

Nachrichtentechnische Zeitschrift

Organ der Nachrichtentechnischen Gesellschaft im VDE (NTG)

Band 26 (1973)

Hauptschriftleiter

Dr.-Ing. S. W. Wagner

Schriftleitung

Dr.-Ing. M. Seidel

Dr.-Ing. S. W. Wagner

Beirat

Dr. phil. nat. P. Dietrich

Prof. Dr.-Ing. H. Döring

Dr.-Ing. K. Rohde

Fachschriftleiter

Prof. Dr. rer. nat. H. Beneking

Dr. phil. nat. P. Dietrich

Prof. Dr. rer. nat. W. Endres

Prof. Dr.-Ing. H. L. Hartmann

Dipl.-Ing. Th. Irmer

Prof. Dr.-Ing. G. F. Koch

Dipl.-Ing. H. Kunze

Prof. Dr.-Ing. W. Rupprecht

Dr.-Ing. H. Schnitger

Prof. Dr. R. Theile

Prof. Dr.-Ing. R. Unbehauen

Dipl.-Ing. J. Wosnik

Ein neues Ersatzbild für die Impedanz kurzer Strahler

Von Friedrich Landstorfer, VDE und Hans Heinrich Meinke, VDE

Mitteilung aus dem Institut für Hochfrequenztechnik der Technischen Universität München

Als Ersatzbild für die Impedanz eines kurzen Dipols oder Monopols dient seit langem die Serienschaltung einer Kapazität C und eines Strahlungswiderstandes R_s nach *Bild 1a*. Für den Strahlungswiderstand eines verlustfreien Monopols über leitender Ebene nach *Bild 2* gilt nach der bekannten Hertzschen Theorie [1]

$$R_s = 160 \pi^2 \left(\frac{h_{\text{eff}}}{\lambda_0} \right)^2 \quad \text{in } \Omega. \quad (1)$$

Die in dieser Formel enthaltene effektive Antennenhöhe h_{eff} ist theoretisch etwa gleich der halben Antennenhöhe, unterliegt jedoch bei wirklichen Antennen relativ komplizierten Gesetzmäßigkeiten und ist in erheblichem Umfang von der Gestaltung des Antennenfußpunkts, von der Gestaltung der leitenden Ebene und von leitenden oder dielektrischen Materialien in der Umgebung der Antenne abhängig. Wir glauben, daß einige dieser Einflüsse leichter zu erkennen sind, wenn man ein besser aufgeteiltes Ersatzbild nach *Bild 1b* verwendet. Hier ist aus der Kapazität C von *Bild 1a* eine Parallelkapazität C_1 herausgezogen, die als Totkapazität bezeichnet wird und nicht zur Abstrahlung von der Antenne beiträgt. Es verbleibt dann eine wesentlich kleinere Kapazität C_2 in Serie zu einem neuen, größeren Strahlungswiderstand R_{s0} . R_{s0} beschreibt den unendlichen Raum als Verbraucher, in den die abgestrahlte Welle hineinläuft. Die Antenne ist an diesen Raum durch eine Kapazität C_2 gekoppelt, die wir als Raumkapazität bezeichnen. Interessant ist das von uns gefundene Gesetz, daß bei physikalisch sinnvoller Definition von C_2 der „gedachte“ Wirkwiderstand R_{s0} des Raumes weitgehend frequenzunabhängig und weitgehend unabhängig von der Länge und Dicke des Antennenstabes ist.

Im Abschnitt 1 wird die physikalische Begründung für dieses neue Ersatzbild gegeben und in einem zweiten Abschnitt seine Frequenzabhängigkeit beschrieben. Im Abschnitt 3 wird dieses Ersatzbild auch für eine Empfangsantenne verwendet, wobei in Serie zum Strahlungswiderstand R_{s0} eine Spannungsquelle U_0 liegt; *Bild 1c*.

1. Die Aufteilung der Antennenkapazität in Totkapazität und Raumkapazität

Unsere Überlegungen gehen aus von dem zeitabhängigen Verlauf der Wellenablösung im Nahfeld der Stabantenne, der von Landstorfer berechnet wurde [2] und auch als Film verfügbar ist [3]. Ein Generator speist in *Bild 2* den Stab über eine koaxiale Zuleitung, d. h. in jeder Halbperiode sendet er Ladungen auf den Stab und entlädt anschließend den Stab wieder, um ihn danach mit umgekehrtem Vorzeichen zu laden. In der ersten Viertelperiode der Wechsel-

spannung wird der Stab aufgeladen. Erreicht der Generator den Höchstwert seiner Spannung, so hat der Stab maximale Aufladung, wenn er hinreichend kurz ist, d. h. wenn seine Induktivität vernachlässigbar klein ist. Für diesen Moment zeigt *Bild 2* die elektrischen Feldlinien mit den an ihren Enden befindlichen Ladungen [2]. In diesem Moment ist der Stab stromlos, und die vom Generator über die Speiseleitung zugeführte Energie ist nahezu vollständig als elektrische Energie im Feld des Stabes gespeichert. Es gibt dann noch eine geringe magnetische Restenergie im Raum insbesondere in der Nähe der leitenden Ebene, weil die auf der leitenden Ebene befindlichen Ladungen nicht zur Ruhe kommen, sondern sich auch in diesem Moment noch vom Stab fortbewegen. Für die Impedanz des kurzen Strahlers ist diese magnetische Energie ohne nennenswerte Bedeutung.

Wenn in der zweiten Viertelperiode die Generatorspannung wieder abnimmt, entlädt sich der Stab. Im Zustand von *Bild 2* im Feld gespeicherte elektrische Energie wird beim Entladungsvorgang in drei Teile geteilt, die durch die gezeichneten, gestrichelten Linien begrenzt sind. Die Feldlinien der Region I wandern dabei zusammen mit den an ihren Enden befindlichen Ladungen zum Generator zurück. Die diesen Feldlinien zugeordnete elektrische Feldenergie wandert ebenfalls in den Generator zurück oder zumindest in Richtung zum Speisepunkt des Stabes, also nicht in den freien Raum hinaus. Die Energie, die die Region I in *Bild 2* im Moment höchster Aufladung füllt, wird dort also nur vorübergehend gespeichert und dann zurückgegeben. Die Lieferung durch den Generator ist also eine Blindleistung, und der Generator wird durch diese Region I wie durch die Kapazität C_1 von *Bild 1b* belastet.

Diese Kapazität C_1 ist ein Teil der Antennenkapazität C , und ihre Größe kann aus dem elektrischen Feld von *Bild 2* quantitativ entnommen werden. Die dort in der Region I enthaltene Feldenergie W_e wird durch die Gleichung

$$W_e = \frac{1}{2} C_1 U_{\text{max}}^2$$

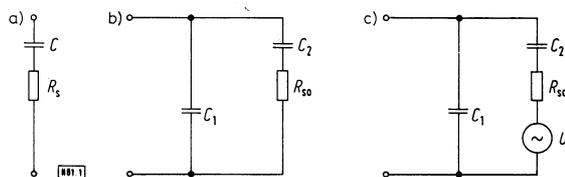


Bild 1. Ersatzbilder für den kurzen Stabstrahler als Sendeantenne (a und b) und als Empfangsantenne (c).

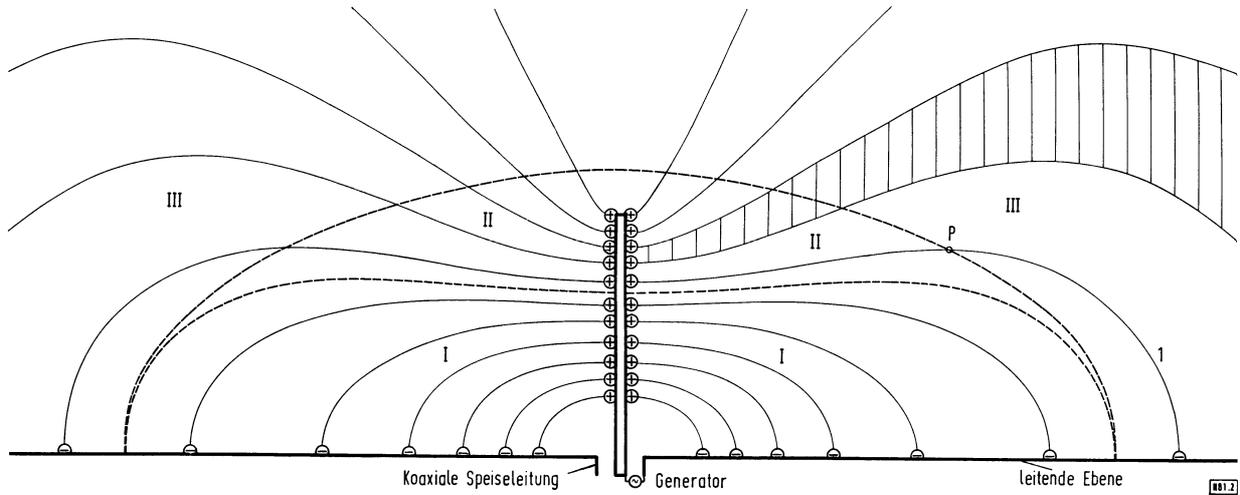


Bild 2. Elektrisches Feld einer kurzen Stabantenne im Moment größter Aufladung; 3 Regionen zwischen den gestrichelten Grenzen. Region I: Totkapazität C_1 ; Region II: Raumkapazität C_2 ; Region III: Wirkwiderstand R_{s0} . Senkrecht schraffiert ein Streifen zwischen elektrischen Feldlinien.

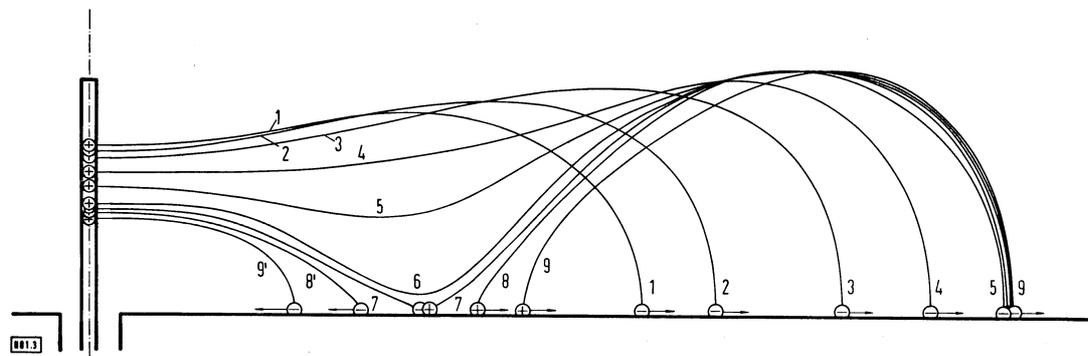


Bild 3. Zeitliche Veränderung und Zerreißen einer Feldlinie.

dargestellt, wobei U_{max} die im Moment maximaler Spannung in Bild 2 zwischen dem Stab und der leitenden Grundebene bestehende und bei kurzen Strahlern für alle elektrischen Feldlinien nahezu gleiche Spannung ist. Aus der Formel für W_e folgt

$$C_1 = \frac{2 W_e}{U_{max}^2}, \tag{2}$$

und C_1 ist aus W_e und U_{max} zu berechnen, sobald das elektrische Feld von Bild 2 bekannt ist [2].

Die Feldlinien von Bild 2, die außerhalb der Region I liegen, erleiden ein komplizierteres Schicksal. Die Ladungen des Stabes wandern beim Entladungsvorgang alle nach unten in den Generator zurück. Die auf der leitenden Grundebene befindlichen, negativen Ladungen unterliegen zwei verschiedenen Einflüssen: Erstens versucht der Generator, sie bei der Entladung zum Speisepunkt hin zurückzuziehen. Zweitens treibt ihre Trägheit sie, die bereits vorhandene Bewegung nach außen fortzusetzen. Bei den in Bild 2 außerhalb der Region I befindlichen Ladungen der Grundebene überwiegt die Trägheit, weil die erstgenannte Ursache mit wachsendem Abstand kleiner wird. Diese Ladungen wandern also weiter nach außen. Bild 3 zeigt in Kurve 1 eine elektrische Momentanfeldlinie, die in Bild 2 außerhalb der Region I liegt und in Bild 2

ebenfalls mit 1 bezeichnet ist. Die weiteren Kurven von Bild 3 stellen, in zeitlicher Folge durch Ziffern bezeichnet, die zeitliche Änderung dieser Feldlinie beim Entladungsvorgang dar. Nach [2] zerreißt dabei die Feldlinie, und zwar so, daß sich die Feldlinie zunächst nach unten durchbiegt (Kurven 4 bis 6), dann die Ebene berührt (Kurve 7) und sich in zwei Teile teilt (Kurven 8 und 8'). Der am Antennenstab hängende Teil der Feldlinie wandert zum Generator zurück (Kurve 9'); der andere Teil wandert als Raumwelle in den freien Raum (Kurve 9). Die Pfeile an den Ladungen der Grundebene geben die Wanderungsrichtung der Ladungen an.

Bild 4 zeigt nochmals die Kurve 1 von Bild 2 und 3, also eine Feldlinie im Zustand maximaler Antennenladung. Im Bereich dieser Feldlinie befindet sich elektrische Energie. Die von dieser Linie ausgehenden Kurven von Bild 4 zeigen die Wege, auf denen diese Energie anschließend wandert. Teile der Energie wandern zum Generator zurück (Kurven a, b, c, d). Sie sind begrenzt durch die gestrichelte Kurve e, die von einem Punkte P der Feldlinie 1 ausgeht. Rechts von der Kurve e laufen die Energiewege in den freien Raum (Kurven f, g, h). Alle Feldlinien, die in Bild 2 im Moment höchster Aufladung außerhalb der Region I liegen, besitzen einen solchen charakteristischen Punkt P. Diese Punkte bilden zusammen die gestrichelte

Grenze zwischen den Regionen II und III. Diejenige Energie einer Feldlinie, die in Bild 2 zwischen dem Punkt P und dem Stab liegt, wandert zum Generator zurück und repräsentiert Blindleistung. Sie füllt in Bild 2 die Region II. Diejenige Energie einer Feldlinie, die zwischen P und der Grundebene liegt, wandert in den Raum und füllt in Bild 2 die Region III. Betrachtet man in Bild 2 einen Streifen zwischen zwei benachbarten Feldlinien (z. B. senkrecht schraffierter Bereich in Bild 2), so kann man den Teil des Streifens der im Bereich II liegt, durch eine speichernde Kapazität, und den Teil des Streifens, der im Bereich III liegt, durch einen Wirkwiderstand ersetzen. Man erhält dann für die Impedanz des Stabes das Ersatzbild von Bild 5a mit parallelgeschalteten Serienschaltungen von R und C . Jede Serienschaltung von R und C beschreibt die Impedanz eines Streifens zwischen benachbarten Feldlinien.

Solange der Stab kurz ist, kann man das Ersatzbild von Bild 5a durch das einfachere Ersatzbild von Bild 5b ersetzen. Bild 5b faßt also die Serienschaltungen aller Streifen der Region II in einer Kapazität C_2 zusammen und alle Wirkwiderstände in einen einzigen Wirkwiderstand R_{s0} .

Die Ersatzgrößen C_2 und R_{s0} kann man nach folgendem Verfahren gewinnen: In Bild 6 ist zwischen den Punkten A und B gestrichelt die Grenzfeldlinie zwischen den Regionen I und II gezeichnet. Längs dieser begrenzenden Feldlinie besteht zwischen A und B die Spannung U , die bei bekanntem Feld [2] durch Integration der elektrischen Feldstärke längs der Feldlinie berechnet werden kann. Läßt man diese Grenzlinie um die Stabachse rotieren, so entsteht eine Rotationsfläche, die die Region I von der Region II trennt. Am Ort A, wo diese Fläche auf den Antennenstab trifft, fließt durch den Stab der Strom I_2 . Aufgrund einer verallgemeinerten Definition für Impedanzen [6] ist $Z_2 = U/I_2$ die Impedanz, mit der der an diese Grenzfläche von außen angrenzende Raum in dieser Grenzfläche erscheint, und im Ersatzbild von Bild 5a die Impedanz der an die Punkte A und B angeschlossenen parallelen Serienschaltungen. Diese Impedanz ist in Bild 5b die Serienschaltung der Ersatzkapazität C_2 und des Widerstandes R_{s0} . Da die Stromverteilung auf dem Stab durch [4] bekannt ist, ebenso aus [2] die Lage des Ortes A, ist auch I_2 bekannt und $Z_2 = U/I_2$ berechenbar.

Von besonderem Interesse sind genauere Kenntnisse über die Wirkkomponente R_{s0} . Wir berechnen diese nach folgender Regel: R_s ist nach Bild 5c die Wirkkomponente der Antennenimpedanz am Fußpunkt des Strahlers zwischen den Anschlüssen 1 und 2. P ist die Wirkleistung, die die Antenne aus dem Generator aufnimmt, I_1 der Antennenstrom am Fußpunkt. Bei verlustfreier Totkapazität C_1 ist die Wirkleistung

$$P = \frac{1}{2} I_1^2 R_s = \frac{1}{2} I_2^2 R_{s0}, \tag{3}$$

die dem Widerstand R_s durch den Strom I_1 und R_{s0} durch den Strom I_2 zugeführt wird. Also ist wie in [8]

$$R_{s0} = R_s \left(\frac{I_1}{I_2} \right)^2. \tag{4}$$

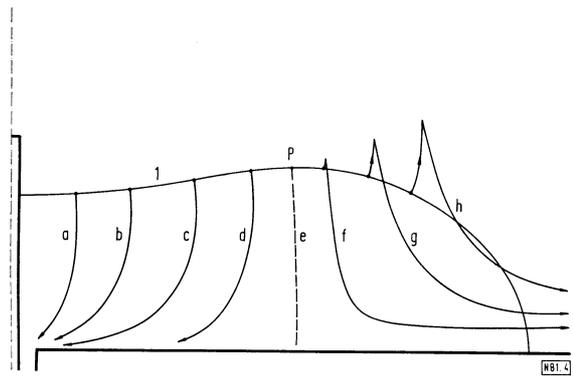


Bild 4. Wege der Energien, die sich im Moment höchster Aufladung (Bild 2) auf der Feldlinie 1 befinden. e ist die Trennlinie zwischen den Energien, die beim Entladungsvorgang zum Generator zurücklaufen und den Energien, die in den Raum hinauslaufen.

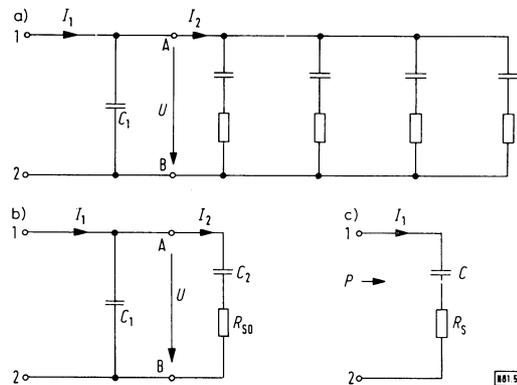


Bild 5. Ersatzbilder der Antennenimpedanz.

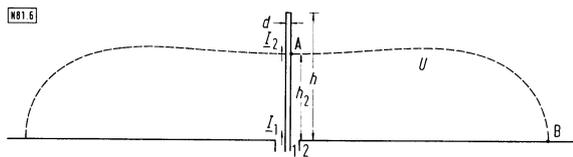


Bild 6. Grenze zwischen den Regionen I und II.

R_s und der Quotient I_1/I_2 sind aus [4] bekannt und dann nach Gl. (4) auch R_{s0} . Das interessante Ergebnis zahlreicher numerischer Auswertungen ist, daß sich im Rahmen der begrenzten Rechengenauigkeit

$$R_{s0} = 30 \pm 3 \Omega$$

als nahezu unabhängig von der Frequenz und von der Stabdicke ergibt. C_2 ergibt sich am einfachsten hinreichend genau unter der Annahme, daß in Bild 5b der Blindwiderstand $1/(\omega C_2)$ erheblich größer als R_{s0} ist und daher näherungsweise der Strom

$$I_2 = U \cdot \omega C_2 \tag{5}$$

ist, wodurch

$$C_2 = \frac{I_2}{\omega U} \tag{6}$$

aus bekannten Größen berechenbar wird.

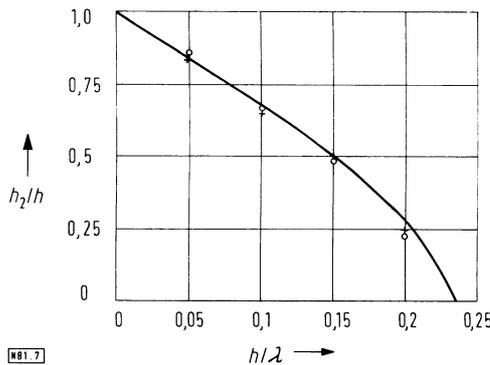


Bild 7. Höhe des Grenzpunktes A auf dem Stab. \circ für $h/d = 37$, $+$ für $h/d = 130$, ausgezogene Kurve: Theoretischer Verlauf unter der Annahme $R_{s0} = 30 \Omega$.

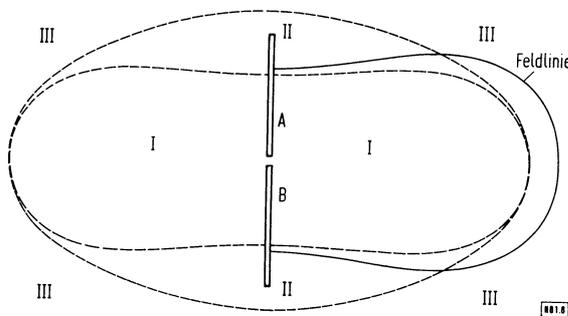


Bild 8. Die drei Regionen beim symmetrischen Dipol.

2. Frequenzabhängigkeit des Ersatzbildes

Wenn in Bild 6 die Größe h die Gesamthöhe der Antenne ist und h_2 die Lage des Ortes A der Grenzfeldlinie angibt, so ergaben unsere Rechnungen, daß h_2 nahezu unabhängig von der Stabdicke ist und mit wachsender Frequenz kleiner wird. In Bild 7 findet man aus dem berechneten Feld entnommene Werte h_2/h für $h/d = 37$ (kleine Kreise) und $h/d = 130$ (Kreuze); d ist der Stabdurchmesser. Nach Bild 7 ist für die Frequenz Null ($h/\lambda_0 = 0$) $h_2 = h$, d. h. der gesamte Stab bildet Totkapazität, es findet keine Wellenablösung statt. Es ist dann $C_1 = C$. Der Wert h_2/h nimmt mit wachsender Frequenz so ab, daß für $h/\lambda_0 = 0,23$, d. h. bei der Eigenresonanz des Stabes (etwas unterhalb der Viertelwellenlänge des Stabes), der ganze Stab strahlt und $h_2 = 0$ wird [2]. Die in Bild 7 gezeichnete Kurve geht aus von dem bereits erwähnten Wert $R_{s0} = 30 \Omega$ und verwendet Gl. (4) in der Abwandlung

$$\frac{I_2}{I_1} = \sqrt{\frac{R_s}{R_{s0}}} \tag{7}$$

R_s ist aus [4] bekannt, und mit $R_{s0} = 30 \Omega$ erhält man das im Punkt A bestehende Verhältnis I_2/I_1 . Da I_2/I_1 wiederum aus [4] für alle Punkte des Stabes bekannt ist, ergibt sich aus dem nach Gl. (7) berechneten Wert I_2/I_1 die Höhe h_2 des Punktes A für den angenommenen Fall $R_{s0} = 30 \Omega$; s. Kurve in Bild 7. Die in Bild 7 eingezeichneten Kreuze und Kreise, die direkt aus dem Feld berechnet wurden (wirk-

liches h_2), liegen so gut auf der Kurve für $R_{s0} = 30 \Omega$, daß dieser Wert $R_{s0} = 30 \Omega$ hier eine gute Bestätigung findet.

Wenn man in erster Näherung bei kurzen Stäben für die Antennenkapazität C die statischen Werte annimmt, so ist bei kleinen Wirkkomponenten

$$C = C_1 + C_2 \tag{8}$$

frequenzunabhängig. Die Antennenkapazität C teilt sich auf in eine Totkapazität C_1 und eine Raumkapazität C_2 , wobei C_1 mit wachsender Frequenz wegen des nach Bild 7 abnehmenden h_2 abnimmt und C_2 größer wird. Für die bei $h/\lambda_0 = 0,23$ auftretende Resonanzfrequenz ist $h_2 = 0$ und daher $C_1 = 0$ und $C_2 = C$.

Die Grenzfeldlinie zwischen den Regionen I und II oberhalb derer die Wellenablösung stattfindet, ist durch die Merkregel charakterisiert, daß ihre Länge stets etwas kürzer als eine Viertelwellenlänge ist. Sobald die Länge elektrischer Feldlinien in einem solchen Gebilde eine Viertelwellenlänge oder mehr wird, können die Feldlinien offenbar zerreißen und Raumwellen bilden. Ein solcher Effekt der Instabilität längerer Feldlinien wird auch bei vielen anderen elektromagnetischen Wellenvorgängen beobachtet und ist möglicherweise ein Grundgesetz, das in allgemeinsten Form noch nicht formuliert worden ist.

Die hier für unsymmetrisch gespeiste Stäbe gefundenen Regeln lassen sich durch symmetrische Ergänzung des Feldes auch auf symmetrische Dipole anwenden. Die Ersatzbilder von Bild 5 bleiben erhalten. Bild 8 zeigt die Regionen I bis III für einen Dipol. Um den Speisepunkt herum gibt es eine Region I, die die Totkapazität erzeugt und deren Energie nichts zur Strahlung beiträgt. Die Länge der die Region I begrenzenden Feldlinie (in Bild 8 gestrichelt) zwischen den Punkten A und B ist etwas kürzer als eine halbe Wellenlänge. Das Zerreißen der symmetrisch geformten Feldlinien, wie sie bei Dipolen auftreten, beginnt also offensichtlich dann, wenn die Feldlinien länger als eine halbe Wellenlänge werden. In Bild 8 ist wieder die Feldlinie 1 aus Bild 2 und Bild 3 für den Moment höchster Aufladung des Dipols gezeichnet. Derjenige Teil der Feldlinie 1, der in der Region II liegt, wird Bestandteil der Kapazität C_2 und derjenige Teil der Feldlinie 1, der in der Region III liegt, im späteren Verlauf abgerissen und Bestandteil der Raumwelle, also Bestandteil von R_{s0} .

Während bisher nur eine Stabantenne betrachtet wurde, kann man mit Hilfe der Aufteilung des Feldes in die Regionen I bis III auch etwas über andersartige Formen aussagen. Kapazitätserhöhende Maßnahmen in der Region I, beispielsweise Fußpunktsisolatoren oder in der Nähe der Antenne befindliche Metallteile erhöhen die Totkapazität C_1 . Kapazitätserhöhende Maßnahmen in der Region II erhöhen die Raumkapazität C_2 , z. B. Dachkapazitäten.

Wenn man davon ausgeht, daß für die meisten Anwendungen kurzer Antennen ein möglichst großer Strahlungswiderstand R_s wichtig ist, so ergibt sich der Einfluß der Totkapazität C_1 auf das R_s am einfachsten aus der Näherungsformel

$$R_s = R_{s0} \cdot \left(\frac{C_2}{C_1}\right)^2 \tag{9}$$

Diese Gleichung gilt für das Ersatzbild von Bild 5b unter der Annahme, daß C_2 wesentlich kleiner als C_1 und R_{s0} wesentlich kleiner als das in Serie liegende $1/(\omega C_2)$ ist. Aus Gl. (9) sieht man, daß jede Vergrößerung von C_1 schädlich und jede Vergrößerung des C_2 günstig ist. Diese Erkenntnisse wurden durch Messungen bestätigt, die die Verfasser an kurzen Strahlern machten, die in Dielektrikum eingebettet waren [7]. Wenn das Dielektrikum nur die Region I erfüllte, wurde R_s kleiner als in Luft; wenn das Dielektrikum die Region I und II erfüllte, änderte sich R_s fast nicht. Wenn das Dielektrikum wie in Bild 9 nicht die Region I, sondern nur Teile der Regionen II und III erfüllte, wurde R_s größer.

Oft interessiert man sich auch für die effektive Höhe h_{eff} der Antenne, wobei man h_{eff} durch Gl. (1) definieren, aus R_s berechnen und durch Gl. (9) auf $R_{s0} = 30 \Omega$ zurückführen kann. Dann ergibt sich

$$\frac{h_{\text{eff}}}{\lambda_0} = \sqrt{\frac{R_s/\Omega}{160 \pi^2}} = \frac{C_2}{C_1} \sqrt{\frac{R_{s0}/\Omega}{160 \pi^2}} = 0,138 \frac{C_2}{C_1} \quad (10)$$

Auch aus dieser Formel erkennt man, daß eine Erhöhung der Totkapazität C_1 , also kapazitätserhöhende Maßnahmen am unteren Teil des Stabes, die wirksame Höhe verkleinert, während eine entsprechende Vergrößerung der Raumkapazität C_2 , d. h. kapazitätserhöhende Maßnahmen am oberen Teil des Stabes, die wirksame Höhe vergrößert. In [5] wurden Maßnahmen zur Vergrößerung von C_2 untersucht und gezeigt, daß dadurch die Frequenzabhängigkeit der Impedanz auch bei kürzeren Antennen geringer wird. Es ist nach Gl. (10)

$$\frac{C_2}{C_1} = 7,26 \frac{h_{\text{eff}}}{\lambda_0} \quad (11)$$

Da bekanntlich h_{eff} bei kurzen Stabantennen fast unabhängig von der Frequenz ist, während λ_0 umgekehrt proportional zur Frequenz ist, folgt aus Gl. (11), daß der Quotient C_2/C_1 für kurze Stabantennen fast genau proportional zur Frequenz ist. Bei etwas längeren Stäben oder bei höheren Frequenzen werden die Impedanzen auch durch die induktive Wirkung der magnetischen Feldenergie, die in bewegten Feldern stets enthalten ist, beeinflusst. In erster Näherung kann man dies dadurch berücksichtigen, daß man wie in Bild 10 zwei Induktivitäten L_1 und L_2 in das Ersatzbild einfügt. Dieses Ersatzbild reicht für alle Frequenzen unterhalb der Eigenresonanz ($h/\lambda_0 = 0,23$) aus. Im Resonanzfall werden die Kapazitäten der Antenne durch die Induktivitäten L_1 und L_2 so kompensiert, daß die Impedanz des Stabes reell wird. Man weiß, daß dieser Resonanzwiderstand etwa 35Ω und weitgehend unabhängig von der Stabdicke ist. Dies ist eine sehr gute Unterstützung für die frühere Feststellung, daß im Ersatzbild 5b das R_{s0} etwa 30Ω und weitgehend unabhängig von der Stabdicke und der Frequenz ist. Daß im Resonanzfall ein Wirkwiderstand von 35Ω , also ein etwas höherer Wert als $R_{s0} = 30 \Omega$ angetroffen wird, ist durch die im Ersatzbild von Bild 10 eintretende Widerstandstransformation und zusätzlich dadurch plausibel, daß die Stabantenne im Resonanzfall eine stärkere vertikale Richtwirkung hat als der kurze Stab. Die Ankopplung an den Raum

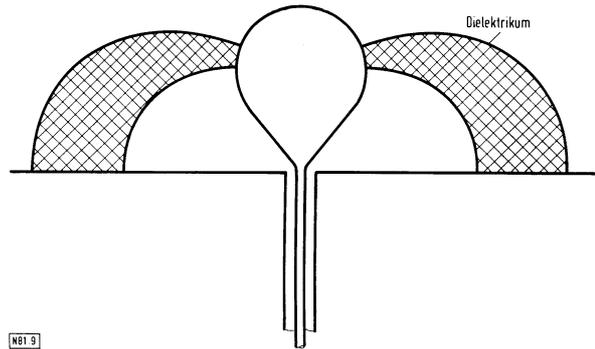


Bild 9.

Dielektrischer Körper zur Vergrößerung der Raumkapazität.

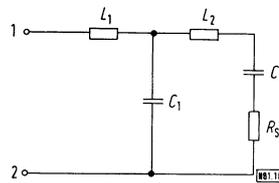


Bild 10. Ersatzbild mit Induktivitäten.

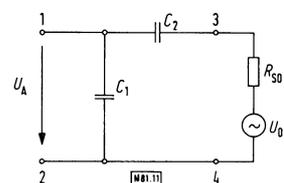


Bild 11. Ersatzbild der Empfangsantenne.

ist also bei Resonanzstäben schon etwas anders als bei kurzen Stäben und daher natürlich auch das dann auftretende R_{s0} .

3. Ersatzbild der Empfangsantenne

Bei der Empfangsantenne kann man in unserem Ersatzbild die Wirkung der aus dem umliegenden Raum empfangenen Welle durch eine Spannungsquelle U_0 in Serie zu R_{s0} nach Bild 11 ersetzt denken. Wenn C_1 und C_2 verlustfrei sind, ist die aus dieser Quelle maximal entnehmbare Leistung (verfügbare Leistung)

$$P_{\text{max}} = \frac{1}{8} \frac{U_0^2}{R_{s0}} = \frac{1}{8} \frac{U_A^2}{R_s} \quad (12)$$

wenn U_A die Leerlaufspannung der Antenne an ihren Ausgangsklemmen 1 und 2 ist. Wenn E die elektrische Feldstärke am Ort der Antenne und h_{eff} ihre wirksame Höhe ist, ist nach bekannten Theorien $U_A = E \cdot h_{\text{eff}}$ und nach Gln. (9) und (11) die Leerlaufspannung der in Bild 11 angenommenen Quelle unter der Annahme, daß $1/(\omega C_2) \gg R_{s0}$ und $C_2 \ll C_1$ ist, näherungsweise wegen der kapazitiven Spannungsteilung

$$U_0 = U_A \frac{C_1}{C_2} = E h_{\text{eff}} \cdot \frac{C_1}{C_2} \quad (13)$$

Wenn bei kurzen Antennen C_1/C_2 nach Gl. (11) proportional zu $1/f$ ist, ist die Ersatzspannung U_0 der auf

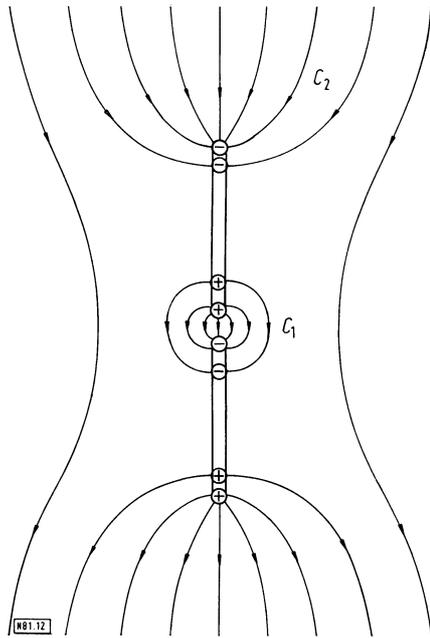


Bild 12. Elektrische Feldlinien des Empfangsdipols im Moment höchster Aufladung.

die Antenne einwirkenden Welle umgekehrt proportional zur Frequenz f . Dies paßt hinsichtlich der Frequenzabhängigkeit zur bekannten Formel für die Wirkfläche A_{eff}

$$A_{\text{eff}} = \frac{3}{16\pi} \lambda_0^2 \quad (14)$$

einer kurzen Antenne, die umgekehrt proportional zum Quadrat der Frequenz ist. Denn die verfügbare Leistung P_{max} der Antenne ist

$$P_{\text{max}} = \frac{1}{8} \frac{U_0^2}{R_{s0}} = S A_{\text{eff}} \quad (15)$$

Hierbei ist

$$S = \frac{1}{2} E H = \frac{1}{2} \frac{E^2}{Z_{F0}} \quad (16)$$

die Strahlungsdichte der empfangenen ebenen Welle und $Z_{F0} = 120 \pi \Omega$ der Feldwellenwiderstand des freien Raumes. Kombiniert man die Gln. (12) bis (16), so ist mit $R_{s0} = 30 \Omega$ die Leerlaufspannung der Ersatzquelle von Bild 11

$$U_0 = \sqrt{S A_{\text{eff}} \cdot 8 R_{s0}} = 0,195 \lambda_0 E \quad (17)$$

U_0 ist also bei konstantem R_{s0} unabhängig von der Länge und dem Durchmesser des Antennenstabes. Nach Gl. (13) ist die AusgangsLeerlaufspannung U_A der kurzen Antenne zwischen ihren Ausgangsklemmen 1 und 2

$$U_A = E \cdot h_{\text{eff}} = U_0 \frac{C_2}{C_1} = E \cdot 0,138 \lambda_0 \frac{C_2}{C_1} \quad (18)$$

Man kann also hier die anschauliche Vorstellung entwickeln, daß durch die Einwirkung der Empfangsantenne auf die ankommende Welle zunächst formal eine von den Dimensionen der Antenne unabhängige Spannungsquelle mit der Leerlaufspannung U_0 aus Gl. (17) und dem Innenwiderstand $R_{s0} = 30 \Omega$ entsteht, die im Ersatzbild von Bild 11 die Klemmen 3 und 4 hat. An diese Quelle koppelt sich die Antenne mit Hilfe ihrer Raumkapazität C_2 . Die parallele Totkapazität C_1 läßt dann die Leerlaufspannung U_A am Antennenfußpunkt (Klemmen 1 und 2) nach Gl. (18) entstehen.

Das Ersatzbild von Bild 11 findet seine Bestätigung im Feldverhalten der Antenne. Hierbei ist die Wirkung der Totkapazität am besten bei leerlaufender Antenne zu erkennen, weil dann an den Anschlüssen 1 und 2, d. h. parallel zu Totkapazität C_1 kein Verbraucher liegt. Je kleiner die Impedanz des Verbrauchers ist, desto weniger wirkt die Kapazität C_1 . Ebenso wie bei der Sendeantenne in Bild 2 sind die Felder der Kapazitäten C_1 und C_2 am besten im Zustand maximaler Aufladung erkennbar. Das elektrische Momentanfeld zeigt Bild 12 für einen kurzen Dipol aus zwei nicht miteinander verbundenen Hälften im Feld einer ebenen Welle, die im gezeichneten Moment maximaler Feldstärke am Ort des Dipols erzeugt. Für kurze Dipole ist dieses Feld praktisch identisch mit dem elektrostatischen Feld, das die beiden Stabhälften in einem homogenen Feld erzeugen würden. Man erkennt die Raumkapazität an den Feldlinien, die von den Enden des Dipols aus in den Raum laufen und über die der Dipol an die Raumwelle angekoppelt ist. Ebenso erkennt man die Totkapazität an den Feldlinien, die zwischen den beiden Dipolhälften verlaufen.

* * *

Die Verfasser danken dem Rechenzentrum der Bayerischen Akademie der Wissenschaften für die Möglichkeit, die numerischen Berechnungen an seiner Digitalrechenanlage TR 440 durchführen zu können.

Schrifttum

- [1] Brückmann, H.: Antennen, ihre Theorie und Technik. Leipzig: Hirzel-Verlag, 1939, S. 143.
- [2] Landstorfer, F.: Wellenablösung von Stabantennen, Nachrichtentechn. Z. 23 (1970) S. 273 bis 278.
- [3] Meinke, H.: Neuer Unterrichtsfilm über die Wellenablösung von Antennen. Nachrichtentechn. Z. 25 (1972) S. K 208.
- [4] Landstorfer, F.: Admittanz und Stromverteilung bei linearen zylindrischen Antennen. Arch. elektr. Übertr. 23 (1969) S. 61 bis 69.
- [5] Meinke, H.: Zylindersymmetrische Breitband-Rundstrahler mit Hochpaß-Anpassung. Nachrichtentechn. Z. 13 (1960) S. 161, Bild 1 bis 3.
- [6] Meinke, H.; Gundlach, F. W.: Taschenbuch der Hochfrequenztechnik. Berlin: Springer-Verlag, 3. Aufl., 1968, Abb. E 1.6.
- [7] Meinke, H.: Research on electrically small antennas. Abschlußbericht des Instituts für Hochfrequenztechnik der TH München an Aeronautical Systems Division, US Air Force; 30. April 1963 unter Contract No. AF61(052)-506.
- [8] Meinke, H.: Einführung in die Elektrotechnik höherer Frequenzen. Berlin: Springer-Verlag, 1965, Gl. (208).

(Eingangsdatum: 24. Mai 1973)