. 3 mit $C=0$. Der theoretisch ermittelte Imaginärteil Z_0'' muss im Bereiche der Zwischenresonanz bei der Frequenz ω_r gleich 0 werden. Wirkt nun jedoch eine Messkapazität C als Restkapazität, so wird man bei dieser Frequenz ω_r einen kapazitiven Imaginärteil (negatives Vor-

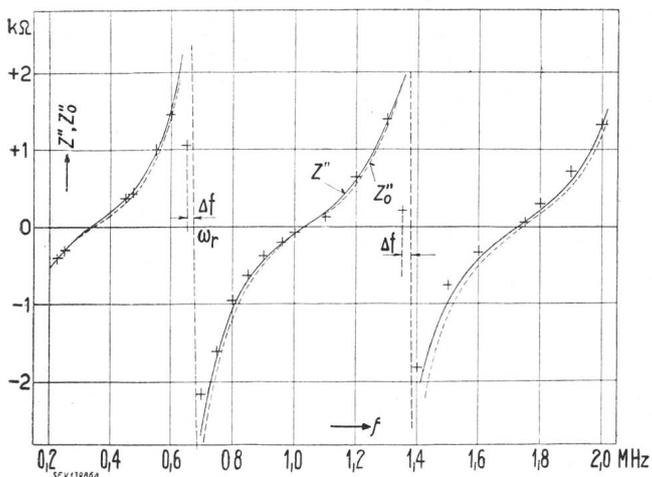


Fig. 5

Imaginärteil der Strahlungsimpedanz in Funktion der Frequenz

Z'' Imaginärteil der Strahlungsimpedanz (Antennenverluste berücksichtigt). Z_0'' Imaginärteil der Strahlungsimpedanz (Antennenverluste vernachlässigt). f Frequenz.

ω_r Kreisfrequenz der Zwischenresonanz. Δf Frequenzverschiebung.

Die Kurven stellen berechnete Werte, die Kreuze einzelne Messpunkte dar.

zeichen) messen. Einen Hinweis hierfür bietet auch die Theorie, wenn man eine Messkapazität $C = 100$ pF in die Rechnung einsetzt. Es bestätigt sich eine resultierende Linksverschiebung Δf von zirka 1,9%.

Bemerkenswert ist zudem der Umstand, dass in den Fig. 4 und 5 bei der ersten Zwischenresonanz von 0,67 MHz eine Linksverschiebung $\Delta f = 1,75\%$, bei der zweiten von 1,5 MHz eine solche von $\Delta f = 3,65\%$ vorhanden ist. Entsprechend der Verdoppelung der Frequenz ist somit der Einfluss der Störkapazität C ebenfalls um den Faktor 2 gestiegen.

Die sogenannte Parallelkapazitätshypothese, deren Erläuterung in der Untersuchung von Siegel und Labus [6] mit der nur beschränkt gültigen Leitungstheorie erfolgte, erhält dadurch neue Bedeutung. Zur gleichen Ansicht gelangte auch Metzler [5].

3. Die verlustbehaftete Sendeantenne

Theoretische Grundlagen

Zur Theorie der verlustbehafteten Sendeantenne werden auch hier nur Endresultate angegeben, um einen Vergleich mit der bereits behandelten Theorie der verlustfreien Antenne vornehmen zu können. Grundsätzlich ist für die Ableitung dieser approximativen Lösung das gleiche Verfahren wie im vorangegangenen Abschnitt anzuwenden. Neu zu berücksichtigen ist der Antennenwiderstand r_λ . Er lässt sich nach folgender Formel berechnen [7]:

$$r_\lambda = (1 + j) \pi \varrho \sqrt{\mu \sigma_m} f r_0 \quad (24)$$

wo μ die Permeabilität, σ_m die Leitfähigkeit, f die Frequenz und r_0 den ohmschen Widerstand bedeuten.

Die Strahlungsimpedanz der verlustbehafteten Sendeantenne lässt sich ähnlich wie in Gl. (14) ausdrücken:

$$\mathfrak{Z} = j 30 \Omega \frac{\psi_1}{\psi_2} = Z' + j Z'' \quad (25)$$

Die Funktionen ψ_1 und ψ_2 bedeuten

$$(26)$$

$$\psi_1 = \Omega - \operatorname{tg} L [(1 + j) M(2L) - (1 - j) H_0 \sqrt{L}]$$

$$\psi_2 = -\operatorname{tg} L [4M(L) - M(2L) - 2 \ln 2 - \Omega] - j [4M(L) - M(2L)]$$

$$- (1 - j) \frac{H_0}{\sqrt{L}} (L - \operatorname{tg} L) \quad (27)$$

In der Grösse H_0 sind die Verluste, die durch den Antennenwiderstand r_λ verursacht werden, berücksichtigt. Als Annäherungswert gilt [7]

$$H_0 \approx 0,0364 \sqrt{\frac{l}{\varrho^2 \sigma_m}} \quad (28)$$

Experimentelle Ergebnisse

Bei der Berechnung der Strahlungsimpedanz \mathfrak{Z} sind die frequenzabhängigen Antennenwiderstände r_λ für Bronzedraht nach Gl. (24) berücksichtigt. Die Realteile Z' und die Imaginärteile Z'' der Strahlungsimpedanz sind nach Gl. (25) ermittelt und die

Ergebnisse in den Fig. 4 und 5 als ausgezogene Kurven aufgetragen. Um die Verluste in der Erdleitung zu berücksichtigen, führte man im Antennenkreis einen zusätzlichen Leitungsverlust in Form eines Widerstandes (2 in Fig. 3) ein. Um durch eine Ueberschlagsrechnung den Beweis zu erbringen, dass die theoretischen Ergebnisse mit den experimentellen bei Berücksichtigung der Verluste noch besser übereinstimmen, wurde angenommen, dass der Erdwiderstand $\frac{5}{7}$ und der Antennenwiderstand $\frac{2}{7}$ des gesamten Antennenkreisverlustwiderstandes betrage. Ein solches Verhältnis durfte deshalb gewählt werden, weil sich der Charakter der Erdwiderstände mit guter Näherung proportional der Wurzel aus ω , also gleich wie der Widerstand des Antennendrahtes r_λ nach Gl. (24), verändert. Die Fig. 4 und 5 zeigen, dass die so ermittelten theoretischen Werte (ausgezogene Kurven) gegenüber den experimentellen Ergebnissen im Gebiete der verstimmtten Antenne sehr kleine Abweichungen aufweisen. Die Verschiebung Δf von 3,65 % bei Berechnung der verlustlosen Antenne hat sich auf rund 2 % verringert. Der noch verbliebene Betrag Δf ist auf den bereits erwähnten Einfluss der Störkapazität C zurückzuführen. Die Behauptung ist wohl berechtigt, dass bei Berücksichtigung von Antennen- und Erdungsverlusten eine genaue Uebereinstimmung der Messwerte mit der Theorie erreicht wird.

4. Die Antennenverkürzung

An Hand der entwickelten Theorie ist eine sehr einfache Berechnung der Antennenverkürzung Δ möglich. Definiert man

$$\Delta = 100 \frac{l}{\lambda/4} [\%] \quad (29)$$

so lässt sich die Antennenverkürzung ohne Berücksichtigung der Antennenverluste nach der Formel berechnen:

$$\Delta_0 = \frac{200}{\pi} \frac{M''(2L)}{\Omega + M'(L)} \quad (30)$$

Mit Berücksichtigung der Antennenverluste:

$$\Delta = \frac{200}{\pi} \frac{M''(2L)}{\Omega + M'(L)} \left(1 + \frac{H_0 \sqrt{L}}{M''(L)} \right) \quad (31)$$

Hier wird mit M' der Realteil und mit M'' der Imaginärteil der komplexen Funktionen $M(z)$ der Gl. (23) bezeichnet.

Als Vergleichswerte stehen 2 Messungen für $\Omega = 25,19$ und $\Omega = 27,3$ zur Verfügung (Fig. 6). Diese Messwerte sind als Kreuze eingetragen. Der Verlauf von Δ_0 nach Gl. (30) ist als gestrichelte Linie, derjenige von Δ nach Gl. (31) als ausgezo-

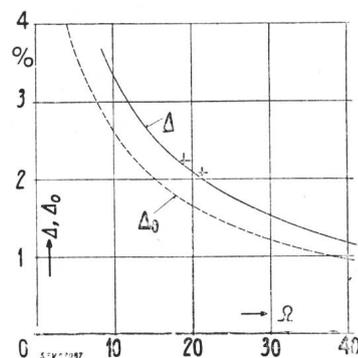


Fig. 6.

Antennenverkürzung in Funktion der Grösse Ω

Δ Antennenverkürzung (Antennenverluste berücksichtigt).

Δ_0 Antennenverkürzung (Antennenverluste vernachlässigt).

$\Omega = 2 \ln \frac{2l}{e}$ (l Länge der Antenne, $2e$ Drahtdurchmesser).

Die Kurven stellen berechnete Werte, die Kreuze einzelne Messpunkte dar.

gene Linie gekennzeichnet. Bei der Berechnung von Δ wurden die gleichen Antennen- und Erdungsverluste angenommen, wie sie im vorhergehenden Abschnitt beschrieben wurden. Der theoretische Kurvenverlauf stimmt im vergleichbaren Bereich mit den experimentellen Ergebnissen gut überein.

Literatur

- [1] Hallén, E.: Nova acta Regiae Soc. Sci. Upsaliensis Bd. 11 (1938), Nr. 4, S. 1...44.
- [2] Müller-Strobel, J., und Patry, J.: Der Empfangsdipol. Schweiz. Arch. angew. Wiss. Techn. Bd. 12(1946), Nr. 7, S. 201...213.
- [3] Müller-Strobel, J., und Patry, J.: Die gerade Empfangsantenne. Helv. phys. acta Bd. 17(1944), Nr. 2, S. 127...132.
- [4] Müller-Strobel, J., und Patry, J.: Berechnung von Hilfsfunktionen für gerade Empfangsantennen beliebiger Höhe. Helv. phys. acta Bd. 17(1944), Nr. 6, S. 455...462.
- [5] Metzler, E.: Erzwungene elektrische Schwingungen an rotationssymmetrischen Leitern bei zonaler Anregung. Dissert. ETH. Zürich, 1943.
- [6] Siegel, E., und Labus, J.: Sendeantennen. Hochfrequenztechn. u. Elektroakustik Bd. 49(1937), Nr. 3, S. 87...94.
- [7] Frank, Ph., und Mises, R. von: Differentialgleichungen der Physik. Leipzig-Berlin, 1935. Bd. 2, S. 879 u. 894.

Adresse des Autors:

Dr. J. Müller-Strobel, Ingenieur, Flühgasse 53, Zürich 8.

Wirtschaftliche Mitteilungen — Communications de nature économique

Verhinderung von Liegenschafts-Handänderungen im Stauseegebiet des Hinterrheintales

333.39

Am 20. September 1945 verkauften drei — übrigens nicht bäuerliche — Grundeigentümer verschiedene im Hinterrheintal gelegene landwirtschaftliche Liegenschaften zum Preise von 294 000 Fr. an die A.-G. Rhätische Werke für Elektrizität (RW) in Thusis. Neben Bestimmungen über vereinbarte Nachzahlungen der Käuferin für den Fall des Zustandekommens des Rheinwald-Kraftwerkes enthielten die Kaufverträge auch noch Vereinbarungen über die Fortsetzung des Pachtverhältnisses mit den bisherigen Pächtern und die Wei-

terverässerung der Liegenschaften an Landwirte, wenn das erwähnte Kraftwerk überhaupt nicht zur Ausführung gelangen sollte.

In der Folge verweigerten aber sowohl die bündnerische Bodenrechtskommission (Beschlüsse vom 9. Oktober und 28. Dezember 1945), als auch der Kleine Rat des Kantons Graubünden mit Beschluss vom 4. April 1946 diesen Handänderungen die erforderliche Genehmigung. Die bündnerischen Behörden stützten sich dabei vor allem auf Art. 9, Ziff. 4, des Bundesratsbeschlusses vom 19. Januar 1940 / 7. November 1941 über Massnahmen gegen die Bodenspekulation sowie zum Schutze der Pächter (BMB), wonach einem Liegenschaftsverkauf die Genehmigung in der Regel ver-